

AB

LPNHE 95-07

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00078639

EX-LPNHE 95-07
SW 9547

Université Pierre et Marie Curie

PARIS VI

THESE

présentée
pour obtenir

Le Diplôme de Docteur de l'Université Paris VI

Spécialité : Physique des Particules

par

Laurent BRILLAULT

Mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0
utilisant les leptons, les kaons, et la charge de jet
avec le détecteur DELPHI à LEP

Soutenue le 11 avril 1995 devant le Jury composé de :

M.M. E. Aslanides
M. Banner
M. Baubillier
P. Billoir
P. Roudeau
W. Venus

Université Pierre et Marie Curie

PARIS VI

THESE

présentée
pour obtenir

Le Diplôme de Docteur de l'Université Paris VI

Spécialité : Physique des Particules

par

Laurent BRILLAULT

Mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0
utilisant les leptons, les kaons, et la charge de jet
avec le détecteur DELPHI à LEP

Soutenue le 11 avril 1995 devant le Jury composé de :

M.M.	E.	Aslanides	
	M.	Banner	
	M.	Baumbillier	<i>Rapporteur</i>
	P.	Billoir	
	P.	Roudeau	<i>Rapporteur</i>
	W.	Venus	

A mes parents

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude à Marcel Banner pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et avoir bien voulu faire partie du jury ; une pensée respectueuse s'impose en mémoire de Bernard Grossetête, disparu si tôt.

Je remercie Pierre Billoir qui a dirigé ma thèse et avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration pour mener à bien cette étude : son efficacité et sa précision dans le travail m'ont beaucoup appris, et m'ont permis de trouver mon chemin sur un parcours complexe et parfois semé d'embûches.

Je tiens à remercier Michel Baubillier qui a présidé le jury de cette thèse et en a été rapporteur.

J'adresse mes remerciements à Elie Aslanides et Wilbur Venus, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être membres du jury.

Je remercie tous les membres de la collaboration DELPHI pour leur sympathie et leurs conseils, tout d'abord au LPNHE, mais aussi au Collège de France, à Strasbourg, Grenoble, Lyon, Saclay ou au CERN, sans oublier notre porte-parole, Jean-Eudes Augustin.

Je garde un excellent souvenir de ma période passée au Collège de France, au sein du groupe DELPHI du LPC. J'ai pu y découvrir les multiples subtilités du détecteur RICH, et ce avec un groupe de personnes d'une humeur perpétuellement au beau fixe. J'adresse ici mes remerciements chaleureux à tout ce groupe, et plus particulièrement à Jean Michel Brunet, Jean Dolbeau et Gérard Tristram, pour leurs nombreux conseils, leur disponibilité et leurs relectures très attentives de parties importantes de mon manuscrit.

J'adresse mes remerciements à Marcel Froissart qui m'a permis de passer cette période au LPC.

Je ne peux mentionner l'utilisation du RICH sans une pensée pour Claire Bourdarios, que je tiens à remercier pour son aide et ses conseils. Elle n'a jamais laissé une de mes questions sans réponse, ce qui n'est pas le moindre, tant elles furent nombreuses.

J'adresse un grand merci à tous les membres du laboratoire, qui m'ont beaucoup apporté. Je garderai un excellent souvenir de nombreux moments passés en leur compagnie, que ce soit au CERN ou à Paris.

Je tiens à saluer ici Monique dont les talents pour organiser les festivités sont sans égal, Anna qui nous fait partager ses voyages et monsieur Portes pour son rire communicatif.

C'est avec beaucoup de respect que je remercie Madame Laberrigue, pour ses conseils et ses encouragements.

Enfin, je remercie Caroline, pour tout.

Lettre aux thésards et stagiaires

Je tiens à saluer ici tous les thésards et stagiaires du laboratoire ¹, qui ont tant contribué à y maintenir une ambiance chaleureuse et autant que possible détendue, en toutes circonstances. La collaboration sans faille entre tous fut efficace en plus d'être agréable : je ne me risquerais pas à ennuyer le lecteur par une liste aussi longue qu'incomplète d'exemples probants, mais sachez tout de même que les domaines de coopération furent multiples, les recherches de ce groupe d'individus ne se limitant pas à la physique, débordant parfois sur des thèmes tels que la sociologie ou l'éthologie (la paléontologie ne fut point abordée, mais je signale aux nouveaux venus dans la discipline qu'un large domaine d'étude est ouvert sur ce sujet).

Ainsi, portés par cette franche émulation, certains n'hésitèrent pas, poussés par un appétit de savoir grandissant, à risquer de compromettre une éventuelle carrière fulgurante et verticale en dénonçant habilement un système de portes closes dont les codes échappent à tous, dans le seul but d'étudier les comportements. Les résultats furent comme toujours au dessus de toute attente.

Aussi, je lance cet appel aux suivants sur la longue liste : thésards de tous laboratoires, de tous groupes et sous groupes, unissez vous ! Reprenant au passage Marx et Charles Denner, qui complète avantageusement par un conseil éclairé : vous devrez être la clarté dans la confusion, ou la confusion dans la clarté.

Afin que vous puissiez exploiter au mieux votre potentiel, je vous adresse cette petite mise en garde, à usage des débutants : bien que vous ne soyez pas entrés dans les laboratoires pour y apprendre l'art de la guerre, n'attendez pas que l'évidence s'impose à vos yeux ébahis et cernés, la bataille fait rage dès le premier jour, et même avant. Loin de moi l'idée de vous décourager, chers thésards, je tiens simplement à attirer votre attention sur votre possible position d'artificiers aveugles et inconscients bloqués entre marteaux et enclumes, multiples marteaux sans maître, la partition trop complexe échappant même aux chefs d'orchestres. Restent les enclumes, indéboulonnables, mais ne vous y trompez pas, enclumes quand même. Je me permets donc de vous rappeler cette possibilité, aussi chère qu'improbable, d'allumer des mèches. Vos tirs ne blesseront pas beaucoup, mais il ne faut pas se priver d'une bonne détente, le rire étant le propre de l'homme. Détail d'autant plus important que vous vous sentirez parfois des affinités avec certains quadrupèdes volumineux que l'on utilisait autrefois pour tirer les charues. Soyez cependant certains que les similitudes sont très peu nombreuses : aucun de ces quadrupèdes n'a été vu de nuit devant un clavier.

Tout en vous encourageant à vous unir pour le meilleur et pour le pire, j'adresse ce petit conseil aux plus innocents d'entre vous, chères têtes blondes : méfiez vous des malfaisants

¹Vous trouverez la liste de ces compères dans la thèse de Damien Neyret, partie remerciements, celui-ci étant bien entendu à ajouter à la liste.

opportuns et autres chefs de clans qui ne supportent, il y va de leur équilibre, la moindre perturbation. Certains, depuis leur laboratoire, n'hésiteront pas à accélérer votre descente, n'ayant de linéaire que leur obstination et leur plan de carrière, leur bonne foi légendaire ne leur servant pas plus souvent qu'un épéda multispire à un thésard en fin de droit.

Enfin, je terminerai par ce petit message à ceux d'entre vous qui malheureusement devront un jour plier bagages pour se jeter dans l'inconnu : la cravate, utilisée avec parcimonie, n'entrave pas la réflexion ni le rire, simplement elle gratte.

INTRODUCTION

Le LEP a été construit en vue d'étudier les interactions électrofaibles, en mesurant précisément les paramètres du modèle standard, pour éventuellement dépasser ce modèle.

De nombreux résultats ont déjà été obtenus. L'une des particularités du LEP est son potentiel important concernant l'étude de la physique des saveurs lourdes et en particulier de la beauté, cette saveur étant produite à raison de 20% des désintégrations hadroniques du boson Z^0 . Le quark b est l'une des particules de la troisième famille prédite par Kobayashi et Maskawa en 1973, et confirmée par la découverte du lepton τ en 1975 puis du quark b sous la forme d'état lié $b\bar{b}$ en 1977 à FERMILAB.

La physique de la beauté apporte beaucoup d'informations sur le modèle standard électrofaible, en permettant notamment d'accéder à quatre des neuf termes de la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi et Maskawa (CKM). De plus, l'étude de la saveur b peut apporter une meilleure connaissance des effets dus aux interactions fortes entre les quarks dans les désintégrations de hadrons beaux, par les mesures exclusives des temps de vie de ces hadrons, ou dans les désintégrations rares des mésons B .

Le mélange des mésons B neutres provient du fait que leur matrice de masse n'est pas diagonale. Les états propres de masse sont des combinaisons linéaires des états propres de l'interaction forte B^0 et $\bar{B}^0$. La probabilité pour qu'un B^0 se désintègre comme un $\bar{B}^0$, notée χ , est liée au paramètre de l'oscillation (proportionnel à la fréquence) $x = \Delta m/\Gamma$ où Δm est la différence de masse entre les deux états propres et Γ la largeur commune.

Les oscillations entre les deux états sont décrites dans le cadre du modèle standard à trois familles par des diagrammes en boîtes, par interactions faibles de second ordre, la contribution du quark top étant dominante. Le calcul de ces diagrammes montre que l'étude des oscillations des B_d^0 et des B_s^0 permet d'évaluer respectivement les termes V_{td} et V_{ts} de la matrice CKM. La mesure conjointe des deux paramètres x_d et x_s , élimine de nombreuses incertitudes liées à des facteurs mal connus, et donne accès, si elle est associée à une mesure de V_{bu} , à la phase de la matrice qui est responsable de la violation de CP dans le cadre du modèle standard électrofaible. Cette évaluation de la phase serait un test de cohérence interne du modèle, par comparaison avec le résultat obtenu par une mesure directe de la violation de CP.

Le mélange combiné des B_d^0 et des B_s^0 a été mis en évidence pour la première fois expérimentalement par la collaboration UA1 à la fin de l'année 1986, sur le collisionneur SPS du CERN, où tous les hadrons b sont produits, et le mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ était mesuré quelques mois plus tard par la collaboration ARGUS à l'énergie de l' $\Upsilon(4S)$, où seuls les mésons B chargés et les B_d^0 sont produits.

D'autres mesures ont depuis confirmé et précisé ces premiers résultats, notamment celles réalisées par les quatre collaborations du LEP.

Les méthodes utilisées dans un premier temps permettaient de mesurer la probabilité de mélange intégrée sur le temps. Cette probabilité intégrée saturant rapidement avec x , ces méthodes ne peuvent pas être utilisées pour mesurer le paramètre d'oscillation du B_s^0 , la fréquence étant trop élevée.

Plus récemment sont apparues des mesures directes de la dépendance temporelle du mélange des mésons B_d^0 . Il s'agit de reconstruire les courbes d'évolution temporelle afin de mettre en évidence le caractère oscillatoire des probabilités de transition et de mesurer la fréquence au travers du paramètre Δm_d .

L'objectif de cette thèse est de présenter une analyse menant à la mesure de la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0 . La particularité de cette mesure est d'être très largement inclusive, utilisant pour étiqueter la charge du quark lourd contenu dans le méson B_d^0 les leptons de désintégrations semi-leptoniques, la charge moyenne pondérée du jet, et les kaons chargés identifiés par le détecteur à effet Čerenkov RICH.

Dans un premier chapitre, le cadre théorique de l'étude est situé : après une brève description du modèle standard, le mélange des quarks lourds est abordé au travers de la matrice CKM. La production et la désintégration des hadrons beaux à LEP sont ensuite présentées, en particulier les désintégrations conduisant à des leptons ou des kaons, qui seront utilisées dans l'analyse. Le formalisme et la phénoménologie des oscillations de mésons beaux neutres sont présentés, puis les méthodes de mesure du mélange sont expliquées, avant de résumer les résultats actuels obtenus par des mesures intégrées en temps.

Ensuite, dans un second chapitre, le dispositif expérimental est décrit : le LEP tout d'abord, en rappelant les motivations qui ont animé ce projet et en présentant rapidement les principales avancées réalisées grâce à ce collisionneur. Vient ensuite la description du détecteur DELPHI, qui est faite en regroupant les sous-détecteurs suivant leurs fonctions au sein de l'ensemble.

Le détecteur RICH étant primordial pour cette étude, sa description fait l'objet d'un troisième chapitre. Après avoir rappelé les principes sur lesquels repose son fonctionnement, et détaillé les principales composantes de ce détecteur, nous insisterons particulièrement sur son système d'acquisition et sur les méthodes d'identification des $K^\pm$, qui ont été les points forts du travail consacré au RICH durant cette thèse. Une partie de ce chapitre porte sur l'automatisation de la procédure de test des chambres de lecture et l'optimisation de ces tests.

Vient ensuite un quatrième chapitre où l'analyse est présentée. Les points importants sont l'étiquetage de la charge des quarks b contenus dans les mésons B_d^0 à la production ainsi qu'à la désintégration et l'estimation du vol du méson. La sélection des leptons de désintégrations semi-leptoniques et des kaons chargés issus de la désintégration des mésons B est détaillée, ainsi que les caractéristiques de la charge moyenne du jet pondérée par les impulsions des particules qui est utilisée et une méthode d'étiquetage de la saveur b . La

méthode employée pour estimer le vol du méson est expliquée, puis l'on expose l'utilisation de ces outils pour la mesure.

Les résultats portant sur l'analyse de près de 1 million d'événements hadroniques accumulés durant les prises de données de 1992 et 1993, soit la période de fonctionnement du détecteur RICH, sont présentés et commentés dans le cinquième chapitre. Les effets systématiques pris en compte sont détaillés, puis une comparaison des résultats obtenus avec les autres mesures les plus récentes de la dépendance temporelle du mélange est proposée.

Enfin, une discussion sur les potentialités offertes par la méthode présentée pour les années à venir est ouverte, avant de conclure.

Chapitre 1

Le modèle standard et les oscillations de mésons B

1.1 Le modèle standard

La physique des particules et de leurs interactions est actuellement décrite par ce modèle. Ses prévisions sont bien vérifiées par l'expérience, et les paramètres non prévus par le modèle sont mesurés l'un après l'autre, sans que la cohérence de l'ensemble ne soit remise en cause.

Toutefois, il reste de nombreuses inconnues à lever, et le but des recherches actuelles tend à mieux connaître les paramètres de ce modèle, afin de l'inclure à terme dans une théorie plus globale.

1.1.1 Généralités

Les particules considérées actuellement comme fondamentales sont au nombre de 12 : il y a 6 quarks et 6 leptons. Ce sont des fermions (spin $1/2$).

Les 4 interactions fondamentales sont les forces électromagnétique, faible, forte, et gravitationnelle. Les vecteurs de ces forces sont des bosons (spin entier) : le photon γ pour la force électromagnétique, les W^+ W^- et Z^0 pour la faible, les gluons g pour la forte et le graviton, pas encore mis en évidence expérimentalement, pour la gravitation.

La structure de groupe de symétrie pour l'invariance de jauge locale du modèle standard est $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, où $SU(3)$ décrit les interactions fortes des quarks. Nous nous intéresserons plus particulièrement au secteur électro-faible du modèle standard.

Le modèle standard électro-faible est dû à Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3]. Le choix du groupe de jauge est $SU(2)_L \otimes U(1)$: le premier terme correspond au groupe de symétrie d'isospin faible gauche, et le second au groupe de symétrie de l'hypercharge faible. Dans ce modèle, les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées.

Les bosons de jauge sont : le triplet $W_\mu^{1,2,3}$ pour $SU(2)$ et le singlet B_μ pour $U(1)$.
Les champs de fermion gauches sont des doublets :

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad \text{avec } i = 1, 2, 3$$

L'indice variant de 1 à 3 fait référence à 3 familles de fermions (nous reviendrons plus loin sur l'apparition de ces familles) :

Les champs de fermions droits sont des singlets de $SU(2)$:

$$l_{i,R} \quad u_{i,R} \quad d_{i,R} \quad \text{avec } i = 1, 2, 3$$

Les particules ont été observées dans leurs états d'hélicité gauche et droite, sauf les neutrinos qui ne sont que gauches : il y a 9 singlets droits pour 6 doublets gauches.

Dans ce modèle, les particules acquièrent leurs masses grâce au mécanisme de Higgs : une brisure spontanée de symétrie permet de donner des masses aux constituants tout en préservant la renormalisabilité de la théorie. On trouvera des explications détaillées de ce mécanisme en [4, 5].

Le lagrangien électro-faible après brisure spontanée de symétrie se compose comme suit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{CN}$$

- $\mathcal{L}_{cin}$ est le terme cinétique des fermions
- $\mathcal{L}_{CC}$ est le terme courant chargé, qui décrit les couplages des fermions aux $W^\pm$:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{-g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) W_\mu^+ + \gamma^\mu (1 + \gamma^5) W_\mu^- \right] \psi_i$$

avec g constante de couplage correspondant à $SU(2)$. Les champs de bosons faibles chargés, massifs, sont :

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

Dans l'approximation des basses énergies, on retrouve le lagrangien effectif de la théorie V-A, avec l'interaction à 4 fermions, et la constante de Fermi :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

- $\mathcal{L}_{QED}$ est le terme des interactions électromagnétiques :

$$\mathcal{L}_{QED} = -g \sin \theta_W \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu$$

avec $g \sin \theta_W = e$ la charge du positron,
 $\theta_W = \tan^{-1}(g'/g)$ l'angle de mélange faible, dit angle de Weinberg.
 g' est la constante de couplage correspondant à $U(1)$.

Le champ de photon, sans masse, est :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W$$

- $\mathcal{L}_{CN}$ est le terme courant neutre, décrivant les couplages au Z^0 :

$$\mathcal{L}_{CN} = \frac{-g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (v^i - a^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu$$

Le champ de boson faible neutre, massif, est :

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W$$

et

$$\begin{cases} a^i &= T_3 \text{ (isospin faible)} = \pm 1/2 \\ v^i &= T_3 - 2q \sin^2 \theta_W \end{cases}$$

où q est la charge électrique du fermion considéré.

La relation entre les masses des bosons W et Z est :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W$$

L'inégalité de ces masses est due au mélange des champs W_μ^3 et B_μ .

1.1.2 Le mélange des quarks lourds

Actuellement, le modèle comporte 3 familles de quarks et de leptons :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Les états propres de masse des quarks ne sont pas états propres de l'interaction faible chargée. Les quarks *down* sont des mélanges :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

où V_{CKM} est la matrice de Cabibbo - Kobayashi et Maskawa.

On peut remarquer que le mélange concerne les quarks *down* uniquement par convention : les phases des fonctions d'ondes des quarks n'étant pas observables, le choix du mélange des quarks *up* était possible. D'autre part, le mélange n'intervient pas dans le secteur des leptons : si les neutrinos sont sans masse, ce mélange ne peut pas être observé.

Revenons sur l'apparition de ces familles et sur la matrice de mélange :

Cabibbo avait déjà proposé [6] un angle de mélange pour expliquer pourquoi l'on observait une suppression des désintégrations ne conservant pas l'étrangeté ($\Delta S = 1$) par

rapport aux désintégrations la conservant ($\Delta S = 0$). Les seuls quarks connus à ce moment étaient les u, d, s et le mélange s'appliquait au quark d :

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo.

Les transitions ne conservant pas l'étrangeté ont des amplitudes $\propto \sin \theta_c$ et les autres $\propto \cos \theta_c$, avec $\theta_c \simeq 13^\circ$.

Le problème a été alors d'expliquer pourquoi une désintégration comme $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ était prévue en très large excès avec les seules transitions $u \leftrightarrow d'$, par rapport à l'observation expérimentale.

En 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani [7] proposent l'existence du quark c pour symétriser le courant neutre. Le courant chargé couple les doublets gauches ($u \leftrightarrow d'$) et ($c \leftrightarrow s'$), où d' et s' sont des combinaisons des états propres de masse d et s :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Le courant faible neutre conserve l'étrangeté, pas le courant faible chargé. Ainsi, les transitions $d \leftrightarrow s$ (changement de saveur sans changement de charge) sont impossibles d'après ce modèle.

La notion de familles de fermions s'impose après que t'Hooft [8] ait montré la possibilité de renormaliser une théorie de jauge après brisure de symétrie: cette renormalisation n'est possible que si l'on adjoint à chaque doublet de lepton un doublet de quarks.

Avec deux familles de fermions, la matrice de mélange est une matrice (2×2) unitaire, et peut donc être ramenée à une matrice réelle, avec un seul paramètre (θ_c). Cette situation ne permet pas d'expliquer l'origine de la violation de CP, pourtant observée dans les systèmes $K^0 - \bar{K}^0$: il faut pour cela des paramètres complexes.

Pour N familles, la matrice est paramétrisable par $N(N-1)/2$ paramètres réels sans dimension, et $(N-1)(N-2)/2$ phases.

En 1973, Kobayashi et Maskawa [9] proposent d'élargir le modèle à 3 familles: on obtient alors une matrice (3×3) avec 3 paramètres réels et 1 phase.

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

La paramétrisation choisie est la suivante:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Elle comporte 4 angles $(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta)$, avec $c_i = \cos \theta_i$, $s_i = \sin \theta_i$. Dans la limite où l'on suppose que $\theta_2 = \theta_3 = 0$, on retrouve le mélange de Cabibbo, avec $|\theta_1| = |\theta_c|$.

Il y a eu d'autres paramétrisations, et notamment celle, empirique, de Wolfenstein [10]. En introduisant les paramètres A, ρ, η et $\lambda = \sin \theta_c$, on a la matrice suivante :

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

On peut remarquer que les termes diagonaux sont de l'ordre de l'unité, et que les ordres de grandeur diminuent à mesure que l'on s'éloigne de la diagonale : les transitions dans une même famille sont favorisées ($\propto 1$), puis les probabilités de transitions diminuent entre la première et la seconde famille ($\propto \lambda$), la seconde et la troisième ($\propto \lambda^2$) et enfin entre la première et la troisième ($\propto \lambda^3$).

1.1.3 La matrice de mélange et l'expérience

Nous allons maintenant voir quels sont les types de mesures qui permettent d'évaluer les termes de la matrice CKM, et leurs valeurs actuelles [11].

- V_{ud} : désintégrations β dans les noyaux
 $|V_{ud}| = 0,9744 \pm 0,001$
- V_{us} : désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$
 $|V_{us}| = 0,2205 \pm 0,0018$
- V_{cd} : diffusions de neutrinos
 $|V_{cd}| = 0,204 \pm 0,017$
- V_{cs} : désintégrations du charme ($D \rightarrow K l \nu$)
 $|V_{cs}| = 1,01 \pm 0,18$
- V_{ub} : spectre des leptons de désintégrations semi-leptoniques du B
 V_{cb} : durée de vie moyenne du B et rapport d'embranchement ($b \rightarrow cl \nu$)
 $|V_{cb}| = 0,040 \pm 0,005$
 $|V_{ub}/V_{cb}| = 0,08 \pm 0,02$
- V_{tb}, V_{td}, V_{ts} : unitarité de la matrice

Dans le cadre de la paramétrisation de Wolfenstein, $A = 0,93 \pm 0,15$ [12]
 En posant $re^{i\delta} = (\rho + i\eta)$, soit :

$$r = (\rho^2 + \eta^2)^{1/2} \text{ et } \lambda r = \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|$$

on trouve, avec les valeurs des termes de la matrice donnés précédemment :

$$r = 0,36 \pm 0,09$$

La phase δ de la matrice, responsable de la violation de CP dans le cadre du modèle standard, n'a pas encore été mesurée.

Après l'introduction de la contrainte d'unitarité de la matrice, les valeurs des termes peuvent être résumés comme suit [11] :

$$\begin{pmatrix} 0,9747 \rightarrow 0,9759 & 0,218 \rightarrow 0,224 & 0,002 \rightarrow 0,005 \\ 0,218 \rightarrow 0,224 & 0,9738 \rightarrow 0,99752 & 0,032 \rightarrow 0,048 \\ 0,004 \rightarrow 0,015 & 0,030 \rightarrow 0,048 & 0,9988 \rightarrow 0,9995 \end{pmatrix}$$

D'autre part, une information supplémentaire sur $V_{tb}V_{td}^*$, $V_{tb}V_{ts}^*$, et une estimation de la phase δ peuvent être obtenues par l'étude des oscillations des systèmes $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$; ceci sera discuté dans un prochain paragraphe (§1.3), et l'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ fait l'objet d'une analyse présentée dans des chapitres ultérieurs (voir chapitres 4 et 5).

1.2 Les hadrons beaux à LEP : de la production à la désintégration

1.2.1 La production de paires $q\bar{q}$ à LEP

Les créations de paires $q\bar{q}$ au LEP¹ se font par annihilation e^+e^- , par l'intermédiaire d'un photon ou d'un Z^0 , le second processus étant largement dominant car l'énergie dans le centre de masse est environ égale à la masse du Z^0 .

La largeur partielle de désintégration du Z^0 en quarks lourds est usuellement décrite dans le cadre de l'approximation de Born :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow q\bar{q}) = \frac{G_F m_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} \beta \left(\frac{3 - \beta^2}{2} v_q^2 + \beta^2 a_q^2 \right)$$

où G_F est la constante de Fermi, a_q et v_q les couplages axiaux et vectoriels du quark, et $\beta = \sqrt{1 - 4m_q^2/s}$ qui fait intervenir une dépendance en masse du quark.

Pour $M_Z = 91 \text{ GeV}$ et $\sin \theta_W = 0,23$, les calculs donnent [13] :

$$\Gamma_B(Z \rightarrow b\bar{b}) \sim 360 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_B(Z \rightarrow c\bar{c}) \sim 280 \text{ MeV}$$

Des corrections viennent s'ajouter à cette approximation : corrections électro-faibles [14] et corrections QCD [13]; ces dernières représentent l'effet dominant par rapport aux autres corrections : elles sont de l'ordre de 5%, et sont connues à $\pm 1\%$.

Le rapport de la largeur partielle du Z en $b\bar{b}$ à la largeur du Z en $q\bar{q}$ est lui pratiquement indépendant des corrections QCD.

¹Large Electron Positron collider. Le LEP est un collisionneur e^+e^- ; l'énergie dans le centre de masse est d'environ 91 GeV (voir chapitre 2 §2.1)

Les prédictions théoriques (pour $M_Z = 91 \text{ GeV}$ et $\sin \theta_W = 0,23$) sont [13] :

$$BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{Had})} \sim 0,21$$

$$BR(Z \rightarrow c\bar{c}) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{Had})} \sim 0,17$$

Les résultats des mesures les plus récentes donnent [15]:

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{had})} = 0,2202 \pm 0,0020$$

$$R_c = \frac{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{had})} = 0,1583 \pm 0,0098$$

1.2.2 L'hadronisation

Rappels de QCD²

La QCD est la théorie qui décrit les interactions fortes. Elle est invariante sous les transformations du groupe SU(3). Chaque saveur de quark se décline en 3 couleurs : ce degré de liberté permet d'expliquer l'existence de baryons constitués de 3 quarks identiques dans un état symétrique sans violer le principe de Pauli.

Les 8 médiateurs de l'interaction forte sont les gluons : ils sont colorés (et donc peuvent interagir entre eux), et de masse nulle (il n'y a pas de mécanisme de brisure de symétrie).

La constante de couplage est :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(Q^2/\Lambda^2)}$$

où Q^2 est l'énergie transférée, n_f le nombre de saveurs de quarks et Λ l'échelle de masse.

Si $n_f \leq 16$, $\alpha_s \rightarrow 0$ quand $Q^2 \rightarrow \infty$: le couplage diminue à petite distance (liberté asymptotique).

A LEP, où le quark top n'est pas produit, $n_f = 5$.

Pour le domaine $Q^2 \gg \Lambda^2$ (Λ de l'ordre du GeV), un traitement perturbatif en termes de quarks et de gluons interagissant mollement, a un sens.

Pour $Q^2 \approx \Lambda^2$, les quarks et les gluons s'arrangent en hadrons. Ainsi, Λ marque la limite entre un état de quarks et de gluons quasi libres, et des hadrons.

L'hadronisation des quarks au LEP est simulée numériquement en deux étapes : l'une étant du domaine de la QCD perturbative, qui décrit le passage e^+e^- aux partons (quarks ou gluons), et l'autre non perturbative décrivant la transformation des partons initiaux en hadrons incolores, qui seront détectables expérimentalement.

²Quantum ChromoDynamics

La partie perturbative

Elle consiste à calculer les amplitudes des états finals de l'annihilation e^+e^- . Les quarks produits par couplage au Z engendrent une cascade de partons : le modèle le plus utilisé par la collaboration DELPHI pour la simulation, reposant sur le développement de la gerbe de partons (PS³) est JETSET 7.3 [16]. Cette étape conduit à des états finals colorés.

La partie non perturbative : fragmentation

C'est le processus qui permet de passer des partons colorés à des hadrons incolores. La collaboration DELPHI a choisi le modèle de la fragmentation de cordes de JETSET. Dans ce modèle, des tubes de flux de couleur se forment entre 2 partons qui s'éloignent : à mesure que la distance augmente, l'énergie de masse de la corde augmente, jusqu'à la rupture de la corde qui entraîne la formation d'une paire $q\bar{q}$. L'un des quarks se combine à son tour avec un des précédents, et le processus se poursuit jusqu'à ce que l'énergie disponible soit insuffisante.

Une paramétrisation de la probabilité de fragmentation de la corde est la suivante :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-(bm_H^2/z)}$$

où m_H est la masse du hadron créé, a et b des paramètres libres, et z la fraction d'énergie et d'impulsion longitudinale emportée par le hadron formé.

Cette paramétrisation est utilisée pour les cordes contenant des quarks légers (u, d, s). Pour les quarks lourds, la paramétrisation de Peterson et al. [17] est mieux adaptée : si un quark lourd de saveur Q se fragmente en un hadron et un quark léger q , on a :

$$f_P(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{(1-z)})^2}$$

avec $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$ et $N \simeq 4\sqrt{\epsilon}/\pi$ pour $\epsilon \ll 1$

En prenant $m_q = m_{proton}/3$, $m_b = 4,5 \text{ GeV}$ et $m_c = 1,5 \text{ GeV}$, on obtient : $\epsilon_c \simeq 0,04$ et $\epsilon_b/\epsilon_c \simeq 0,1$.

Dans la simulation utilisée par DELPHI, on a $\epsilon_c = 0,04$ et $\epsilon_b = 0,006$. La fonction de fragmentation de Peterson est représentée en figure 1.1 pour les b et les c .

La fraction z n'est pas mesurable expérimentalement : la grandeur accessible est la fraction moyenne de l'énergie du faisceau emportée par le hadron lourd contenant le quark lourd Q :

$$\langle x_E^Q \rangle = \frac{\langle E_{Had} \rangle}{E_{faisceau}}$$

³Parton Shower

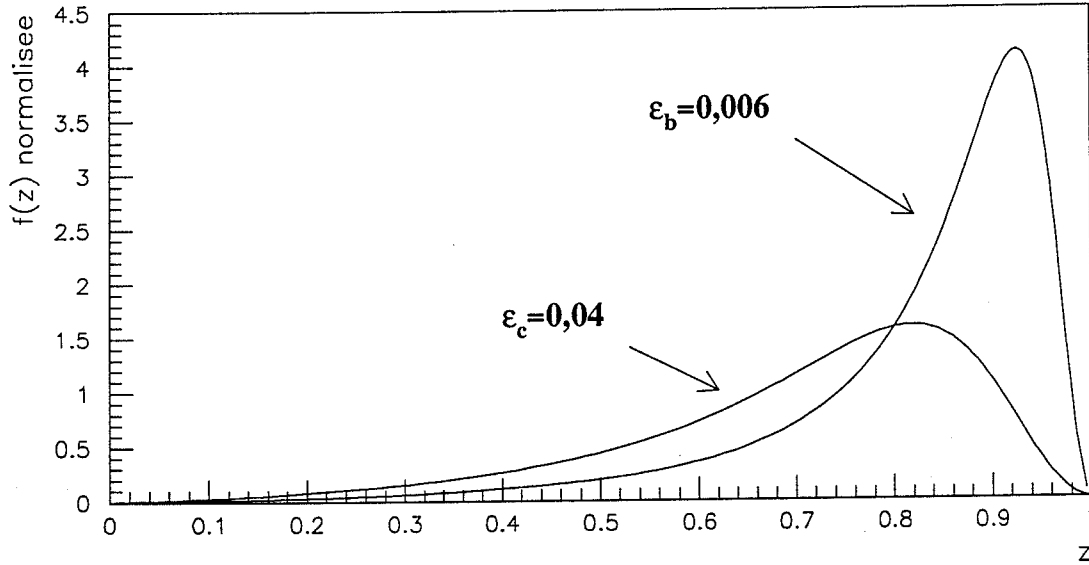


Figure 1.1: *Fonction de fragmentation de Peterson pour $\epsilon_b = 0,006$ et $\epsilon_c = 0,04$*

Les valeurs mesurées sont en bon accord avec celles obtenues par la simulation :

$$\langle x_E^b \rangle \simeq 0,7 \quad \text{et} \quad \langle x_E^c \rangle \simeq 0,5$$

Les hadrons issus de la fragmentation ont des directions contenues dans un cône dont l'axe est équivalent à celui des quarks et des gluons initiaux. L'ouverture de ce cône décroît avec l'énergie disponible dans le centre de masse : ainsi, à LEP, les hadrons peuvent être regroupés en jets.

Comme on l'a vu, les quarks lourds emportent une fraction importante de l'énergie lors de la fragmentation (on parle de fragmentation dure) : ceci a pour conséquence que les hadrons lourds produits sont rapides. Cette propriété leur donne un vol suffisamment long pour être mesurable.

De plus, la fragmentation dure renforce le fait que le hadron b ait la plus grande énergie par rapport aux autres particules issues de la fragmentation. Ceci sera utilisé pour étiqueter le signe du quark b ou $\bar{b}$ contenu dans le hadron b produit : on calcule une charge moyenne des particules du jet pondérée par leurs impulsions, et, particulièrement dans le cas d'un jet contenant un hadron b , cette quantité est corrélée avec la charge recherchée (voir chapitre 4 §4.2.3).

Taux de production des hadrons beaux à LEP

Les hadrons B sont produits à LEP de façon incohérente, dans un état fondamental ou excité. Les taux de production des différentes espèces de mésons et de baryons parmi

les événements $b\bar{b}$ sont les suivants (dans la simulation) :

$$\begin{aligned} f_{B^+} &\simeq 40\% \\ f_{B_d^0} &\simeq 40\% \\ f_{B_s^0} &\simeq 12\% \\ f_{baryons} &\simeq 8\% \end{aligned}$$

Les B_c^+ peuvent théoriquement être produits mais n'ont pas encore été mis en évidence.

Parmi les baryons b , le mieux connu actuellement est le Λ_b [18], et un signal de Ξ_b a été observé à DELPHI [19].

1.2.3 La désintégration des mésons beaux

Les désintégrations faibles des hadrons lourds se font par émission de bosons $W^\pm$ virtuels. Les largeurs sont proportionnelles aux termes de la matrice de mélange V_{CKM} : la hiérarchie des transitions entre les familles (voir §1.1.2) se retrouve sur les temps de vie.

Les désintégrations des mésons B peuvent être décrites principalement par un diagramme dit spectateur, auquel s'ajoutent d'autres diagrammes qui prennent en compte des effets non décrits par le spectateur.

Tous ces diagrammes sont représentés sur la figure 1.2.

Nous allons maintenant passer en revue ces processus.

Le diagramme spectateur (fig. 1.2 a)

Ce diagramme apporte la plus grande contribution aux largeurs partielles de désintégrations, quel que soit l'état final. Dans le modèle spectateur, le quark léger ne contribue pas : la désintégration du quark lourd est traitée pratiquement comme celle d'un quark libre, en analogie avec celle du muon.

La largeur de désintégration du muon est :

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

Le terme en m^5 traduit le caractère passif du quark léger dans ce modèle. Pour la désintégration du b en un quark q , le mélange des états propres de masse fait intervenir le terme V_{bq} dans l'expression de la largeur :

$$\Gamma(b \rightarrow q) \propto \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{bq}|^2$$

Le b se désintègre par émission d'un W^- pour donner un c ou un u , et les valeurs de V_{bu} et V_{bc} (voir §1.1.3 $|V_{bu}|/|V_{bc}| \simeq 0,08$) indiquent une suppression du canal $b \rightarrow u$ observée expérimentalement.

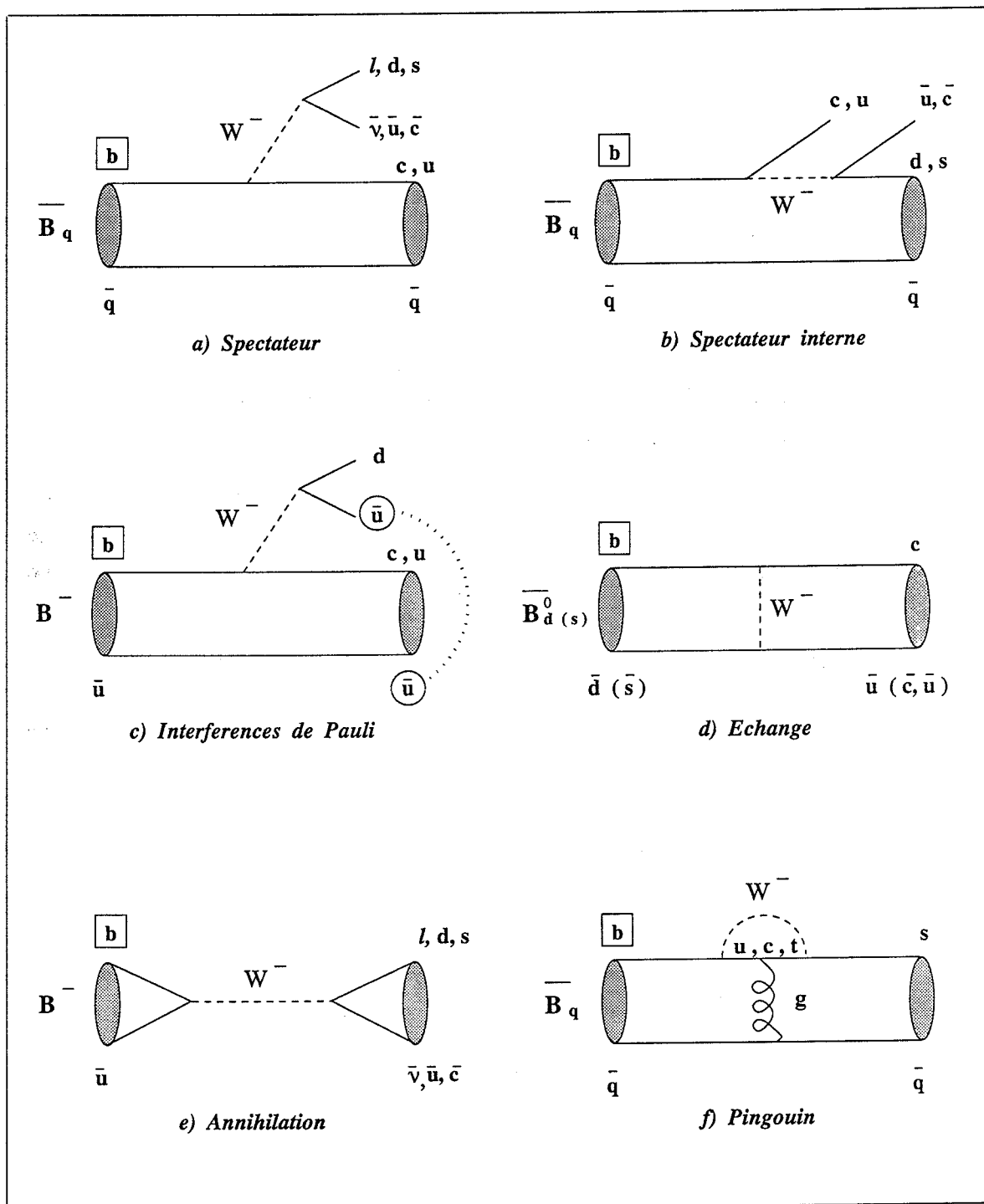


Figure 1.2: Les diagrammes de désintégrations des mésons B

Suivant que le $W^\pm$ donne un couple $l\bar{\nu}$ ou $q\bar{q}'$, on parlera de désintégration semi-leptonique ou hadronique. La largeur totale de désintégration est donc la somme des largeurs partielles semi-leptonique et hadronique (soit non leptonique) : $\Gamma_{TOT} = \Gamma_{SL} + \Gamma_{NL}$.

Des corrections QCD viennent s'ajouter à ce modèle simple [20] : elles proviennent de l'échange de gluons virtuels ou de l'émission de gluons réels, et dépendent de la masse des quarks et du facteur d'échelle de renormalisation Λ_{QCD} .

Leur effet est d'augmenter Γ_{NL} et de diminuer Γ_{SL} .

Un autre facteur de correction vient du terme d'espace des phases qui prend en compte les masses des quarks légers et des leptons [21].

En tenant compte de ces effets, la largeur semi-leptonique est [22] :

$$\Gamma_{SL}(b \rightarrow ql\bar{\nu}) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \sum_{q=u,c} (I(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0) \eta_{sl} |V_{bq}|^2)$$

Le terme $I(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0)$ est le facteur correctif d'espace des phases : on prend $\frac{m_l}{m_b} \simeq 0$ pour les électrons et les muons (et 0 pour les ν). Dans le cas d'un lepton τ , ce facteur correctif est très défavorable à cause de la masse de ce lepton.

Le terme η_{sl} est le facteur de correction QCD pour les désintégrations semi-leptoniques : $\eta_{sl} \simeq 0,89$ [22]

La largeur hadronique s'écrit de la même façon, en sommant sur les quatre états finals possibles [22] : $q^i q^j = \bar{u}s, \bar{u}d, \bar{c}s, \bar{c}d$

$$\Gamma_{NL}(b \rightarrow q q^i q^j) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \sum_{q=u,c} (I(\frac{m_{q^i}}{m_b}, \frac{m_{q^j}}{m_b}, \frac{m_q}{m_b}) \eta_{nl} 3|V_{bq}|^2 |V_{q^i q^j}|^2)$$

où η_{nl} est le facteur de correction QCD pour les désintégrations hadroniques : $\eta_{nl} \simeq 1,11$.

Le diagramme spectateur interne (fig. 1.2 b)

Cas particulier du précédent, concernant les désintégrations hadroniques, il se caractérise par l'émission interne du $W^\pm$: l'un des quarks issus du boson se recombine avec le quark léger spectateur. Ce diagramme est défavorisé par sa structure en couleur.

Il est à noter que les deux possibilités de recombinaisons du quark spectateur (avec le produit direct du quark lourd ou avec un quark issu du $W^\pm$) peuvent provoquer des interférences dans le cas où les deux contribuent.

Le mécanisme d'interférences (fig. 1.2 c)

Dans le cas des désintégrations des $B^\pm$ et des Λ_b^0 par un diagramme spectateur, deux quarks de même saveur peuvent être produits dans l'état final : $B^-(b\bar{u}) \rightarrow c\bar{u}d\bar{u}$

et $\Lambda_b^0(bud) \rightarrow c\bar{u}dud$. Le principe d'exclusion de Pauli s'applique et le processus conduit à des interférences destructives, dites interférences de Pauli.

L'effet est une augmentation des temps de vie τ_B^+ et τ_{Λ_b} , et des largeurs semi-leptoniques correspondantes par rapport à la prédiction du simple modèle spectateur.

Le diagramme d'échange (fig. 1.2 d)

Ce diagramme concerne les désintégrations des mésons B neutres et des Λ_b^0 . Dans ce processus, le quark lourd échange un $W^\pm$ avec le quark léger. On a :

$$\Gamma(B_q^0) \propto |V_{cb}|^2 |V_{uq}|^2$$

Le diagramme n'est pas défavorisé par les termes de la matrice de mélange.

Pour les mésons, l'hélicité n'est pas conservée : la contribution de ce processus s'en trouve réduite à moins de 1%.

La contribution de ces diagrammes a pour effet de réduire les temps de vie $\tau_{B_d^0}$, $\tau_{B_s^0}$ (d'environ 10%) et τ_{Λ_b} (de plus de 15%), ainsi que les largeurs partielles de désintégrations semi-leptoniques correspondantes.

La différence d'espace de phases entre les mécanismes d'échange pour un B_d^0 et un B_s^0 contribue à la différence des temps de vie de ces deux mésons.

Le diagramme d'annihilation (fig. 1.2 e)

Il concerne les désintégrations des $B^\pm$ seulement : les deux quarks s'annihilent en un $W^\pm$. Sa contribution est très faible quel que soit l'état final, car $\Gamma \propto |V_{bu}|^2$ et (cf §1.1.3) $|V_{bu}|^2 \sim 10^{-5}$. De plus, ce diagramme est défavorisé par la non conservation de l'hélicité.

Le diagramme pingouin (fig. 1.2 f)

Ce type de diagramme, comportant des boucles, est responsable de désintégrations rares comme $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $B \rightarrow K^+\pi^-$, ou bien $B \rightarrow s\gamma$ (le gluon peut être remplacé par un photon, on parle alors de pingouin radiatif). Ces désintégrations conservent la charge sans conservation de saveur (FCNC⁴), et sont interdites suivant la condition d'unitarité de la matrice de mélange V_{CKM} .

Les contributions de ces diagrammes aux désintégrations des B sont très faibles : pour le $B \rightarrow s\gamma$ les prédictions théoriques donnent [23] :

$$BR(B \rightarrow K^*\gamma) = (4,3 \pm 0,9_{-1,0}^{+1,4}) \times 10^{-5} \text{ et } BR(B \rightarrow X_s\gamma) = (1,9 \pm 0,2 \pm 0,5) \times 10^{-4}$$

La collaboration CLEO a mesuré le rapport d'embranchement suivant [24] :

$$BR(B \rightarrow K^*(892)\gamma) = (4,5 \pm 1,5 \pm 0,9) \times 10^{-5}$$

⁴Flavour Changing Neutral Current

ainsi que la limite [25]:

$$BR(B \rightarrow X_s \gamma) < 5,4 \times 10^{-4} (95\% C.L.)$$

Pour le $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ou $B \rightarrow K^+ \pi^-$, CLEO a mesuré [26]:

$$BR(B \rightarrow \pi^+ \pi^-) < 2,9 \times 10^{-5} (90\% C.L.) \quad \text{et} \quad BR(B \rightarrow K^+ \pi^-) < 2,6 \times 10^{-5} (90\% C.L.)$$

en accord avec les prédictions théoriques [26]:

$$BR(B \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 1,5 \times 10^{-5} \quad \text{et} \quad BR(B \rightarrow K^+ \pi^-) \sim 10^{-5}$$

Les différences des temps de vie des hadrons b

Comme on l'a vu précédemment Ces différences s'expliquent par la présence des diagrammes autres que spectateurs: principalement les diagrammes d'échange qui diminuent les temps de vie des B neutres et surtout celui du Λ_b , et les diagrammes d'interférence qui augmentent les temps de vie des B chargés, et dans une moindre mesure interviennent aussi pour augmenter τ_{Λ_b} . La hiérarchie des temps de vie attendue est la suivante [22]:

$$\tau_B^+ > \tau_{B_s^0} \geq \tau_{B_d^0} > \tau_{\Lambda_b}$$

Ces prédictions sont en bon accord avec les mesures les plus récentes [27]:

$$\tau_B^+ = 1,652_{-0,034}^{+0,035} \pm 0,060$$

$$\tau_{B_s^0} = 1,54_{-0,13}^{+0,14} \pm 0,05$$

$$\tau_{B_d^0} = 1,604_{-0,069}^{+0,073} \pm 0,050$$

$$\tau_{\Lambda_b} = 1,16_{-0,09}^{+0,10} \pm 0,05$$

1.2.4 La signature d'un méson B par les leptons ou les $K^\pm$

Deux méthodes permettant d'obtenir une information sur le signe du quark (b ou $\bar{b}$) contenu dans un méson B produit vont être présentées dans ce paragraphe.

Les leptons de désintégrations semi-leptoniques

La désintégration semi-leptonique d'un méson B ne fait intervenir que le diagramme spectateur: voir figure 1.3.

Deux types d'états finals sont possibles: $b \rightarrow c$ ou $b \rightarrow u$. Le rapport $|V_{bu}|/|V_{bc}| \sim 0,1$ (voir §1.1.3) indique clairement la désintégration du b en charme comme voie principale. Les mesures du rapport d'embranchement semi-leptonique donnent [15]:

$$BR(B \rightarrow l \nu X) = 0,110 \pm 0,004$$

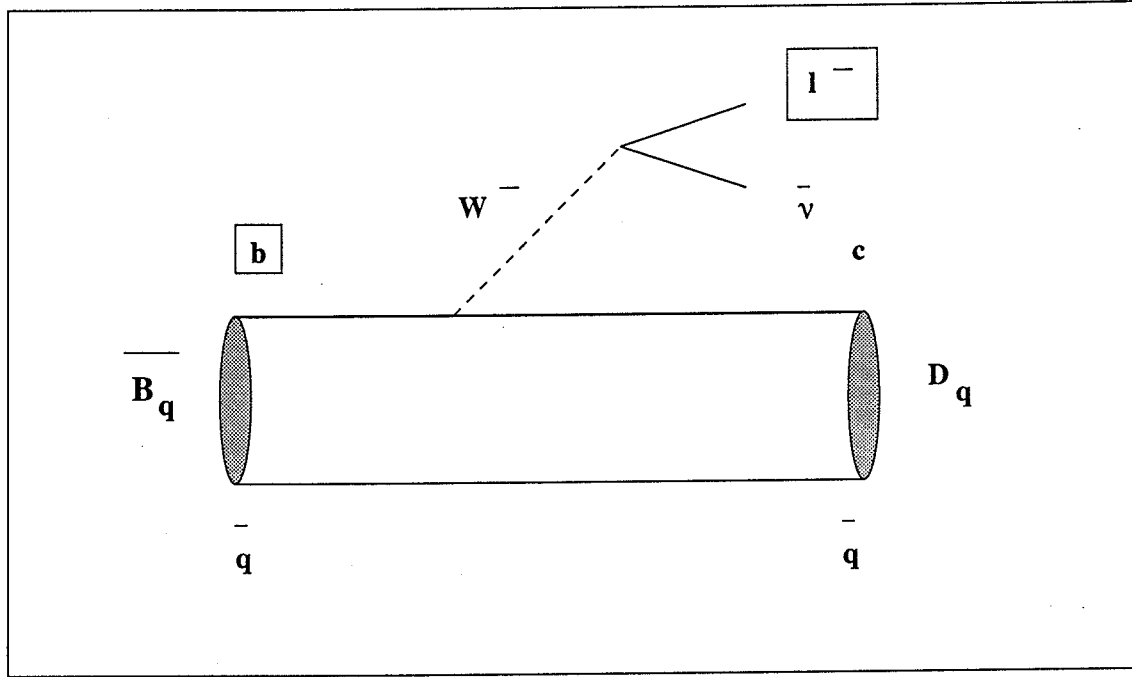


Figure 1.3: Désintégration semi-leptonique du B

Le signe du lepton issu de la désintégration semi-leptonique du B est directement corrélé à celui du quark b ou $\bar{b}$ initial : cette propriété permet d'étiqueter la nature du méson (B ou $\bar{B}$).

Les sources d'erreurs possibles sont les leptons issus de la désintégration en cascade $b \rightarrow c \rightarrow l$ ou de la désintégration semi-leptonique du charme $c \rightarrow l$, dont le signe, dans les deux cas, est opposé à celui du lepton de désintégration directe du b .

A ceci s'ajoute les hadrons identifiés comme des leptons, mais cet aspect ne sera pas abordé dans ce chapitre (voir §2.2.4).

Une quantité très largement utilisée pour sélectionner les leptons issus de la désintégration semi-leptonique d'un méson B est l'impulsion transverse des leptons : cette impulsion est calculée par rapport à l'axe principal de du jet, le plus souvent celui par rapport auquel la somme des impulsions longitudinales est maximale (axe de *thrust*). Il reproduit avec une bonne précision la direction de l'axe $q\bar{q}$ de l'événement avant radiation de gluon. La contribution du lepton est exclue du calcul : dans toute la suite, la quantité p_t sera cette impulsion transverse.

Le p_t maximum des leptons de désintégration semi-leptonique d'un quark lourd Q en un quark q est, en considérant que $m_{\text{lepton}} \ll m_{\text{quark}}$:

$$p_t^{\text{max}} = p^{\text{max}} \simeq \frac{M_Q^2 - m_q^2}{2M_Q}$$

où M_q est la masse du quark issu de la désintégration du quark lourd de masse M_Q . La

limite p_t^{max} est donc d'autant plus grande que le quark d'origine est lourd : la distribution du p_t reflète bien la grande masse du quark b .

D'autre part, la fragmentation dure donne au lepton issu du b une grande impulsion.

La sélection des leptons directement issus du B par leurs impulsions et leurs impulsions transverses consiste à appliquer des coupures qui en éliminent les faibles valeurs (voir chapitre 4, §4.2.1).

L'étiquetage par les $K^\pm$

Le principal mécanisme de production de $K^\pm$ par désintégration du B est la cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$. Le signe du $K^\pm$ ainsi produit est corrélé à celui de la charge du quark b d'origine. D'autres mécanismes peuvent intervenir pour créer des quarks s ou $\bar{s}$, comme la désintégration du $W^\pm$ virtuel, ou la création de paires $s\bar{s}$.

Les processus possibles pour obtenir un s ou un $\bar{s}$ par désintégration d'un méson B sont représentés sur la figure 1.4 (a), en séparant les cas où le signe est identique à celui du b (b), et les cas où il est opposé (c).

Les termes de la matrice de mélange V_{CKM} mis en jeu sont indiqués pour chaque couplage intervenant dans la production de quarks s ou $\bar{s}$.

La collaboration ARGUS a mesuré les fractions de B donnant un K^+ ou un K^- [28] :

$$n(B \rightarrow K^+ X) = 0,620 \pm 0,013 \pm 0,038 \quad \text{et} \quad n(B \rightarrow K^- X) = 0,165 \pm 0,011 \pm 0,036$$

D'après leurs mesures, environ un $K^\pm$ parmi 5 donne le mauvais signe.

Les kaons chargés issus de la fragmentation, appelés $K^\pm$ primaires, ne donnent en général pas d'information sur le signe du quark b ou $\bar{b}$ contenu dans le B : ils sont considérés comme un bruit de fond. Une méthode de sélection des $K^\pm$ issus du B , dits K secondaires, est présentée au chapitre 4 (voir §4.2.2).

Toutefois, le signe des kaons primaires peut être utilisé pour connaître le signe du b dans le cas d'un méson B_s^0 : si une paire $s\bar{s}$ est créée par excitation du vide, le $\bar{s}$ restant après la formation du méson s'hadronise avec un u ou un d , donnant un K^- ou un K^0 . Le signe du kaon chargé est alors identique à celui du quark b contenu dans le méson B^0 étrange d'origine. Le principe de ce processus est décrit par le diagramme de la figure 1.5.

La détermination du signe du quark b ou $\bar{b}$ contenu par un méson B utilisant les leptons et les kaons chargés sera utilisée pour l'analyse présentée aux chapitres 4 et 5.

Concernant les mésons B neutres, un phénomène vient s'ajouter à ceux décrits précédemment : le signe du quark b contenu dans le méson peut changer, par oscillation du méson en son anti-particule. Nous allons maintenant étudier ce phénomène.

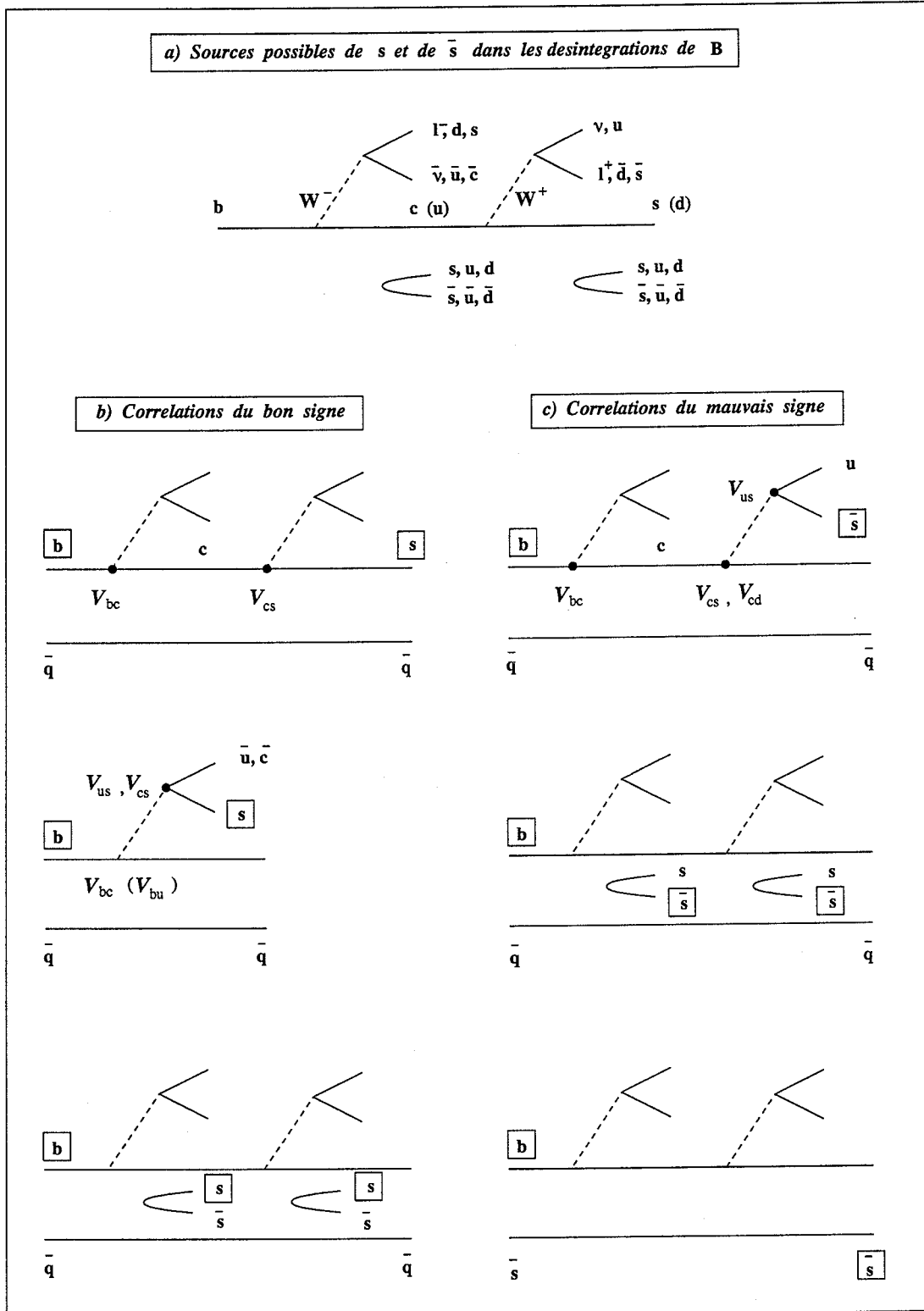


Figure 1.4: Sources de quarks s et $\bar{s}$ dans les désintégrations de mésons B (a), donnant des $K^\pm$ de signes identiques au b (b), ou de signes opposés (c)

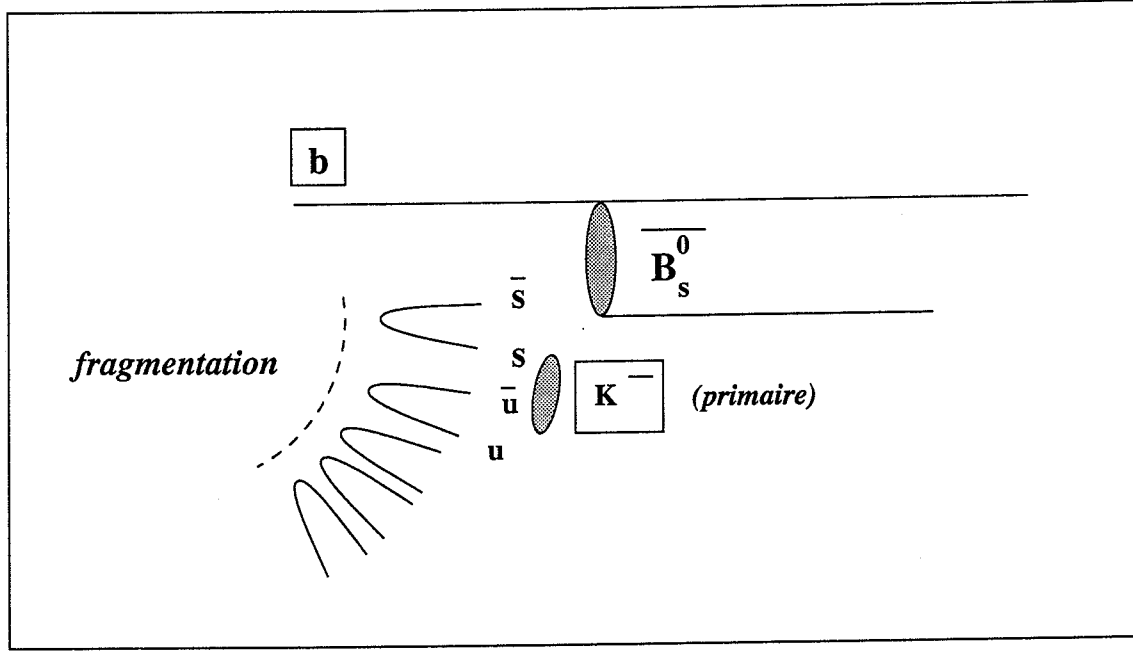


Figure 1.5: Utilisation du $K^\pm$ primaire pour étiqueter le signe du quark b d'un méson B neutre étrange

1.3 Les oscillations des mésons beaux neutres

Dans le cadre du Modèle Standard, il existe des systèmes oscillants de particules - antiparticules, tels les $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$, ou $B^0 - \bar{B}^0$, qui résultent du mélange des quarks par interaction faible. Ces oscillations se font par l'intermédiaire de diagrammes en boîtes, représentés sur la figure 1.6 dans le cas des $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ ou $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

1.3.1 Le système $B^0 - \bar{B}^0$

La description de ce système peut être appliquée à tout autre système de mésons neutres $X^0 - \bar{X}^0$ composés d'un quark et d'un anti-quark de saveurs différentes [29, 30].

Les états B^0 et $\bar{B}^0$ sont états propres de l'hamiltonien fort : en conséquence, il sont stables en l'absence de force électro-faible. Le hamiltonien, non hermitique, décrivant l'oscillation se présente dans la base $|B^0\rangle$ $|\bar{B}^0\rangle$ sous la forme :

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

M est la matrice de masse, due à des processus mettant en jeu des états intermédiaires virtuels. Ses éléments diagonaux proviennent de la masse des constituants et à leur potentiel de liaison. M_{12} et M_{21} sont dus aux transitions $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ où seuls des processus

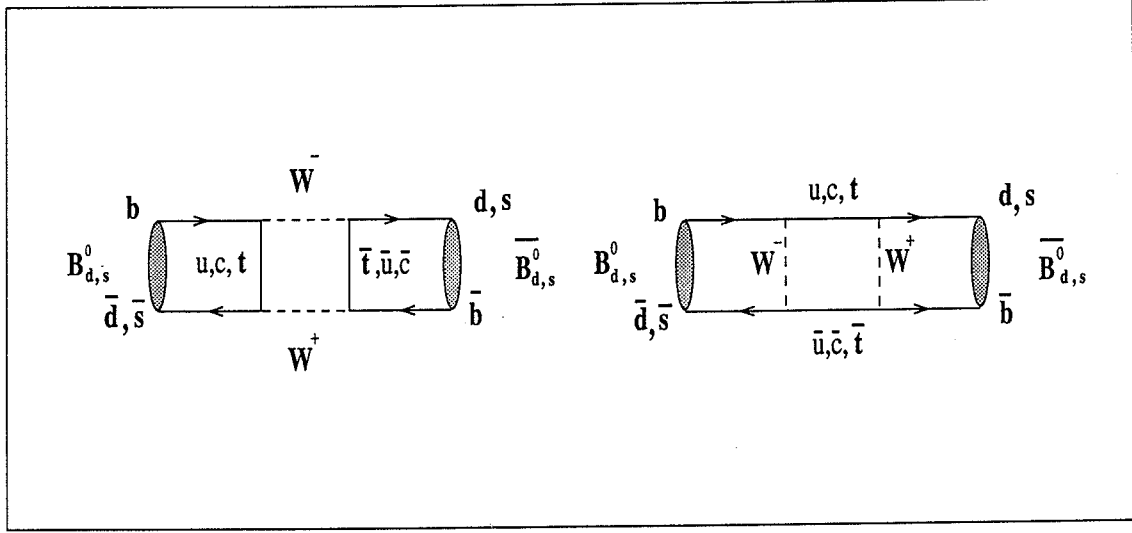


Figure 1.6: Diagrammes d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$

virtuels sont considérés.

Γ est la matrice de désintégration, résultant des processus mettant en jeu des états intermédiaires réels. Les éléments Γ_{11} et Γ_{22} viennent des désintégrations des B^0 , et Γ_{12} et Γ_{21} sont dus aux transitions $B^0 \rightarrow f \rightarrow \bar{B}^0$ où f est un état intermédiaire réel commun aux B^0 et $\bar{B}^0$.

La conservation de la symétrie CPT impose que $M_{11} = M_{22}$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$, et $M_{12}^* = M_{21}$, $\Gamma_{12}^* = \Gamma_{21}$:

$$H = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{11} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{11} \end{pmatrix}$$

Les états propres de masse sont obtenus en diagonalisant H :

$$|B_s\rangle = \frac{p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}$$

$$|B_l\rangle = \frac{u|B^0\rangle + v|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{|u|^2 + |v|^2}}$$

où les indices de B_s et B_l signifient *short* et *long*, par analogie avec le système $K^0 - \bar{K}^0$, pour lequel ces états propres de masse ont des temps de vie très différents. Dans le cas du système $B^0 - \bar{B}^0$, la réduction d'espace de phase est plus petite et ne donne pas lieu à une différence notable de temps de vie.

Ces états propres ont des largeurs et des masses bien définies :

$$M_s = M_{11} - \text{Re} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}$$

$$M_l = M_{11} + \text{Re} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}$$

$$\Gamma_s = \Gamma_{11} + \text{Im} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}$$

$$\Gamma_l = \Gamma_{11} - \text{Im} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}$$

Les états propres de CP sont $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$, ils ont pour valeurs propres respectivement $+1$ et -1 , et s'expriment en fonction de B^0 et $\bar{B}^0$:

$$|B_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle)$$

$$|B_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle)$$

Les états propres de masse s'expriment donc, en fonction de B^0 et $\bar{B}^0$ ou des états propres de CP :

$$|B_s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{(1+\varepsilon)|B^0\rangle + (1-\varepsilon)|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \right)$$

$$|B_l\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{(1+\varepsilon)|B^0\rangle - (1-\varepsilon)|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \right)$$

ou encore

$$|B_s\rangle = \frac{|B_1\rangle + \varepsilon|B_2\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}$$

$$|B_l\rangle = \frac{|B_2\rangle + \varepsilon|B_1\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}$$

avec $\varepsilon = \frac{p-q}{p+q}$

Si l'on néglige les effets de la violation de CP, les états propres de masse sont alors équivalents aux états propres de CP : on a un mélange parfait.

D'autre part, la conservation de la symétrie CP impose que les éléments non diagonaux des matrices de masse et de désintégration de H soient réels :

$$M_{12} = M_{21} \text{ et } \Gamma_{12} = \Gamma_{21}, \text{ réels}$$

On se placera à dorénavant dans le cadre d'un mélange avec conservation de CP.

1.3.2 L'évolution temporelle du système

Soient les équations d'évolution suivantes :

$$\begin{cases} B_s(t) = e^{-(im_s + \frac{\Gamma_s}{2})t} |B_s(t=0)\rangle \\ B_l(t) = e^{-(im_l + \frac{\Gamma_l}{2})t} |B_l(t=0)\rangle \end{cases}$$

On a :

$$\begin{cases} m_s = M_{11} - M_{12} \\ m_l = M_{11} + M_{12} \end{cases} \quad \begin{cases} \Gamma_s = \Gamma_{11} - \Gamma_{12} \\ \Gamma_l = \Gamma_{11} + \Gamma_{12} \end{cases}$$

Si $\Gamma = \frac{\Gamma_s + \Gamma_l}{2}$ et $M = \frac{m_s + m_l}{2}$, on obtient $\Gamma = \Gamma_{11}$ et $M = M_{11}$

D'autre part, on pose $\Delta\Gamma = \Gamma_l - \Gamma_s = 2\Gamma_{12}$ et $\Delta M = m_l - m_s = 2M_{12}$

Considérant un état B^0 à $t = 0$, les équations d'évolution donnent :

$$I(B^0(t)) = \frac{1}{4}(e^{-\Gamma_s t} + e^{-\Gamma_l t} + 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t)$$

$$I(\bar{B}^0(t)) = \frac{1}{4}(e^{-\Gamma_s t} + e^{-\Gamma_l t} - 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t)$$

Comme le Modèle Standard prédit [31, 30] que, pour le système $B^0 - \bar{B}^0$ ⁵

$$\Gamma_{12} \ll M_{12}, \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma \ll \Delta M \quad \text{comme} \quad m_b^2 \ll m_t^2$$

on a $\Gamma_s \approx \Gamma_l (= \Gamma)$, et on obtient donc des expressions simples :

$$I(B^0(t)) = \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 + \cos \Delta M t)$$

$$I(\bar{B}^0(t)) = \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 - \cos \Delta M t)$$

On introduit alors le paramètre d'oscillation du système $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$,
où ΔM est la différence de masse entre les 2 états physiques et Γ est leur largeur commune.

La probabilité pour qu'un B^0 se transforme en $\bar{B}^0$ avant de se désintégrer est :

$$P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) = \frac{1}{2}e^{-t/\tau}(1 - \cos \frac{x}{\tau}t)$$

$$P(B^0 \rightarrow B^0) = \frac{1}{2}e^{-t/\tau}(1 + \cos \frac{x}{\tau}t)$$

Les courbes de la figure 1.7 représentent l'évolution temporelle de la probabilité $B^0(t)$,

⁵Pour le système $K^0 - \bar{K}^0$, [32] : $\Delta M = M_{K_L} - M_{K_S} = (3,510 \pm 0,018) \times 10^{-12} \text{ MeV}/c^2$,
 $\tau_{K_S} = (0,8926 \pm 0,0012) \times 10^{-10} \text{ s}$ et $\tau_{K_L} = (5,17 \pm 0,04) \times 10^{-8} \text{ s}$
 $\Gamma_{K_S} \gg \Gamma_{K_L} \rightarrow \Gamma_K \simeq \Gamma_{K_S}/2$ et $\Delta\Gamma_K \simeq -\Gamma_{K_S}$

pour 2 valeurs du paramètre x : 0,7 et 15.

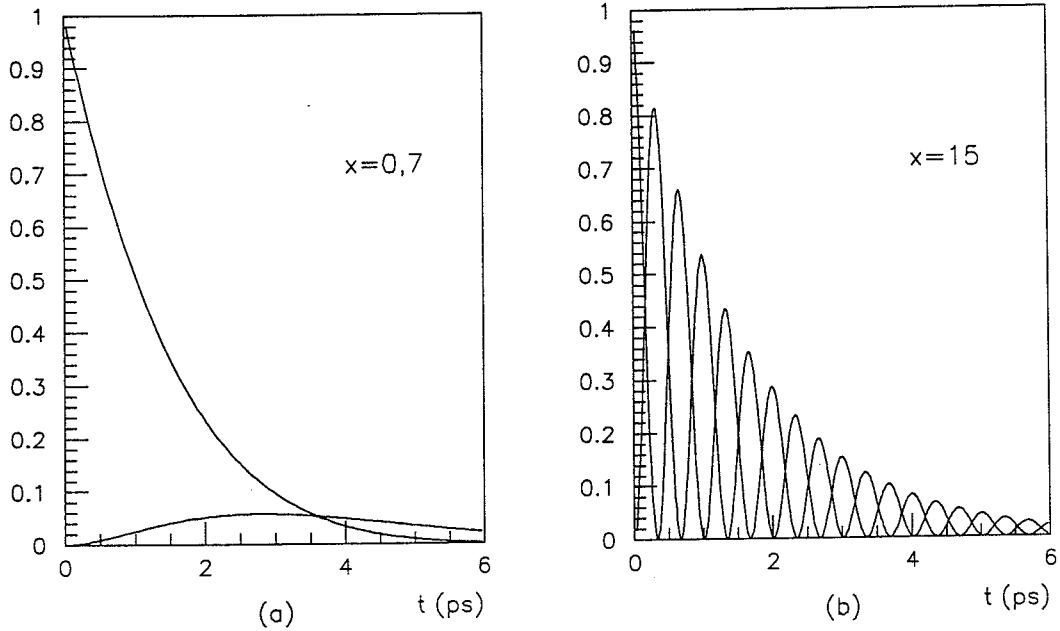


Figure 1.7: Evolution temporelle de la probabilité $B^0(t)$ pour 2 valeurs du paramètre x : 0,7 (a) et 15 (b). Le temps de vie du B^0 est fixé à $1,6 \text{ ps}^{-1}$.

Les intégrales sur le temps des probabilités donnent :

$$\int_0^\infty P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) dt = \frac{1}{\Gamma} \left(2 - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta M^2} \right)$$

$$\int_0^\infty P(B^0 \rightarrow B^0) dt = \frac{1}{\Gamma} \left(2 + \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 - \Delta M^2} \right)$$

L'intégrale sur le temps normalisée de la probabilité $P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ est :

$$\chi = \frac{\int_0^\infty P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) dt}{\int_0^\infty P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) dt + \int_0^\infty P(B^0 \rightarrow B^0) dt}$$

soit, en fonction du paramètre x :

$$\chi = \frac{x^2}{2(1+x^2)} \quad \text{avec} \quad x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$$

On voit sur la figure 1.7 que si x devient grand, les intégrales des deux fonctions tendent à s'égaliser, et le rapport χ tend vers 0,5.

Suivant que l'on considère le système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ ou $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, les états propres de masse sont différents : on aura donc x_d et x_s .

Le calcul des diagrammes en boîte donne l'expression de x_q ($q=d,s$) en fonction des éléments de la matrice de mélange CKM.

$$x_q = \sum_{v=u,c,t} \frac{G_F^2}{6\pi^2} \tau_{B_q} m_v^2 |V_{vq} V_{vb}^*|^2 B_{B_q} f_{B_q}^2 m_{B_q} \frac{A(Z)}{Z} \eta_{QCD}$$

où G_F est la constante de Fermi, τ_{B_q} le temps de vie du méson B_q^0 , m_v la masse du quark échangé : la domination de l'échange du top dans le processus de mélange provient de ce terme en m_v^2 .

B_{B_q} est la constante dite de sac $\simeq 1$, f_{B_q} est la constante pseudo-scalaire de désintégration du méson B_q , pas encore mesurée mais calculée dans le cadre de différents modèles d'interactions fortes : sa valeur est estimée à 100 – 300 MeV.

$A(Z_t)/Z_t$ est une fonction lentement décroissante de $Z_t = m_t^2/M_W^2$ [30] :

$$\frac{A(Z_t)}{Z_t} = \frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{1-Z_t} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-Z_t)^2} - \frac{3}{2} \frac{Z_t^2 \ln Z_t}{(1-Z_t)^3}$$

Cette fonction vaut :

$$\begin{aligned} & 1 \quad \text{pour } m_t = 0 \\ & 0,75 \quad \text{pour } m_t = M_W \\ & 0,6 \quad \text{pour } m_t = 150 \text{ GeV}/c^2 \\ & \text{et } \rightarrow 0,25 \quad \text{si } m_t \rightarrow \infty \end{aligned}$$

η_{QCD} est la constante qui introduit les corrections QCD dues aux diagrammes d'ordres supérieurs : $\eta_{QCD} \sim 0,85$

D'autre part, on voit que

$$\frac{x_s}{x_d} \propto \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2$$

Dans le cadre de la paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM,

$$\left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 = \left| \frac{-A\lambda^2}{A\lambda^3(1-\rho-i\eta)} \right|^2$$

ou, en posant $re^{i\delta} = (\rho + i\eta)$ soit $r = (\rho^2 + \eta^2)^{1/2}$:

$$\begin{aligned} \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 &= \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{(1+r^2-2r\cos\delta)} \\ &\geq \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{(1+r^2+2r)} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{(1+r)^2} \end{aligned}$$

avec $\lambda = \sin\theta \simeq 0,22$ et $r = 0,36 \pm 0,09$ (cf §1.1.3), on obtient : $\boxed{x_s/x_d \geq 9}$

De nombreuses incertitudes sur les termes de l'équation peuvent être levées en mesurant à la fois x_d et x_s . Un avantage de ces mesures combinées est qu'elles permettraient d'obtenir une évaluation de la phase δ , et de pouvoir la comparer à celle obtenue par une observation directe de la violation de CP afin de confirmer, ou infirmer l'origine de cette violation dans la matrice de mélange.

1.4 La mesure de Δm : mesure intégrée ou mesure développée en temps

1.4.1 Les mesures intégrées

Principe

La probabilité χ accessible dépend de l'expérience : à l' $\Upsilon(4S)$, où seuls les B chargés et les B_d^0 sont produits, on mesure directement χ_d , alors qu'à des énergies plus élevées, où le B_s^0 et les baryons b sont aussi produits, on ne peut accéder qu'à la probabilité combinée $\bar{\chi} = \alpha\chi_d + \beta\chi_s$.

La méthode consiste à effectuer un comptage des événements pour lesquels une oscillation a été vue et de ceux pour lesquels aucune oscillation n'a été vue.

Pour cela, la charge du quark b contenu dans le hadron est étiquetée à la production et à la désintégration. L'événement est séparé en deux hémisphères et ces deux étiquetages se font dans les deux hémisphères opposés. Un événement comportant des signes de quarks b identiques dans les deux hémisphères indique une oscillation de l'un des deux mésons avant sa désintégration. On mesure donc cette fraction d'événements à signes identiques :

$$R = \frac{N^{id}}{N^{id} + N^{opp}}$$

Pour étiqueter la nature du méson (B ou $\bar{B}$), la voie la plus utilisée est celle des leptons de désintégration semi-leptonique du b dont le signe est directement corrélé à celui du quark du méson B ou $\bar{B}$ qui se désintègre : un quark b donne par décroissance un l^- et un quark $\bar{b}$ donne un l^+ . Cet étiquetage assure une grande pureté des événements utilisés, et ceci est primordial pour effectuer une mesure intégrée en temps, notamment à l' $\Upsilon(4S)$: le bruit de fond dû aux événements u, d, s, c ne peut être supprimé par une discrimination sur les temps de vol.

Le plus souvent, les signes des leptons de désintégration semi-leptonique du b sont utilisés pour étiqueter les deux mésons (événement dilepton) : La figure 1.8 montre un diagramme représentant ce processus.

La probabilité de mélange est définie comme :

$$\chi = \frac{\Gamma(b \rightarrow l^+)}{\Gamma(b \rightarrow l^+ \text{ ou } l^-)} = \frac{\Gamma(\bar{b} \rightarrow l^-)}{\Gamma(\bar{b} \rightarrow l^+ \text{ ou } l^-)}$$

A l' $\Upsilon(4S)$, où les paires $B\bar{B}$ sont des états quantiques cohérents, on a :

$$\chi_d = (1 + \lambda)R$$

avec λ facteur de correction qui tient compte de la désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ en B chargés, source d'événements dileptons de signes opposés :

$$\lambda = \frac{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^\pm)}{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0)} \left(\frac{BR(B^+ \rightarrow X l^+ \nu)}{BR(B^0 \rightarrow X l^+ \nu)} \right)^2$$

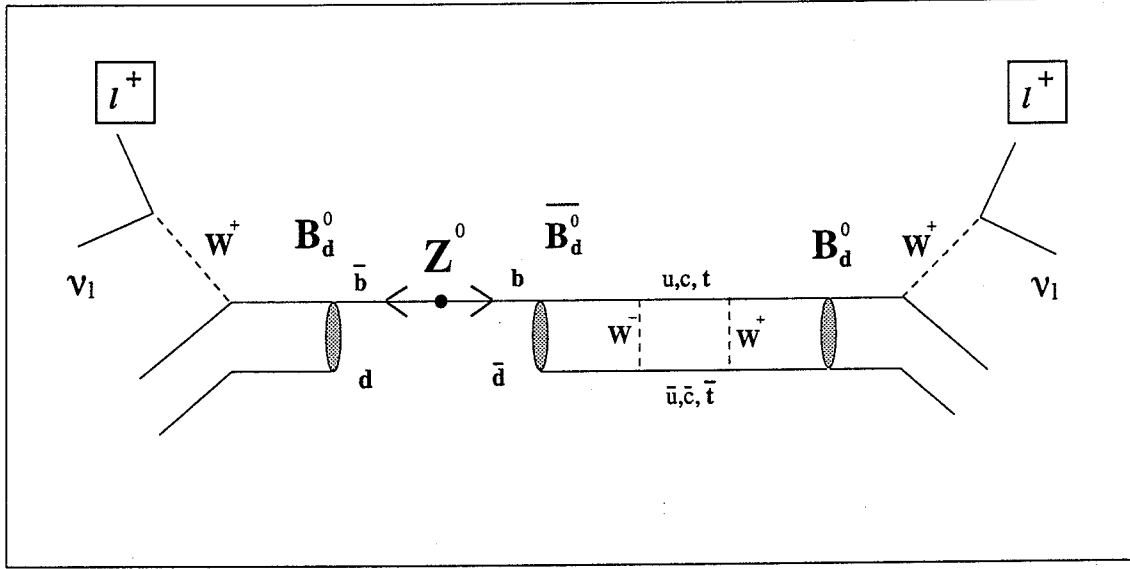


Figure 1.8: Diagramme représentant un processus d'oscillation mis en évidence sur un événement dilepton.

Si l'on considère que les largeurs partielles de désintégrations semi-leptoniques sont équivalentes pour les B chargés et neutres, on a :

$$\left(\frac{BR(B^+ \rightarrow X l^+ \nu)}{BR(B^0 \rightarrow X l^+ \nu)} \right)^2 = \left(\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} \right)^2$$

En notant f_+ et f_0 les rapports d'embranchements de l' $\Upsilon(4S)$ respectivement en $B^\pm$ et en B^0 , on obtient [33] :

$$\lambda = \frac{f_+}{f_0} \left(\frac{\tau_+}{\tau_0} \right)^2 = 1,13 \pm 0,19$$

A des énergies plus élevées, comme au LEP, où la production des B est incohérente, on a :

$$R = 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi})$$

R étant la fraction d'événements dont les deux b sont de signes identiques.

Dans le cas d'une mesure utilisant des événements dileptons, la sensibilité de la mesure est la même pour le mélange des B_d^0 et des B_s^0 , et la probabilité mesurée est :

$$\bar{\chi} = f_d \chi_d + f_s \chi_s$$

où f_d et f_s sont les fractions relatives de B_d^0 et B_s^0 par rapport à l'ensemble des hadrons B .

Les leptons utilisés pour l'étiquetage proviennent majoritairement des désintégrations semi-leptoniques des B (grâce à l'application de coupures sur leurs p et p_t), mais aussi de désintégrations en cascades $b \rightarrow c \rightarrow l$, et du charme $c \rightarrow l$, les signes étant opposés à celui des $b \rightarrow l$ dans les deux cas. La fraction d'événements à signes identiques n'est donc pas égale à la fraction d'événements dileptons comportant deux leptons de même signes : $R \simeq 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi})$.

Une autre méthode d'étiquetage a été utilisée par les collaborations ALEPH [34] et DELPHI [35] : il s'agit de la charge moyenne d'hémisphère. La définition de cette charge est :

$$Q = \frac{\sum p_{i\text{long}}^\kappa q_i}{\sum p_{i\text{long}}^\kappa}$$

où $p_{i\text{long}}$ est la composante de l'impulsion de la particule i suivant l'axe de *thrust* de l'événement, et q_i la charge de cette particule, la somme étant effectuée sur toutes les traces chargées de l'hémisphère opposé à celui du lepton. L'exposant κ varie de 0 à 1.

La charge pondérée par les impulsions Q est corrélée à celle du b : la fragmentation dure entraîne une dominance du hadron B qui emporte une grande fraction d'énergie. L'exposant κ permet de moduler cet effet de particule dominante : une grande valeur de κ diminue la précision statistique de la mesure mais augmente la sensibilité de la charge Q au mélange.

L'étiquetage par la charge d'hémisphère conduit à une sensibilité différente pour le mélange des B_d^0 et des B_s^0 . En effet, les chaînes de désintégrations prédominantes pour ces deux mésons sont les suivantes :

$$B_d^0 \rightarrow D^{*-} X \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- X$$

$$B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} X \rightarrow \bar{D}^0 \gamma X$$

Dans le cas du B_d^0 , le π^- (de signe opposé à celui du $\bar{b}$) contribue peu à la charge pondérée Q , augmentant ainsi le poids des autres produits de désintégration. Cet effet ne se produit pas dans le cas du B_s^0 , le γ n'entraînant pas de charge manquante.

Ainsi, la charge pondérée Q est plus sensible au mélange des B_d^0 qu'à celui des B_s^0 , et ce d'autant plus que le poids donné aux particules de hautes impulsions par l'exposant κ est important.

Ceci se traduit par la présence d'un facteur correctif dans l'expression de la combinaison des probabilités de mélange :

$$\bar{\chi} = f_d \chi_d + C f_s \chi_s$$

La valeur de C dépend de celle de l'exposant κ : DELPHI a choisit $\kappa = 0,6$ et ALEPH $\kappa = 1$, ce qui correspond respectivement à $C = 0,9$ et $C = 0,72$.

Une autre méthode a été employée par la collaboration DELPHI [36] pour mesurer le mélange $\bar{\chi}$: les corrélations Λ - lepton. La charge des b est étiquetée dans un hémisphère par la nature du baryon (Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) et dans l'autre par la charge d'un lepton de désintégration semi-leptonique du B .

Le baryon Λ^0 est produit par les canaux suivants :

$$b - \text{baryons}(udb) \longrightarrow \Lambda^0$$

$$\bar{B}_q(q = \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}) \rightarrow \Lambda_c \rightarrow \Lambda^0$$

Une corrélation $\Lambda - l^-$ ou $\bar{\Lambda} - l^+$ indique une oscillation. Le rapport mesuré est

$$R = \frac{\Lambda l^- + \bar{\Lambda} l^+}{\Lambda l^\pm + \bar{\Lambda} l^\pm} = 2\chi(1 - \chi)A + \chi(1 - A)$$

avec

$$A = \frac{BR(B \rightarrow \Lambda)}{BR(B \rightarrow \Lambda)(1 - f_{b-\text{baryons}}) + BR(b - \text{baryons} \rightarrow \Lambda)f_{b-\text{baryons}}} = 0,60 \pm 0,07$$

où $f_{b-\text{baryons}}$ est la fraction des baryons b par rapport à l'ensemble des hadrons b .

Le paramètre A prend en compte les différents rapports d'embranchement des mésons B et des baryons en Λ : ce facteur est important car les B^0 donnant un Λ peuvent avoir oscillé avant leur désintégration, contrairement aux baryons.

Après avoir passé en revue les différentes méthodes de mesures, nous allons maintenant résumer les résultats obtenus.

Les résultats des mesures intégrées

Les premières mesures du mélange ont été faites en 1987 par les collaborations UA1 pour $\bar{\chi}$ [37] et ARGUS pour χ_d [38]. Dès ces premiers résultats, ($\chi_d = 0,17 \pm 0,05$), on pouvait estimer une contrainte sur des paramètres du modèle standard et notamment sur la masse du quark top : $m_t \geq 50 \text{ GeV}/c^2$.

Les mesures de χ_d sont résumées dans le tableau 1.1. La valeur moyenne obtenue à l'Y(4S) est [33] :

$$\chi_d = 0,168 \pm 0,024$$

ce qui correspond à : $x_d = 0,71 \pm 0,08$

Analyse	Résultat: χ_d
ARGUS [39] $D^{*-}l^+l^+$	$0,188 \pm 0,078 \pm 0,023$
ARGUS [39] l^+l^+	$0,185 \pm 0,040 \pm 0,049$
ARGUS [40] $l^+l^+\pi^-$	$0,162 \pm 0,043 \pm 0,038$
CLEO [41] l^+l^+	$0,152 \pm 0,037 \pm 0,040$
CLEO2 [42] l^+l^+	$0,167 \pm 0,017 \pm 0,024$
Moyenne Y(4S)	$0,168 \pm 0,024$ [33]

Tableau 1.1: Probabilité de mélange χ_d , obtenue par mesures intégrées

Les mesures les plus récentes de $\bar{\chi}$ sont présentées sur la figure 1.9. Les mesures obtenues par la charge d'hémisphère ne sont pas prises en compte pour le calcul de la valeur moyenne, à cause de la sensibilité différente aux mélanges des B_d^0 et des B_s^0 .

La valeur moyenne obtenue au LEP est :

$$\bar{\chi}_{LEP} = 0,117 \pm 0,008$$

et la valeur moyenne mondiale, en ajoutant les mesures de UA1, CDF et D0 donne :

$$\bar{\chi} = 0,120 \pm 0,007$$

Les figures 1.10 représentent dans le plan χ_d, χ_s les résultats des mesures de $\bar{\chi}$ et χ_d , avec les valeurs centrales de f_d et f_s : $f_d = 0,39 \pm 0,03$ et $f_s = 0,12 \pm 0,04$ [33]. Les bandes correspondent aux limites à une déviation standard.

On a représenté sur la figure 1.10 (a) les résultats obtenus au LEP par la méthode des dileptons, et par l'utilisation de la charge d'hémisphère pour DELPHI et ALEPH. On peut voir l'effet du facteur correctif C sur les pentes respectives de ces 3 bandes ($C = 1$, $C = 0,9$ et $C = 0,72$) : la sensibilité à χ_s décroît quand la pente diminue.

La figure 1.10 (b) montre les résultats du LEP obtenus par les dileptons et ceux de CLEO et ARGUS, avec en plus la zone doublement hachurée correspondant à la contrainte du modèle standard $x_s/x_d > 9$. Les deux contours sont respectivement les limites à une déviation standard et à 95% de degré de confiance, obtenus par l'ajustement d'une fonction de vraisemblance commune. Les mesures utilisant la charge d'hémisphère ont été prises en compte mais n'ont pas été représentées pour des raisons de clarté.

On obtient une limite sur la probabilité de mélange du B_s^0 :

$$\chi_s > 0,27 \text{ (95\%CL)}$$

Ce qui correspond à la limite suivante sur le paramètre d'oscillation du B_s^0 : $x_s > 1,08$

Cette mesure de probabilité intégrée combinée n'apporte pas une contrainte forte sur le paramètre x_s .

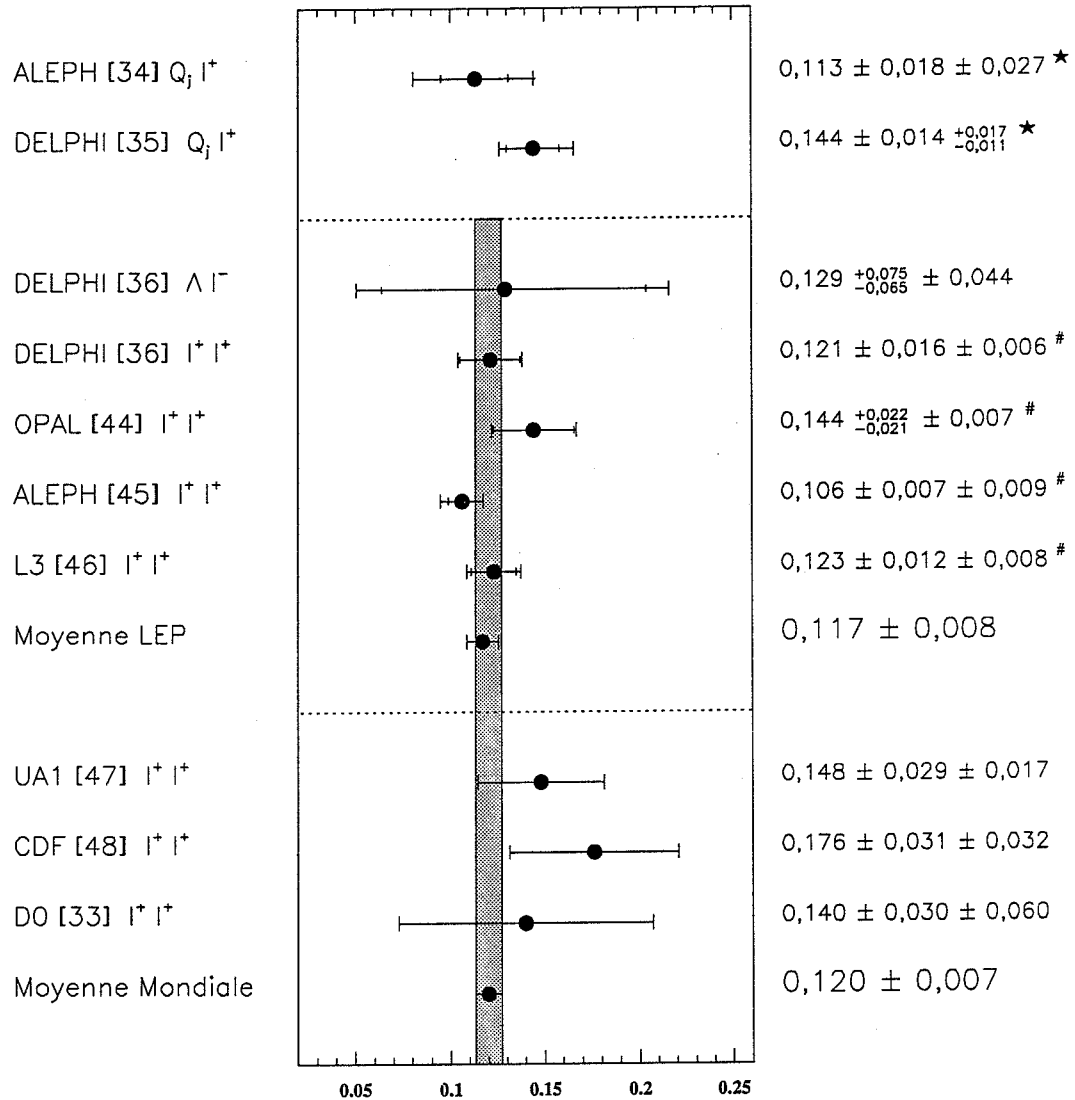
Une estimation de f_d/f_s

La contrainte imposée par le modèle standard permet de prévoir une valeur proche du maximum pour la probabilité de mélange des B_s^0 : $\chi_s \sim 0,5$

Ceci est maintenant bien vérifié par les premières mesures directes de x_s (le principe des mesures directes de x est donné au paragraphe suivant). La collaboration ALEPH a obtenu une limite : $x_s > 9$ à 95% de degré de confiance [33, 49], ce qui correspond à $\chi_s > 0,49$. Cette valeur permet de calculer la fraction f_s : avec $f_d = 0,39$, $\bar{\chi} = 0,120 \pm 0,007$ et la valeur mesurée à l' $\Upsilon(4S)$ $\chi_d = 0,168 \pm 0,024$, on obtient :

$$f_s = 0,110 \pm 0,033$$

MORIOND 95 [43]



$\chi^2/\text{ndf}=0,9$

Syst. commune 0,004

χ

★ Non utilisés pour la moyenne

Figure 1.9: Probabilité de mélange $\bar{\chi}$, obtenue par mesures intégrées

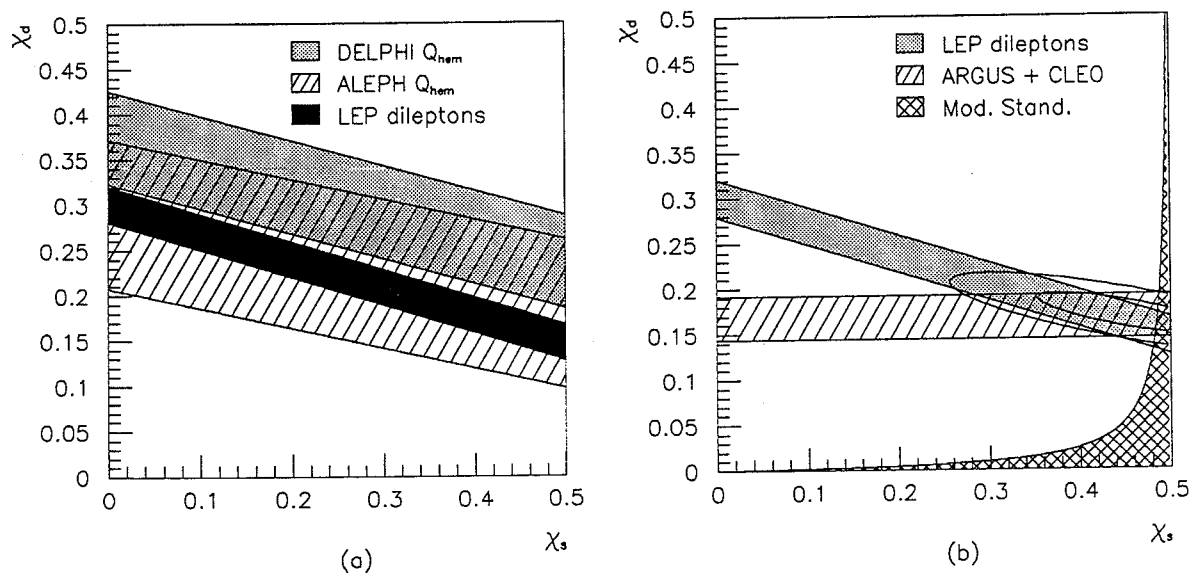


Figure 1.10: Contraintes sur χ_s obtenues par les mesures de $\bar{\chi}$ et χ_d . Les bandes correspondent aux limites à 1 déviation standard. En (a) les résultats obtenus par l'utilisation de la charge d'hémisphère sont représentés avec la moyenne de ceux du LEP établie à partir des mesures dileptons. En (b) les résultats de ARGUS et CLEO ont été ajoutés, ainsi que la contrainte du modèle standard. Les contours sont respectivement les limites à 1 déviation standard et à 95% de degré de confiance sur l'ensemble des mesures, les bandes Q_{hem} n'ont pas été représentées pour des raisons de clarté.

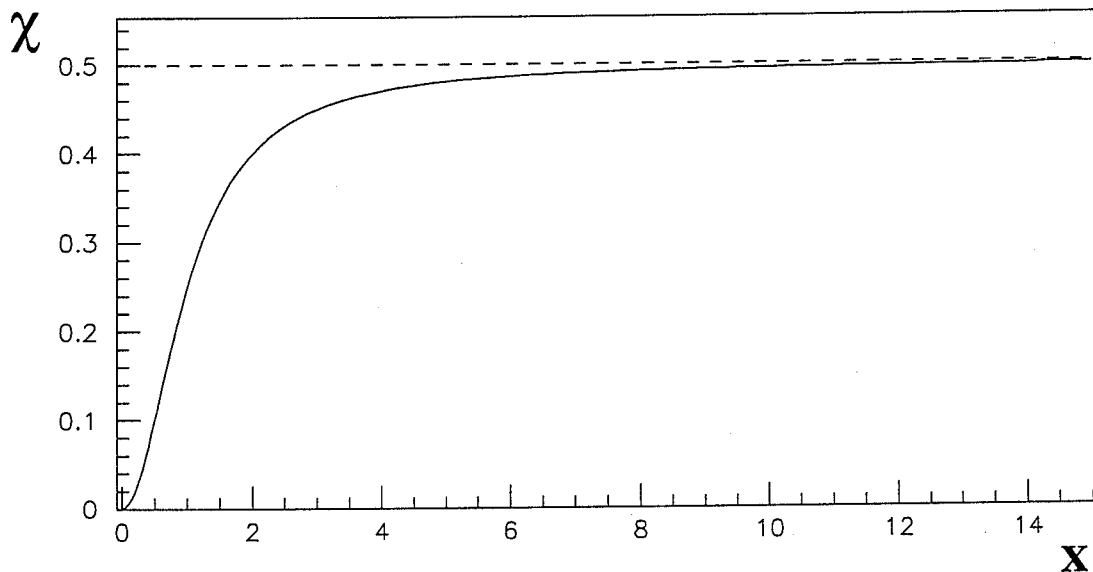


Figure 1.11: *Saturation de χ avec x*

La saturation de χ avec x

Comme on le voit sur la figure 1.11, χ atteint rapidement une saturation quand x augmente. Pour mesurer x_d , une mesure intégrée peut être utilisée, mais une telle méthode ne peut en aucun cas être envisagée pour mesurer x_s . Il faut donc utiliser une méthode de mesure directe de la fréquence d'oscillation.

1.4.2 Les mesures développées en temps

Principe

Il s'agit de reconstruire directement les courbes d'évolution temporelle. On calcule le rapport $R = \frac{N^{id}}{N^{id} + N^{opp}}$ défini précédemment, et l'on représente la distribution de ces corrélations de signes en fonction du temps de vol du B . Cette distribution doit ensuite être ajustée pour trouver le paramètre x . La mesure nécessite donc de connaître:

- la nature du méson (B ou $\bar{B}$) au moment de sa production
- sa nature au moment de sa désintégration
- une estimation du temps de vol du méson

L'étiquetage du méson B peut se faire grâce aux leptons de désintégration semi-leptoniques, ou par l'utilisation d'autres indicateurs (voir chapitre 4).

Le temps propre est lié à la distance de vol et à l'énergie du B par la relation

$$ct = L/\beta\gamma = L/(p/m)$$

où L est la distance de vol, $\beta\gamma$ le facteur de propulsion de Lorentz et p l'impulsion du B . L'erreur de mesure du temps propre induit un facteur de réduction d'amplitude des oscillations de la forme (pour des oscillations rapides par rapport au temps de vie) :

$$A = A_0 e^{-\frac{x^2}{2}(\frac{\sigma_t}{\tau_B})^2}$$

La résolution σ_t dépend de la précision que l'on a sur la position des vertex et de la résolution sur l'énergie du B :

$$(\frac{\sigma_t}{\tau_B})^2 = (\frac{\sigma_L}{L_0})^2 + (\frac{t}{\tau} \frac{\sigma_E}{E})^2$$

avec L_0 la distance de vol moyenne du B .

On voit aussi que le facteur de réduction d'amplitude sera d'autant plus important que x sera grand, ce qui indique une amplitude d'oscillations plus faible pour le B_s^0 que pour le B_d^0 . Une mesure significative exige que $x\sigma_t \sim \tau_B$ (ou inférieur), ce qui n'est pas très contraignant pour le B_d^0 , mais peut être problématique pour le B_s^0 si x , s'avère être très grand : pour une valeur de x , $\simeq 15$, seule une limite inférieure peut être envisagée dans la limite des résolutions accessibles actuellement.

Les avantages

Une mesure développée en temps présente des avantages par rapport à une mesure intégrée :

- Le caractère oscillatoire prédit par le modèle est mis en évidence
- Δm est mesuré indépendamment du temps de vie du B (sauf une faible erreur résiduelle)
- 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 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.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett 19 (1967) 1264
- [3] A. Salam and J.C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [4] Cheng and Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics, Oxford Science Pub.
- [5] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508
P.W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156
- [6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- [7] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970), 1285
- [8] 't Hooft, Nucl. Phys. B 33 (1971) 173
't Hooft, Nucl. Phys. B 35 (1971) 167
- [9] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Phys. Theo. 49 (1973) 652
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945
- [11] F.J. Gilman, K. Kleinknecht and B. Renk, Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994) 1315
- [12] L. Wolfenstein, Proceedings of the 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics, Orsay - France, june 1991 (Ed Frontières) p229
- [13] J.H. Kühn and P.M. Zerwas, Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 (1989) 271
- [14] M. Perrotet et F.M. Renard, Cours de l'Ecole d'été de Physique des Particules de Gif, session de Septembre 1989
- [15] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the Electroweak Working Group, Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model, CERN-PPE 94-187 (1994)

- [16] T. Sjostrand et M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367
- [17] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [18] DELPHI Coll., phys. Lett. B298 (1993) 247
- [19] Thèse de Stéphane Plaszczyński, Université Paris VII (1994), LAL 94-17
- [20] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Gorbò, L. Maiani, G Martinelli, Nucl. Phys. B208 (1982) 365
- [21] J.L. Cortes, X.Y. Pham, and A. Tounsi, Phys. Rev. D 25 (1982) 188
- [22] R. Rückl, Z Physics at LEP 1, CERN 89-08 (1989) 311
- [23] M. Ciuchini et al., CERN-TH 7293/94 (1994)
- [24] CLEO Coll., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 674
- [25] E. Thorndike (CLEO Coll.), in Proceedings of the American Physical Society Meeting, Washington, April 1993
- [26] D.Z. Besson (CLEO Coll.) et A.I. Sanda, in Proceedings of the American Institute of Physics, XVI International Symposium, Ithaca, NY, August 1993
- [27] P. Roudeau, Heavy Flavours, XXVII International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, 20-27 July 1994
- [28] ARGUS Coll., Z Phys. C 62, (1994) 371
- [29] R. Aleksan, A. Falvard, et G. Wormser, Cours de l'Ecole d'été de Physique des Particules de Gif, session de Septembre 1991
- [30] P.J. Franzini, Physics Reports 173 (1989) 1
- [31] A. Salam in Elementary Particle Theory, ed N Svartholm, (1969) p 367
- [32] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994)
- [33] R.Forty, CP violation and $B\bar{B}$ mixing, CERN-PPE 94-154, présenté à la XXVII International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, 20-27 July 1994
- [34] ALEPH Coll., Phys. Lett. B 284 (1992) 177
- [35] DELPHI Coll., Phys. Lett. B 322 (1994) 459
- [36] DELPHI Coll., Phys. Lett. B 332 (1994) 488
- [37] UA1 Coll., Phys Lett. B 186 (1987) 247
- [38] ARGUS Coll., Phys. Lett. B 192 (1987) 245

- [39] ARGUS Coll., Z. Phys. C 55 (1992) 357
- [40] ARGUS Coll., Phys. Lett. B 324 (1994) 249
- [41] CLEO Coll., Phys. Rev. Lett 62 (1989) 2233
- [42] CLEO Coll., Phys. Rev. Lett 71 (1993) 1680
- [43] L. Brillault, $B - \bar{B}$ mixing at LEP, présenté aux XXX Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, 19-26 mars 1995
- [44] OPAL Coll., Z. Phys. C 60 (1993) 199 et
OPAL Physics Note PN165 (1995)
- [45] ALEPH Coll., $B^0 - \bar{B}^0$ mixing and $b\bar{b}$ asymmetry from high p_t leptons, Contribution to the 1994 La Thuile and Moriond Winter Conferences
- [46] L3 Coll., CERN-PPE 94-89 (1994)
- [47] UA1 Coll., Phys. Lett. B 262 (1991) 171
- [48] CDF Coll., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3351
- [49] Y. Pan (ALEPH Coll.) CERN-PPE/94-576 et 94-584

Chapitre 2

DELPHI, une expérience LEP

2.1 Le LEP

Le LEP¹ est un collisionneur électrons positrons de 27 Km de circonférence, situé au CERN², près de Genève. Il a été construit en vue de l'étude des interactions électro-faibles, le but étant de mesurer précisément des paramètres du modèle standard, et éventuellement de dépasser ce modèle.

Le projet LEP a démarré en 1976, l'année de la construction du SPS³, un synchrotron à protons, grâce auquel on découvrait les bosons W et Z un peu plus tard, en 1983.

Après la décision définitive du conseil du CERN prise en 1981, la construction du LEP a commencé en 1983 pour s'achever en 1989. Le collisionneur a été mis en service le 14 juillet 1989, et les premiers bosons Z^0 ont pu être observés dès le mois d'août de la même année, ce qui représente une performance exceptionnelle, compte tenu de la complexité d'une telle installation.

2.1.1 Les motivations

Le LEP est un collisionneur $e^+ e^-$ fonctionnant à une énergie de 91 GeV dans le centre de masse, ce qui correspond au pic du Z^0 . Le lancement du projet visait principalement à étudier les interactions électro-faibles. Les domaines d'études sont variés :

- physique autour du Z^0 : position, section efficace et largeur du pic, asymétrie de charge, couplage aux leptons
- recherche d'objets attendus dans le cadre du modèle standard et non observés : boson de Higgs, quark top
- recherche d'objets nouveaux permettant d'intégrer le modèle standard dans une symétrie plus vaste

¹Large Electron Positron collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire : organisme provisoire fondé en 1952, et remplacé en 1954 par l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, organisation permanente.

³Super Proton Synchrotron

- tests de QCD : intensité du couplage quark - gluon α_s , couplage entre gluons
- étude particulière des saveurs lourdes (plus de 20% des désintégrations hadroniques se font en quarks b et $\bar{b}$) : largeurs partielles, rapports d'embranchements, asymétries avant-arrière, mélange $B^0 - \bar{B}^0$
- polarisation du τ
- physique des interactions photon - photon

Cette liste, non exhaustive, permet d'envisager une connaissance approfondie des paramètres du modèle standard, et éventuellement de dépasser ce modèle.

2.1.2 Description du collisionneur

Le choix d'un collisionneur e^+e^- est avantageux par rapport à un collisionneur $p\bar{p}$, car les particules entrant en collision sont élémentaires (au moins aux énergies considérées), ce qui conduit à des événements ayant une topologie relativement simple et une multiplicité modérée. D'autre part, il n'y a pas d'énergie emportée par le mouvement du centre de masse.

Cet anneau de collision [1], enterré à environ 100 mètres, est constitué de 8 sections droites d'environ 500 mètres chacune et de 8 sections circulaires. Il comporte 4 points d'interactions où sont installées les expériences : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL (ces acronymes signifient Apparatus for LEP PHysics, DETector with Lepton Photon and Hadron Identification, Letter of intent number 3, Omni Purpose Apparatus for Lep).

Les particules sont produites par un canon à électrons (et un convertisseur à positrons), puis accélérées en plusieurs phases : 2 LINACS de 200 MeV et 600 MeV, un accumulateur à e^+e^- (EPA) qui injecte les paquets dans le PS⁴ pour une accélération à 3,5 GeV, lui même étant relayé par le SPS augmentant l'énergie à 20 GeV avant l'injection dans le LEP. L'enchaînement des accélérateurs est représenté sur la figure 2.1.

Le système d'accélération dans le LEP est constitué de 2 ensembles de cavités résonnantes (RF) situés sur 2 des sections droites, qui servent aussi à compenser l'énergie perdue par effet synchrotron, soit environ 130 MeV par tour et par particule.

Il fonctionne actuellement à une énergie de 46 GeV par faisceau, faisceaux qui ont été constitués de 4 paquets d'électrons et de positrons jusqu'à l'été 92, et de 8 paquets depuis, qui sont focalisés par des quadrupôles et dont les trajectoires sont courbées par des dipôles.

En 1995, le LEP entrera dans sa phase 2, l'énergie sera alors portée à environ 180 GeV dans le centre de masse, ce qui permettra de produire des paires W^+W^- . Pour cela, les

⁴Proton Synchrotron

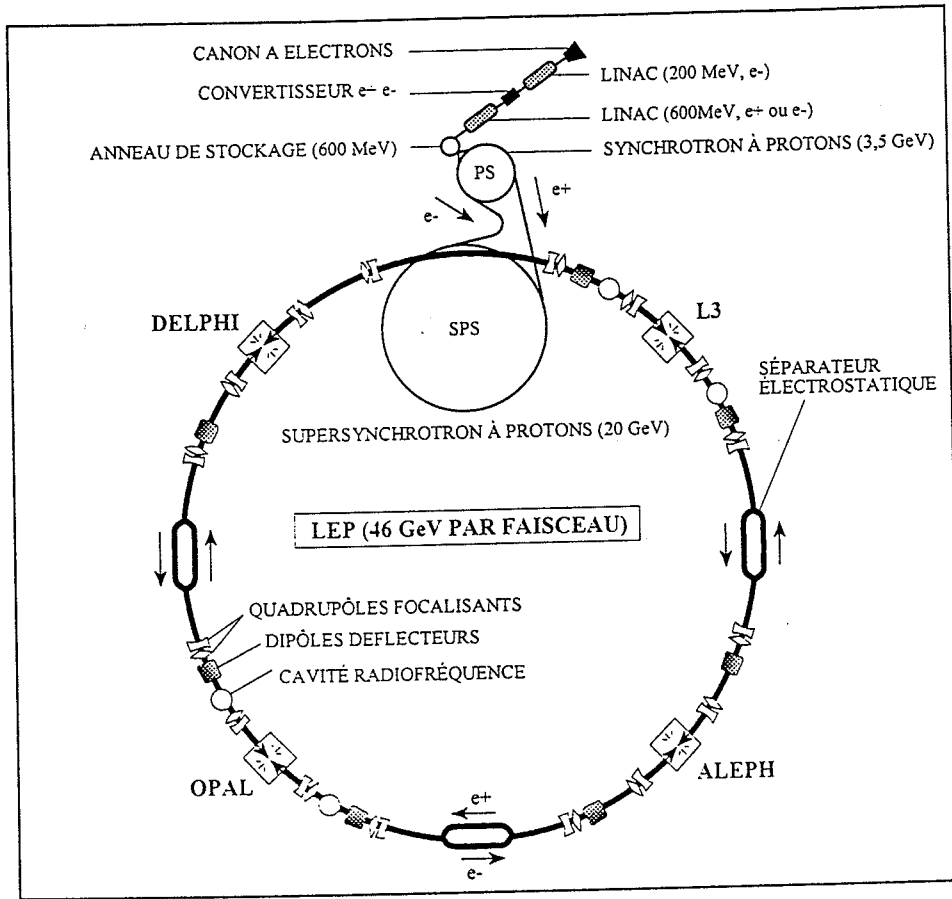


Figure 2.1: Les accélérateurs au CERN: des LINACS au LEP

cavités accélératrices sont actuellement remplacées par des cavités supraconductrices.

Un paramètre important d'un collisionneur est la luminosité, $\mathcal{L}$: le nombre d'événements produits par unité de temps est $dN/dt = \sigma \mathcal{L}$, avec σ la section efficace du processus mis en jeu. Pour un collisionneur e^+e^- , la luminosité est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_p k_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

avec N_e, N_p : nombres d'électrons et de positrons par paquet, k_b : nombre de paquets, f : fréquence de révolution, $\sigma_x \sigma_y$: largeur dans le plan transverse des paquets.

Au LEP, ces paramètres ont pour valeurs: $1,7 \cdot 10^{12}$ particules par paquet, 4 ou 8 paquets, $f = 10,8 \text{ kHz}$, $\sigma_x \simeq 100 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_y \leq 40 \text{ } \mu\text{m}$

On atteint une luminosité intégrée de $93,5 \text{ pb}^{-1}$ pour la période 89 - 93.

2.1.3 Les avancées réalisées grâce au LEP

Dès maintenant de nombreux résultats ont été obtenus grâce au LEP [2]:

- position, largeur du pic du Z^0 , section efficace hadronique (Born):
 $M_Z = 91,1888 \pm 0,0044 \text{ GeV}$
 $\Gamma_Z = 2,4974 \pm 0,0038 \text{ GeV}$
 $\sigma_h^0 = 41,49 \pm 0,12 \text{ nb}$
 $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0,2202 \pm 0,0020$
 $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had} = 0,1583 \pm 0,0098$
 $A_{FB}^{0,b} = 0,0967 \pm 0,0038$
 $A_{FB}^{0,c} = 0,0760 \pm 0,0091$

Un ajustement global au Modèle Standard donne:

- nombre de familles de neutrinos légers: $2,988 \pm 0,023$
- constante de couplage $\alpha_s(M_Z^2) = 0,123 \pm 0,005 \pm 0,002(Higgs)$
- masse du top $M_{top} \text{ (GeV)} = 173_{-13}^{+12} +_{-20(Higgs)}^{+18(Higgs)}$
- angle de Weinberg: $\sin^2\theta_{eff}^{lept} = 0,2322 \pm 0,0004_{-0,0002(Higgs)}^{+0,0001(Higgs)}$
- masse du boson W : $M_W \text{ (GeV)} = 80,28 \pm 0,07_{-0,02}^{+0,01}$

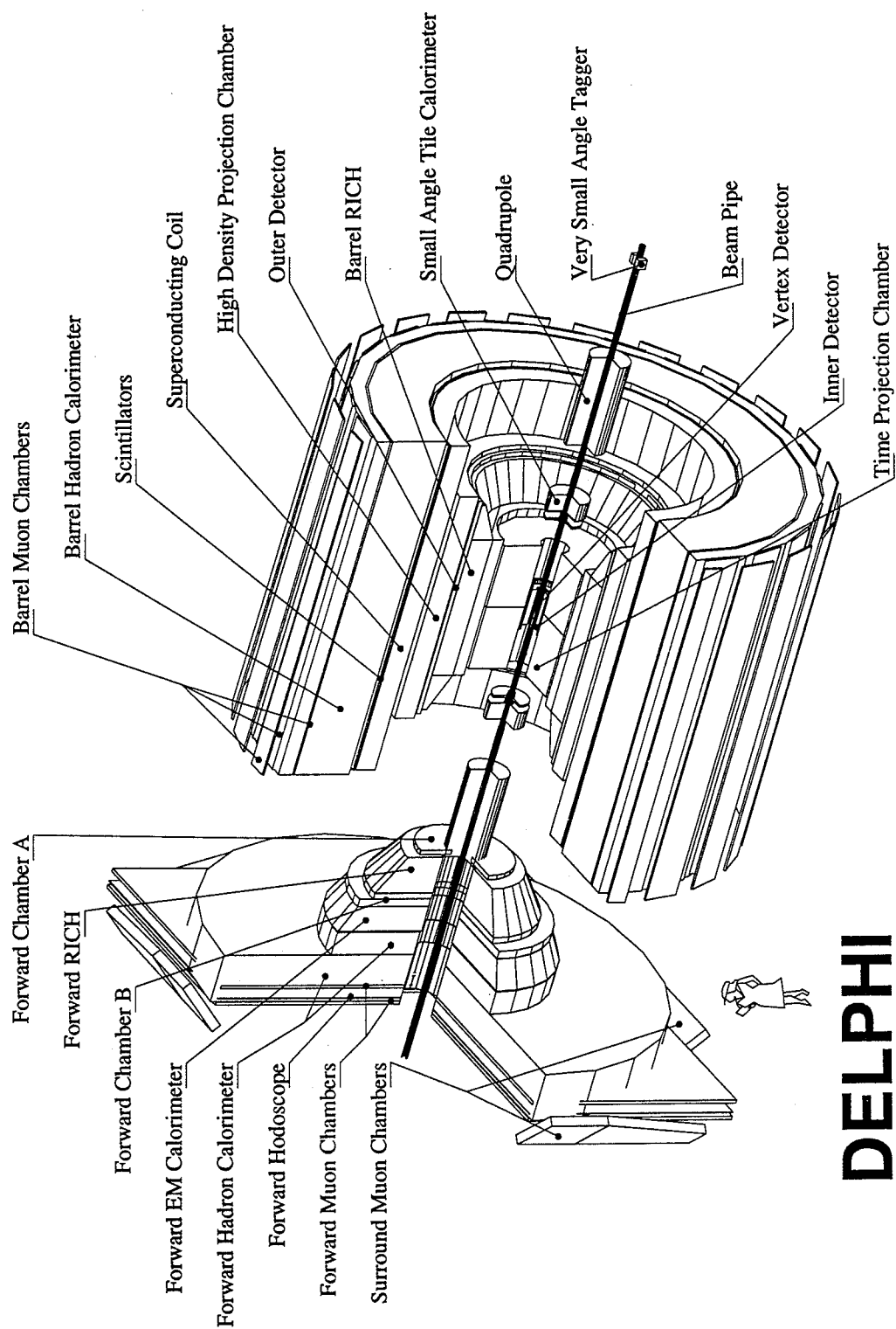
avec $M_{Higgs} = 300 \text{ GeV}$ pour la valeur centrale et la 1^{ère} erreur, et $60 \leq M_H \text{ (GeV)} \leq 1000$ pour les erreurs *Higgs*.

- le Higgs exclu à une masse $\leq 57 \text{ GeV}$. Il faudrait augmenter la statistique d'un facteur 10 pour pouvoir l'observer si sa masse est aux environs de 65 GeV .
- de nombreux résultats sur la physique des saveurs lourdes et en particulier sur la physique de la beauté (masses, temps de vies, mélanges)

Il est à noter qu'une grande partie des incertitudes sur les mesures fines des paramètres du modèle standard au LEP provient de l'incertitude sur la valeur de l'énergie des faisceaux. En utilisant une méthode de dépolarisation résonante (la polarisation transverse est obtenue naturellement par effet Sokolov-Ternov et perturbée par des effets dus aux appareillages), il a été possible d'obtenir une précision meilleure que 1 MeV sur cette énergie [3].

2.2 DELPHI

DELPHI est l'une des 4 expériences installées au LEP. Ses caractéristiques principales sont: identification des hadrons et des leptons sur 90 % de l'angle solide, une fine granularité, une information tridimensionnelle sur les traces des particules chargées, et une bonne détermination du vertex.



DELPHI

Figure 2.2: Le détecteur DELPHI: vue générale

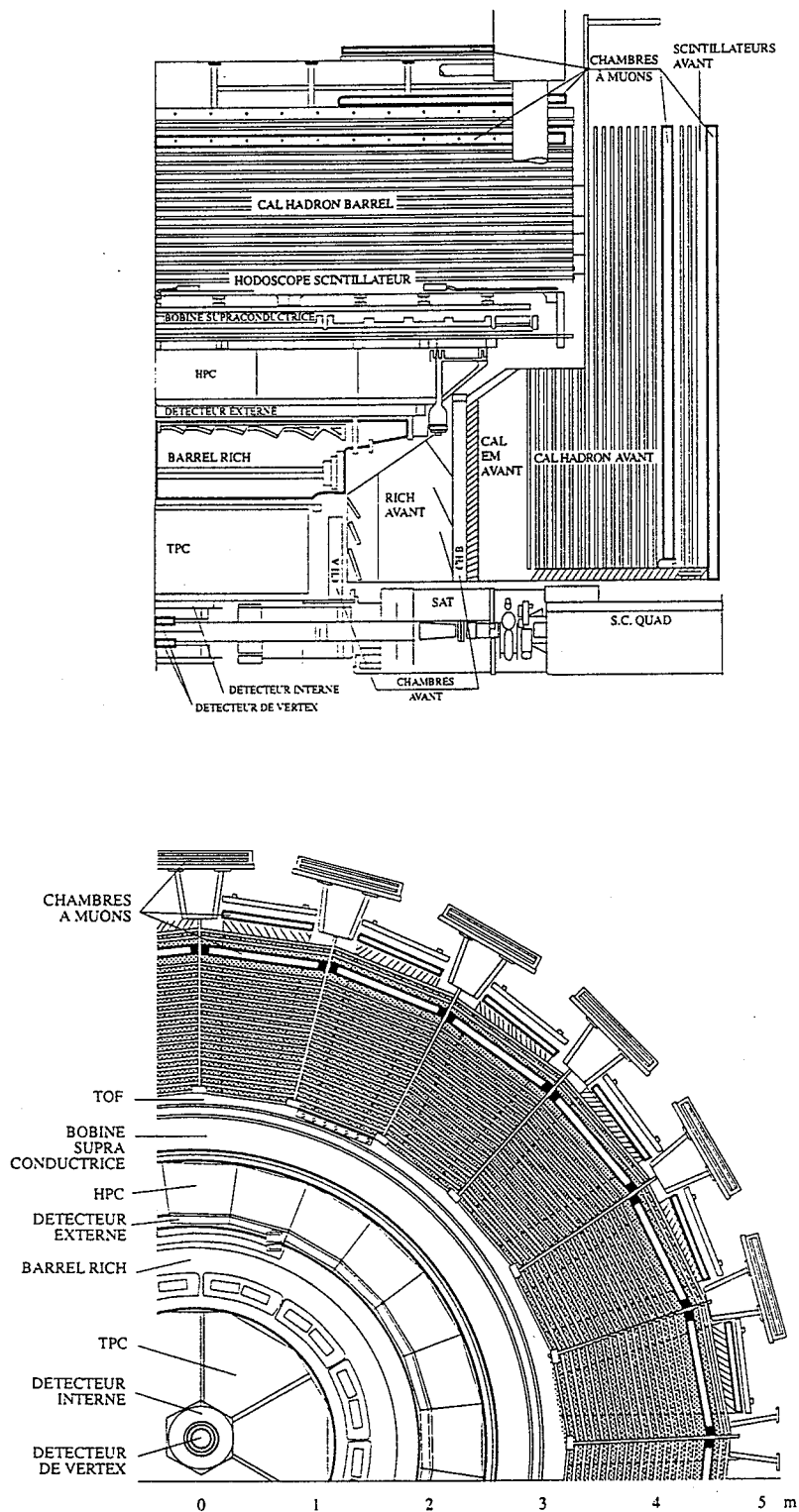


Figure 2.3: Le détecteur DELPHI: vues en coupe longitudinale et dans le plan transverse au faisceau

L'identification des hadrons avec un détecteur à effet Čerenkov et la détermination précise de la position du vertex avec son détecteur de microvertex sont ses particularités.

Le détecteur est composé d'une partie cylindrique fermée par 2 bouchons, ce qui permet d'approcher une couverture angulaire de 4π . Il se divise en sous détecteurs emboîtés, dont certains sont situés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur fournissant un champ magnétique.

L'ensemble, un engin de 2500 tonnes pour un rayon et une longueur d'environ 10 mètres, est installé dans une caverne à 100 mètres de profondeur, ainsi que l'électronique et les mini ordinateurs associés aux sous détecteurs, un système cryogénique, une usine à gaz et l'alimentation électrique du solénoïde. Des fibres optiques assurent la liaison avec la salle de contrôle située en surface.

Nous abordons maintenant une description du détecteur [4] en passant en revue les sous détecteurs qui le composent, en les regroupant suivant leur fonction (certains apparaîtront donc plusieurs fois), puis en étudiant brièvement les interactions entre les différentes parties. Une vue d'ensemble est donnée sur la figure 2.2, et 2 vues en coupe sur la figure 2.3.

2.2.1 Le champ magnétique

Le solénoïde supraconducteur, d'une longueur de 7,4 mètres et de diamètre interne 5,2 m, produit un champ magnétique longitudinal de 1,23 Tesla. C'est le plus grand aimant supraconducteur jamais construit.

2.2.2 La détection des particules chargées

Le détecteur de vertex : VD⁵

Principe : les particules chargées traversant une couche de silicium créent des paires électrons-trous, ce qui induit un signal récupéré sur des canaux de lecture [5].

L'ensemble, situé au cœur de DELPHI, juste autour du tube à vide, est constitué de 3 couches concentriques de plaquettes de silicium emboîtées. Ces 3 couches, de 300 μm d'épaisseur, sont situées respectivement à 6,3 , 9 , et 11 cm du faisceau. Chacune est composée de 96 éléments, répartis en 24 modules azimutaux et 4 segments suivant l'axe du faisceau. La longueur des couches est de 22 cm pour l'interne et de 24 cm pour les 2 plus externes. Les plaquettes sont disposées de telle façon que le recouvrement moyen entre 2 plaquettes, dans le plan $R\phi$, est de 10 %. (voir figure 2.4).

La couverture angulaire du détecteur est $43^\circ < \theta < 137^\circ$.

La précision de la mesure sur un point (résolution intrinsèque) est de 7 μm environ. Il est très important, pour pouvoir utiliser efficacement ce détecteur, de bien connaître

⁵Vertex Detector

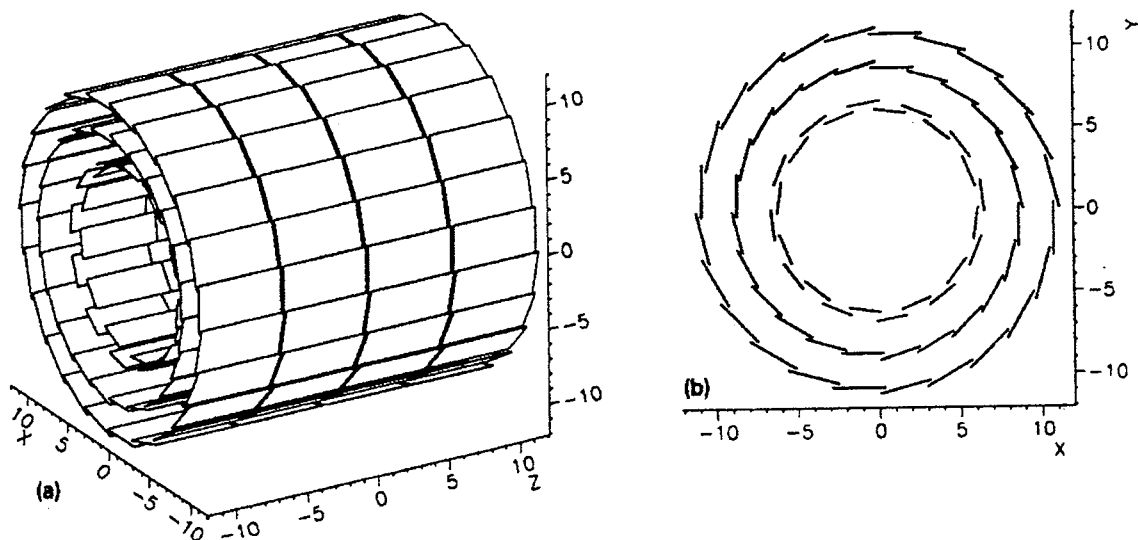


Figure 2.4: *Le microvertex: vues en perspective (a) et dans le plan transverse au faisceau (b)*

sa position dans l'ensemble DELPHI ainsi que la position relative des couches entre elles. L'alignement est réalisé à partir de plusieurs tests: [6]

Un alignement externe, utilisant des événements di-muons qui donnent des signaux dans le VD et dans le détecteur externe (OD), qui permet de situer le VD par rapport à l'ensemble DELPHI, la position des couches, et la position des plaquettes dans leurs couches.

Un alignement interne, utilisant aussi des événements di-muons, et des événements hadroniques, permet de préciser la position relative des plaquettes. De plus, ce procédé est complété par un contrôle utilisant des sondes situées entre le détecteur interne (ID) et le VD, et des lasers placés sur l'ID et visant des diodes sur la couche externe du VD. La position de chaque plaquette par rapport à sa couche est connue avec une précision de $25\text{ }\mu\text{m}$, et la précision sur la position relative de chaque plaquette est de $5\text{ }\mu\text{m}$.

Le détecteur interne: ID⁶

Il donne une information sur les traces permettant d'opérer une association entre l'information donnée par le VD et celle issue des autres détecteurs de traces, plus à l'extérieur. De plus, ce détecteur donne une réponse rapide (100 ns) permettant de l'associer au système de déclenchement de DELPHI.

⁶Inner Detector

Il se compose de 2 parties concentriques :

- Une chambre à dérive de rayons compris entre 11,8 et 22,3 cm, couvrant un angle polaire $17^\circ < \theta < 163^\circ$. Cette chambre donne 24 points de mesures dans le plan $R\phi$ par trace et par module ; elle est composée de 24 modules azimuthaux. Le gaz de dérive et le système de fils de champ choisis permettent une vitesse de dérive rapide et proportionnelle au rayon R .
- La seconde partie, de rayon externe 28 cm, couvrant un angle polaire $30^\circ < \theta < 150^\circ$, est composée de 5 couches de chambres proportionnelles multifils concentriques. Chaque couche comporte 192 fils d'anodes, parallèles à l'axe du faisceau, et 192 bandes cathodiques circulaires, les cercles étant positionnés dans le plan orthogonal à cet axe. Ce dispositif permet d'obtenir une information en z , suffisamment rapide pour servir au déclenchement.

Une vue d'un cadran dans le plan transverse aux faisceaux est donnée en figure 2.5.

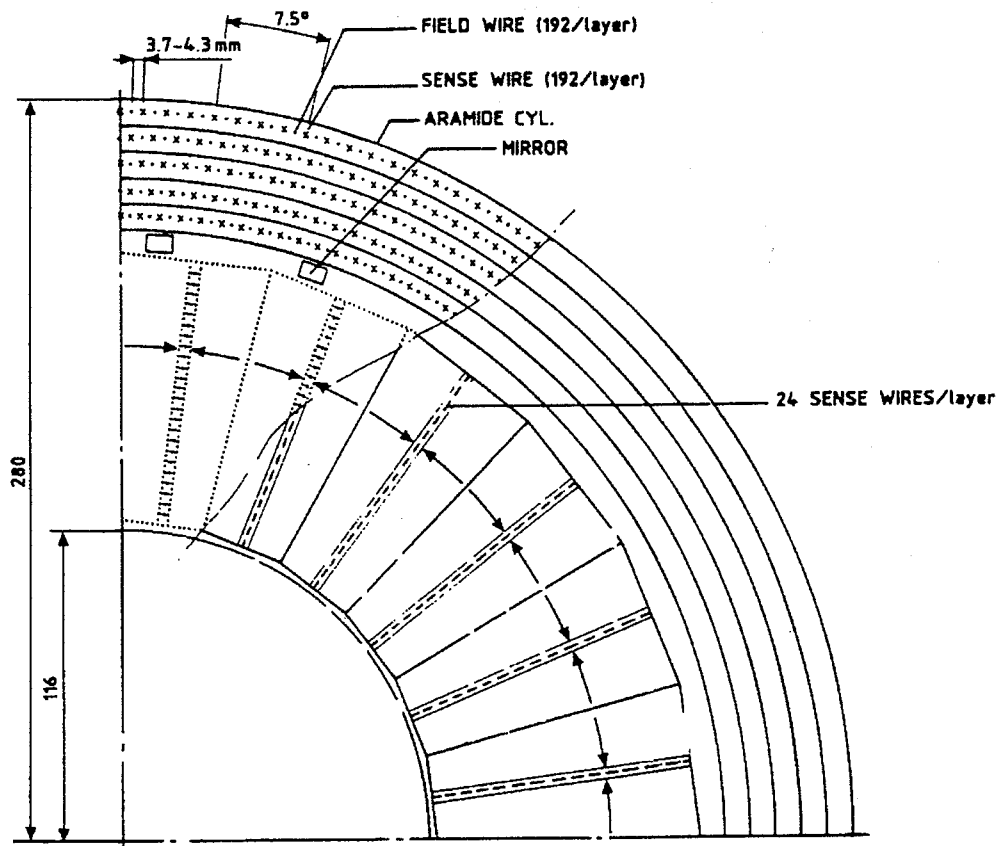


Figure 2.5: Vue dans le plan transverse aux faisceaux d'un cadran de l'ID

La résolution sur une trace est de $90 \mu\text{m}$ en $R\phi$, et $600 \mu\text{m}$ en moyenne en z , la précision

de la réponse des chambres dépendant de l'angle polaire. L'efficacité de déclenchement est de 90% pour un événement avec jet dans la chambre à dérive, et supérieure à 95% pour une trace seule dans les couches externes.

La TPC⁷ : reconstruction des traces et identification des particules

La TPC est le détecteur principal de DELPHI en ce qui concerne la reconstruction des traces de particules chargées. Son rôle quant à l'identification des particules sera exposé plus loin.

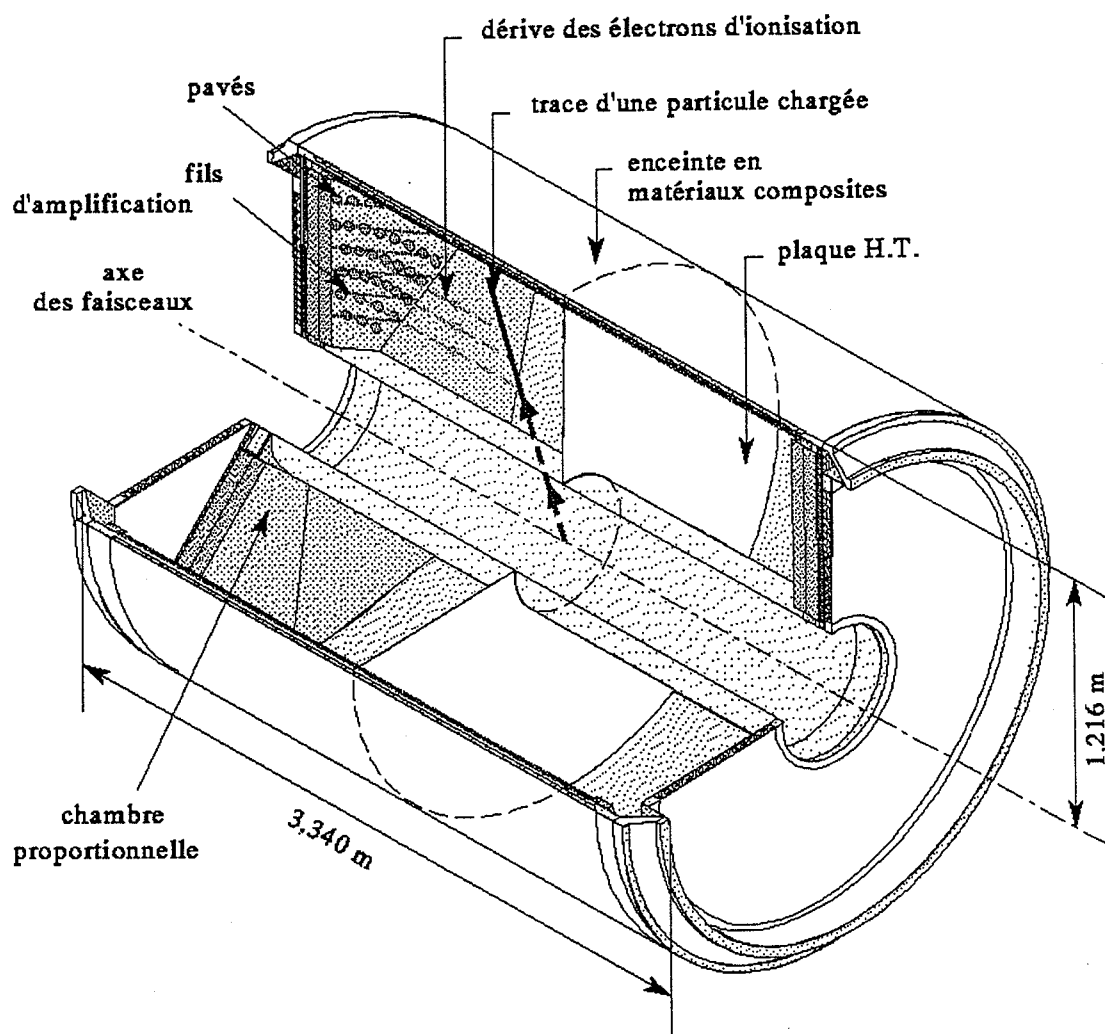


Figure 2.6: *La TPC de DELPHI: vue générale*

Le fonctionnement du détecteur repose sur le principe de l'ionisation d'un gaz au

⁷Time Projection Chamber

passage de particules chargées, les électrons libérés dérivant sous l'action d'un champ électrique jusqu'à des chambres proportionnelles multifils. Le principe de ces chambres est le même dans tous les détecteurs (on en retrouvera dans le RICH) : les électrons arrivant près des grilles, constituées d'une alternance de fils d'anodes portés à un potentiel positif et de fils de champ, se multiplient en avalanche, provoquant un excès de charge qui induit, par effet capacitif, un signal sur une cathode située derrière.

La TPC de DELPHI (représentée sur la figure 2.6) est constituée d'un volume cylindrique coupé en 2 en son milieu suivant le plan transverse médian. Ses 12 secteurs, constituant les chambres à dérives sont remplis d'un mélange de 80% d'argon et 20% de méthane. Le champ de dérive, orienté parallèlement à l'axe z , est de 150 V/cm.

A chaque extrémité, dans les bouchons de la TPC, se trouvent les chambres de lecture, planes. Elles sont constituées de 6 secteurs, avec 192 fils sensibles et 16 bandes cathodiques circulaires. Ces chambres permettent d'obtenir jusqu'à 16 points de mesure par trace dans l'espace (voir figure 2.7).

La vitesse de dérive étant bien connue, grâce à un contrôle par un système de lasers, le temps de dérive des électrons permet d'obtenir la position en z des points.

La précision sur un point de mesure est : $\sigma_{R\phi} < 250 \mu\text{m}$ et $\sigma_z < 0,9 \text{ mm}$.
Le pouvoir de séparation entre 2 traces est de 1,5 cm.

La TPC de DELPHI n'a pas un rayon très grand ($0,28 < R < 1,22 \text{ m}$) par rapport aux détecteurs comparables sur d'autres expériences, et ceci est dû au fait que le choix s'est porté, pour l'identification des hadrons, sur un détecteur Čerenkov. L'introduction de ce détecteur a limité la place disponible, tout en retirant à la TPC son rôle primordial pour l'identification, ce qui a permis de limiter la pression du gaz à 1 atmosphère, simplifiant considérablement sa mise en œuvre et sa maintenance.

Le détecteur externe : OD⁸

Fixé autour du barrel RICH, l'OD a 2 fonctions : il permet d'obtenir une information rapide en $R\phi$ et z , utilisable pour le système de déclenchement de DELPHI, et il complète la reconstruction des traces et la mesure de l'impulsion des particules. Etant situé à un rayon élevé ($198 \text{ cm} < R < 208 \text{ cm}$), il permet d'avoir un grand bras de levier, remédiant ainsi à la taille relativement faible de la TPC tout en couvrant ses zones mortes.

Il se compose de 24 modules azimutaux, chaque module étant constitué de 5 couches de 29 tubes à dérive (3480 tubes au total) de 4,7 m de longueur suivant l'axe du faisceau, et un recouvrement entre les modules adjacents permet d'éviter les zones mortes. Chaque couche donne une information en $R\phi$, tandis que 2 des 5 couches donnent une information

⁸Outer Detector

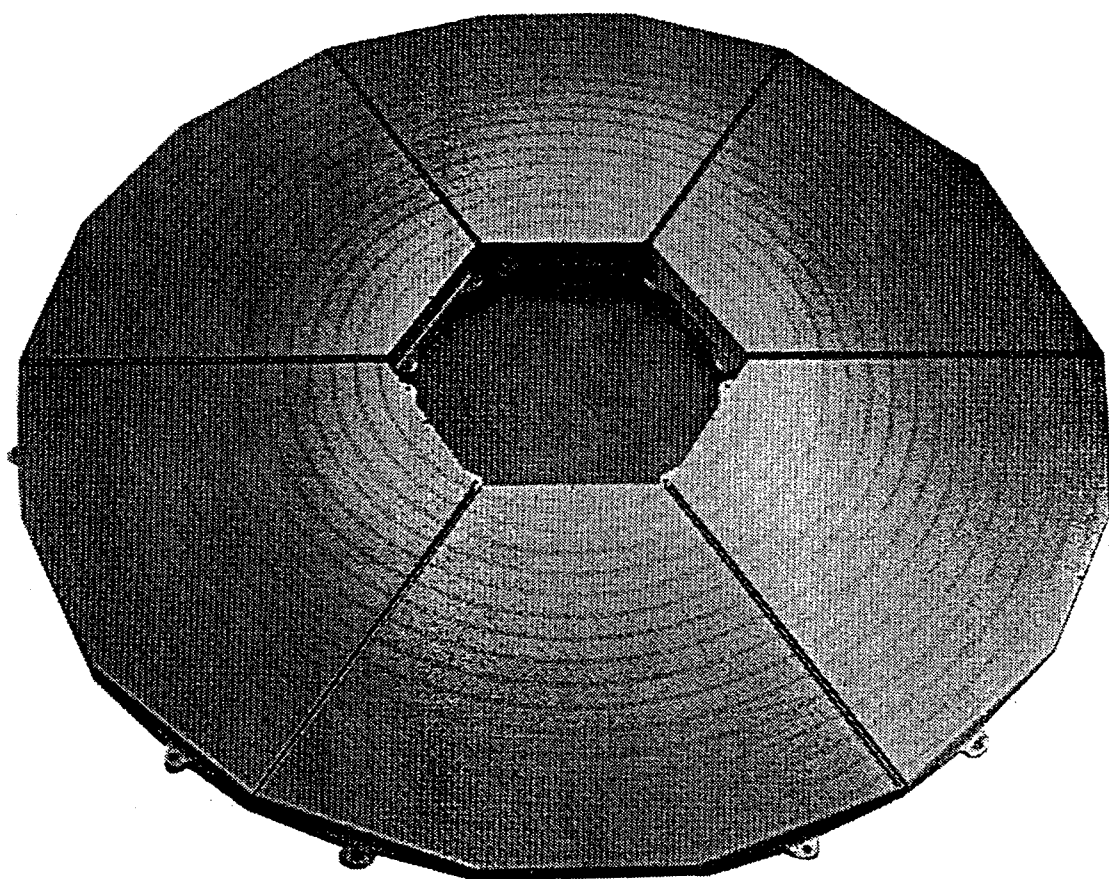


Figure 2.7: *Les chambres de lecture de la TPC*

complémentaire suivant z .

La figure 2.8 montre une partie de l'OD dans le plan transverse aux faisceaux, et sa disposition par rapport aux autres détecteurs de DELPHI.

Le détecteur couvre un angle polaire $43^\circ < \theta < 137^\circ$, et la résolution obtenue est : $\sigma_{R\phi} \simeq 100 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 3,5 \text{ cm}$.

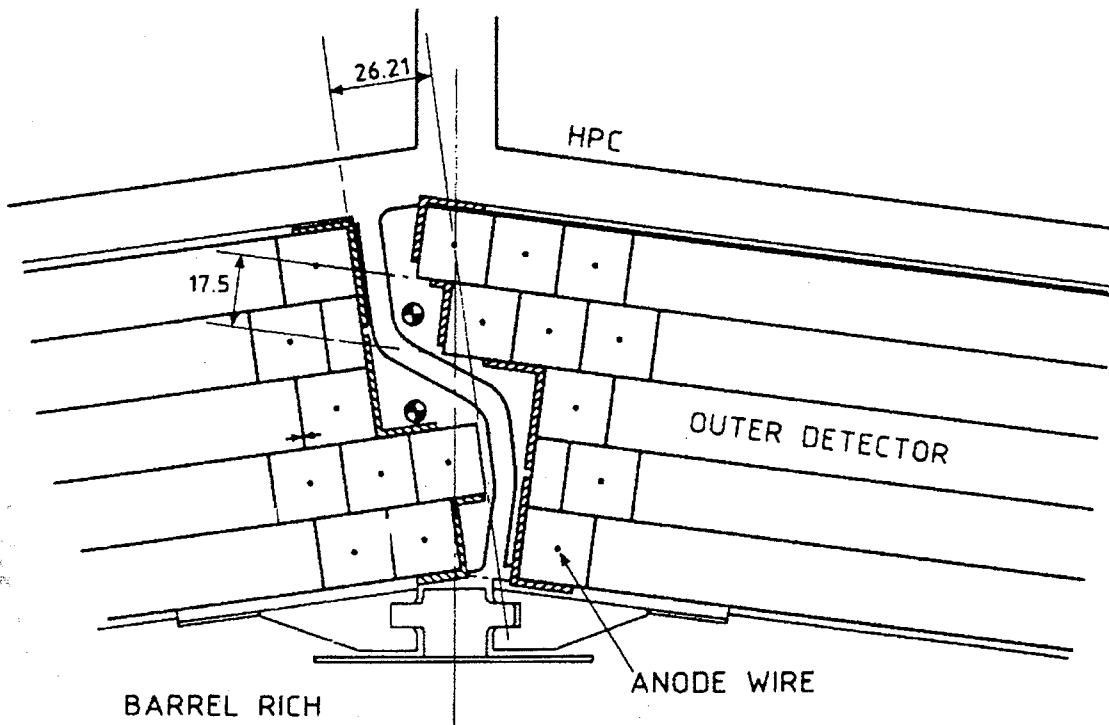


Figure 2.8: Vue d'une partie de l'OD, et son positionnement par rapport aux autres détecteurs de DELPHI

Les chambres avant : FCA et FCB⁹

Ces chambres fournissent une information sur la reconstruction des traces et également pour le système de déclenchement de DELPHI. Au nombre de 2 de chaque côté du baril, elles couvrent les petits angles polaires : $11^\circ < \theta < 33^\circ$. Les FCA sont placées à chaque extrémité de la TPC, avec $|z| = 155 - 165 \text{ cm}$ et les FCB à l'extérieur de la partie bouchon du RICH, avec $|z| = 267 - 283 \text{ cm}$. Les FCA sont formées de 6 plans de tubes à dérive, et les FCB de 12 plans de fils. Les directions des fils étant décalées deux à deux de 120° , on obtient une information tridimensionnelle. Les chambres A donnent 6 coordonnées dans l'espace, et les chambres B en donnent 12. La résolution est : $\sigma_{x,y} = 150 \mu\text{m}$ pour les

⁹Forward Chamber A et B

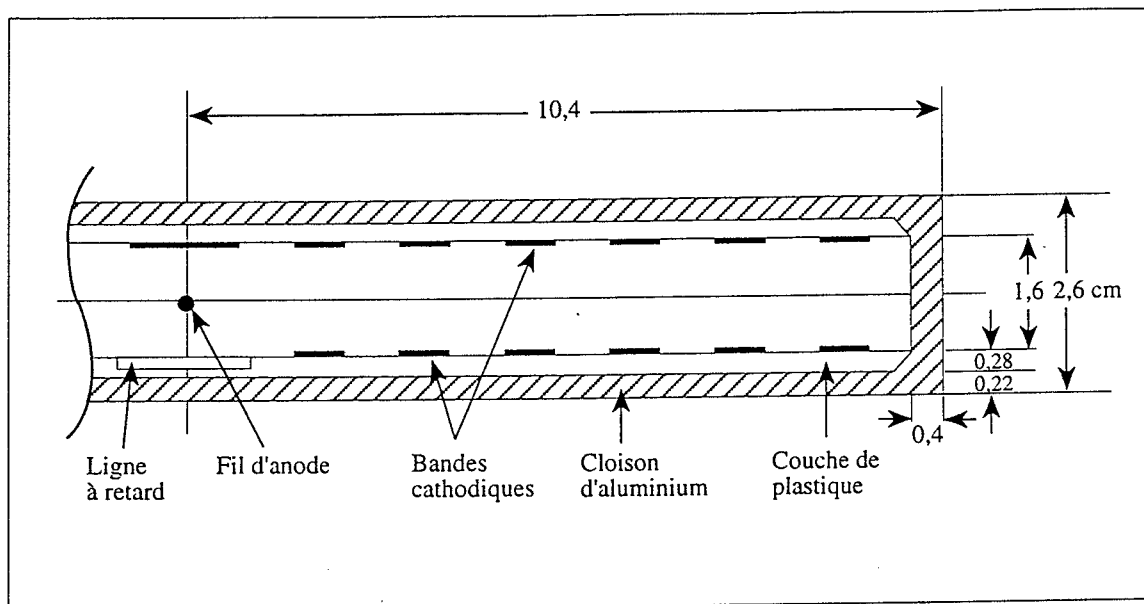


Figure 2.9: Les chambres à muons : vue en coupe

FCA, et $\sigma_{x,y} \simeq 120 \mu m$ pour les FCB.

Les chambres à muons : MUB et MUF¹⁰

Cet ensemble de détecteurs, utilisés pour la reconstruction des traces, permet d'identifier les muons, aussi bien dans la partie baril que vers l'avant. Nous reviendrons plus loin sur l'identification proprement dite de ces muons.

La partie baril, couvrant un angle polaire $52^\circ < \theta < 90^\circ$, est composée de 2 couches. disposées à l'extérieur de DELPHI: la première est à $R = 445$ cm, soit 20 cm avant la fin du calorimètre hadronique, et la seconde est constituée de deux série de chambres disposées en alternance à $R = 485$ cm et à l'extérieur du détecteur, montées sur des pieds (voir figure 2.3).

Les trous entre ces deux séries sont utilisés pour laisser passer des câbles et des tuyaux.

Chacune des couches est formée de 2 plans de tubes à dérives d'une longueur de 4 m, les fils étant parallèles à l'axe du faisceau. Outre l'information en $R\phi$, une information en z est disponible grâce à la mesure du temps de dérives par des lignes à retard (voir figure 2.9).

Les chambres situées dans les bouchons, couvrant un angle polaire $9^\circ < \theta < 43^\circ$, et placées à $|z| = 463$ cm et $|z| = 500$ cm, elles aussi séparées par les dernières couches du calorimètre hadronique, sont formées des mêmes plans de tubes à dérives. Ces 2 plans sont

¹⁰Chambres à muons Barrel et Forward

disposés orthogonalement l'un par rapport à l'autre afin d'obtenir une information en x et y .

Les caractéristiques de ces détecteurs sont les suivantes : (tests effectués sur des cosmiques)

MUB : $\sigma_{R\phi} \simeq 1 \text{ mm}$, $\sigma_z = 1 \text{ cm}$, $\varepsilon = 95\%$

MUF : $\sigma_{R\phi} = 1 \text{ mm}$, $\varepsilon = 89\%$

La combinaison des informations

La reconstruction des traces et la mesure de l'impulsion des particules ne peuvent se faire que par la combinaison des informations fournies par plusieurs détecteurs décrits précédemment.

Des tests effectués sur des événements di-muons de $45,6 \text{ GeV}$ ont permis d'évaluer la précision sur la mesure de l'impulsion :

$dp/p = 4\%$ pour la partie baril en combinant l'ID, la TPC, l'OD et le VD.

$dp/p = 17\%$ vers l'avant ($20^\circ < \theta < 35^\circ$) en combinant l'ID, la TPC et les FCB.

2.2.3 La calorimétrie

Les calorimètres électromagnétiques :

Il s'agit de deux détecteurs de conceptions différentes : la HPC¹¹ pour la partie baril et les FEMC¹² pour les bouchons.

La HPC :

Elle est conçue pour mesurer des distributions de charges induites par des gerbes électromagnétiques ou des hadrons, avec une très bonne granularité, et séparer les gerbes électromagnétiques des hadrons.

Elle est composée d'un ensemble de couches de plomb séparées par 9 intervalles de gaz (Argon 80% et Méthane 20%) servant de chambres à dérive du type TPC, le tout étant fragmenté en 144 modules, soit 24 suivant ϕ et 6 en longueur suivant l'axe des faisceaux. L'alternance plomb-gaz s'étend radialement sur 20 longueurs de radiations.

Les gerbes se développent lors du passage des particules dans les convertisseurs de plomb, et l'ionisation du gaz, puis la dérive des électrons permet une reconstruction en 3 dimensions de la gerbe ainsi que la mesure de son énergie.

¹¹High-density Projection Chamber

¹²Forward Electro Magnetic Calorimeter

La HPC, de rayons $208 < R < 260$ cm, couvre un angle polaire $43^\circ < \theta < 137^\circ$, et ses performances sont les suivantes :

$$\sigma(E)/E = 25\%/\sqrt{E(\text{GeV})}, \sigma(z) \simeq 4 \text{ mm}$$

L'erreur angulaire est de :

$$(36/\sqrt{E(\text{GeV})} + 2,5) \text{ mrad en } \theta$$

$$(97/\sqrt{E(\text{GeV})} + 10) \text{ mrad en } \phi \text{ pour } \theta \text{ et } \phi \text{ fixés.}$$

La gamme dynamique pour les gerbes électromagnétiques est d'environ 50 GeV , avec une bonne sensibilité pour les particules au minimum d'ionisation.

Les FEMC

Leur conception est plus classique : il s'agit de blocs de verre au plomb répartis sur 2 disques, 1 à chaque bouchon en $|z| = 245$ cm, soit 2 ensembles de 4500 blocs scintillants dont la lecture se fait par des photodiodes. La précision sur la mesure de l'énergie a été évaluée en faisceau test à

$$\sigma_E/E = ((0,35 + 5\sqrt{E})^2 + (6/E)^2)^{1/2} \%$$

avec E en GeV/c , le dernier terme étant dû au bruit d'amplification. A LEP, la résolution est dégradée à cause de la matière disposée devant le calorimètre, qui représente environ deux longueurs de radiation. On obtient $\sigma_E = 4\%$ pour des électrons de 45 GeV .

Les FEMC couvrent un angle polaire de $10^\circ < \theta < 36,5^\circ$, et ils permettent une d'avoir une précision angulaire de : $\sigma_\theta = 0,3^\circ$.

Le calorimètre hadronique : HCAL¹³

Ce détecteur couvre pratiquement tout l'angle solide (99%), et permet ainsi une mesure de l'énergie totale hadronique d'un événement en plus de l'énergie déposée par une gerbe.

Il est composé de plaques de fer de 5 cm d'épaisseur servant de retour de champ pour l'aimant, alternées avec des chambres à streamer (il y a 20 couches de chambres suivant le rayon) pour mesurer les gerbes développées dans le fer. L'espacement entre les couches de fer est de 2 cm, et la longueur radiale de fer est de 100 cm.

La résolution en énergie est de $120/\sqrt{E(\text{GeV})} \%$

A l'exception des muons et des neutrinos, toute particule parvenant jusqu'au HCAL est stoppée.

2.2.4 L'identification des particules

Elle nécessite l'utilisation de détecteurs reposant sur différents principes suivant le type de particule et la gamme d'impulsion considérés.

¹³Hadronic CALorimeter

L'identification par l'ionisation : la TPC

La TPC, décrite plus haut, permet d'identifier les particules en mesurant leur dépôt d'énergie par ionisation dans le gaz : le dE/dX . Cette grandeur, pour une impulsion donnée, ne dépend que de la masse de la particule considérée. On peut donc l'identifier, compte tenu de son impulsion mesurée, en comparant son dE/dX à ceux prévus pour différentes hypothèses, (voir figure 2.10).

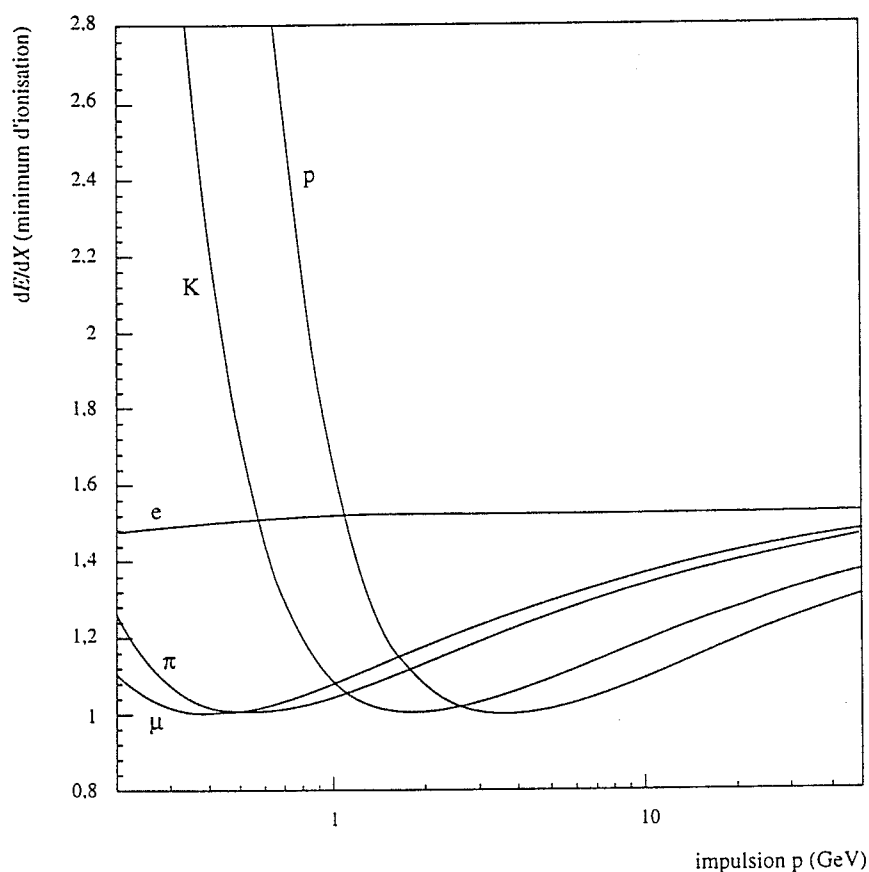


Figure 2.10: Le dE/dX dans la TPC en fonction de l'impulsion de 5 particules : e, μ, π, K, p

Ce mode d'identification est utilisé pour les hadrons, ainsi que pour séparer les électrons des hadrons.

La résolution obtenue sur des événements di-muons est de 5,8%, et elle est de 7,5% pour des événements hadroniques produisant des jets. Il est à noter que, dans le cas d'événements hadroniques, l'information dE/dX n'est pas disponible pour 25% des traces, un nombre insuffisant de fils ayant été touchés.

L'identification par effet Čerenkov: le RICH¹⁴

Particularité de l'expérience DELPHI, ce détecteur permet d'identifier les hadrons sur une large gamme d'impulsion. Il utilise la mesure du rayonnement Čerenkov émis par les particules chargées, et se compose d'une partie baril (BRICH)¹⁵, et de 2 parties bouchons (FRICH)¹⁶.

L'identification des kaons par le BRICH étant primordiale pour cette analyse, ce détecteur fera l'objet d'une étude particulière au chapitre suivant. On peut trouver une description détaillée des FRICH en [7]

L'identification des leptons

Les leptons ont été sélectionnés avec une impulsion au moins égale à $3 \text{ GeV}/c$.

- Les muons

Les muons sont identifiés en confrontant les informations issues du système de détection de traces central avec les coups reçus dans les chambres à muons, ainsi qu'en analysant le profil de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique. L'algorithme utilisé est décrit en [8].

L'efficacité d'identification des muons a été mesurée en utilisant un lot d'événements di-muons : $\varepsilon_\mu = 90\%$

Des mauvaises identifications peuvent provenir de désintégrations en vol de pions ou de kaons. La probabilité pour qu'un hadron soit identifié comme un muon est de 1,5% (pour $\varepsilon_\mu = 90\%$ avec $p > 3 \text{ GeV}/c$).

- Les électrons

On utilise pour les identifier la mesure de l'énergie par les calorimètres électromagnétiques (HPC et FEMC), associée à la mesure d'impulsion par la TPC. Rappelons aussi que le dE/dX mesuré par la TPC doit être plus élevé pour les électrons si $P > 2 \text{ GeV}$ que pour les autres particules. La procédure est décrite en détails en [9].

L'efficacité d'identification varie suivant l'impulsion de 50% (à 2 GeV) jusqu'à 70% (si $P > 6 \text{ GeV}$), avec une contamination de 0,4%

2.2.5 Les luminomètres: SAT et VSAT

Ces 2 détecteurs, installés sur le tube à vide de part et d'autre du point d'interaction, permettent de mesurer la luminosité des faisceaux par comptage des événements Bhabha.

¹⁴Ring Imaging Čerenkov counter

¹⁵Barrel Ring Imaging Čerenkov counter

¹⁶Forward Ring Imaging Čerenkov counter

Le SAT¹⁷ est constitué d'un détecteur de traces chargées et d'un calorimètre. Le détecteur de traces est formé de 3 disques de silicium placés à $z = 203, 216, \text{ et } 230 \text{ cm}$, de rayon interne 10 cm , il couvre un angle polaire de $43,5$ à 120 mrad , permet de séparer les photons des électrons, et donne une mesure de l'angle d'incidence avec une précision de l'ordre du mrad .

Le calorimètre consiste en une alternance de couches de plomb et de fibres scintillantes alignées parallèlement au faisceau, la lecture étant effectuée par des photodiodes.

L'erreur systématique sur la luminosité est évaluée à environ 1% , dont une grande partie vient de la géométrie du détecteur.

Le VSAT¹⁸, installé à $z = 7,7 \text{ m}$ et couvrant un angle polaire de 5 à 7 mrad , est un calorimètre au silicium.

2.2.6 Les compteurs de temps de vol : TOF et HOF

Ces compteurs sont utilisés pour le système de déclenchement de DELPHI, et pour rejeter les événements dus aux cosmiques.

Le TOF¹⁹, dans la partie baril, est constitué d'une couche de 172 plaques scintillantes montées à l'extérieur du solénoïde.

Il couvre un angle polaire de $41^\circ < \theta < 139^\circ$, mais présente des zones mortes : 6 cm autour de $\theta = 90^\circ$, et sur les supports du cryostat.

La précision en temps est : $\sigma_t = 1,2 \text{ ns}$.

Le HOF²⁰, pour la partie bouchon, est situé entre le calorimètre hadronique et la seconde couche des chambres à muons, et il est constitué de scintillateurs plastiques prolongés par des guides de lumière, et un photo-multiplicateur.

La précision en temps est : $\sigma_t = 5 \text{ ns}$.

2.2.7 Le déclenchement

Le LEP, fonctionnant avec 4 paquets par faisceau, produit une collision toutes les $22 \mu\text{s}$. Il n'est pas possible de faire fonctionner le système d'acquisition entièrement à ce rythme : la sauvegarde d'un événement sur un support définitif implique la perte d'autres événements. D'autre part, il ne faut pas garder des événements non utilisés ou considérés comme bruit de fond comme les interactions des faisceaux avec le gaz résiduel, les cosmiques ou encore le rayonnement synchrotron. Pour ces raisons, un système de déclenchement a été mis en place pour filtrer les événements [10].

¹⁷Small Angle Tagger

¹⁸Very Small Angle Tagger

¹⁹Time Of Flight

²⁰Horizontal time Of Flight

Il est organisé en 2 parties :

La première comporte 2 étapes (T1 et T2) qui sont synchrones avec le croisement des faisceaux (BCO)²¹, et qui servent principalement à éliminer les événements autres que $e^+e^- \rightarrow Z^0$, en réduisant le nombre d'interactions par seconde à exploiter.

La seconde comporte aussi 2 étapes (T3 et T4), asynchrones, qui visent à commencer en ligne le traitement des données.

Voici un résumé des fonctions de chaque niveau de déclenchement :

- T1 : intervient moins de 3 μs après le BCO. Il fait intervenir l'ID, l'OD, les FCA et FCB pour le nombre de traces, les calorimètres pour le nombre de clusters, ainsi que les chambres à muons, les luminomètres et les compteurs de temps de vol.

Si la réponse est négative, la TPC est nettoyée (par activation des grilles de blocage électrostatique avant les chambres de lecture), pour éviter la formation inutile de charges d'espace.

- T2 : intervient (jusqu'à) 39 μs après le BCO, à cause de la dérive dans la TPC. Il fait intervenir la TPC et la HPC afin de déterminer si l'événement va être intéressant ou pas. Si la réponse est négative, les données collectées par tous les détecteurs au premier niveau de la chaîne d'acquisition ne seront pas transmises plus loin, et seront perdues.

Une réponse positive du T2 implique la perte du croisement suivant.

- T3 : asynchrone avec le croisement des faisceaux

Il s'agit d'une logique programmée, utilisant des processeurs 68020, dont le but est de réaliser une analyse primaire des données au niveau de chaque détecteur de DELPHI, les données étant déjà numérisées au niveau des sous-détecteurs. Après la décision T3, environ la moitié des T2-YES sont rejetés.

Ce niveau de déclenchement a été mis en service en 1992.

- T4 : émulateurs 3081/E. Analyse en temps réel au niveau global DELPHI. Il agit sur les données avant leur stockage pour vérifier leur intégrité, compléter leur formatage ZEBRA, et filtrer des événements de bruit de fond pas encore éliminés.

L'acceptance géométrique des détecteurs utilisés entraîne une redondance entre les conditions autorisant un déclenchement : cela permet d'une part d'étudier les performances du système sur des événements réels, et d'autre part cela assure une bonne stabilité sur de longues périodes de prise de données.

L'efficacité moyenne du déclenchement pour des événements hadroniques ou leptoniques, dans l'acceptance $20^\circ < \theta < 160^\circ$ est : $\varepsilon > 99,9\% \pm 0,01 (stat) \pm 0,1 (syst)$

Cette efficacité ne présente pas de variation en θ .

²¹Beam Cross Over

2.2.8 Le système d'acquisition

Ce système a pour but de collecter, d'organiser, et de mettre en forme les données issues de tous les détecteurs de DELPHI, en vue de leur stockage avant analyse.

La norme choisie est le FASTBUS. Le système s'organise en une structure arborescente, les données remontant l'arborescence vers le niveau global.

Une branche a pour nom partition, et correspond soit à un détecteur de DELPHI, comme le VD, soit à une moitié seulement, comme dans le cas de la TPC ou du RICH. Ces partitions sont organisées de la même façon quel que soit le détecteur. Elles sont au nombre de 19, dont 1 est réservée au déclenchement et 1 à l'acquisition centrale.

Le système d'acquisition est lié au déclenchement décrit plus haut : à chaque niveau de déclenchement, il y a un transfert des données d'un ensemble de mémoires tampons vers une zone mémoire commune, située à un niveau supérieur de l'arborescence.

L'acquisition des données est répartie en 3 étapes :

- la première, synchrone avec le BCO, comporte les décisions de déclenchement T1 et T2, décisions prises au niveau local par des modules appelés LTS²², surmontés de leur équivalent au niveau global, le TS²³. Ces 2 types de modules comportent 2 parties : une partie chargée de la décision et une partie chargée du contrôle et de la transmission des décisions : (L)TS-DB²⁴ et (L)TS-CB²⁵. La figure 2.11 représente le déroulement d'une prise de décision T1 ou T2.

En cas de réponse positive du T2 (T2-YES), durant cette première phase, les zones tampons en sortie des voies de lecture de tous les détecteurs de DELPHI sont remplies : ce sont les FEB²⁶.

- la seconde phase est asynchrone. Les données sont transférées depuis les FEB vers une zone où plusieurs événements pourront être stockés : les MEB²⁷. De plus, la décision de déclenchement T3 est testée.
- durant la 3^{ème} phase, elle aussi asynchrone, les données sont transférées au niveau global (GEB)²⁸ avant leur acheminement vers les ordinateurs centraux de DELPHI situés en surface.

Une description détaillée de la chaîne d'acquisition et de son fonctionnement sera donnée au chapitre suivant, dans le cas d'une partition correspondant à une moitié du barrel RICH.

²² Local Trigger Supervisor

²³ Trigger Supervisor

²⁴ (Local) Trigger Supervisor - Decision Box

²⁵ (Local) Trigger Supervisor - Control Box

²⁶ Front End Buffer

²⁷ Multi Event Buffer

²⁸ Global Event Buffer

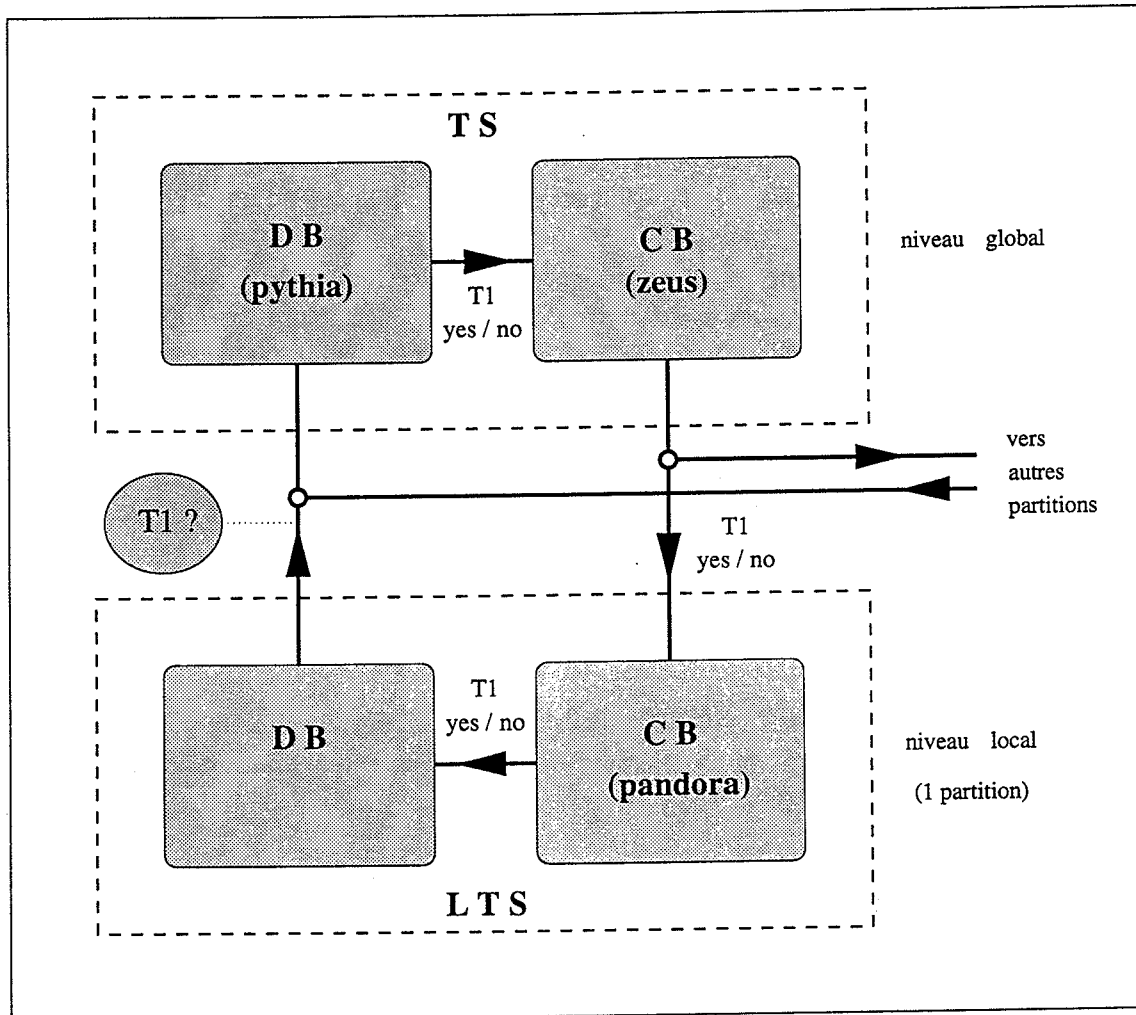


Figure 2.11: Déroulement d'une prise de décision de niveau 1 ou 2. Les boîtes de décision (DB) des LTS des partitions participant à la prise de décision envoient leur signal à la DB globale (PYTHIA), qui transmet son diagnostic à la boîte de contrôle globale (ZEUS), qui communique cette réponse aux boîtes de contrôles locales (PANDORA). En cas de T1-YES, l'acquisition se poursuit.

2.2.9 Les derniers développements

En vue de la phase 2 du LEP, où l'énergie des faisceaux devrait atteindre environ 180 GeV dans le centre de masse, des améliorations sont prévues, dont certaines ont été apportées dès 1994.

Les motivations sont multiples : étendre la possibilité d'étiqueter la saveur b jusqu'à $\theta = 25^\circ$, améliorer la détection des particules chargées et des photons aux petits angles polaires, et compléter l'herméticité de DELPHI.

L'herméticité de DELPHI : les compteurs à 40 degrés

Des modules ont été installés autour de 40° d'angle polaire, entre la partie baril et les parties bouchons de DELPHI, où des lacunes subsistaient dans l'acceptance de 35° à 41° , pour laisser passer des câbles de la TPC et du BRICH.

Cette herméticité prend toute son importance dans le cadre de la recherche du Higgs à LEP 200. En effet, pour voir le Higgs à cette énergie, une voie est favorisée :

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow Z^*H \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$$

Le canal $e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma \rightarrow b\bar{b}\gamma$ est un bruit de fond possible.

Il est très important de ne pas perdre d'événement Z^*H car ils ne seront pas nombreux. Le trou à 40° pose donc un problème car si le photon n'est pas détecté, l'événement $Z^0\gamma \rightarrow b\bar{b}\gamma$ sera perçu comme similaire au $Z^*H \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ [11].

Pour lever cette ambiguïté, des compteurs, 39 au total, ont donc été installés avant la prise de données de 1994. Ils sont constitués d'une couche de plomb de 2 cm suivie d'une couche de scintillateur de 1 cm sur laquelle sont collées des fibres scintillantes. La détection de la lumière est assurée par des photo-multiplicateurs.

Les compteurs, les PM, et l'électronique associée ont été testés avec succès [12].

Le nouveau détecteur de vertex

Ce détecteur tel qu'il a été présenté au §2.2.2 a été utilisé pour les prises de données de 1992 et 1993. Une nouvelle version a été mise en place en 1994 : la couche la plus interne et la plus externe sont munies de bandes de détection installées dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau afin d'obtenir une information suivant z en plus de x et y .

En 1996, une autre amélioration sera apportée [11] : le VD sera prolongé afin de couvrir au total la zone angulaire $25^\circ < \theta < 155^\circ$, et chacune des 3 couches donnera une information tri-dimensionnelle jusqu'à 40° , puis deux des trois entre 40° et 25° .

Le VFT²⁹

Ce détecteur, qui sera installé pour la prise de données de 1996, permettra d'augmenter la couverture angulaire de DELPHI concernant la reconstruction des traces chargées et la détection des photons : il couvrira la zone $10,5^\circ < \theta < 25^\circ$ [13].

Cette amélioration sera d'une grande importance pour la physique à LEP200, et particulièrement pour la recherche du Higgs, de particules supersymétriques ou pour la physique $\gamma\gamma$. Il est à noter que l'identification des hadrons par la partie avant du RICH (FRICH) sera nettement favorisée par l'implantation du VFT.

Le détecteur sera constitué de 4 plaques circulaires concentriques montées sur le tube à vide : les 2 premières seront des détecteurs à macropixels, et les 2 plus éloignées du point d'interaction seront formées de doubles couches de ministrips croisées. Les pixels auront une taille de $300 \times 300 \mu m^2$. Les ministrips auront une longueur d'environ $200 \mu m$, et offriront une résolution spatiale d'environ $70 \mu m$.

Les Surround Muon Chambers

Le système de détection des muons utilisé pour les prises de données de 1992 et 1993 (Barrel Muon Chambers et Forward Muon Chambers) comportait des trous aux alentours de la région angulaire située à 50° d'angle polaire. Ce système a été complété en 1994 par les Surround Muon Chambers [14], qui améliorent l'herméticité pour la détection des muons, couvrant la partie $0,6 \leq |\cos \theta| \leq 0,74$.

L'intérêt apparaît aussi bien pour la physique au pôle du Z^0 que pour la physique à LEP200, pour laquelle l'étiquetage de la saveur b est fondamentale : sans les Surround, l'efficacité de détection des muons dans des jets est de 67% environ, contre 80% avec ces chambres. Une bonne herméticité est également requise pour l'étude de la polarisation du τ , où la mesure du bruit de fond $\tau \rightarrow \mu$ est cruciale.

Cet ensemble de détecteurs est formé de chambres à streamer, réparties en 8 parties montées sur les côtés, en haut et en bas des bouchons (voir figure 2.2 au début du chapitre).

Le STIC³⁰

Ce détecteur [15] a été destiné à remplacer le SAT à partir de la prise de données de 1994. Il permet une mesure de luminosité avec une erreur estimée inférieure à 0,2%, et complète l'herméticité en vue de LEP200.

Il s'agit d'un calorimètre composé de deux cylindres situés à $|z| = 2,2$ m du point

²⁹Very Forward Tracker

³⁰Small angle Tile Calorimeter

d'interaction. Chaque cylindre comporte 49 couches de plomb disposées dans le plan transverse au faisceau, en alternance avec des tuiles de scintillateur. La lecture se fait par des fibres optiques situées à l'intérieur du calorimètre, et disposées parallèlement à l'axe du faisceau. Deux plaques de détecteurs au silicium favorisent la reconstruction de la direction des gerbes.

La couverture angulaire est : $29 < \theta < 185$ mrad. La résolution en énergie à 45 GeV est de 3%.

Ce calorimètre est utilisé pour les déclenchements de niveau 1 et 2 de DELPHI.

La mise en service des parties bouchons du détecteur RICH, opérationnelles en 1994, associée à la prolongation du détecteur de microvertex et à l'installation du VFT va permettre d'augmenter le champ d'analyse en utilisant les événements à petits angles polaires, qui n'ont pas pu être exploités pour l'analyse présentée aux chapitres 4 et 5.

Bibliographie

- [1] S. Myers and E. Picasso, The Design, Construction and Commissioning of the CERN Large Electron-Positron Collider, Contemporary Physics 31 (1990) 387
- [2] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and The LEP electroweak Working Group, Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model, CERN-PPE 94-187 (1994)
- [3] Energy Calibration with Resonant Depolarization at LEP in 1993, CERN SL/94-61 (AP), Presented at the Fourth European Particle Accelerator Conference (EPAC 94) London, June 1994
- [4] DELPHI coll., The DELPHI Detector at LEP, NIM A303, (1991) 233
- [5] N. Bingeors et al., The DELPHI Microvertex Detector, NIM A328 (1993) 447
- [6] R. McNulty, The Alignment of the DELPHI Microvertex Detector, DELPHI 92-40 TRACK 69 (1992)
- [7] B. Boštjančič et al., NIM A323 (1992) 363
P. Dam et al., IEEE Trans. Nucl. Science NS-39 (1992) 1292
W. Adam et al., Performance of the Forward RICH Detector System at DELPHI, IEEE Trans. Nucl. Science 40 (1993) 583
- [8] G. Wilkinson and P. Collins, MUCFIX, DELPHI 93-13 (1993)
H. de Boeck and G. Wilkinson, MUFLAG, DELPHI 93-14 (1993)
- [9] DELPHI Coll., Z. Phys. C56 (1992) 47
- [10] G. Valenti, The DELPHI trigger in 1992, Highlights of the 1991 Trigger Workshop
Benetau et al., Architecture and Performance of the DELPHI Trigger System, présenté par J.A. Valls au IEEE 1992 Nuclear Science Symposium, Orlando, Florida, 25-31 Octobre 1992, DELPHI 92-162 DAS 135 (1992)

- [11] DELPHI Coll., Proposal for the Upgrade of DELPHI in the Forward Region, DELPHI 92-142 GEN 135 (1992)
- [12] P. Bambade et al., Test and Installation of the 40° counters during 93-94 shutdown, DELPHI 94-48 HERM 1
- [13] DELPHI Coll., Proposal for the Very Forward Tracker, DELPHI 93-52 GEN 146 (1993)
- [14] Proposal for the DELPHI Surround Muon Chambers, DELPHI 92-139 TRACK 71 (1992)
- [15] A. Benvenuti et al, STIC, the new DELPHI luminosity monitor, DELPHI 94-31 CAL 112 (1994), Presented by A. Maio at the "La Biodola" Conference 93, et
A. Benvenuti et al, Status of the DELPHI Small angle Tile Calorimeter project, DELPHI 94-32 CAL 113 (1994), Presented by V. Obraztsov at the Europhysics Conference 93.

Chapitre 3

Le RICH

Le détecteur d'images annulaires Čerenkov de DELPHI est composé de trois parties : une partie baril et 2 bouchons. Nous présenterons ici le principe général de fonctionnement du détecteur, puis plus en détails la partie baril (BRICH), qui est la seule utilisée pour cette analyse, en insistant sur le système d'acquisition et l'identification des kaons chargés.

3.1 Principe

L'effet Čerenkov

Cet effet a été observé pour la première fois dès 1910 par Marie Curie : les solutions concentrées de radium émettent de la lumière bleue. La première étude expérimentale réalisée par L. Mallet entre 1926 et 1929 a montré que le spectre d'émission de cette lumière est continu, et ce sont les travaux du physicien soviétique P.A. Čerenkov, de 1933 à 1944, qui ont conduit à la caractérisation de cet effet, ce qui lui valut, avec Frank et Tamm pour leur théorie électromagnétique de l'effet, le prix Nobel de physique en 1958 [1].

L'effet Čerenkov peut se décrire comme suit : une particule chargée traversant un milieu polarise localement les molécules. Après le passage de la particule, il y a émission d'une onde électromagnétique lors de la dépolarisation, qui provoque des interférences destructives si la vitesse de la particule est inférieure à celle de la lumière dans le milieu, et constructives sinon.

Si les interférences sont constructives, la lumière est émise suivant un cône dont l'axe est orienté suivant la trajectoire de la particule. L'angle d'ouverture du cône, ou angle Čerenkov, pour un milieu donné, dépend de la vitesse de la particule :

$$\cos \theta_c = 1/\beta n = 1/n\sqrt{1-1/\gamma^2}, \text{ avec } \beta = v/c \text{ et } n \text{ l'indice du milieu}$$

Il y a donc un seuil pour l'émission, qui dépend du milieu traversé : $\beta_{seuil} = 1/n$.

On peut concevoir un compteur utilisant ce principe : absence ou présence de lumière émise par une particule. Si l'on connaît en plus l'impulsion de la particule, la relation

$\beta = p/\sqrt{p^2 + m^2}$ permet de définir une masse limite pour l'émission de lumière Čerenkov :

$$\beta_{seuil} = 1/n \longrightarrow m_{seuil} = p\sqrt{n^2 - 1}$$

m_{seuil} est la masse maximale possible pour qu'une particule émette de la lumière. On a alors un compteur à seuil.

Si l'on peut mesurer l'angle d'émission Čerenkov, et l'impulsion de la particule, alors il est possible, éventuellement, de l'identifier :

$$\beta = p/\sqrt{p^2 + m^2}, \text{ et } \cos \theta = 1/\beta n$$

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

Utilisation pour une identification

Pour envisager d'utiliser l'effet Čerenkov à des fins d'identification de particules, il faut encore tenir compte de nombreux autres paramètres, que nous allons passer en revue ici, en dégagant leur implication sur la conception d'un détecteur.

Outre le seuil déjà mentionné, la relation $\cos \theta = 1/\beta n$ indique qu'il y a un phénomène de saturation à haute impulsion :

$$\cos \theta_{\beta \rightarrow 1} \longrightarrow 1/n$$

La valeur de l'angle de saturation θ_{sat} dépend uniquement de l'indice de réfraction du milieu choisi. En conséquence, pour un milieu donné, on ne peut pas séparer différentes particules par la valeur de $\cos \theta$ si elle est proche de $1/n$.

Un autre facteur important est le nombre de photons émis et leur spectre, donnés par la relation de Frank et Tamm :

$$\frac{dN}{dE_\gamma dl} = \frac{\alpha q^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c$$

est le nombre de photons émis par unité d'intervalle d'énergie du photon dE_γ , l étant l'abscisse curviligne du photon le long de sa trajectoire, α la constante de structure fine et q la charge de la particule.

En utilisant la relation $\cos \theta = 1/\beta n$ et en intégrant sur l'abscisse curviligne l , on obtient :

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{\alpha q^2 L}{\hbar c} (1 - 1/(\beta n)^2)$$

Si $\beta \longrightarrow 1$, on atteint la saturation, et le nombre de photons émis atteint son maximum :

$$\frac{dN_{ph}^{emis}}{dE_\gamma} \propto 1 - 1/n^2$$

est une fonction croissante de n , qui tend vers une valeur limite.

Le nombre de photons détectés dépend aussi de l'appareillage : dans l'approximation d'un facteur (βn) constant (si l'on tient compte de la dispersion du milieu, $n = n(E)$ et le spectre n'est plus plat mais il augmente avec E), on a

$$dN_{ph}^{det} = q^2 N_0 L \sin^2 \theta_c$$

avec

$$N_0 = 370 [cm \text{ eV}]^{-1} \int_{\Delta E_\gamma} \varepsilon(E_\gamma) dE_\gamma$$

facteur de qualité du détecteur. L'intégration se fait sur l'acceptance en énergie des photons du détecteur, et $\varepsilon(E_\gamma)$ représente l'influence des efficacités conjuguées des constituants du détecteur, comme la transparence, l'efficacité de conversion, de détection, ou de réflexion des miroirs. Le facteur de qualité a comme valeur typique $N_0 \approx 50$ à 100 cm^{-1} [2].

Le nombre de photons détectés dépend linéairement de L , le trajet parcouru.

Résumons maintenant les contraintes à prendre en compte en vue de l'élaboration d'un système d'identification utilisant l'effet Čerenkov :

- Le seuil : $\beta_{seuil} = 1/n$ Le choix d'un milieu à indice de réfraction élevé favorise une faible valeur du seuil, et donc l'émission de lumière à plus basse impulsion.
- La saturation : $\cos \theta_{\beta \rightarrow 1} \rightarrow 1/n$ Le choix d'un milieu d'indice élevé diminue la sensibilité de la mesure à grande impulsion en provoquant la saturation à de faibles valeurs de $\cos \theta$
- $N_{photons}$ détectés : $N_{ph}^{det} \propto L(1 - 1/(\beta n)^2)$, où L est le parcours.

Une grande épaisseur du milieu à traverser entraîne une émission et une détection d'un grand nombre de photons, si l'on a bien choisi un milieu transparent, mais pose le problème de la localisation de leur point d'émission.

Il est donc nécessaire de faire un compromis entre toutes ces contraintes pour réaliser un détecteur permettant l'identification de particules en utilisant l'effet Čerenkov.

Un projet a été proposé par Séguinot et Ypsilantis en 1977 [3]. Il s'agit d'un détecteur comportant 2 radiateurs de milieux différents : un liquide, d'indice de réfraction relativement élevé, mais assez mince, destiné à l'identification des particules aux basses impulsions, et un gaz, d'indice plus faible, plus épais, pour l'identification aux plus hautes impulsions. Pour évacuer le problème de l'aberration due à l'épaisseur du radiateur gazeux, les photons émis sont focalisés par des miroirs paraboliques, ce qui rend leur point de détection indépendant de leur point d'émission le long de la trajectoire des particules, au moins dans la limite des petits angles Čerenkov, et pour des particules provenant d'un point proche du point d'interaction.

C'est un détecteur de ce type qui a été choisi pour DELPHI.

3.2 Le détecteur RICH de DELPHI

La partie baril du détecteur, décrite ici, est située entre la TPC et l'OD [4]. Elle est comprise entre deux cylindres de 3,5 m de long et de rayons $123\text{ cm} < R < 197\text{ cm}$, couvrant un angle polaire $40^\circ < \theta < 140^\circ$.

Une cloison de 6,4 cm sépare le cylindre en 2 moitiés identiques, symétriques par rapport au plan de la cloison, qui est orthogonale à l'axe des faisceaux, au milieu du baril.

Un demi baril RICH est composé de 24 modules azimuthaux. Dans chacun des modules, il y a : 1 radiateur liquide, 1 tube à dérive avec sa chambre de détection montée sur les extrémités extérieures, une fraction azimuthale du radiateur gazeux et 1 série de 6 miroirs de focalisation. Un ensemble de 2 tubes à dérive munis des chambres de détection forme une unité du point de vue mécanique, électrique, et alimentation en gaz, nommé bitube. Sur la cloison centrale on trouve l'alimentation de la très haute tension et les supports des bitubes et des radiateurs liquides.

Nous allons maintenant aborder la description des éléments essentiels d'un module du baril RICH, dont une vue en coupe est représentée sur la figure 3.1

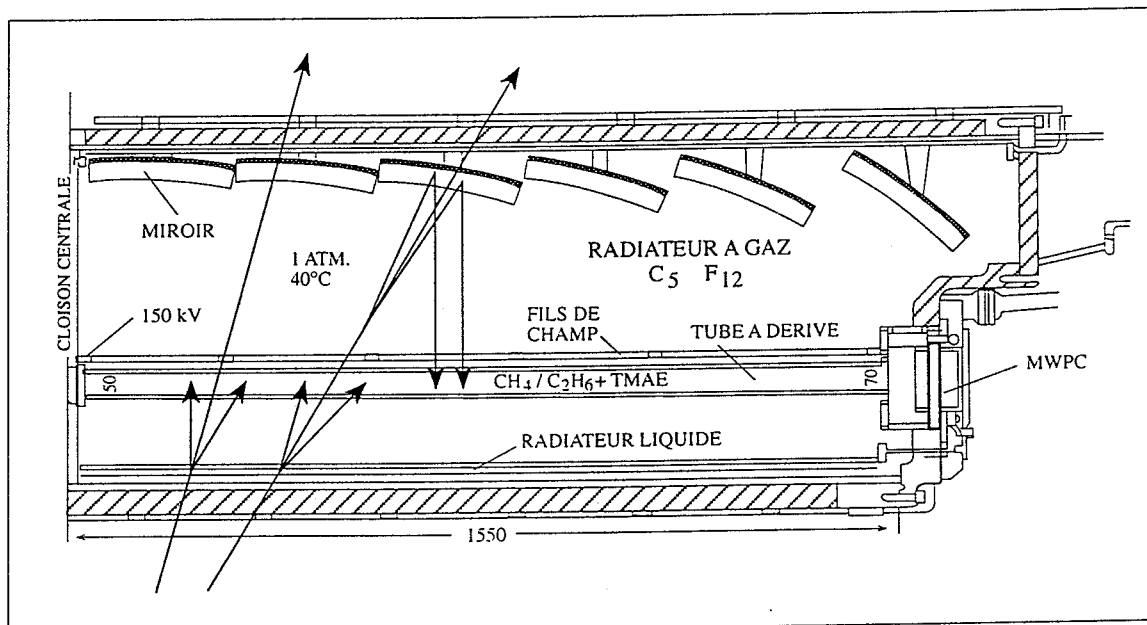


Figure 3.1: *Vue en coupe longitudinale d'un module du baril RICH*

3.2.1 L'émission des photons : les radiateurs

Comme on l'a vu, ils sont de 2 types :

Les radiateurs liquides

Ils sont constitués de 2 plaques de $33,5 \times 150$ cm entre lesquelles se trouve 1 cm de fluide actif: du C_6F_{14} (perfluorohexane). Ce fluide est liquide à la température d'utilisation, et son indice de réfraction est :

$$n(E_\gamma) = 1,2176 + 0,00928(E_\gamma) \text{ avec } E_\gamma \text{ l'énergie des photons en eV.}$$

Les photons émis ont une énergie $5 < E_\gamma < 7$ eV, ce qui donne un indice typique $n = 1,278$. A cette valeur correspond un seuil de

$$\beta_{\text{seuil}} = 0,78 \text{ ou } \gamma_{\text{seuil}} = 1,61$$

et un angle Čerenkov maximum, à la saturation: $\theta_{\text{sat}} = 38,5^\circ$ ou 672 mrad

Le liquide est transparent aux photons à ces énergies: la transmission est proche de 100% à 5 eV et 50% à 7 eV.

Le matériau choisi pour les plaques limitant le radiateur est le quartz, pour sa bonne transparence aux photons de cette énergie: 90% à 5 eV et 80% à 7 eV.

Les transparences des milieux utilisés pour les radiateurs et celle du quartz sont représentés sur la figure 3.2.

La lumière Čerenkov est émise suivant un cône d'une certaine épaisseur, à cause de la hauteur du radiateur (1 cm), vers leur zone de conversion, située à 12 cm. L'intersection de ce cône avec le milieu photo-ionisant forme ce que l'on nomme communément "anneau liquide". Ces anneaux sont déformés si l'angle d'incidence de la particule est supérieur à 84° à cause de la réflexion sur la cloison centrale, et ils sont incomplets si l'angle d'incidence est inférieur à 77° , à cause de la réflexion totale des photons sur les plaques de quartz.

Les radiateurs gazeux

Il s'agit en fait de tout l'espace du module situé entre les tubes à dérivation et les miroirs de focalisation. Cet espace est rempli de C_5F_{12} (perfluoropentane), qui est gazeux au dessus de 28° sous pression atmosphérique.

La température de fonctionnement résulte d'un compromis entre une marge de sécurité suffisante pour ne pas risquer la liquéfaction du gaz dans le radiateur en cas de panne du système de chauffage, et la faisabilité d'une isolation du reste de DELPHI grâce à un circuit de refroidissement à eau: cette température a été fixée à 40° C.

L'indice de réfraction, pour des photons de 6,5 eV et à $T = 40^\circ$ C, est: $n = 1,001757$. Cela correspond à un seuil de:

$\beta_{seuil} = 0,998$ ou $\gamma_{seuil} = 16,89$

et un angle Čerenkov maximum, à la saturation : $\theta_{sat} = 3,6^\circ$ ou $62,8$ mrad

Le C_5F_{12} est transparent aux photons à 90% de 5 à 7 eV.

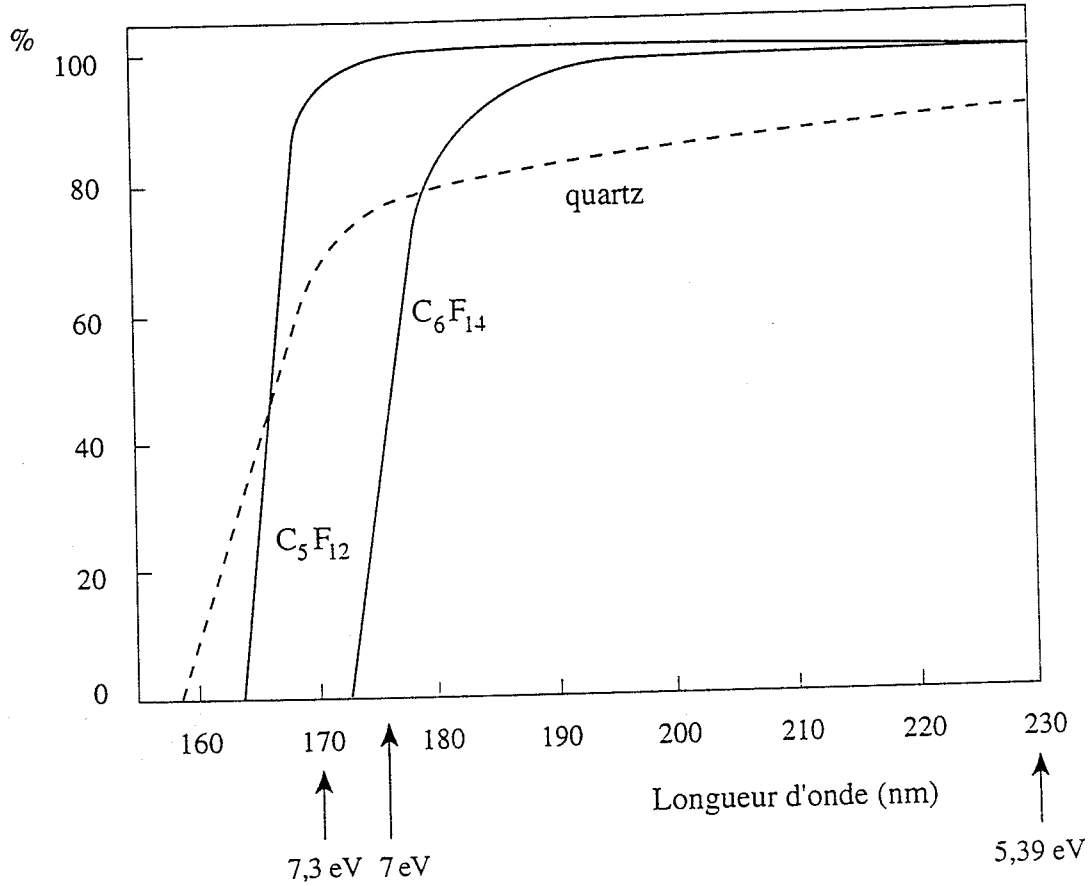


Figure 3.2: *Transparence aux photons des milieux utilisés pour les radiateurs et du quartz*

La lumière émise au delà des tubes à dérive est focalisée par 6 miroirs paraboliques disposés suivant la longueur du module, et dont l'inclinaison est telle que les photons sont réfléchis presque orthogonalement à la surface des tubes, sauf pour le dernier des 6 miroirs. Les photons focalisés forment alors des cercles, appelés "anneaux gazeux" (dans le cas du dernier miroir, on obtient des ellipses). Les anneaux gazeux se trouvent décalés par rapport à l'ionisation due au passage de la particule.

Le tableau 3.1 présente les gammes d'énergie approximatives pour l'identification de 5 particules, dans les 2 radiateurs. Les limites présentées ici sont valables sous condi-

Particule	Radiateur liquide		Radiateur gazeux	
	$\gamma_{min} = 1,7$ $E_{min}(GeV)$	$\gamma_{max} = 11,3$ $E_{max}(GeV)$	$\gamma_{min} = 19,9$ $E_{min}(GeV)$	$\gamma_{max} = 43,9$ $E_{max}(GeV)$
e	0,0009	0,0058	0,0102	0,0224
μ	0,18	1,2	2,1	4,6
π	0,24	1,6	2,8	6,1
K	0,84	5,6	9,8	21,7
p	1,6	10,6	18,7	41,2

Tableau 3.1: *Gammes d'énergie approximatives d'identification, pour les 2 radiateurs*

tion d'avoir au moins 3 photo-électrons et un angle Čerenkov pas plus proche de l'angle maximum que la dispersion chromatique [4].

Actuellement, la pression dans les radiateurs gazeux est de 1 atm, mais un projet prévoit d'augmenter cette pression à 1,3 atm, ce qui permettrait d'abaisser le seuil d'émission Čerenkov, et d'améliorer le recouvrement entre les 2 radiateurs concernant l'identification des particules.

La figure 3.3 montre la gamme d'impulsion active pour les 2 radiateurs.

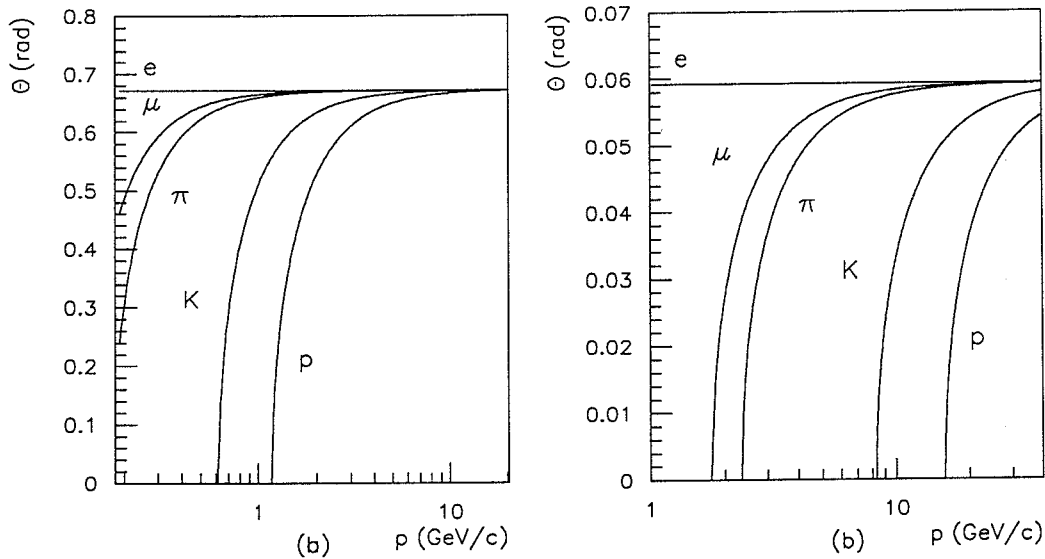


Figure 3.3: *Variation de l'angle Čerenkov avec l'impulsion de 5 particules pour les 2 radiateurs : (a) $n=1,278$ et (b) $n=1,001757$*

3.2.2 La conversion des photons et la dérive des photo-électrons

Les photons vont être convertis en électrons dans le milieu photo-ionisant des tubes à dérive, et ces photo-électrons vont dériver vers des chambres de détections situées à l'extrémité des tubes.

Ces tubes sont fermés par des plaques de quartz transparentes aux photons incidents. Ils contiennent un gaz de dérive (75% de méthane et 25% d'éthane), auquel est ajouté un agent photo-ionisant : le TMAE¹. Cet agent permet la conversion des photons en électrons. Son dosage est réalisé par pression de vapeur saturante. La pression partielle de TMAE dans le gaz de dérive détermine le libre parcours moyen des photons : il est de 2 cm pour un dosage effectué à 28°.

La longueur d'atténuation des photo-électrons est supérieure à 10 mètres.

La pression dans les tubes à dérive est maintenue supérieure à celle du radiateur gazeux pour éviter la pénétration du C_5F_{12} , qui est électronégatif.

Les photo-électrons dérivent sous l'effet d'un champ électrique orienté suivant l'axe z , avec une vitesse uniforme. Les caractéristiques de ce champ sont :

$|E| = 0,53 \text{ kV/cm}$, avec une très haute tension de 80 kV pour 150 cm de dérive, et $E_{rad}/E_{long} < 10^{-4}$ dans les tubes.

Pour éviter l'absorption des photo-électrons par les parois, la dimension transverse des tubes varie de 42 mm à la cloison centrale jusqu'à 62 mm au niveau des chambres de détection. Ainsi, les électrons s'éloignent des parois durant leur dérive.

3.2.3 La détection : les chambres proportionnelles multifils

Ces chambres, les MWPC², fonctionnent suivant le même mode que la TPC (voir §2.2.2). Elles comportent des fils d'anodes et des bandes cathodiques placées derrière.

Il y a une grille de focalisation à l'entrée des chambres, les photo-électrons arrivant sont accélérés par un champ électrique, ce qui provoque une ionisation du gaz en avalanche permettant de détecter un photo-électron unique : le gain des chambres est de 2 à 3 10^5 . L'avalanche provoque un excès de charge sur les fils d'anode, et engendre un signal sur les cathodes par effet capacitif.

Les signaux reçus sur les anodes et les cathodes donnent 2 coordonnées dans l'espace, et la mesure du temps de dérive des photo-électrons donne la 3^{ème} : on peut ainsi localiser le point de conversion.

Pour les MWPC du RICH, dont une est représentée sur la figure 3.4, les caractéristiques sont les suivantes [5] :

¹Tétrakis diMéthyl Amine Ethylène

²MultiWire Proportional Chambers

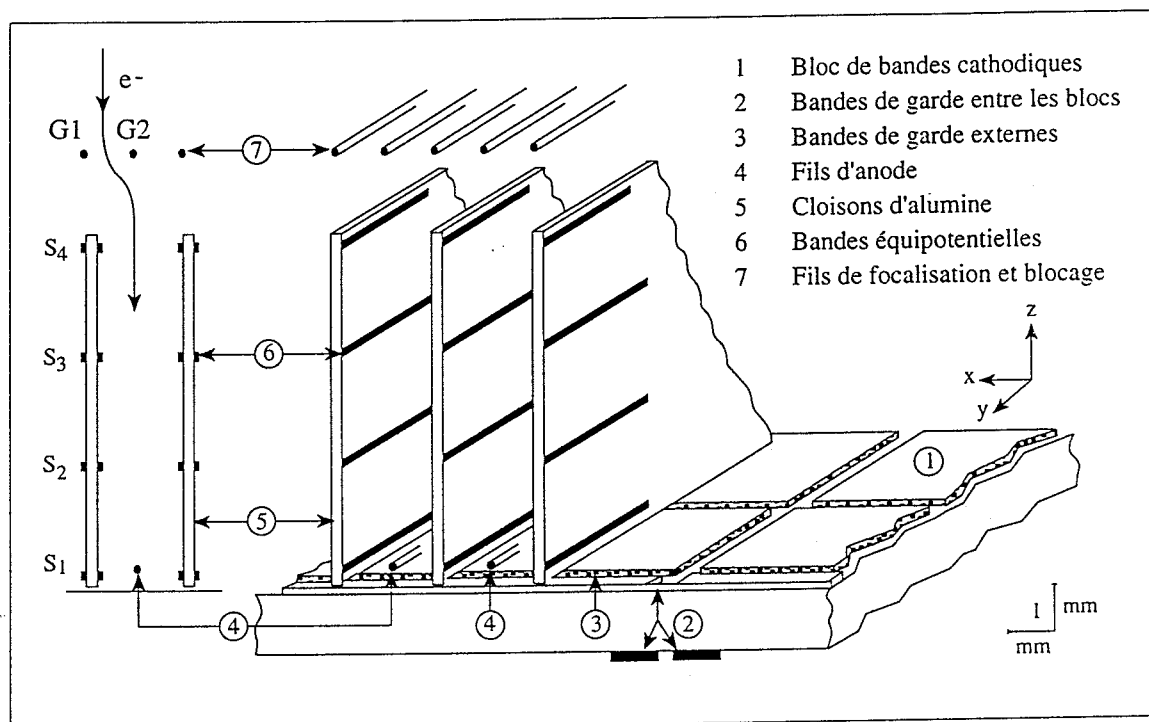


Figure 3.4: Schéma en perspective d'une Chambre Proportionnelle Multifils (MWPC)

Les fils d'anodes, longs de 70 mm et de diamètre $15 \mu\text{m}$, sont espacés de 2,62 mm. Ils mesurent la coordonnée x du point de conversion dans le repère local de la chambre.

Les cathodes, placées à 0,5 mm des fils, sont des bandes espacées de 1 mm, regroupées en 8 blocs de 16 bandes. Elles sont installées perpendiculairement aux fils, et servent à donner la coordonnée y dans le repère local, en mesurant la profondeur de conversion dans le tube à dérive.

Les chambres sont organisées en blocs : 1 bloc comprend 16 fils et 16 bandes. chaque fil couvrant 16 bandes et réciproquement. L'organisation des anodes et des cathodes est représentée sur la figure 3.5.

Les fils d'anode sont séparés par des cloisons en alumine de 0,25 mm d'épaisseur et de 9,75 mm de hauteur. Ce cloisonnement permet d'éviter une source de bruit constituée par des photo-électrons engendrés par les photons émis au cours de l'avalanche et qui peuvent provoquer la détection de signaux sur des fils différents à partir d'un seul photo-électron de conversion. Cette source de bruit est appelée *feedback*.

D'autre part, ces cloisons sont garnies parallèlement aux fils de petites bandes d'un conducteur maintenu à une tension choisie pour focaliser les photo-électrons vers les fils d'anodes et faciliter l'avalanche.

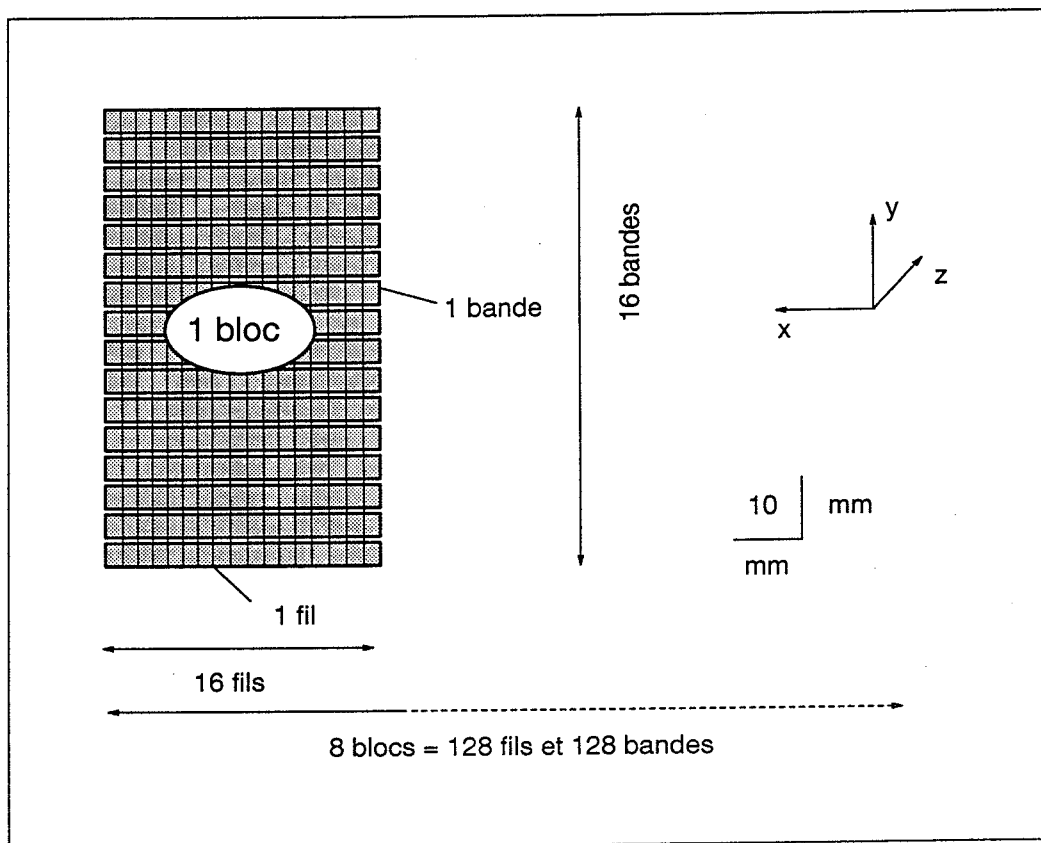


Figure 3.5: Organisation en blocs des fils d'anodes et des bandes cathodiques des MWPC

A l'entrée des chambres, il y a un réseau de fils (la "grille"). Ces fils, d'un diamètre de $40 \mu\text{m}$, parallèles aux fils d'anode, sont répartis sur un plan en 2 groupes : les premiers sont en face des cloisons et les seconds en alternance, au milieu. Suivant le potentiel appliqué sur ces fils, la grille peut avoir plusieurs fonctions :

- L'ensemble de la grille est utilisé pour focaliser les électrons vers les fils d'anode.
- Le premier groupe de fils peut bloquer électrostatiquement l'entrée des chambres, afin d'éviter la création de charges d'espace dans les tubes inutilement, dans le cas où l'événement ne nécessite pas le déclenchement de l'acquisition. Cette procédure n'est pas utilisée actuellement.
- Enfin, le second groupe de fils est utilisé pour tester les chambres par une méthode appelée *pulsing*, afin de détecter les canaux défectueux. Ce test des chambres a fait l'objet d'une étude particulière, et sera développé au §3.4 .

Les fils de la grille sont représentés sur la figure 3.6.

Les signaux reçus sur les anodes et les cathodes donnent la coordonnée $R\phi$ du point de conversion. Par une mesure du temps de dérive des photo-électrons, on obtient la coordonnée z du point de conversion. La vitesse de dérive est connue grâce à un système de calibration du détecteur.

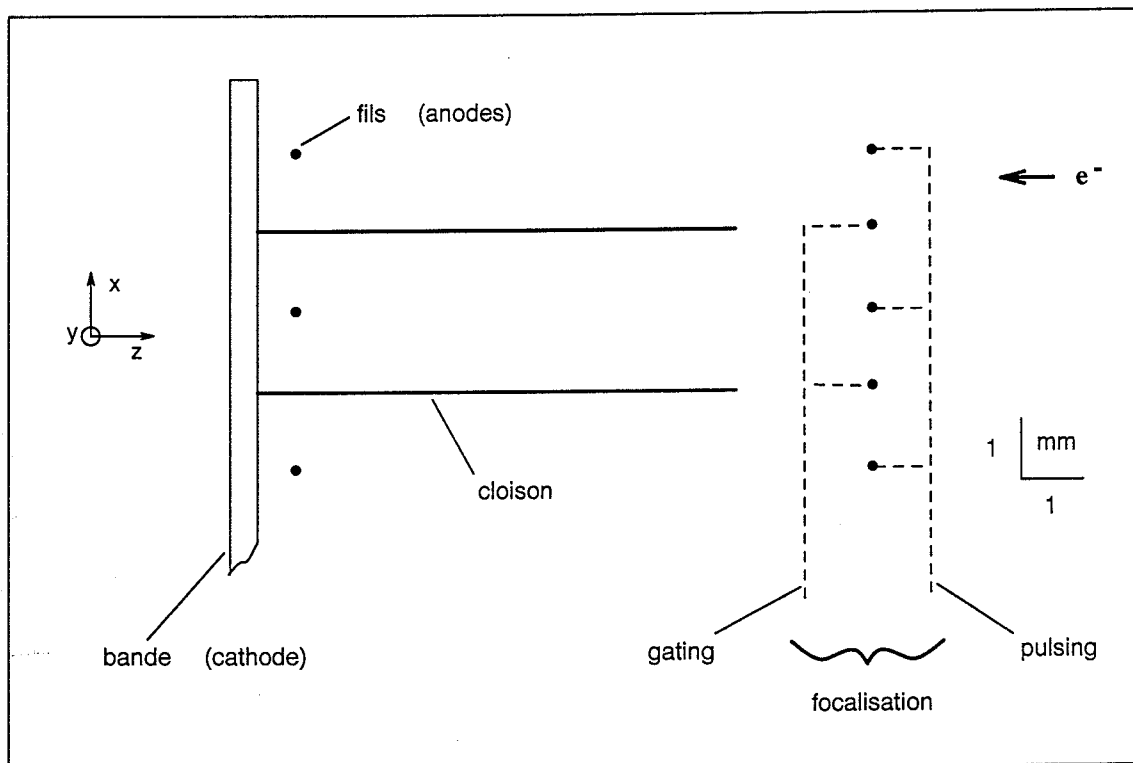


Figure 3.6: MWPC: les fils de la grille

L'efficacité de comptage de la cathode relativement à l'anode pour un photo-électron est : $\varepsilon = 85 - 90\%$ [4]

La résolution intrinsèque sur l'angle Čerenkov est $\sigma_{\theta}/p.e. = 3,94 \pm 0,03$ mrad.

3.2.4 Le système de calibration

La calibration permet de mesurer avec précision la vitesse de dérive des photo-électrons dans les tubes, et ce en permanence, pendant les prises de données, afin de pouvoir prendre en compte d'éventuelles variations.

Le système est constitué de 2 lampes à UV, une par 1/2 RICH, installées à l'extérieur de DELPHI, qui produisent des impulsions lumineuses à la fréquence maximale de 20 Hz.

Ces impulsions sont transmises par fibres optiques jusqu'à des cadres installés au dessus de chaque tube du RICH. Sur chaque cadre, il y a 5 rangées de 9 fibres dont les positions sont bien déterminées. Connaissant la distance entre les rangées de fibres, la mesure de la différence en temps à la reconstruction des points de conversion permet de calculer la vitesse de dérive.

Les tests de calibration peuvent être effectués pendant les prises de données, leur déclenchement intervenant alors si le SAT identifie un événement Bhabha. La fréquence de ces tests est d'environ 0,3 Hz.

L'erreur sur la vitesse de dérive a été estimée en 1993 à : $\sigma_v < 0,02\%$ [6]

Une variation de cette vitesse, qui peut être provoquée par une variation de pression, par exemple, est décelée en 5 minutes environ.

3.3 Le système d'acquisition

Le baril RICH est constitué de deux moitiés de détecteurs identiques, avec pour chacune leur système propre de contrôle et d'acquisition (2 partitions). Nous décrirons ici une moitié, soit une partition.

Un demi baril RICH comporte comme on l'a vu 24 chambres. A chacune de ces chambres correspondent 128 canaux pour les fils (anodes) et 128 pour les bandes (cathodes), soient 6144 canaux à lire pour une partition. Sur chacun de ces canaux, les temps d'arrivée sont enregistrés. Nous nous proposons de décrire comment ces signaux sont lus, amplifiés, discriminés et mis en forme, numérisés, puis comment les temps sont lus, ordonnés, et transmis au niveau global du système d'acquisition de DELPHI. Le système de contrôle associé à une partition sera également décrit.

3.3.1 Principe général

Les signaux issus des chambres sont amplifiés par des préamplificateurs situés juste derrière ces chambres, puis, après un transfert par un câble de 40 mètres, ils sont sélectionnés par des discriminateurs dont les seuils sont choisis pour éliminer une partie du bruit, et envoyés alors dans la chaîne d'acquisition, ce qui va permettre de les numériser et de les ordonner avant leur sauvegarde au niveau global de DELPHI.

Le système d'acquisition peut fonctionner suivant deux modes : en mode global, la partition étant intégrée au système général de DELPHI, ou local, la partition étant alors isolée. Le fonctionnement en mode local permet d'effectuer divers tests.

La calibration, gérée par un module fastbus mis au point en 1993 au LPC-Collège de France ³, peut être effectuée dans les deux modes :

³Laboratoire de Physique Corpusculaire

- En global, on utilise un signal délivré par le détecteur SAT, qui identifie un événement Bhabha, ne donnant aucun signal dans le RICH. Dans ce cas, les lampes de calibration sont activées et l'événement est classé à part. Ainsi, les mesures de calibration peuvent être faites au cours d'une prise de données.
- En mode local, la décision de déclenchement est externe. Le signal est délivré par le module fastbus ce qui permet d'envoyer la commande aux lampes ainsi qu'une décision de déclenchement de niveau 2 (T2-YES) pour démarrer l'acquisition de cet événement de calibration.

Les données sont classées, après traitement dans la chaîne d'acquisition, par ordre chronologique, et pour un temps donné par numéro de bloc, puis par numéro de fil croissant, et par numéro de bande croissant.

La chaîne d'acquisition se compose de différents modules ayant chacun leurs spécificités et leurs rôles. Les modules dits fastbus utilisent ce standard pour leurs communications concernant le flux des données. Pour le contrôle des modules depuis les ordinateurs VAX, installés en surface, le protocole TCP-IP⁴ est utilisé, sur le réseau ETHERNET. Le système d'exploitation permettant d'exécuter les programmes installés sur les modules est OS-9.

3.3.2 La chaîne d'acquisition

Les modules ont principalement deux types de tâches à accomplir : l'acquisition et le traitement des données d'une part, le contrôle de ces tâches d'acquisition d'autre part.

Certains modules sont purement assignés à un seul type de tâche alors que d'autres jouent un rôle dans les deux cas : ils seront qualifiés ici de modules mixtes. Enfin, d'autres modules interviennent uniquement pour la gestion des communications.

Acquisition

- Les discriminateurs

Ces modules sont les premiers dans la chaîne d'acquisition. Il y en a 11 par châssis, soit 33 par baie ou 132 par partition, une baie regroupant 3 châssis dits de *front end*. Leur rôle est de supprimer une partie du bruit de fond et de mettre en forme les signaux : un seuil élimine les impulsions de trop faible amplitude dues à des bruits électroniques, et un temps mort, imposé après l'arrivée d'une impulsion, filtre les signaux générés par les photo-électrons de *feedback* qui ont été détectés malgré la présence des cloisons de blindage en alumine dans les chambres. Ce temps mort a été fixé à 200 ns.

- LTD: LEP Time Digitizer

Module fastbus, fonctionnant en esclave. Au nombre de 132 par partition, répartis

⁴Transfert Control Protocol - Internet Protocol

comme les discriminateurs, les LTD d'une partition lisent les 6144 canaux de sortie des 24 chambres.

Un LTD numérise le temps d'arrivée des signaux. Sa résolution en temps est de 8,5 ns, ce qui est l'unité de temps du système d'acquisition au niveau de la partition. Il pourrait avoir une résolution meilleure, mais au détriment de la profondeur temporelle, importante pour le RICH, du fait du temps de dérive des photo-électrons produits.

Il y a 48 canaux en entrée par LTD. Ce module contient 2 zones mémoires, une en entrée, dite INM⁵, et une zone tampon dite FEB⁶.

L'INM contient les données arrivées par les 48 entrées, et sa taille est de 252 mots par événement. Elle est divisée en 2 zones : 48 bits pour l'image au temps t des 48 voies d'entrée, et 12 bits pour le codage des temps t .

Les tampons FEB sont au nombre de 4 par LTD, ce qui permet de mettre en attente 4 événements, avec 1024 mots de 32 bits au maximum par événement.

Le passage de l'INM à l'un des FEB se nomme conversion. La conversion consiste en une lecture des données de l'INM et au codage des canaux touchés.

Les 3 tâches d'un LTD sont donc : la prise de données, la conversion, le transfert au niveau supérieur. Durant la prise de données, le transfert au niveau supérieur est possible.

Modules mixtes : les processeurs

Ils sont au nombre de deux et sont du même type, seule leur utilisation les différencie. Ce sont tous 2 des FIP⁷, modules utilisant un micro-processeur 32 bits MOTOROLA 68020, fonctionnant à la fréquence de 16 MHz. Ce sont des modules maître sur le châssis, où ils lisent les données, et esclave sur le câble.

- CP : Crate Processor

Il y en a 4 par partition, soit un exemplaire par baie.

Un CP est donc en liaison avec 3 fois 11 LTD, et traite les données issues de 6 chambres.

Les liaisons avec l'extérieur se font par fastbus.

Il a pour rôles le déclenchement de la conversion dans les LTD, le transfert des données depuis ces LTD, une étape de traitement de ces données, et, après passage dans sa zone tampon, la demande de transmission au niveau supérieur.

Il y a 2 zones mémoires dans un CP : un tampon de données brutes issues des FEB des LTD, et un tampon dit CEB⁸ où sont déposées les données après leur traitement.

Le contrôle de la conversion dans les LTD se fait par une tâche d'interruption appelée T2-YES.

⁵Input Memory

⁶Front End Buffer

⁷Fastbus Intersegment Processor

⁸Crate Event Buffer

La tâche de transfert des données depuis les FEB vers le tampon de données brutes se nomme READ-OUT.

Le traitement, consistant à classer les données par ordre chronologique pour chaque voie à partir du classement voie par voie réalisé au niveau des FEB, est fait par un programme appelé PROCESS.

A partir de ce niveau de concentration, les données sont réparties sur 16 tranches de temps, de 256 unités LTD chacune, soit $2,18 \mu s$. Ce découpage en blocs permet d'une part d'optimiser le tri des données par PROCESS, l'algorithme de tri traitant plus rapidement 16 ensembles qu'un seul, 16 fois plus grand, et d'autre part d'obtenir une plus grande compacité des données.

Pour tout cela, divers fichiers de configurations sont installés dans les CP: FAST-BUS.CONF, contenant notamment les adresses des LTD, les caractéristiques des histogrammes qui seront produits lors du traitement par process, et d'autres fichiers contenant des informations sur l'état des zones mémoires.

Une tâche appelée COMMS permet la gestion des communications avec le LES.

D'autres programmes sont installés, notamment SPY, permettant de visualiser des histogrammes concernant les 6 chambres liées à un CP.

Parmi les 4 CP d'une partition, l'un d'entre eux joue un rôle particulier: on peut depuis ce module lire ou écrire les registres contenus dans les discriminateurs de la partition, pour vérifier ou modifier les caractéristiques des seuils.

- LES: Local Event Supervisor

Il y en a 1 par partition.

Ce module joue un rôle dans le contrôle de tâches d'acquisition, et constitue l'étape ultime du parcours des données avant leur transfert au niveau global, c'est à dire hors de la partition.

Il est lié, par fastbus, aux 4 CP, pour contrôler le traitement des événements puis leur lecture, à des modules de contrôle décrits plus loin, comme PANDORA, au superviseur d'événements, et par le réseau ETHERNET au monde extérieur.

Il possède une zone tampon dite MEB⁹, où sont stockées les données avant leur transfert vers le niveau global.

Au niveau du LES, le traitement consiste en une mise en commun des sorties des 4 CP, assortie d'une amélioration de la présentation des données, notamment par l'ajout de pointeurs qui permettront de prendre connaissance rapidement du contenu des données d'une chambre, ou des événements de calibration.

De nombreux programmes sont installés sur les LES: certains permettent de produire des histogrammes de contrôle de qualité, d'autres autorisent la réalisation de prises de données au niveau local, d'autres enfin concernent plus particulièrement des tests par impulsions effectués sur les chambres, qui seront décrits au §3.4.

⁹Multi Event Buffer

Contrôle

- CTS : Crate Trigger Supervisor

Il y en a 1 par châssis de front end, c'est à dire 12 par partition.

Le CTS sert essentiellement de relais entre les modules de son châssis (11 LTD) et le superviseur local de trigger (LTS) propre à la partition, décrit plus loin.

Un CTS est lié à 11 LTD, au CP de sa baie, et au LTS.

Ses tâches principales sont de distribuer le signal d'horloge issu du LTS aux LTD, d'envoyer des ordres de déclenchement de la lecture des événements au CP, et de transmettre au LTS le signal issu du CP indiquant que les LTD sont prêts à recevoir un nouvel événement, les mémoires d'entrée INM étant libérées : ce message est appelé NEI-DONE¹⁰.

- LTS : Local Trigger Supervisor

Il y en a 1 par partition, installé sur le châssis du LES, et il fonctionne en mode esclave.

Réplique au niveau local du TS, superviseur du niveau global, le LTS est composé de 2 sous modules : la boîte de décision ¹¹, et la boîte de contrôle ¹², appelée PANDORA.

Pour le baril RICH, qui ne participe pas aux prises de décisions T1 et T2, seule la partie contrôle est utilisée.

PANDORA est liée à ZEUS, la boîte de contrôle du TS, au niveau global, aux 12 CTS et au LES de la partition au niveau local.

Ce module a 7 modes de fonctionnement, dont 4 sont prévus pour les acquisitions locales.

En mode global, PANDORA reçoit du TS le signal d'horloge, les décisions de trigger T1 et T2, et communique, en fonction de ces décisions les signaux d'horloge et de déclenchement aux CTS. Elle reçoit également des CTS les messages de fin de conversion dans les LTD (NEI-DONE), et elle communique cette information à ZEUS (FE-RDY)¹³.

En mode local, PANDORA peut générer à partir de 2 tables les décisions de déclenchement T1 et T2, sur la base de l'horloge synchronisée sur le croisement des faisceaux, le CLOCK-BCO. On peut aussi lui fournir des décisions de déclenchement externes. Elle envoie également, en cas de test par impulsions des chambres, les signaux d'horloge des impulsions générées par les alimentations. Cette fonction sera détaillée au §3.4.

¹⁰NEI-DONE: Next Event Identification DONE

¹¹LTS-DB: LTS Decision Box

¹²LTS-CB: LTS Control Box

¹³FE-RDY: Front End Ready

Gestion des communications

- ALC : Ancillary Logic Controller

On en trouve 1 par châssis de LES, 1 par baie, et 1 pour le câble, soit 6 par partition. Ce module est destiné à la gestion des communications fastbus. Il distribue les priorités lors des demandes d'accès au bus d'un module maître. Chaque maître a un niveau d'arbitrage, celui qui a le niveau le plus élevé étant alors prioritaire.

- SI : Segment Interconnect

Installé sur le châssis du LES, on en trouve 1 par partition.

Ce module fonctionne en maître ou en esclave sur châssis et sur câble.

On le retrouve à chaque interconnexion entre châssis et câble : il relie ces deux types de segment en les couplant ou les découplant.

Il est à noter que les FIP ont eux aussi cette fonction de SI, unidirectionnelle dans ce cas (SSI).

- CI : Cluster Interconnect

Il y en a 1 par châssis de front end, soit 12 par partition.

Ils relient les châssis de front end d'une même baie, formant ainsi des groupes de 3 châssis appelés clusters. A chaque cluster correspond un CP.

3.3.3 Le traitement des données

Ce traitement peut être réparti en deux périodes : l'une synchrone avec le croisement des faisceaux, et l'autre asynchrone. La première comprend les ordres de déclenchement et la lecture des données jusqu'aux FEB situés dans les LTD. La suite du traitement et le transfert jusqu'au niveau global est asynchrone.

La figure 3.7 représente la séquence synchrone, et la figure 3.8 le transfert des données durant la phase asynchrone.

La préparation en vue de l'acquisition éventuelle d'un événement commence avant le croisement des faisceaux : à $t = -5,3 \mu s$, ZEUS envoie à PANDORA le WNG-BCO.

PANDORA envoie aux CTS un signal d'initialisation à $t = -0,5 \mu s$.

A $t = -0,3 \mu s$, PANDORA communique le signal d'horloge aux CTS : les données commencent alors à être transférées des chambres à fils aux tampons INM des LTD.

Débutent alors l'élaboration de la première décision de déclenchement : le T1. Les partitions participant à cette prise de décision envoient leur information à PYTHIA (boîte de décision du TS), qui transmet son diagnostic à ZEUS.

A $t = 3 \mu s$, ZEUS communique cette réponse à PANDORA. En cas de réponse négative, ou T1-NO, PANDORA stoppe l'horloge. Si la réponse est un T1-YES, l'acquisition se

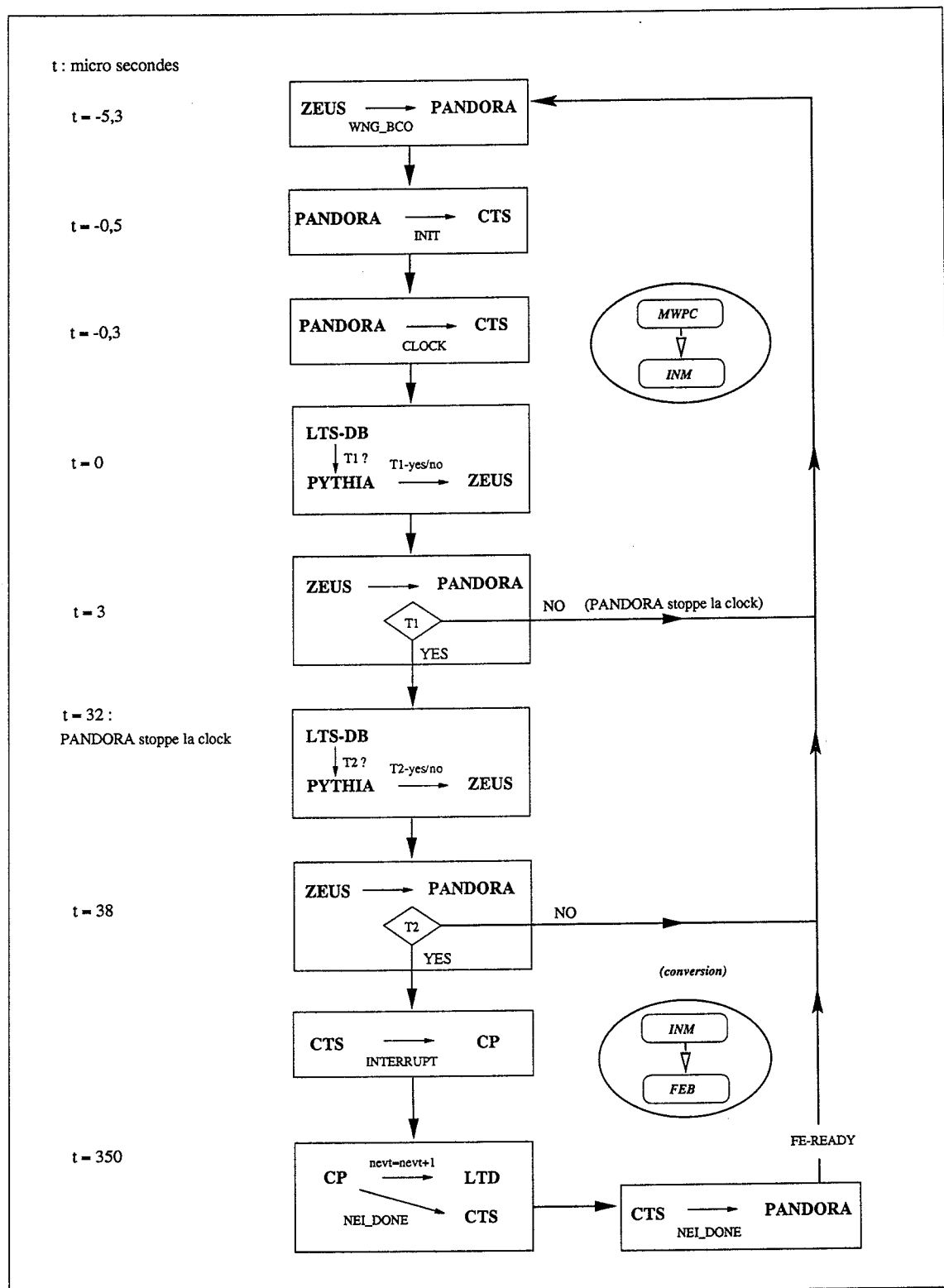


Figure 3.7: Déroulement de la phase synchrone du traitement des données

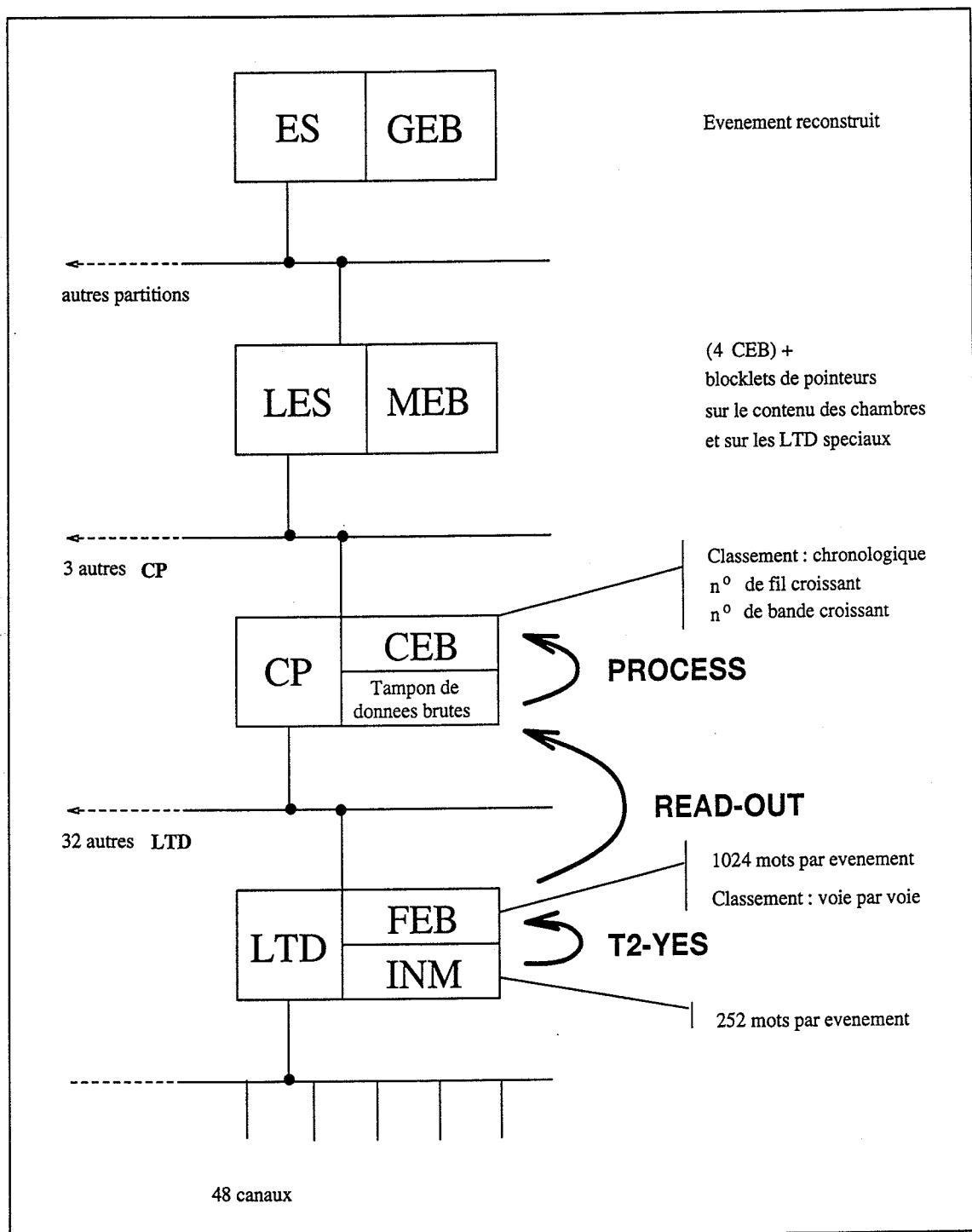


Figure 3.8: Transfert des données dans la chaîne d'acquisition. La phase asynchrone commence après le T2-YES

poursuit.

A $t=25 \mu s$, la dérive des photo-électrons étant terminée, PANDORA peut stopper l'horloge. Toutefois, ceci n'est fait qu'à $t=32 \mu s$, afin d'utiliser les dernières microsecondes pour enregistrer le bruit de fond dû à l'électronique.

Parallèlement, la décision de niveau 2 est élaborée: à $t=38 \mu s$, ZEUS envoie la réponse à PANDORA, avec en plus le numéro de trigger de l'événement suivant. En cas de T2-NO, PANDORA attend le prochain WNG-BCO. Si la réponse est positive, PANDORA communique le T2-YES aux CTS. Les CTS envoient aux CP un signal d'interruption. Sur réception du T2-YES, la conversion est déclenchée dans les LTD: les données sont transférées des INM aux FEB.

Après la conversion, les CP incrémentent le numéro d'événement, le communiquent aux LTD, et envoient aux CTS le signal indiquant que les INM sont disponibles, et les CTS transmettent ce message à PANDORA (NEI-DONE). Quand PANDORA a reçu tous ces messages des CTS, soit environ $350 \mu s$ après le début de la conversion, elle envoie à ZEUS le FE-RDY, indiquant que le système est prêt à recevoir un autre événement.

Les étapes suivantes sont asynchrones.

La première est la lecture des FEB, tâche appelée READ-OUT. Les données sont transférées des FEB aux tampons de données brutes des CP. Vient ensuite le traitement par les CP, ou PROCESS. Les résultats sont envoyés dans les tampons CEB des CP. Le traitement terminé, quand tous les FEB ont été lus, les CP l'indiquent au LES par leur tâche nommée COMMS.

Le LES transfère les données traitées des CEB sur son tampon MEB. Quand tous les CEB sont lus, le LES en informe l'ES.

L'acquisition au niveau local est terminée.

Le GEC se charge du transfert des données depuis les MEB de chaque partition vers le tampon GEB du superviseur d'événements. Etant reconstitué entièrement, l'événement va pouvoir être écrit sur disque.

3.4 Le test par impulsions des chambres

Il s'agit d'une procédure permettant de vérifier l'état du matériel, soit avant une prise de données, soit pendant ces périodes.

Ce test par impulsions des chambres permet de détecter des canaux défectueux: réponse anormalement forte ou faible, ou pas de réponse.

3.4.1 Principe

Pour tester une chambre, une impulsion électrique est appliquée sur une grille de fils placée devant la chambre. Les fils et les bandes sont tous à un potentiel nul, et à chaque impulsion, on obtient par effet capacitif une réponse de chaque fil et de chaque bande. Les impulsions sont générées, et ces événements tests sont enregistrés à une fréquence qui doit être assez basse pour ne pas perdre d'événement et la plus élevée possible pour que le test

ne soit pas trop long. Les seuils des discriminateurs sont modifiés avant ces tests, et leur valeur a fait l'objet d'une étude décrite au paragraphe suivant.

Les réponses sont ensuite étudiées afin de détecter d'éventuels dysfonctionnements sur certaines voies.

En 1993, le compromis choisi a fixé la fréquence à 5 Hz, pour des impulsions de 1 Volt et d'une durée de 80 ns.

3.4.2 L'adaptation des seuils des discriminateurs

Les signaux de réponse ayant une amplitude plus faible que ceux dus aux avalanches, les seuils des discriminateurs doivent être adaptés au test : le point de fonctionnement a été fixé en 1993 à 16 DAC¹⁴ au lieu de 12 auparavant, afin d'optimiser le rapport signal sur bruit.

Pour cela, des tests ont été réalisés sur 4 chambres, choisies pour leur absence de canal donnant une réponse très faible ou nulle avec un seuil à 12 DAC. Ces chambres ont été testées sur 500 événements, en faisant varier les seuils de 12 à 25 DAC.

Les canaux donnant une réponse excessive ont été éliminés avant les tests : 10% d'excès au maximum ont été tolérés, à 12 DAC, ceci afin de ne pas prendre en compte des bruits déjà connus et sans intérêt ici.

Le paramètre choisi est un rendement, défini comme suit :

$$\text{rendement} = \frac{\text{somme}}{N_{\text{sele.}} N_{\text{evt.}}} \times 100$$

avec : *somme* = somme de tous les coups enregistrés dans tous les canaux sélectionnés

N_{sele} = nombre de canaux sélectionnés après élimination des canaux trop bruyants

N_{evt} = nombre d'événements enregistrés

Ce rendement peut donc dépasser les 100% , on a alors du bruit. Inférieur à 100% , il indique une perte de signal (les chambres ayant été sélectionnées au seuil minimum pour ne pas présenter de "trou"), la situation optimale étant 100%.

Les courbes de la figure 3.9 illustrent les résultats obtenus. La valeur retenue pour les seuils est de 16 DAC.

NB : le couplage fil-fil étant plus faible que le couplage fil-bande, le signal issu des bandes est plus important, ce qui explique leur rendement plus élevé.

3.4.3 La fréquence du test par impulsions

Le test par impulsions est couramment appelé *PULSING*. Ce que l'on nomme "fréquence du *pulsing*" est en fait la fréquence du T2-YES généré par PANDORA, les impulsions étant toujours envoyées de façon synchrone avec le croisement des faisceaux.

¹⁴Digital Analogic Converter

RENDEMENT A 25 VOLTS, FILS ET BANDES

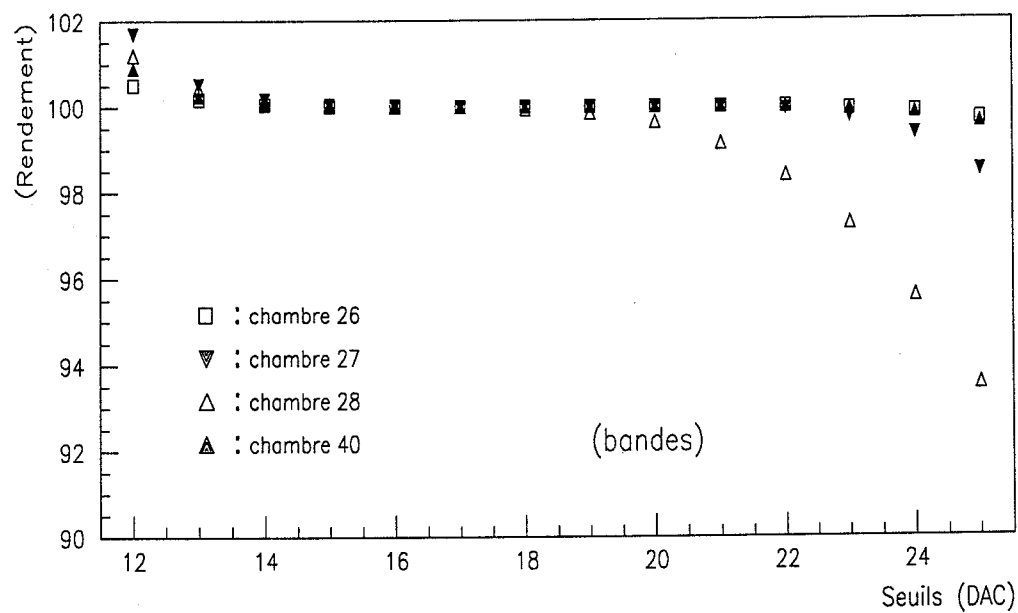
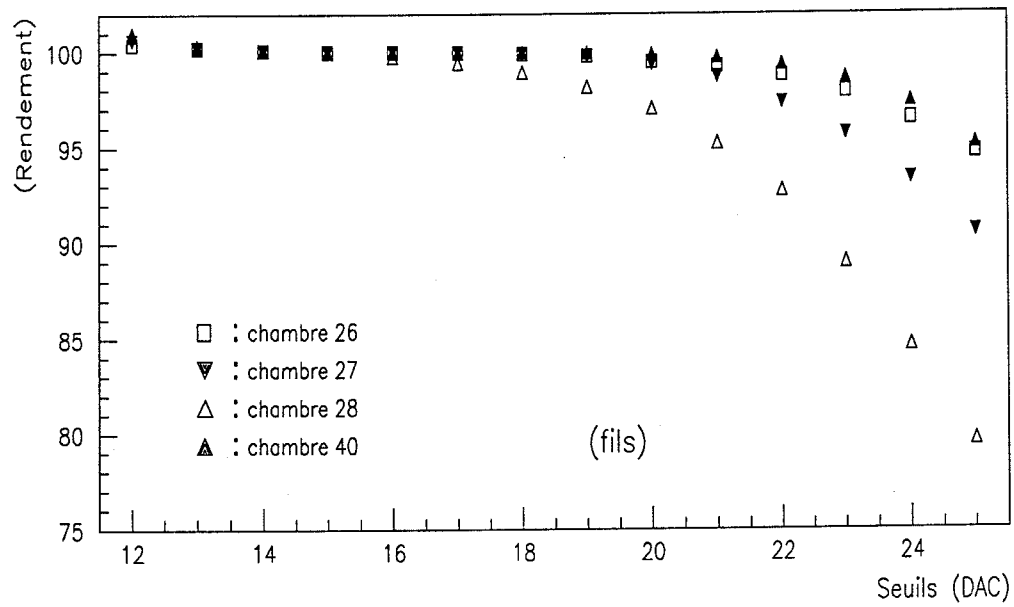


Figure 3.9: L'ajustement du seuil des discriminateurs pour le pulsing

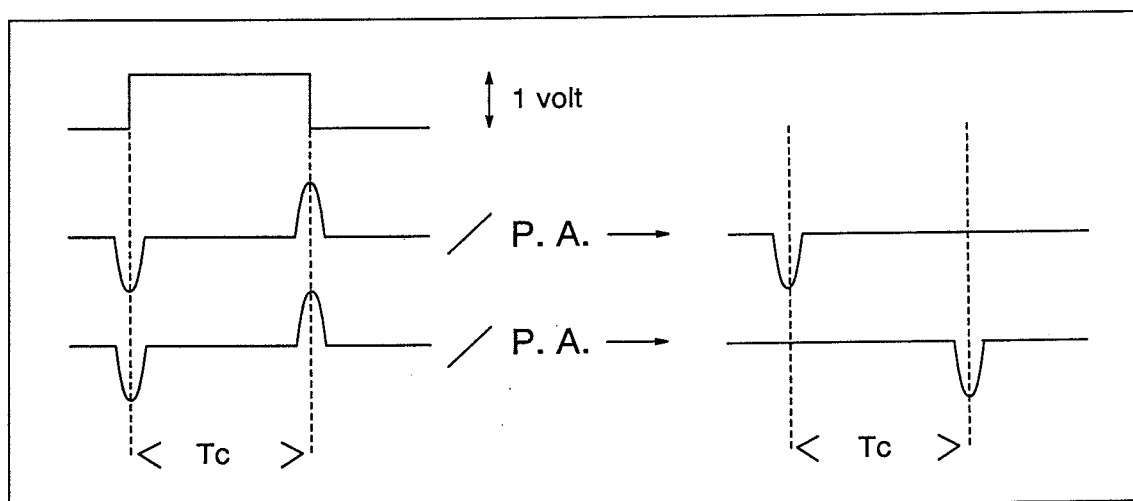


Figure 3.10: *Décalage temporel des réponses des fils et des bandes lors d'un test par impulsions des chambres*

Les réponses des fils et des bandes sont du même signe et sont produites simultanément à la montée du créneau comme à la descente. Leur passage par les préamplificateurs va en filtrer la moitié, seuls les signaux positifs étant amplifiés pour les fils et négatifs pour les bandes, les préamplificateurs inversant le signal dans ce cas. Les réponses sortiront donc décalées en temps, d'une durée égale à la largeur du créneau (voir figure 3.10).

Comme on l'a vu au §3.3, les données sont réparties en 16 blocs de 256 unités de temps d'un LTD (1 unité = 8,5 ns), soit 16 fois 2,18 μ s. En plaçant judicieusement le front de montée du créneau, les réponses des fils et des bandes ne sont pas rangées dans le même bloc. Ainsi, au moment où le programme PROCESS tournant dans les CP va traiter les données d'un événement, l'algorithme de tri prendra moins de temps pour classer en ordre chronologique les 2 lots de données issues des 128 fils et 128 bandes d'une chambre qu'un seul lot de 256 canaux. Ce gain de temps entraîne une réduction du temps mort qui a permis d'augmenter la fréquence du *pulsing* de 25%.

3.4.4 La sélection des chambres

Le choix des chambres à tester se fait par l'écriture de registres. Pour cela, un module a été créé au CRN¹⁵ de Strasbourg. Un registre de 32 bits est rempli comme suit : 24 bits à 1 ou 0 pour permettre ou non le *pulsing* de chacune des 24 chambres, un bit supplémentaire à 1 ou 0 pour autoriser l'ensemble ou non.

Le module est relié à un module fastbus qui est écrit et qui lui transmet la configuration du registre.

¹⁵Centre de Recherches Nucléaires

L'autorisation d'envoyer des impulsions se fait aussi, à un niveau plus global, par la "mise sous tension des grilles" : un circuit comportant 2 diodes est mis sous tension (+ ou - 25 volts) pour polariser ces diodes de telle façon que l'impulsion de 1 volt puisse être appliquée sur les grilles. Quand ces tensions sont remises à zéro, l'impulsion, si elle est générée, n'atteint pas les grilles.

Le gating :

Il est à noter que la grille utilisée pour le test par impulsions des chambres peut aussi servir au *gating*, qui est un blocage électrostatique permettant d'éviter de déclencher l'acquisition sur du bruit ou de bloquer la dérive des ions positifs produits lors d'une avalanche. Les fils utilisés dans ce cas ne sont pas les mêmes que pour le test par impulsions (voir figure 3.6 au §3.2.3).

Ce procédé n'est toutefois pas utilisé actuellement.

3.4.5 L'état du DAS pour le test par impulsions

En général, le *pulsing* se fait soit avant le démarrage d'une période de prise de données, soit après le remplacement d'un module pour vérifier son état. Il est possible, entre 2 remplissages du LEP, de tester des chambres au cours d'une période d'acquisition. Les procédures utilisées ne sont pas tout à fait identiques dans les deux cas.

Dans le cas le plus courant, le système doit se trouver en mode local. PANDORA est placée en mode LOCAL-RANDOM (l'un de ses 7 modes de fonctionnement). Les décisions de déclenchement T1 et T2 sont alors prises directement par PANDORA, et seule l'horloge (CLOCK-BCO), synchronisée sur le croisement des faisceaux, provient de l'extérieur. Les impulsions sont déclenchées aussi depuis PANDORA, à chaque BCO. Le BCO se produisant trop fréquemment pour être suivi par le système d'acquisition (44 KHz, période 22,5 μ s en 92), on ne va enregistrer les événements qu'à chaque T2-YES.

Dans le cas où l'on teste pendant une période d'acquisition, entre deux remplissages, PANDORA reste en mode global. Les décisions de déclenchement T1 et T2 sont celles de DELPHI, et les impulsions, ordonnées par PANDORA, sont générées à chaque BCO.

Le fichier de configuration du FASTBUS est aussi modifié pour le test par impulsions. D'une part, on demande de ne plus sélectionner, pour les histogrammes, uniquement les runs classés "physiques", mais d'accepter également les runs "techniques". D'autre part, on supprime la création des histogrammes concernant les événements de calibration, soit la moitié des histogrammes, ainsi que ceux concernant la répartition temporelle des événements, soit la moitié de la partie restante. Cela permet donc de ne créer que 12 histogrammes par CP au lieu des 48 habituels.

Cette réduction du nombre d'histogrammes associée au gain de temps dû à la séparation des réponses des fils et des bandes avant le traitement par les CP, a permis en 1993 d'aug-

menter la "fréquence du *pulsing*" de 1 à 5 Hz.

3.4.6 Les procédures utilisées

Le *pulsing* a été automatisé en 1993 : un ensemble de programmes permet de le lancer et de récupérer les résultats directement à partir d'une station VAX installée en surface, ceci par une commande simple. On peut aussi procéder directement à partir d'un LES sur lequel on peut se connecter via le réseau ETHERNET.

La procédure complète permet de déclencher une série de tâches qui s'exécutent comme suit :

- première tâche :
Lance l'exécution du programme PULSING dans le LES, avec le paramètre GO, et éventuellement l'option -c=MASK :
pulsing GO [-c=MASK]
Les effets sont les suivants :
 - remise à zéro des histogrammes dans les CP
 - modification de la configuration fastbus
 - passage de PANDORA en mode local-random (5Hz)
 - ajustement des seuils des discriminateurs (16 DAC)
 - mise sous tension des grilles (25 V)
 - écriture des registres pour permettre le pulsing et choisir les chambres à tester (toutes les chambres par défaut et seulement celles désignées par le MASK si l'option -c est utilisée)
- seconde tâche : START NEW-RUN
 - démarre un run local
 - démarre PANDORA
- troisième tâche :
Stoppe PANDORA et place le run en pause après 1000 événements
- quatrième tâche :
Lance l'exécution du programme PULSING dans le LES, avec le paramètre STOP :
 - remise à 0 des registres
 - remet PANDORA dans son mode précédent
 - remet à 0 la tension des grilles
 - écriture des seuils des discriminateurs avec les valeurs standards
 - modifie la configuration fastbus

- cinquième tâche: appel de "BAD CHAN"
Programmes tournant dans les CP, qui permettent de dresser une liste des canaux défectueux en analysant les histogrammes issus du SPY. Les résultats sont récupérés sous forme de tables.
- sixième tâche: END-SESSION
Signifie que le processus de pulsing est fini.

Au niveau d'un LES, la procédure est quasiment similaire. En lançant l'exécution du programme AUTO-PULSE-[OPTIONS], on déclenche l'exécution du programme PULSING avec les paramètres GO ou STOP, les effets étant ceux décrits précédemment, des options permettant de choisir, en plus du MASK, la fréquence du pulsing, le numéro du run, et le nombre d'événements. Il existe aussi une option offrant la possibilité d'exécuter PULSING avec le paramètre NEW, ce qui permet de relancer un run de test sans passer par les étapes de préparation (écriture des registres, tensions, configuration fastbus ...).

En ce qui concerne les tests en mode global, effectués entre deux remplissages, un programme installé dans les LES, appelé PREPARE-FOR-PULSE permet de placer le système en phase de test, comme avec le programme PULSING, sans toutefois changer le mode de fonctionnement de PANDORA. Il faut ensuite attendre le démarrage d'un run dit technique lancé au niveau de DELPHI pour prendre les événements, les résultats étant automatiquement placés dans des fichiers que l'on appelle par les BAD-CHAN, avant de lancer le programme PREPARE-FOR-GLOBAL, qui replace le système dans sa configuration initiale.

3.4.7 La lecture des résultats

Les résultats d'un test par impulsions peuvent être consultés essentiellement de deux façons.

La première consiste à visualiser des histogrammes représentant la réponse (nombre de coups enregistrés) en fonction du numéro de canal: ces histogrammes sont regroupés par chambre, un pour les fils et un pour les bandes.

On utilise pour cela les programmes SPY, installés dans les CP et dans les LES.

Cette méthode permet des contrôles rapides, et elle est très pratique pour détecter la présence de modules défectueux: dans le cas d'un LTD ou d'un discriminateur en panne, on voit 2 groupes de 16 fils et un de 16 bandes (ou le contraire) manquant sur les histogrammes.

La seconde méthode consiste à faire appel aux programmes BAD-CHAN, installés sur les CP. Ces programmes produisent des tables donnant, pour chaque chambre, la liste des canaux dont la réponse est anormale. La gravité du problème est répartie sur 5 niveaux correspondant à 5 diagnostics: depuis "DEAD", qui signifie que le canal ne répond plus (le nombre moyen de canaux morts pour cause de mauvais fonctionnement est inférieur à

0,5 % [7]), jusqu'à "NOISY" signifiant que le canal envoie continuellement une réponse anormalement forte.

Cette méthode est plus adaptée pour une étude fine des canaux.

3.5 La physique avec le RICH

L'identification d'une particule à l'aide du RICH nécessite la reconstruction de l'angle d'émission de la lumière Čerenkov et la connaissance de l'impulsion de la particule après reconstruction de sa trace. Le signal doit être ensuite associé à une hypothèse de masse de particule parmi 5 possibilités (e, μ, π, K, p), en évaluant les probabilités par un maximum de vraisemblance [8].

3.5.1 La reconstruction de l'angle Čerenkov

Cette reconstruction nécessite la localisation du point d'émission et des points de conversion pour évaluer le chemin optique suivi par les photons émis.

De multiples sources d'erreurs viennent entacher la reconstruction de l'angle Čerenkov :

- Erreur chromatique, due à la dispersion des milieux radiateurs : la largeur du spectre d'émission Čerenkov entraîne une variation de l'indice des milieux avec l'énergie des photons émis, ce qui provoque un étalement de la distribution des angles Čerenkov pour une particule de β donné.
- Erreur géométrique sur la position du point d'émission : l'épaisseur des radiateurs ne permet pas de connaître précisément ce point, et l'on calcule une position moyenne d'émission. Concernant les radiateurs gazeux, la focalisation des photons par les miroirs rend le point de conversion indépendant du point d'émission le long de la trajectoire de la particule. De plus, les particules provoquant une émission de lumière Čerenkov dans le radiateur gazeux ont une impulsion assez élevée pour que la courbure de leurs traces n'induisse pas d'erreur notable entre le point d'émission et sa position moyenne.

Les photons émis dans le radiateur liquide ne sont pas focalisés. La distance entre le radiateur et le tube à dérive (12 cm) permet de réduire l'erreur relative et la faible épaisseur du radiateur (1 cm) réduit l'erreur absolue. L'erreur géométrique est plus importante dans ce cas : $\sigma = 0,4$ cm à la saturation.

- Imprécision sur la reconstruction du point de conversion due à l'espacement des fils dans les chambres :
 $\sigma \approx 2,5$ mm
- Une confirmation par le détecteur externe (OD) est demandée pour se débarrasser des diffusions multiples et des traces qui interagissent avec les matériaux du détecteur.

	N_{pe}		$\sigma_\theta/\text{photon (mrad)}$	
	<i>observé</i>	<i>attendu</i>	<i>observé</i>	<i>attendu</i>
gaz	7	8	4,8	4,7
liquide	11	14	13,5	12

Tableau 3.2: N_{pe} et σ_θ pour des événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

Il faut filtrer le bruit de fond : certaines sources de bruit sont bien connues et reconnaissables, comme les rayons δ ou les bruits électroniques. En revanche, les signaux Čerenkov issus de traces proches peuvent être difficilement séparables : cela constitue une source de bruit dont l'élimination est très délicate. La topologie d'un événement influence donc l'efficacité d'identification des particules, les traces trop proches pour que leurs signaux Čerenkov soient séparés devant être éliminées lors du traitement par les algorithmes d'identification.

La reconstruction du signal se fait par association de chaque photo-électron à une trace pour former un anneau. Les grandeurs caractéristiques du signal sont l'angle Čerenkov moyen, sa largeur, et le nombre de photo-électrons associés à une trace. Le tableau 3.2 contient les nombres de photo-électrons et les largeurs observés et attendus pour chacun des radiateurs, dans le cas d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ [9].

La figure 3.11 montre la variation de la résolution sur l'angle Čerenkov moyen en fonction du nombre de photo-électrons associés, pour le radiateur gazeux.

Les données suivent bien la variation en $1/\sqrt{N_{pe}}$ attendue, ce qui montre que les erreurs systématiques ont été réduites au niveau de la résolution attendue.

Dans le cas du radiateur liquide, un travail d'ajustement géométrique est en cours.

3.5.2 L'identification des particules

Il faut considérer deux situations distinctes pour l'identification d'une particule : pour une trace d'impulsion donnée, la particule peut se trouver sous le seuil d'émission Čerenkov, et dans ce cas des photo-électrons associés constituent uniquement du bruit de fond, ou au delà du seuil et le signal est alors composé d'un bruit de fond qui s'ajoute à une émission Čerenkov.

Les deux situations sont exploitées pour une identification : connaissant l'impulsion d'une particule, on peut éliminer des hypothèses si il n'y a pas de lumière émise : c'est une analyse en mode "*veto*". Ceci est utilisé pour séparer les kaons et protons des e, μ, π . Quand la particule est au dessus du seuil d'émission et que l'on utilise la lumière émise pour l'identification, il s'agit d'une analyse en mode "*bande*".

Le tableau 3.3 présente les gammes d'impulsions pour les identifications. Les efficacités étant dépendantes de l'impulsion, les limites de ces gammes sont approximatives : elles varient suivant la pureté voulue pour chaque analyse [10].

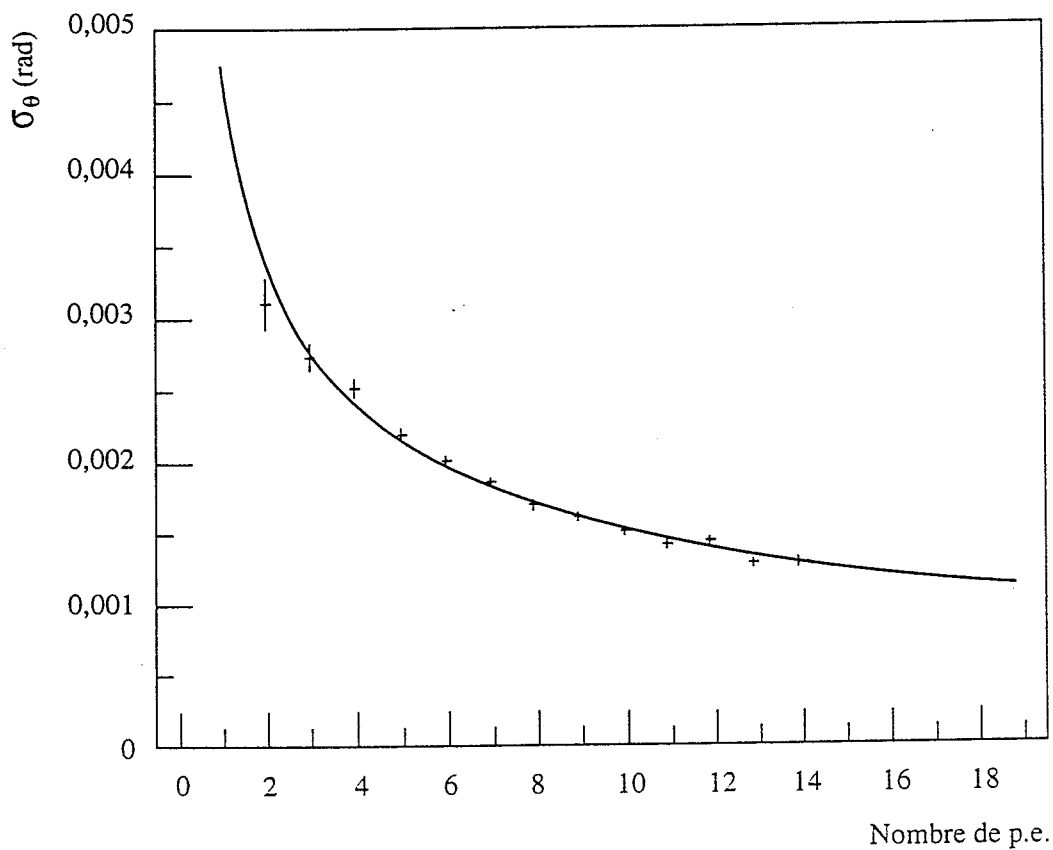


Figure 3.11: Variation de la résolution sur θ_c en fonction de N_{pe} , pour le radiateur gazeux

En mode bande :

La méthode consiste à comparer la distribution des photo-électrons associés à celle attendue pour chacune des 5 hypothèses (e, μ, π, K, p) en ajustant le fond de façon à maximiser sa compatibilité avec l'hypothèse testée, ce fond étant à priori inconnu et propre à chaque trace. Les probabilités issues du maximum de vraisemblance sont normalisées à l'unité et la meilleure correspond à l'hypothèse de masse retenue.

Une seconde méthode, complémentaire, consiste à utiliser l'angle Čerenkov moyen et le nombre de photo-électrons associés.

	K/π	p/π	K/p
<i>Liquide, bande</i>	0,7 - 5	1,5 - 7,5	0,7 - 7,5
<i>Gaz, veto</i>	2,5 - 8,5	2,5 - 16	8,5 - 16
<i>Gaz, bande</i>	8,5 - 21	16 - 25	16 - 25

Tableau 3.3: Gammas d'impulsions approximatives en GeV/c pour l'identification avec le RICH. Les limites varient suivant la pureté requise.

En mode veto :

Sous le seuil d'émission Čerenkov, tout signal est attribuable à du bruit de fond. Le fond est ajusté par un maximum de vraisemblance, avec un signal nul, et la probabilité correspondante est calculée. Une méthode complémentaire consiste à considérer une trace comme un kaon ou un proton sous le seuil si le nombre de photo-électrons associés est inférieur à 2 ou si aucun angle Čerenkov moyen ne peut être calculé.

L'algorithme utilisé pour l'identification des kaons et des protons (RICHSIGN), procède comme suit : il utilise les informations provenant si possible des deux radiateurs, et applique des critères de sélection pour tester les hypothèses kaon ou proton, en découpant les tests suivant des gammes d'impulsions. Par défaut, toute particule non identifiable comme un kaon ou un proton est considérée comme étant un pion, si l'information RICH concernant cette trace est utilisable.

La réponse de l'algorithme concernant une trace peut être :

- information non disponible ou non utilisable
- particule compatible avec un pion ou incompatible avec un $K^\pm$ ou un p
- $K^\pm$: 3 niveaux possibles, *loose*, *standard*, ou *tight*, suivant le niveau de confiance de la réponse
- proton : 3 niveaux possibles, de la même façon

Le choix du niveau de confiance d'une réponse (*loose*, *standard*, *tight*) dépend de la pureté et de l'efficacité voulue pour l'analyse.

Les critères de sélection appliqués reposent principalement sur les probabilités calculées par maximum de vraisemblance, les nombres de photo-électrons associés à la trace pour chacune des hypothèses de particules, et les angles polaires des traces. Les détails sont donnés en annexe C.

La figure 3.12 résume les situations possibles pour les identifications en fonction de l'impulsion des particules, et les possibilités de séparation des π , $K^\pm$, p avec le radiateur liquide, le radiateur gazeux, ou la combinaison des deux.

3.5.3 Les performances

Seule la simulation peut permettre une évaluation détaillée et complète des performances de l'identification. Les résultats de la simulation ont été vérifiés par deux méthodes.

La première est l'utilisation de lots de traces tests : le canal $\Lambda \rightarrow p\pi$ pour tester l'efficacité d'identification des protons, (l'utilisation de ce canal est décrit en détails dans la thèse de Pierre-François Honoré, [11]), le canal $K^0 \rightarrow \pi\pi$ pour tester le rejet des pions, ou

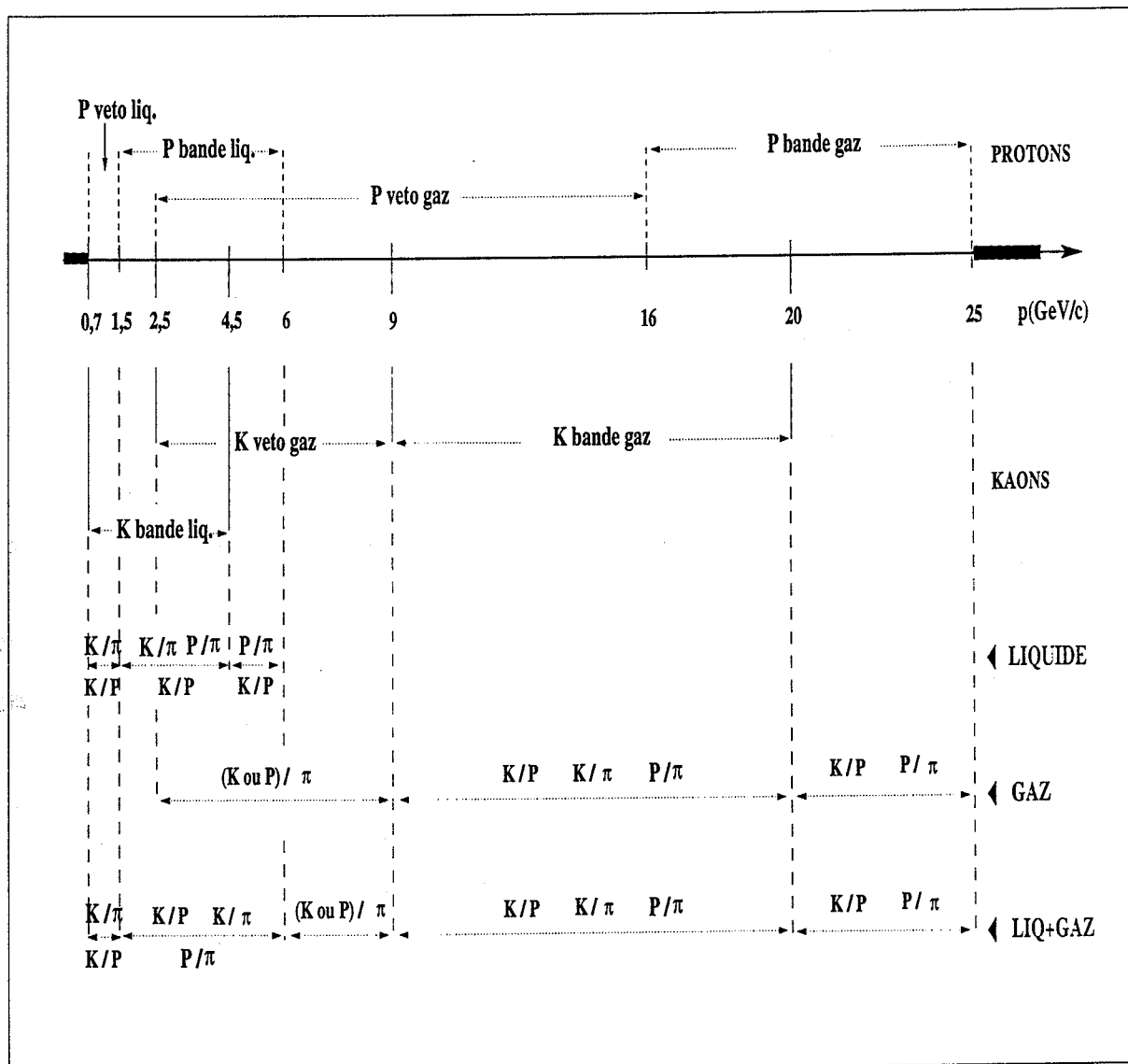


Figure 3.12: Les zones d'identifications par l'algorithme RICHSIGN, et les possibilités de séparation des pions, kaons, et protons avec le radiateur liquide, le radiateur gazeux, ou la combinaison des deux.

<i>Etiquetage</i>		<i>Proton (Standard)</i>				<i>Kaon (Standard)</i>		
<i>p (GeV/c)</i>		2,5 - 8	8 - 16	16 - 20		1 - 5	5 - 8,5	8,5 - 20
<i>Efficacités ε_K</i>	ε_K^p	0,70	0,15	0,20	ε_K^K	0,69	0,62	0,85
<i>Efficacités ε_p</i>	ε_p^p	0,75	0,65	0,95	ε_p^K	0,10	0,35	0,10
<i>rejet des π</i>	$\varepsilon_p^p/\varepsilon_\pi^p$	15	18	10	$\varepsilon_K^K/\varepsilon_\pi^K$	30	15	8

Tableau 3.4: Valeurs caractéristiques pour les étiquetages standards des kaons et des protons. Les ε_i^j sont définis dans le texte. Les valeurs en gras sont communément appelées efficacités des étiquetages.

les canaux $D^* \rightarrow D^0\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi$ et $\phi \rightarrow K^+K^-$ pour tester l'efficacité d'identification des kaons.

Ces canaux ne produisant généralement que des particules dont l'impulsion est inférieure à 7 GeV/c, cette méthode n'est utilisée que pour des tests d'identification de particule à basse impulsion (anneaux liquide ou gaz en mode veto).

A plus haute impulsion, la seconde méthode de test consiste à utiliser le signal d'ionisation dE/dX de la TPC pour comparer les hypothèses de particules retenues.

Les résultats pour les efficacités et les facteurs de rejet des pions sont résumés dans le tableau 3.4 [10]. Aucune valeur n'est donnée concernant les leptons : en effet, on ne peut séparer les muons des pions que très près du seuil des pions, pour $p \simeq 2,5$ GeV/c (voir figure 3.3), et l'identification des électrons n'est possible que pour $p < 2,5$ GeV/c.

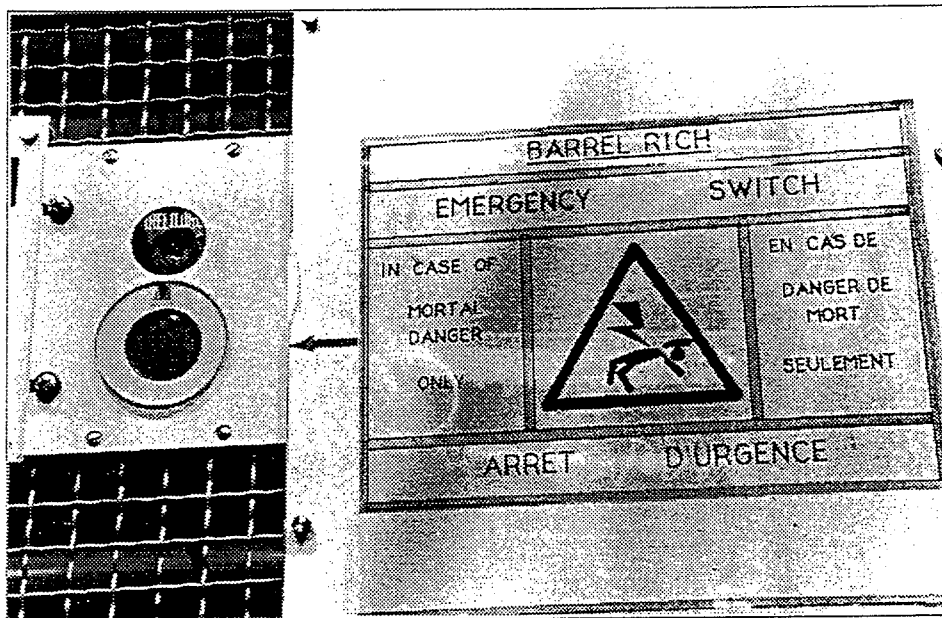
L'efficacité ε_i^j aux particules i d'un étiquetage j est définie comme le rapport du nombre de particules i qui passent la sélection j sur le nombre total de particules i soumises à cet étiquetage. Ainsi, ε_K^K est l'efficacité aux kaons de l'étiquetage des kaons, et ε_π^K est l'efficacité pour les pions de la sélection des kaons : la première est communément appelée *efficacité* aux kaons et la seconde *contamination* par les pions.

Le facteur de rejet des pions est le rapport de l'efficacité d'étiquetage "kaons" (ou protons) aux kaons (ou protons) sur la contamination par les pions : $\varepsilon_K^K/\varepsilon_\pi^K$ ou $\varepsilon_p^p/\varepsilon_\pi^p$.

Les efficacités données ici sont calculées à partir des traces pour lesquelles l'information RICH est disponible et utilisable, avec les deux radiateurs, et avec une confirmation par l'OD.

Les valeurs caractéristiques concernant l'identification des kaons d'impulsions $3 < p < 15$ GeV/c seront détaillés au §4.2.2.

Après avoir décrit le détecteur RICH de DELPHI et ses capacités concernant l'identification des hadrons, le chapitre suivant sera consacré à une analyse sur les données de 1992 et 1993 pour laquelle le RICH a été utilisé.



Bibliographie

- [1] P.A. Čerenkov, Phys. Rev. 52 (1937) 378
T. Ypsilantis et J. Seguinot, NIM A343 (1994) 30
- [2] J. Seguinot et T. Ypsilantis, NIM A343 (1994) 1-29
- [3] J. Seguinot et T. Ypsilantis, NIM 142 (1977) 377
- [4] E. G. Anassontzis et al., The Barrel Ring Imaging Cherenkov Counter of DELPHI, NIM A323 (1992) 351
- [5] D. Bloch et al., The MWPC of the DELPHI Barrel RICH, NIM A273 (1988) 847
- [6] W. Adam et al., The Ring Imaging Cherenkov Detector of DELPHI, DELPHI 993-110 RICH 56
Contribution to the first workshop on RICH detectors, Bari, Italy, 1993.
- [7] W. Adam et al., Experience with the RICH Detector of DELPHI, DELPHI 994-109 PHYS 426, submitted to the ICHEP 94 Conference, Glasgow, 20-27 july 1994
- [8] P. Baillon, Cherenkov ring search using a maximum likelihood technique, NIM A238 (1985) 341
- [9] G. van Apeldoorn et al., Performance of the Barrel Ring Imaging Cherenkov Counter of DELPHI, IEEE Transaction on Nuclear Science vol 41
- [10] W. Adam et al., Analysis Techniques for the DELPHI Ring Imaging Cherenkov detector, DELPHI 94-112 PHYS 429 (1994), submitted to the ICHEP 94 Conference, Glasgow, 20-27 july 1994
- [11] Thèse de Pierre-François Honoré, Université Paris VI, LPC 93 T1 (1993)

Chapitre 4

La mesure de x_d utilisant les leptons, les kaons, et la charge de jet

Il s'agit de mesurer le paramètre d'oscillation du système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$: $x_d = \Delta m_d / \Gamma$. La production et la désintégration des mésons B , ainsi que la phénoménologie des systèmes $B^0 - \bar{B}^0$ ont été décrites au chapitre 1.

On reconstruit pour cette mesure les courbes d'évolution temporelle, afin de mettre en évidence le caractère oscillatoire des probabilités de transition, prédit par le modèle.

Principe

Définissons d'abord la quantité qui sera à partir de maintenant appelée *signe* d'un méson B : il s'agit du signe de la charge du quark b ou $\bar{b}$ contenu dans ce méson.

Le principe de la méthode est illustré sur la figure 4.1. On partage l'événement en deux hémisphères perpendiculairement à l'axe principal (ici axe de *thrust*, soit l'axe par rapport auquel la somme des impulsions longitudinales est maximale). La plupart du temps, au moins pour les saveurs lourdes, les jets engendrés par le quark et l'antiquark sont dans des hémisphères différents.

Les deux hémisphères peuvent jouer des rôles différents ; l'un sera appelé *hémisphère d'étiquetage* et l'autre *hémisphère de désintégration*. A priori, chaque hémisphère dans un événement peut être l'un et l'autre. Le premier est utilisé pour étiqueter le *signe* du méson B produit dans l'hémisphère de désintégration, au moyen d'indicateurs corrélés à la charge du quark (b ou $\bar{b}$) du méson. Les indicateurs utilisés, qui seront décrits en détail plus loin, sont des leptons, des kaons, ou la charge du jet associé au quark b .

La connaissance du signe de la charge du quark produit dans l'hémisphère d'étiquetage permet de déduire la nature du quark (b ou $\bar{b}$) produit dans l'hémisphère opposé, et ainsi le *signe* du méson produit dans l'hémisphère de désintégration.

Dans ce second hémisphère, on utilise également des indicateurs de signes, mais cette

fois pour déterminer la charge du quark (b ou $\bar{b}$) du méson au moment de sa désintégration. Les indicateurs sont des leptons ou des kaons. De plus, on mesure la distance de vol du méson au moment de sa désintégration.

Les informations contradictoires sur la nature du méson de l'hémisphère de désintégration obtenues dans les 2 hémisphères permettent de conclure sur son oscillation.

Le cas où les 2 informations sont identiques permet de conclure qu'il n'y a pas eu d'oscillation, ou bien qu'il y a eu une oscillation dans les 2 hémisphères. Cependant, cette possibilité est très improbable : parmi les différentes espèces de hadrons b produits dans de tels événements, seules les B_d^0 et les B_s^0 peuvent osciller. Les B_s^0 sont produits à raison de 12% seulement des événements $b\bar{b}$, et concernant les B_d^0 , leur probabilité de mélange intégrée, qui est celle à prendre en compte pour l'hémisphère d'étiquetage, est de 17% environ (voir §1.3). Les événements comportant une double oscillation représentent donc une faible partie de l'ensemble : si l'on considère les probabilités intégrées dans les 2 hémisphères, en prenant $\chi_s \sim 0,5$ on obtient 3% environ des événements dans lesquels un B neutre se désintègre. Toutefois, ces cas de figures sont pris en compte dans l'analyse et ne biaisent pas la mesure.

La mesure de la distance de vol permet de représenter la distribution de ces corrélations de signes en fonction du vol, qui est lié au temps propre par la relation $ct = L/\beta\gamma$, et de mettre ainsi en évidence un comportement dépendant du temps. La mesure de la fréquence de l'oscillation se fera au moyen d'un ajustement de la distribution.

Les points importants de cette méthode sont l'utilisation d'indicateurs de signes et l'estimation de la distance de vol.

4.1 La sélection des événements

Les critères de sélection des événements hadroniques ont été les suivants :

- au moins 5 traces chargées dans l'événement
- l'énergie totale des particules chargées $E_{ch} > 0,12 \times 2 E_{faisceau}$

ou les traces chargées sont sélectionnées comme suit :

- angle polaire $\theta > 10^\circ$
- impulsion $0,4 < p < 50 \text{ GeV}/c$
- longueur de la trace $l > 30 \text{ cm}$
- paramètre d'impact par rapport au vertex principal, dans le plan orthogonal au faisceau $\varepsilon < 4 \text{ cm}$, et dans la direction du faisceau $|z| < 10 \text{ cm}$

Pour les traces neutres, la condition imposée sur l'impulsion était $0,1 < p < 50 \text{ GeV}/c$.

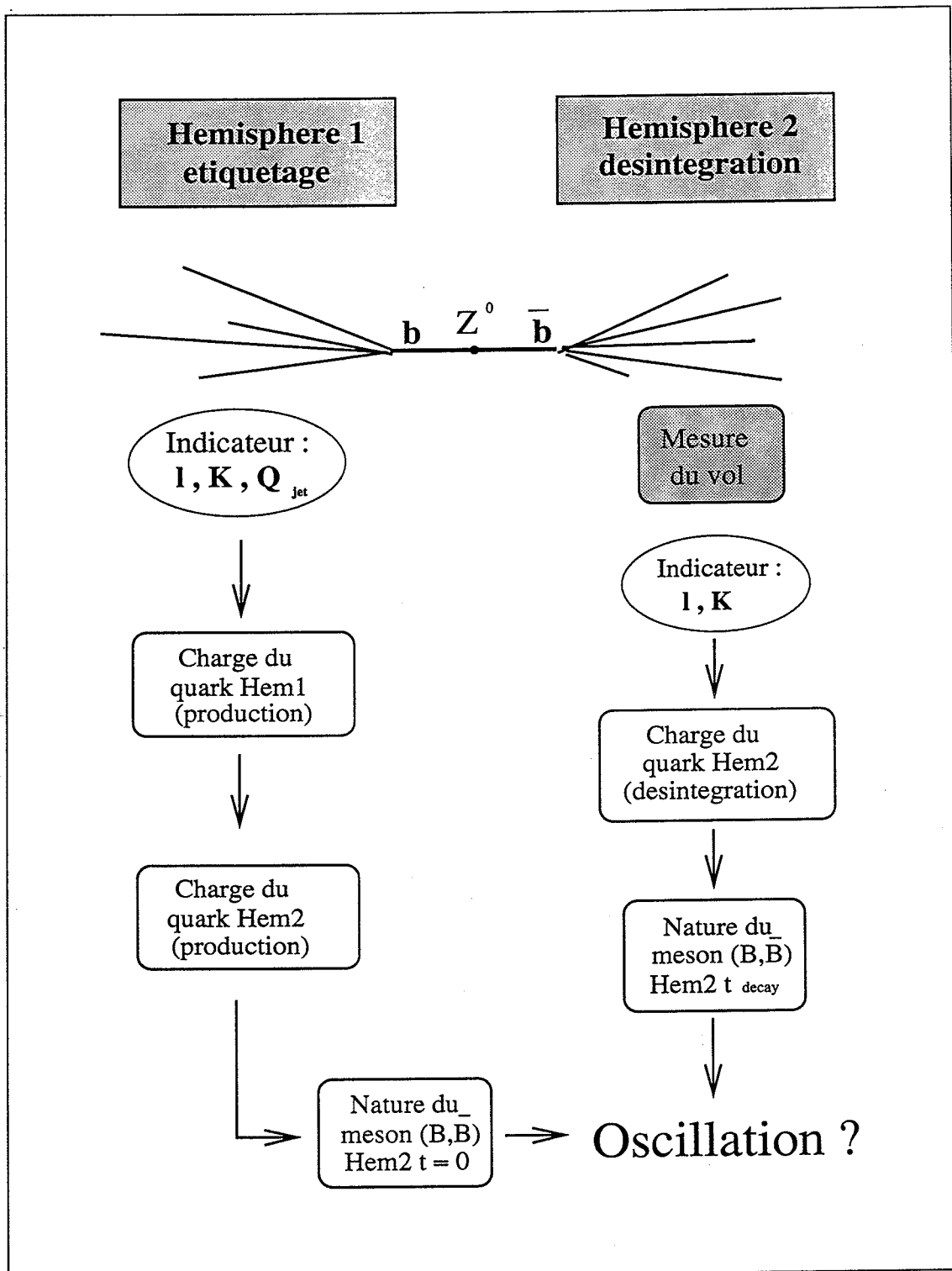


Figure 4.1: Principe de la méthode de mesure de x_d utilisant les leptons, les kaons, et la charge de jet

A cette sélection générale effectuée au niveau du traitement commun des données, s'ajoute une condition propre à cette analyse : l'axe de *thrust* de l'événement doit être dans l'acceptance du détecteur de vertex et du RICH : $45^\circ < \theta_{thrust} < 135^\circ$.

Compte tenu de toutes ces coupures, 458000 événements ont été sélectionnés parmi les données de 1992 et 457000 parmi celles de 1993.

D'autre part, 930000 événements dans l'acceptance requise ont été engendrés en utilisant le Monte Carlo *Parton Shower* de Lund JETSET 7.3 [1], et une simulation du détecteur [2].

4.2 Les indicateurs de signes

4.2.1 Les leptons : $b \rightarrow l$

La sélection

Les leptons de désintégrations semi-leptoniques du b^1 , dont le signe de la charge est directement corrélé à celui de la charge du quark (voir §1.2.4), sont sélectionnés par un jeu de coupures :

- sur leurs impulsions : $p > 3 \text{ GeV}/c$
- sur leurs impulsions transverses par rapport à l'axe du jet privé de ce lepton :
 $p_t > 1 \text{ GeV}/c$

Ces coupures permettent de supprimer en majorité les leptons issus de la désintégration en cascade $b \rightarrow c \rightarrow l$ et ceux issus du charme $c \rightarrow l$, dont le signe serait opposé à celui des leptons issus directement du b . Sur la figure 4.2 sont représentées les distributions des impulsions et des impulsions transverses des leptons issus directement du b , issus d'un c par cascade ou bien directement du charme.

On ajoute une coupure sur le paramètre d'impact : $p.i. < 0,3 \text{ cm}$ pour supprimer les produits de désintégrations lointaines et des interactions avec le détecteur. De plus, un minimum de 2 points dans le détecteur de vertex (VD) est demandé, pour avoir une bonne fiabilité de l'association de ces points à la trace et éviter d'utiliser des électrons provenant de la conversion d'un photon.

Si deux candidats de charges opposées satisfont les conditions de la sélection, l'indicateur n'est pas défini pour l'hémisphère considéré.

L'identification des leptons est décrite au §2.2.4

Le tableau 4.1 présente la composition du lot de particules identifiées comme leptons après passage des algorithmes d'identification, sélectionnées par ces coupures, qui sont

¹Voir chapitre 1 §1.2.3 pour les désintégrations des mésons B

appliquées sur un seul hémisphère.

$b \rightarrow l$	44,3%
$b \rightarrow c \rightarrow l$	8,6%
$c \rightarrow l$	9,5%
<i>autres</i>	37,6%

Tableau 4.1: Composition du lot de lepton obtenu après coupures, sur un seul hémisphère.

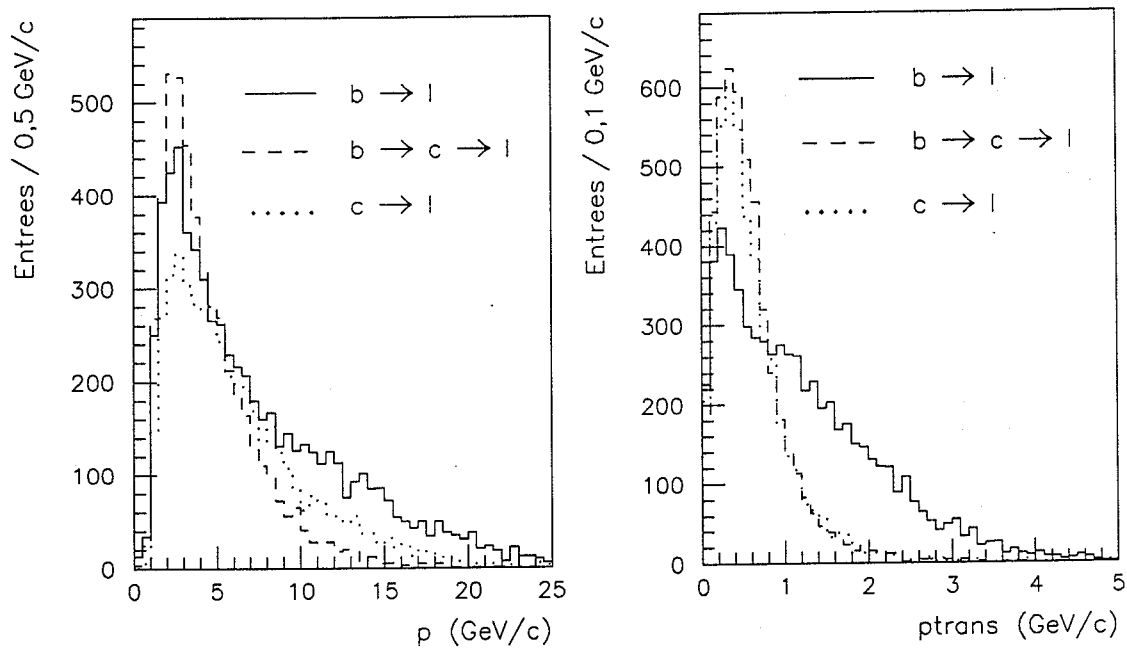


Figure 4.2: Impulsions et impulsions transverses des leptons issus du b , du c par cascade ou directement du c

Les caractéristiques de l'indicateur

L'indicateur est défini pour environ 9% des hémisphères de b , en tenant compte des rapports d'embranchements, des efficacités d'identification et des coupures.

Le rapport "bon signe/mauvais signe", indiquant la corrélation de l'indicateur avec le *signe* du méson au moment de sa désintégration est d'environ 5, cette valeur prenant en compte la probabilité de mélange intégrée des B_d^0 et des B_s^0 . Les rapports "bon

signe/mauvais signe” seront présentés en détail aux §4.4.2 et 4.4.3, les valeurs moyennes sont données ici à titre indicatif.

Cet indicateur est utilisé dans les 2 hémisphères : dans le premier, il est combiné avec un autre, comme on le verra au §4.1.4.

4.2.2 Les kaons : $b \rightarrow c \rightarrow s$

La sélection

On cherche à sélectionner les kaons chargés issus du méson B , le mécanisme principal étant la chaîne de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$. La charge de ces $K^\pm$ est corrélée à celle du b (voir §1.2.4). D’après la simulation, le nombre de $B \rightarrow K^\pm$ du même signe, après élimination des cas ambigus $K^+ K^-$, est d’environ 50% contre 10% du signe opposé. Ces fractions sont comparables avec les mesures de la collaboration ARGUS [3] : 20% de $K^\pm$ donnant le mauvais signe sans exclusion des cas ambigus.

Il faut d’une part enrichir le lot étudié en b , et d’autre part supprimer les kaons primaires qui fausseraient les corrélations de signes. On applique pour cela aux K^{+-} une sélection qui tient en 2 coupures :

- $(p.i./\sigma(p.i.)) > 1,5$ où $p.i.$ est le paramètre d’impact du kaon par rapport au vertex principal. Cette coupure permet de supprimer les kaons primaires au profit des secondaires, et aussi d’enrichir le lot d’événements en $b\bar{b}$.
- $3 < p < 15 \text{ GeV}/c$: cette coupure en impulsion supprime une partie des kaons primaires dont l’impulsion est plus faible que celle des secondaires. De plus, cette gamme correspond à une identification possible par le RICH en utilisant le radiateur gazeux, qui a été quasiment le seul disponible pour les prises de données 92 et 93.

La figure 4.3 représente les distribution du paramètre d’impact normalisé des $K^\pm$ pour des événements $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, et $b\bar{b}$, en séparant dans ce cas les kaons primaires de l’hémisphère de ceux issus de la désintégration du b : on voit l’enrichissement en $b\bar{b}$ et la sélection des $K^\pm$ secondaires.

On a représenté sur la figure 4.4 les distributions de l’impulsion des kaons dans les mêmes conditions : la suppression des $K^\pm$ primaires est très nette.

La figure 4.5 montre l’effet de l’application des deux coupures ensemble. Il est clair que la coupure en paramètre d’impact supprime en grande partie les $K^\pm$ associés à des hémisphères u , d , s et c , ainsi que les $K^\pm$ primaires associés à un b , ces derniers étant majoritairement supprimés par la sélection en impulsion (les distributions pour les hémisphères u , d n’ont pas été représentées sur les figures 4.3 et 4.4 pour des raisons de clarté). On peut constater sur cette figure que ces deux coupures sont largement décorréliées.

La pureté en $K^\pm$ secondaires issus d'un hémisphère b parmi tous les $K^\pm$ est de 39% après l'application des 2 coupures, contre 16% sans coupure.

Remarque: la limite inférieure des impulsions des $K^\pm$ aurait pu être placée à $2 \text{ GeV}/c$ au lieu de $3 \text{ GeV}/c$ sans augmenter la contamination par les $K^\pm$ primaires toujours supprimés majoritairement par la coupure en paramètre d'impact (la pureté en $K^\pm$ secondaires est alors de 40%), ce qui porterait l'efficacité des deux coupures combinées sur les $K^\pm$ secondaires de 52% à 65%: l'utilisation du radiateur liquide du RICH rendrait possible cette sélection.

Les valeurs des efficacités sur les $K^\pm$ secondaires et contaminations par les primaires, ainsi que les puretés des lots obtenus sont résumées dans le tableau 4.2.

	sans coupure	$3 < p < 15$	$p.i./\sigma > 1,5$	ensemble
<i>Effic. $K_{sec}(b)$</i>	—	67%	76%	52%
<i>Effic. $K_{prim}(b)$</i>	—	23%	32%	9,5%
<i>Pureté $K_{sec}(b)/K(b)$</i>	66%	85%	82%	91%
<i>Pureté $K_{sec}(b)/K(b, c, s, u, d)$</i>	16%	22%	34%	39%

Tableau 4.2: Efficacités des coupures pour la sélection des $K^\pm$ secondaires, contaminations par les $K^\pm$ primaires associés à un hémisphère b , et puretés des lots obtenus en $K^\pm$ secondaires parmi les $K^\pm$ associés à un hémisphère b , et parmi tous les $K^\pm$.

La figure 4.6 montre la répartition des $K^\pm$ en 5 catégories ($K^\pm$ primaires et $K^\pm$ secondaires associés à un hémisphère b , $K^\pm$ associés à un c , un s ou un u, d) après la sélection par les 2 coupures, toujours dans un hémisphère. Le bruit de fond est très nettement réduit.

De même que pour les leptons, une condition est imposée sur le paramètre d'impact: $p.i. < 0,3 \text{ cm}$ pour supprimer les produits de désintégrations lointaines et des interactions avec le détecteur. La limite est assez large pour accepter pratiquement tous les $K^\pm$ issus de B dont la distance de vol est inférieure à 2 cm.

L'identification

Les principes de l'identification des particules par le RICH ont été exposés au chapitre 3 (voir §3.5), ainsi que les gammes d'identifications approximatives (tableau 3.3) et les efficacités moyennes (tableau 3.4).

Pour cette analyse, les $K^\pm$ ont été identifiés en utilisant l'algorithme RICHSIGN, à son niveau de sélection standard: les critères de sélection sont donnés en annexe B.

Voyons maintenant plus en détail les caractéristiques de l'identification des $K^\pm$ d'impulsion $3 < p < 15 \text{ GeV}/c$.

Les efficacités et contaminations sont données dans le tableau 4.3 pour 3 gammes

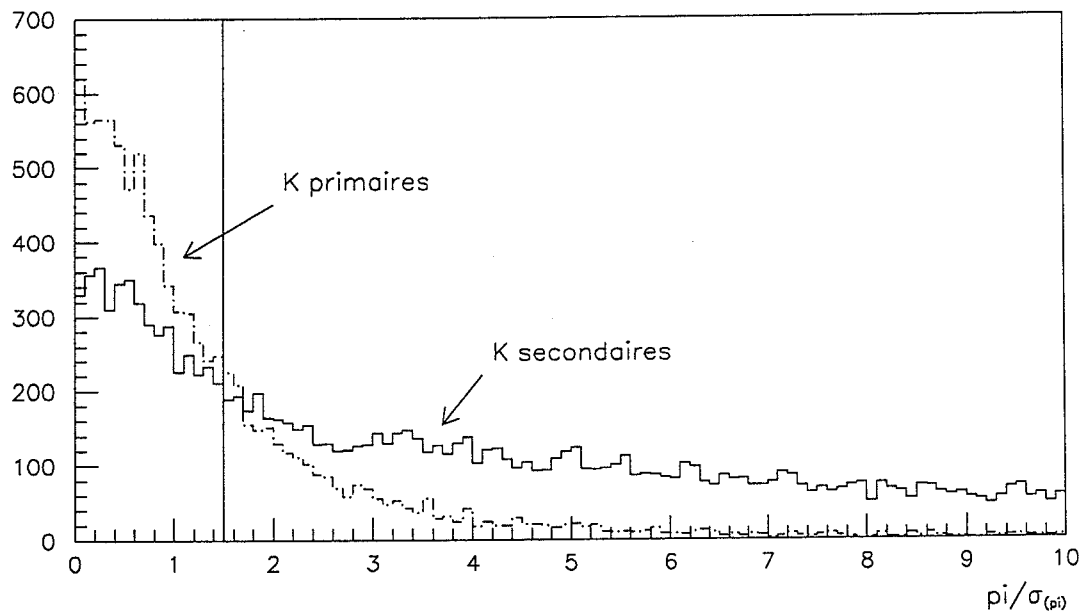
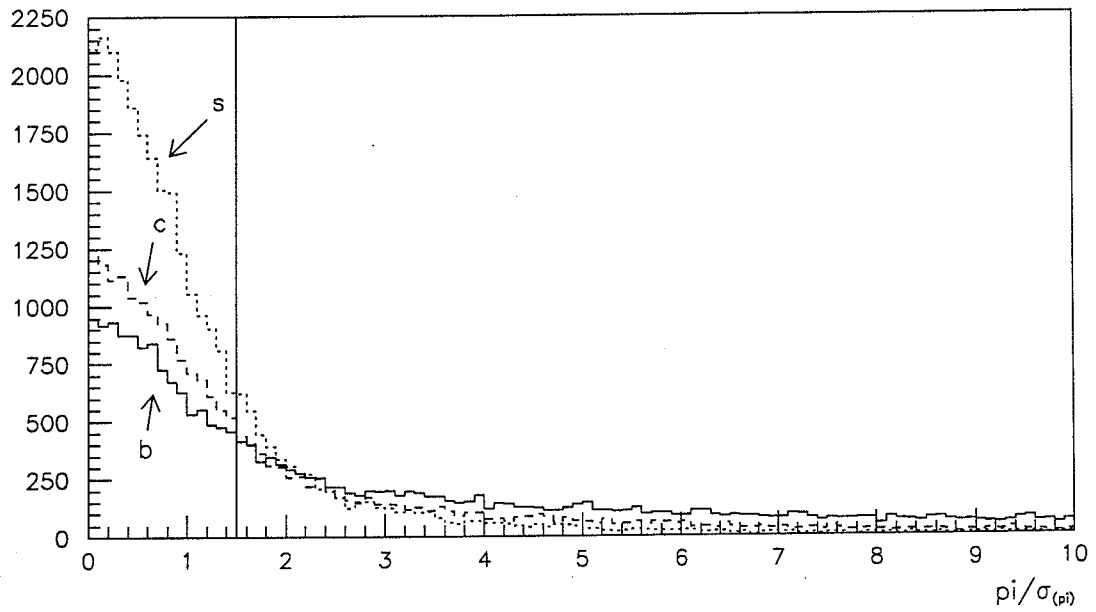


Figure 4.3: Paramètre d'impact normalisé des kaons pour des événements $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, et $b\bar{b}$, (en haut), primaires ou secondaires dans le cas des $b\bar{b}$ (en bas). Le trait vertical indique la coupure.

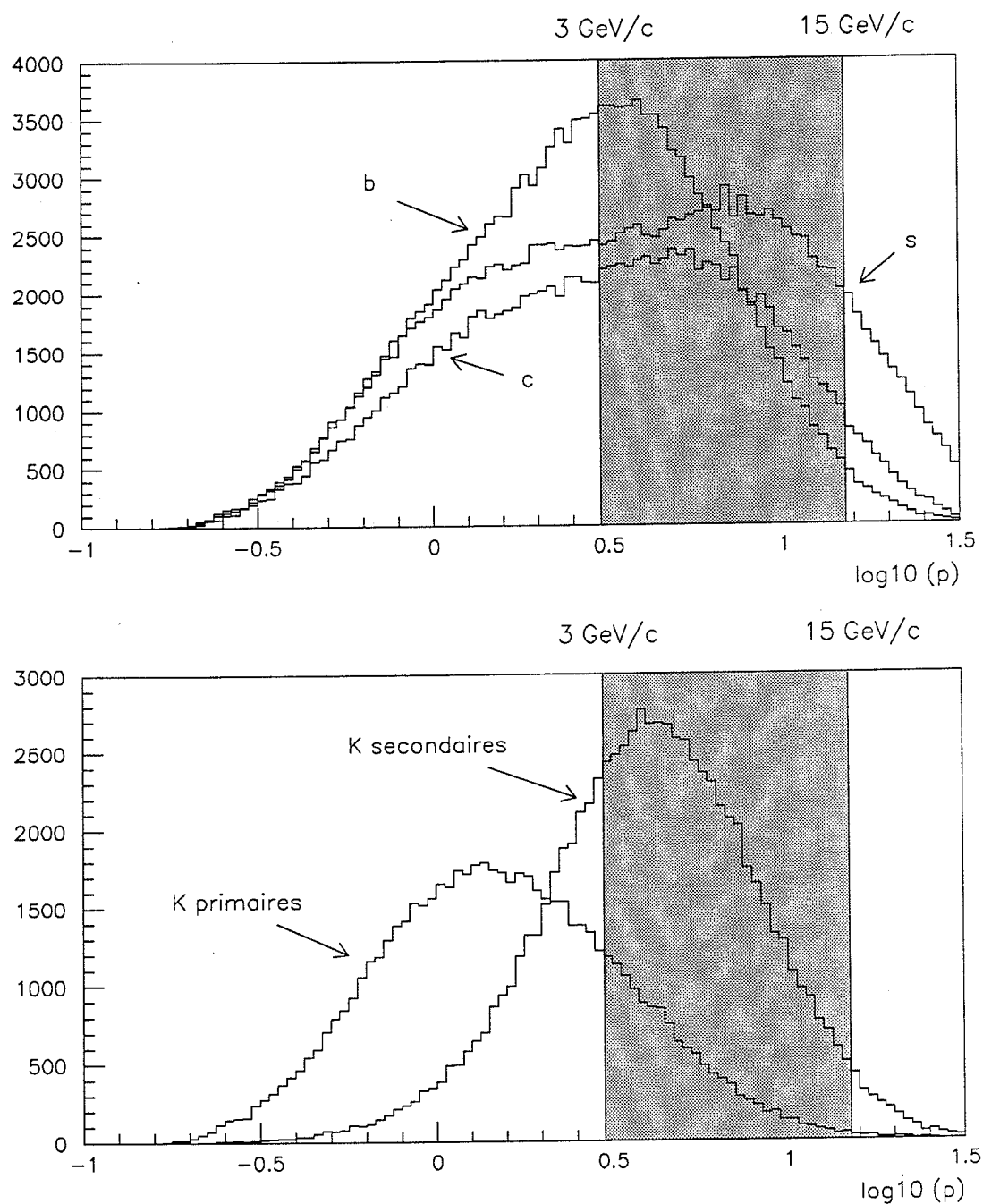


Figure 4.4: Impulsion des kaons pour des événements $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, et $b\bar{b}$, (en haut), primaires ou secondaires dans le cas des $b\bar{b}$ (en bas). La zone grisée correspond à la gamme sélectionnée par la coupure en impulsion.

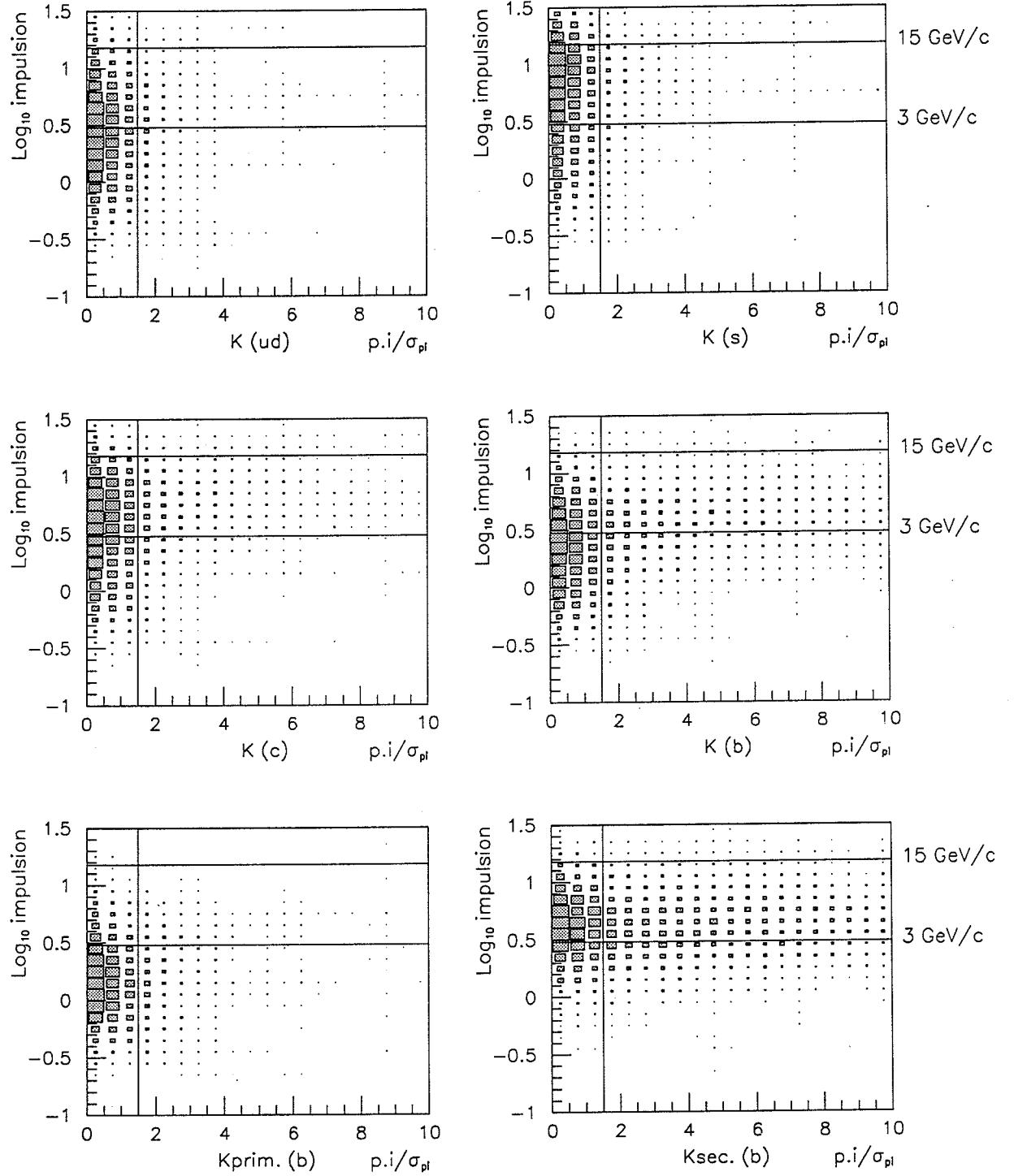


Figure 4.5: Effet des 2 coupures combinées sur les $K^\pm$ répartis en 5 catégories, $K^\pm$ associés à un hémisphère u, d, un c, un s, ou un b, et $K^\pm$ primaires et secondaires associés à un hémisphère b. Les traits verticaux et horizontaux indiquent les limites des coupures.

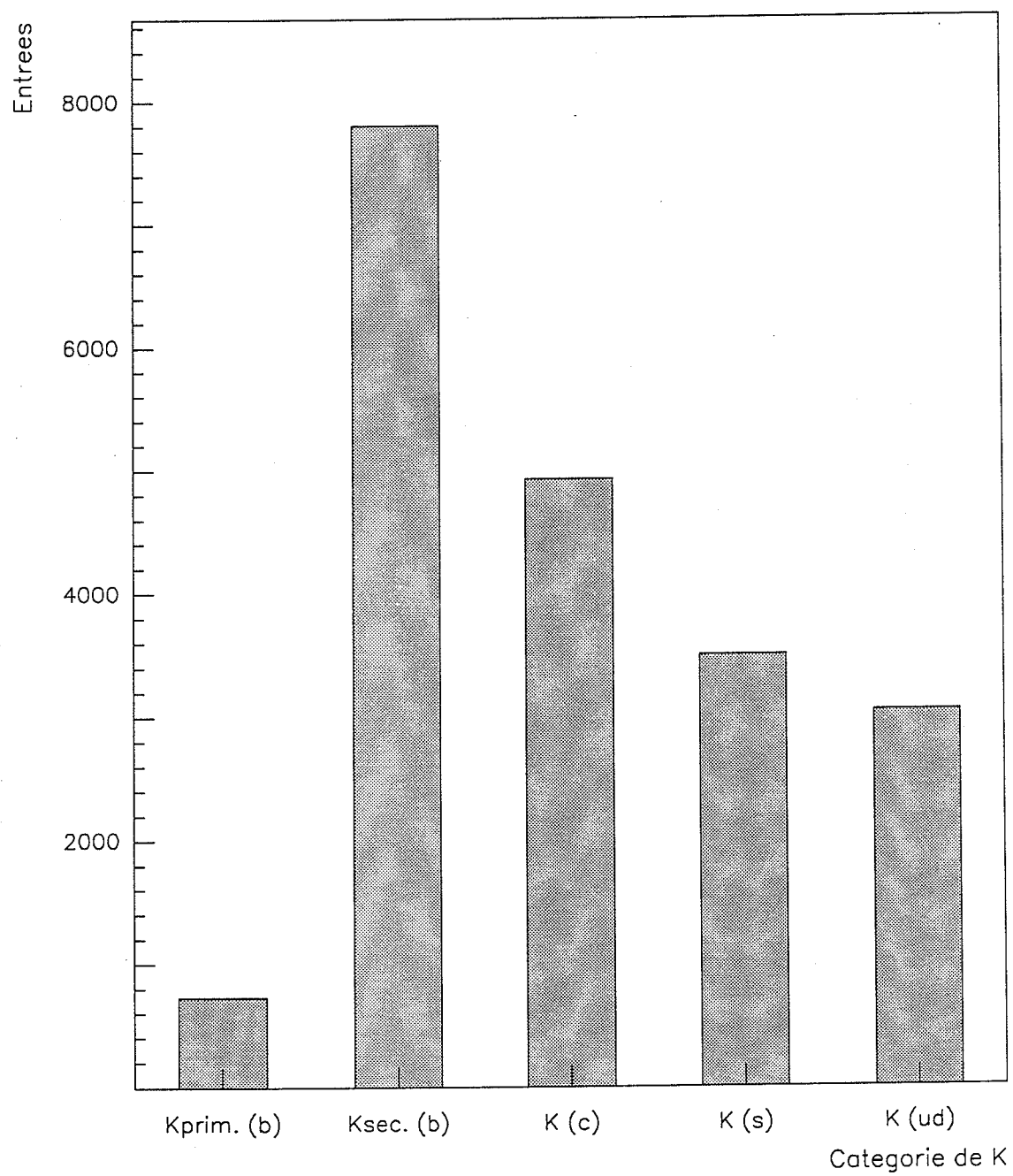


Figure 4.6: Répartition en catégories des kaons après coupures

d'impulsions : si $p < 8,5 \text{ GeV}/c$, le radiateur gazeux du RICH est utilisé en mode *veto*, les kaons et les protons peuvent être séparés des pions, mais ne peuvent pas être distingués entre eux. Si $p > 8,5 \text{ GeV}/c$, les $K^\pm$ émettent de la lumière Čerenkov dans le gaz et l'on peut les identifier en mode *bande*.

La séparation en 2 gammes d'impulsions $p < 5 \text{ GeV}/c$ et $p > 5 \text{ GeV}/c$ correspond à l'utilisation du radiateur liquide : à basse impulsion il peut être utilisé en mode *bande* pour identifier les $K^\pm$. Toutefois, ce radiateur n'a fonctionné que très peu de temps pendant les prises de données 92 et 93, ce qui explique le peu de différences entre les 2 gammes.

D'autre part, les efficacités présentées ici sont calculées à partir de toutes les traces, y compris celles pour lesquelles l'information RICH n'est pas utilisable : il y a un facteur 0,90 entre ces efficacités et celle que l'on calcule en considérant uniquement les traces avec un signal RICH utilisable.

De plus, aucune confirmation par le détecteur externe (OD) n'est demandée.

Ces remarques permettent d'expliquer des différences entre les valeurs données dans le tableau 3.4 et celles du tableau 4.3. Ainsi, le facteur de rejet des pions, dans la gamme $1 - 5 \text{ GeV}/c$, est d'environ 30 avec les radiateurs liquide et gazeux en demandant une confirmation de l'OD, environ 12 sans le radiateur liquide, et environ 8 avec le radiateur gazeux seulement et sans confirmation de l'OD.

Impulsion	$3 < p < 5 \text{ GeV}/c$	$5 < p < 8,5 \text{ GeV}/c$	$8,5 < p < 15 \text{ GeV}/c$
Efficacité K	66%	65%	78%
Efficacité π	8%	7%	8%
Efficacité p	68%	69%	26%

Tableau 4.3: Efficacités de la sélection des kaons et contaminations par les pions et les protons pour 3 gammes d'impulsions.

Caractéristiques de l'indicateur

Cet indicateur est défini pour 23% des hémisphères de b . Le rapport "bon signe / mauvais signe" par rapport au méson qui se désintègre est d'environ 2. Il est utilisé en combinaison avec un autre indicateur, comme on le verra au §4.1.4, pour l'hémisphère d'étiquetage. Pour l'hémisphère de désintégration, on utilise l'indicateur kaon, mais sans la coupure en paramètre d'impact, puisque l'on mesure le vol du méson, et cette coupure en modifierait la distribution.

4.2.3 La charge du jet

La définition de la charge du jet qui a été choisie pour cette analyse est la suivante :

$$Q_{jet} = \frac{\sum p_i^\kappa q_i}{\sum p_i^\kappa}$$

où la somme est effectuée sur toutes les traces chargées du jet le plus énergétique, p étant l'impulsion et q la charge des particules. La valeur de l'exposant κ a été optimisée à 0,6

[4]; toutefois cette optimisation n'a pas une grande importance dans le cadre de cette étude. La distribution de cette charge de jet est représentée sur la figure 4.7 (a) pour des lots d'événements hadroniques réels et simulés, et la figure 4.7 (b) représente cette distribution pour des jets de b ou de $\bar{b}$. Les pics à -1 et +1 correspondent aux cas où une seule particule est entrée dans la somme, ou plusieurs particules de signes identiques. A cause des interactions nucléaires avec les protons dans le détecteur, la distribution n'est pas centrée: un décalage systématique de +0,015 tient compte de ce biais. La charge de jet est corrélée à celle du quark b du méson B : la quantité $Q_{jet} - 0,015$ donne le bon *signe* avec une probabilité de 0,62.

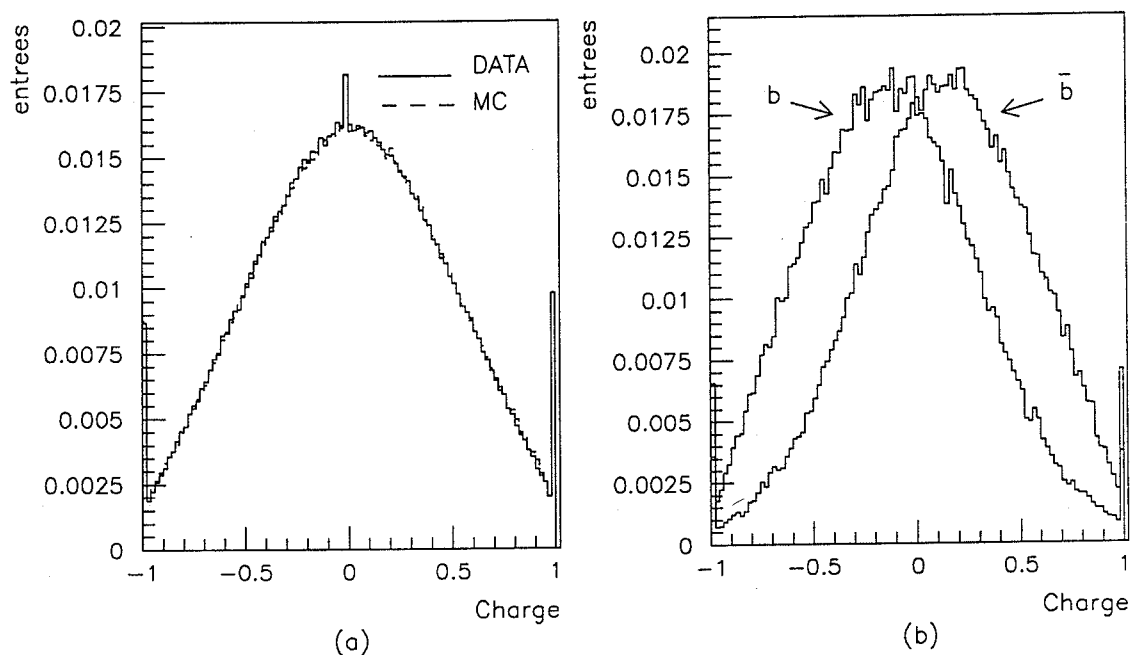


Figure 4.7: Distributions normalisées de la charge de jet pour des événements réels et des événements simulés (a), et pour des jets de b ou de $\bar{b}$ (b).

Il faut d'autre part un enrichissement en b . Pour cela, on utilise une condition sur le jet :

$$\sum_{i=1}^{ntr-1} \left(\frac{p.i.}{\sigma(p.i.)} \right)^2 / (ntr - 1) > 2$$

où $p.i.$ est le paramètre d'impact, la somme étant effectuée sur les traces du jet sauf celle qui donne la plus grande contribution. En effet, comme on l'a vu précédemment, une coupure minimale sur les paramètres d'impacts normalisés enrichit en événements de saveur b

par rapport aux autres saveurs. Cependant, dans le cas d'événements de saveurs légères, une trace peut avoir un grand paramètre d'impact normalisé: l'exclusion de la trace donnant la plus grande contribution parmi celles du jet considéré permet de supprimer ces cas, tout en gardant une bonne efficacité pour les jets de b qui comportent en général plusieurs traces à grand paramètres d'impacts normalisés.

L'indicateur Q_{jet} est utilisé uniquement pour l'hémisphère d'étiquetage, seul ou en combinaison avec d'autres, comme nous allons le voir maintenant.

4.2.4 Les indicateurs effectivement utilisés

Dans l'hémisphère d'étiquetage, les indicateurs sont utilisés en combinaison. Ils ne sont pas identiques dans les 2 hémisphères.

Hémisphère d'étiquetage

- $l + Q_{jet}$: c'est le signe donné par les indicateurs lepton et Q_{jet} , s'ils sont tous les deux définis et en accord. En cas de désaccord, l'indicateur n'est pas défini: on améliore ainsi le pouvoir discriminant de l'indicateur lepton. En pratique, le lepton joue un rôle prédominant dans le calcul de Q_{jet} , et les deux signes sont le plus souvent en accord.
- $K + Q_{jet}$: l'indicateur kaon est associé avec l'indicateur Q_{jet} , s'ils sont en accord. De la même façon que précédemment, et pour la même raison, l'indicateur n'est pas défini en cas de désaccord.
- $Q_{jet} + b$: la charge de jet est utilisée seule, lorsque que les 2 autres indicateurs ne sont pas définis. On ajoute l'enrichissement en b , et l'on demande $|Q_{jet} - 0,015| > 0,1$ pour améliorer le rapport "bon signe/mauvais signe".

A part les rares cas où on trouve à la fois $l + Q_{jet}$ et $K + Q_{jet}$ dans le même hémisphère, ces indicateurs sont mutuellement exclusifs, ce qui évite les doubles comptages.

Hémisphère de désintégration

- l : l'indicateur lepton est utilisé dans cet hémisphère.
- K : l'indicateur kaon est utilisé sans coupure sur le paramètre d'impact.

Les efficacités de ces indicateurs sont résumées dans le tableau 4.4. Les valeurs des rapports "bon signe/mauvais signe" seront données en détail aux §4.4.2 et 4.4.3

Indicateur	$l + Q_{jet}$	$K + Q_{jet}$	$Q_{jet} + b$	l	K
Efficacité	7,9%	16,5%	38,8%	8,1%	27,3%

Tableau 4.4: *Efficacités des indicateurs utilisés. Ces efficacités sont les probabilités de définir l'indicateur parmi les hémisphères de b .*

4.3 L'estimation de la distance de vol

Il faut, dans le cadre de cette analyse, un estimateur de la distance de vol qui puisse être utilisé aussi bien avec l'indicateur lepton qu'avec l'indicateur kaon. D'autre part, son efficacité doit être indépendante de la distance de vol : sinon cela risquerait de provoquer des différences entre la simulation et les données réelles difficiles à prendre en compte. Enfin, la résolution requise sur la distance de vol n'a pas besoin d'être très petite : l'oscillation se développant sur une distance de plusieurs centimètres (rappelons qu'une période complète d'oscillation s'étend sur environ 9 temps de vie du B_d^0 , soit environ 14 ps), une résolution de quelques centaines de microns sera suffisante.

Le choix de l'estimateur s'est porté sur la distance entre le vertex principal d'interaction et un pseudo-vertex secondaire reconstruit.

4.3.1 Le vertex primaire

La position du vertex primaire est calculée à l'aide d'un ajustement de vertex itératif rapide, décrit en [5]. Cet ajustement utilise l'information sur la position et le profil du faisceau. Ce profil a fait l'objet d'une étude particulière dans le cadre de cette thèse : on trouvera l'étude en annexe B ainsi qu'en [6].

A chaque itération de l'ajustement du vertex, la trace qui contribue le plus au χ^2 (au delà d'un seuil fixé à 5) est retirée.

La résolution obtenue sur la position du vertex principal, qui dépend de l'orientation des axes de jets, est inférieure à 100 μm .

4.3.2 La reconstruction du pseudo-vertex secondaire

Les produits de désintégration du B sont principalement collimés autour de l'axe de *thrust* du jet, qui est l'axe par rapport auquel la somme des impulsions longitudinales est maximale. On a donc reconstruit le pseudo-vertex secondaire en l'ajustant à partir des traces comprises dans un cône de demi-angle au sommet 25° par rapport à l'axe de *thrust* du jet le plus énergétique de l'hémisphère considéré. Afin de ne pas biaiser la distribution des distances de vol en éliminant des longues distances, aucune coupure sur le χ^2 de l'ajustement n'a été faite. Les traces sélectionnées doivent être bien définies : un minimum de 2 points dans le détecteur de vertex est requis. Le pseudo-vertex ne peut être ajusté que si 2 traces au moins peuvent être sélectionnées. Le choix de l'angle d'ouverture du cône résulte d'un compromis entre une faible ouverture qui réduirait l'efficacité en éliminant beaucoup de traces, diminuant ainsi la probabilité d'avoir au moins 2 traces bien définies dans le cône, et une trop grande ouverture qui laisserait entrer dans la sélection beaucoup de traces issues du vertex primaire.

Les traces contenues dans le cône sont un mélange composé de traces issues du vertex primaires, de produits de désintégration du B , et de produits de désintégration du D , lui-même provenant d'un B (voir figure 4.8).

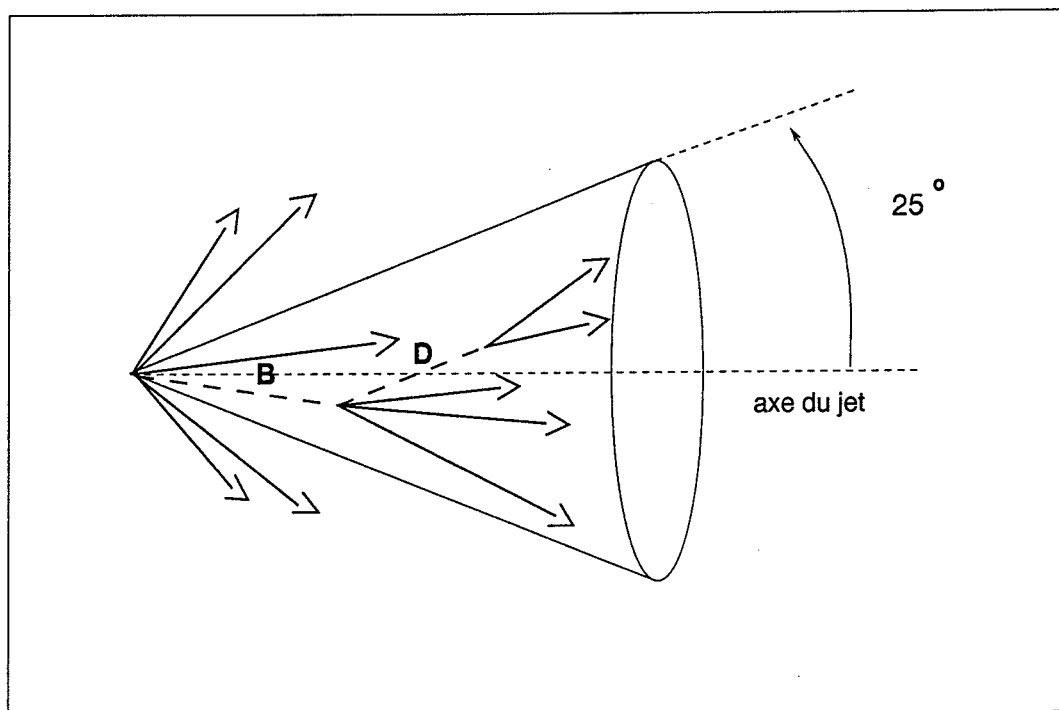


Figure 4.8: Les traces sélectionnées dans un cône pour ajuster le pseudo-vertex secondaire

4.3.3 L'estimateur

L'estimateur de la distance de vol est la distance entre le vertex primaire et le pseudo-vertex secondaire. Les probabilités pour qu'une particule primaire ou secondaire soient dans le cône étant indépendantes du temps de vol, la distance estimée dépend pratiquement linéairement de la distance de vol. La figure 4.9 représente la distance de vol estimée en fonction de la distance simulée: la corrélation est clairement mise en évidence. La pente de la droite de corrélation est très proche de 1.

Pour supprimer en partie les queues de distribution de la distance estimée, une coupure sélective a été appliquée sur la "pseudo erreur" longitudinale sur l'ajustement du vertex: cette erreur est l'incertitude longitudinale qui serait obtenue, si toutes les traces sélectionnées dans le cône provenaient du même vertex. Elle est d'autant plus faible que les particules sont nombreuses, leurs angles par rapport à l'axe de *thrust* du jet sont grandes, et que les erreurs transverses sur chaque trace sont petites.

On voit sur la figure 4.10 les distributions de la distance de vol estimée λ pour des

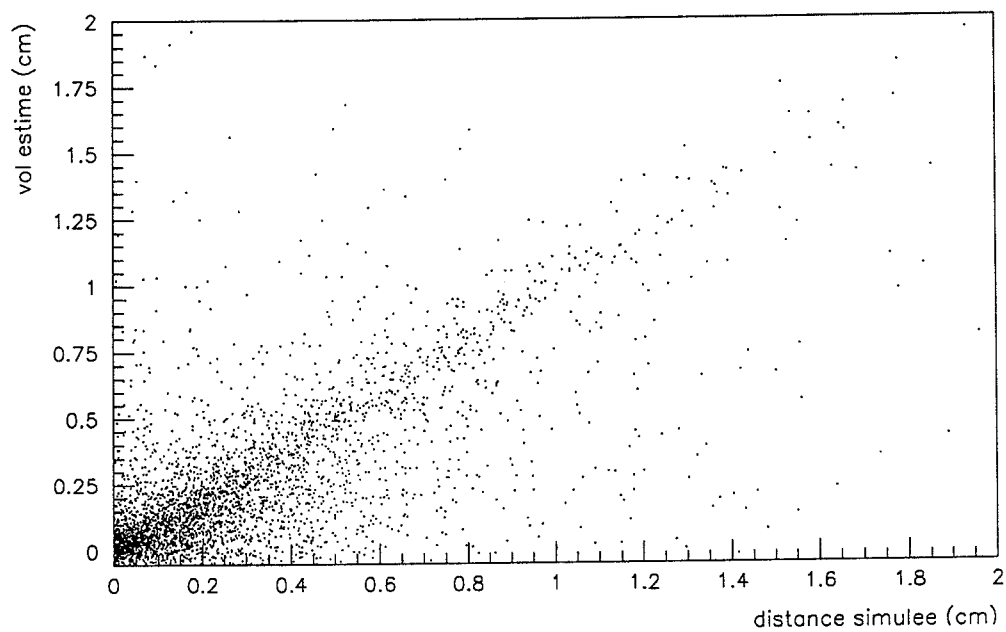


Figure 4.9: *Distance de vol estimée en fonction de la distance simulée.*

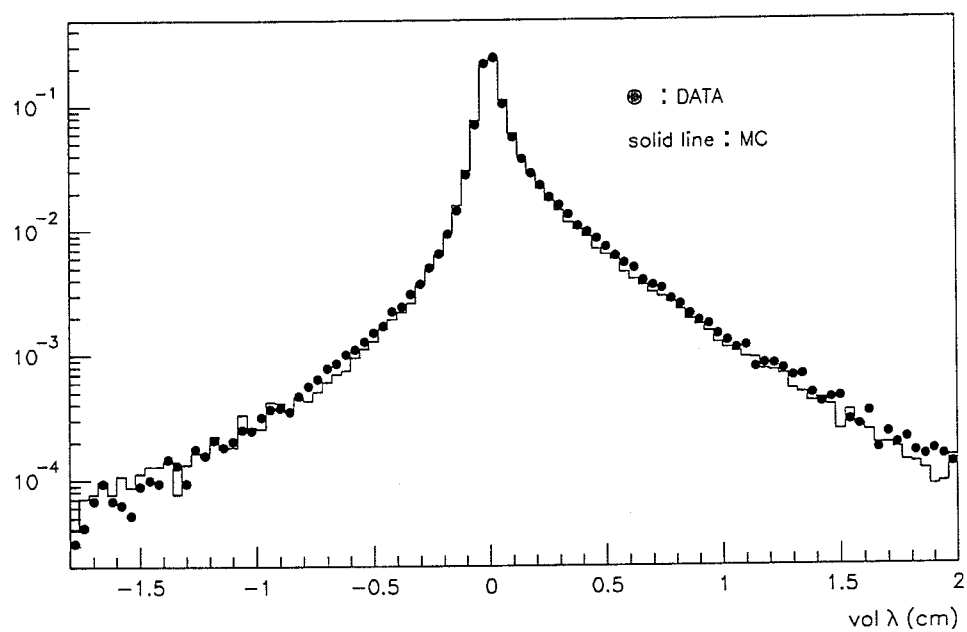


Figure 4.10: *Distributions de la distance de vol estimée λ pour des événements réels et pour des événements simulés*

événements réels et pour des événements simulés. A la distribution obtenue par simulation on a ajouté une Lorentzienne de demi-largeur $140 \mu m$ pour reproduire la distribution réelle. Les valeurs négatives de λ représentent la fonction de résolution.

La résolution obtenue sur la distance de vol, en ajustant une gaussienne sur la partie centrale est : $\sigma \simeq 600 \mu m$.

L'impulsion des B n'étant pas précisément reconstruite, le temps propre du méson n'est pas évalué à partir de la distance de vol. Cependant, la distance de vol est une variable suffisamment sensible à l'oscillation. La dépendance en temps est simplement remplacée par une dépendance en distance au travers de la fonction de fragmentation.

4.4 La distribution des corrélations de signes en fonction de λ

Après avoir défini les indicateurs de signes utilisés et l'estimateur de vol du hadron b dans l'un des 2 hémisphères, nous allons étudier la distribution des corrélations de signes des indicateurs en fonction de la distance de vol λ .

Le rapport des événements à signes identiques et opposés étudié est :

$$R = \frac{N^{opp} - N^{id}}{N^{opp} + N^{id}}$$

On donne en figure 4.11 les distributions des nombres d'événements à signes identiques et à signes opposés en fonction de λ après cumul des indicateurs, et sur la figure 4.12 la distribution du rapport R .

La valeur de la fréquence d'oscillation introduite dans la simulation ($0,50 ps^{-1}$) correspond à une valeur disponible en 1994. Un effet de dépendance temporelle est clairement visible, au travers d'une dépendance en λ .

Il reste à mesurer cette dépendance temporelle : il faut pour cela ajuster la distribution et extraire de cet ajustement la valeur du paramètre d'oscillation qui sera noté dorénavant ω , avec

$$\omega = \Delta mc^2 / \hbar \text{ (en } ps^{-1} \text{)}$$

4.5 La paramétrisation

4.5.1 Principe

La paramétrisation de la distribution est réalisée à partir de la simulation Monte Carlo. Les probabilités d'étiquetage du *signe* étant indépendantes dans les 2 hémisphères, pour une saveur donnée, les 2 hémisphères sont paramétrisés séparément.

Afin de différencier les saveurs, et les espèces de hadrons b dans le cas de la saveur b , les

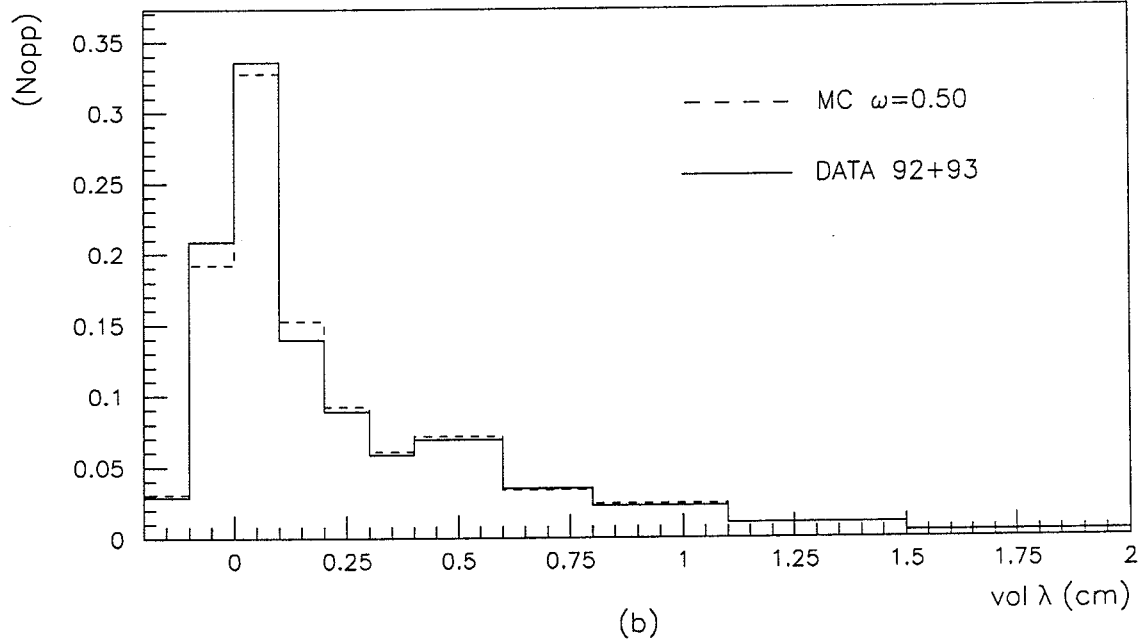
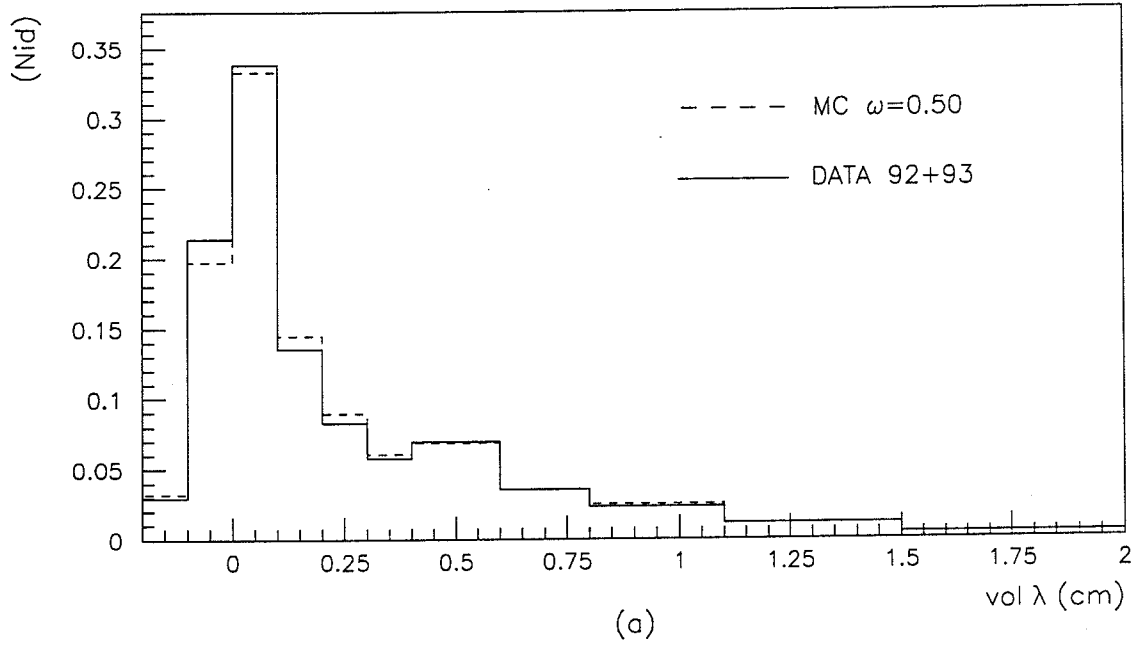


Figure 4.11: Distributions des événements à signes identiques et opposés en fonction de λ avec les indicateurs cumulés, pour des événements réels et simulés. La valeur introduite dans la simulation $\omega = 50 \text{ ps}^{-1}$ correspond à une valeur disponible en 1994.

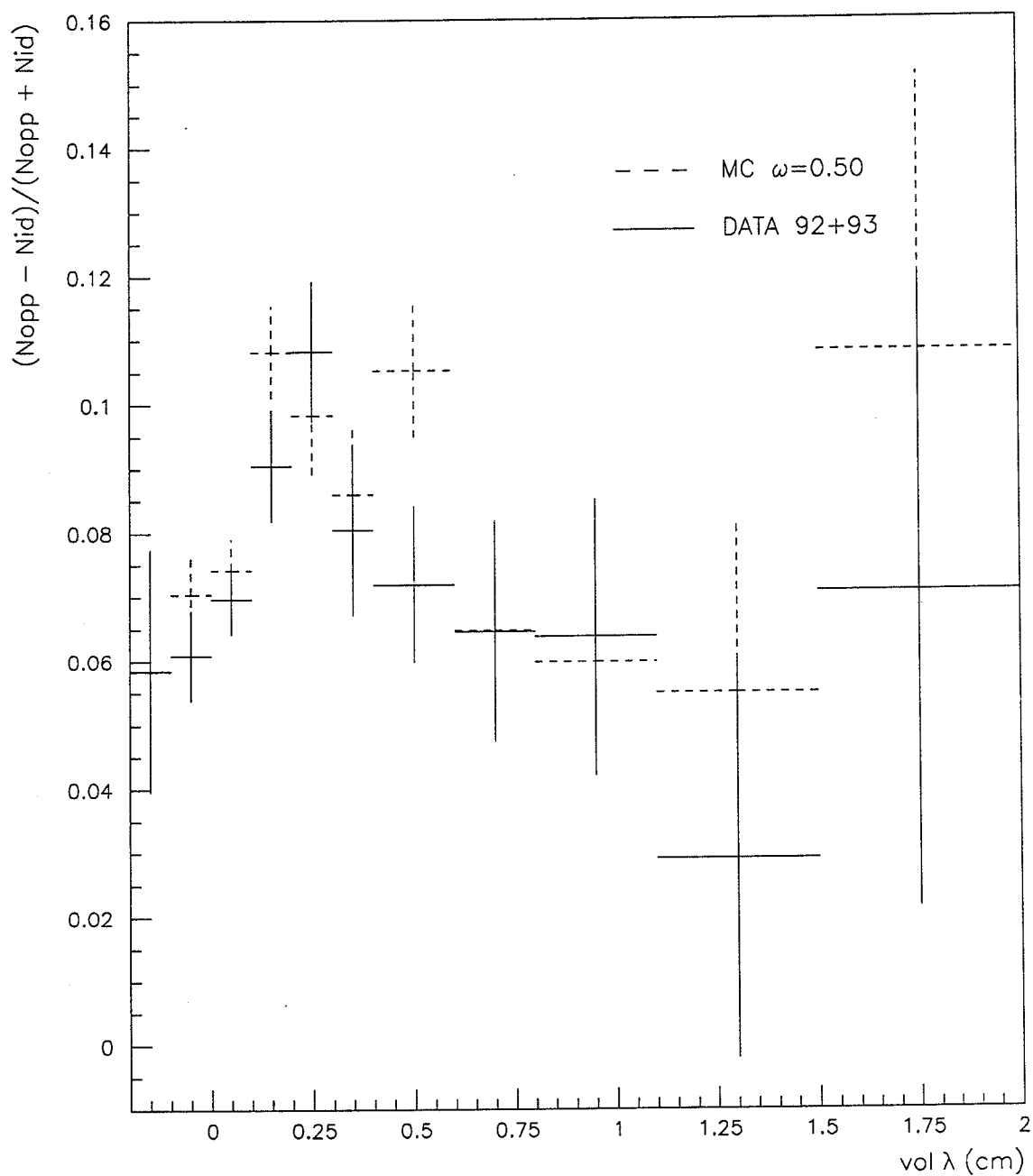


Figure 4.12: *Corrélations de signes en fonction de λ avec les indicateurs cumulés, pour des événements réels et simulés. La valeur introduite dans la simulation $\omega = 50 \text{ ps}^{-1}$ correspond à une valeur disponible en 1994.*

hémisphères sont répartis en 7 catégories: $ud, s, c, B^\pm, B_d^0, B_s^0, \text{baryon} - b$.

Les fractions de chacune des catégories sont les suivantes dans la simulation :

$$\begin{aligned} f_{u,d} &= 0,392 \\ f_s &= 0,221 \\ f_c &= 0,171 \\ f_b &= 0,216 \longrightarrow \begin{aligned} f_{B^\pm} &= 0,0907 \\ f_{B_d^0} &= 0,0907 \\ f_{B_s^0} &= 0,0238 \\ f_{\text{baryon}b} &= 0,0108 \end{aligned} \end{aligned}$$

Les erreurs systématiques introduites par ces fractions ont été estimées et seront rapportées au §5.2

4.5.2 L'hémisphère d'étiquetage

On calcule pour cet hémisphère, à partir de la simulation, les probabilités d'étiqueter le signe du quark avec les indicateurs de signes pour chacune des catégories, et pour chaque indicateur. P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} sont les probabilités d'avoir le même signe que celui du quark produit, ou le signe opposé.

Dans le cas du B_d^0 , il faut prendre en compte la probabilité intégrée de mélange: les probabilités sont calculées pour plusieurs valeurs de ω (de 0,15 à 0,95 ps^{-1}), et les valeurs des probabilités sont interpolées. La figure 4.13 représente, pour chaque indicateur, les valeurs des probabilités P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} en fonction de ω , pour la catégorie B_d^0 , avec un ajustement linéaire. Ces valeurs sont interpolées en utilisant l'ajustement linéaire.

Dans le cas du B_s^0 , le mélange est quasiment équiprobable. Les différences entre P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} viennent du fait que l'indicateur est sensible aux particules primaires qui ne changent pas de signe en cas d'oscillation du B_s^0 : kaon provenant de la fragmentation utilisé malgré les coupures sélectives, ou toute particule primaire si l'on utilise l'indicateur Q_{jet} . La valeur du paramètre d'oscillation fixée pour la simulation est $\Delta m_s c^2 / \hbar = 15 ps^{-1}$.

Pour la catégorie $b - \text{baryons}$, le fait de ne pas pouvoir séparer les $K^\pm$ des protons avec le seul radiateur gazeux du RICH pour des impulsions inférieures à 9 GeV/c dégrade le rapport bon *signe*/mauvais *signe* avec les indicateurs $K + Q_{jet}$ et $Q_{jet} \text{ seul}$: les protons issus de désintégrations de Λ donnent une corrélation de signes inversée ($b \rightarrow p$), et emportent une grande partie de l'impulsion qui contraint fortement le calcul de la charge de jet.

Les valeurs des probabilités sont données dans le tableau 4.5, calculées avec $\omega = 0,50 ps^{-1}$. Une dépendance linéaire est incluse pour la catégorie B_d^0 : les pentes sont celles obtenues par les ajustements de la figure 4.13.

On peut définir un pouvoir discriminant pour chacun des indicateurs :

$$\frac{(N^{bon} - N^{faux}) / (N^{bon} + N^{faux})}{\sigma}$$

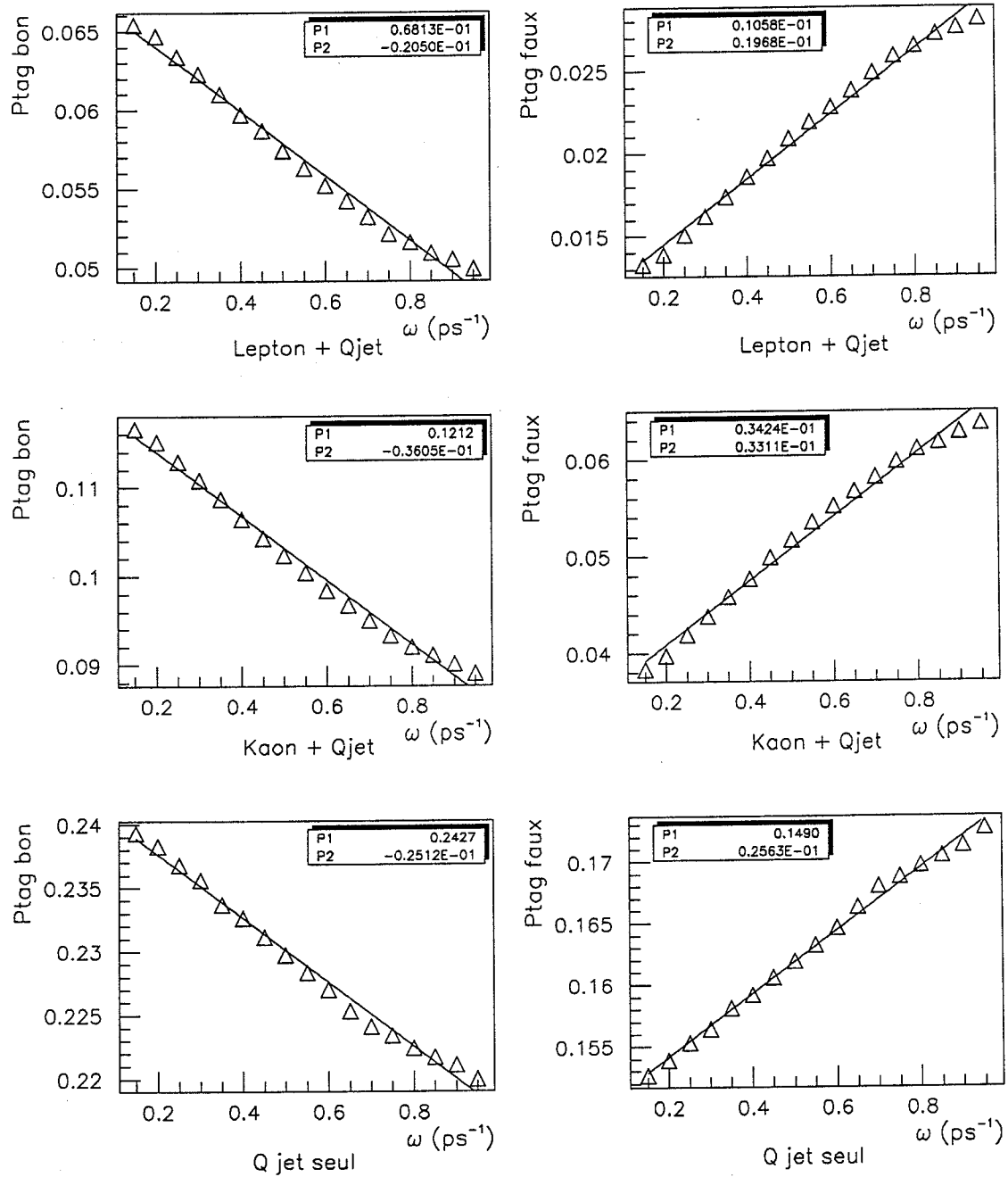


Figure 4.13: Probabilités d'étiquetages bons ou faux pour chaque indicateur en fonction de ω , pour la catégorie B_d^0 . Les triangles sont les les probabilités calculées et les droites représentent les ajustements.

où σ est l'erreur statistique sur le rapport. Le pouvoir discriminant d'un indicateur est donc, pour un échantillon de N hémisphères:

$$\frac{(P^{bon} - P^{faux})\sqrt{P^{bon} + P^{faux}}\sqrt{N}}{\sqrt{4 P^{bon} P^{faux}}}$$

Les valeurs obtenues, données en fin du tableau 4.5 montrent que les 3 indicateurs utilisés ont un pouvoir discriminant sensiblement équivalent.

Categorie	$\frac{P_{tag}^{bon}(l+Q)}{P_{tag}^{faux}(l+Q)}$	$\frac{P_{tag}^{bon}(K+Q)}{P_{tag}^{faux}(K+Q)}$	$\frac{P_{tag}^{bon}(Q\text{ seul})}{P_{tag}^{faux}(Q\text{ seul})}$	$\frac{P_{tag}^{bon}(\text{total})}{P_{tag}^{faux}(\text{total})}$
ud	0,0072(01) 0,0044(01)	0,0247(02) 0,0152(02)	0,0500(03) 0,0305(02)	0,0819 0,0501
s	0,0075(02) 0,0025(01)	0,0387(04) 0,0166(02)	0,0495(04) 0,0279(03)	0,0957 0,0470
c	0,0041(01) 0,0170(03)	0,0577(05) 0,0364(04)	0,0740(06) 0,1025(07)	0,1359 0,1553
$B^\pm$	0,0716(08) 0,0073(03)	0,1434(11) 0,0327(05)	0,2586(15) 0,1262(10)	0,4736 0,1662
B_d^0	0,0565(07)−0,020 $\delta\omega$ 0,0214(04)+0,020 $\delta\omega$	0,1023(09)−0,036 $\delta\omega$ 0,0520(06)+0,033 $\delta\omega$	0,2303(14)−0,025 $\delta\omega$ 0,1620(12)+0,026 $\delta\omega$	0,38991−0,081 $\delta\omega$ 0,2354+0,079 $\delta\omega$
B_s^0	0,0380(10) 0,0356(10)	0,0898(16) 0,0659(13)	0,2036(24) 0,1675(22)	0,3314 0,2690
b -baryons	0,0604(23) 0,0070(08)	0,0971(29) 0,0664(24)	0,1818(40) 0,1711(39)	0,3393 0,2445
	pouvoir discr. $b/\bar{b}$ 0,21 $\sqrt{N}$	pouvoir discr. $b/\bar{b}$ 0,19 $\sqrt{N}$	pouvoir discr. $b/\bar{b}$ 0,13 $\sqrt{N}$	

Tableau 4.5: Probabilités de bon ou de faux signe dans l'hémisphère d'étiquetage pour les 3 indicateurs et pour toutes les catégories. Pour le B_d^0 , les probabilités ont été calculées avec $\omega = 0,50 \text{ ps}^{-1}$, et une dépendance linéaire ($\delta\omega = \omega - 0,50$) est introduite. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes à 1 déviation standard sur les derniers chiffres. Le pouvoir discriminant est défini dans le texte.

4.5.3 L'hémisphère de désintégration

Dans cet hémisphère, le vol du méson B est mesuré. Pour les faibles distances de vol, le bruit de fond (hémisphères u, d, s, c) est dominant. D'autre part, dans l'expression de la probabilité d'oscillation $P(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0) = e^{-t/\tau} \sin^2(\omega t/2)$ le terme oscillant en $\sin^2(\omega t/2)$ prend des valeurs petites si t est petit, soit pour des faibles valeurs du vol λ , et la corrélation de signes observée est donc peu sensible à la valeur de ω . Par conséquent, les hémisphères pour lesquels $\lambda < \lambda_{min}$ ne seront pas pris en compte pour l'ajustement, et le calcul des probabilités dans cet hémisphère ne sera réalisée que pour une valeur minimale du vol λ_{min} . La valeur de λ_{min} choisie a été 0,2 cm et l'erreur systématique introduite par ce

choix a été étudiée et sera présentée au §5.2 .

Il faut construire la fonction représentant la distribution de λ pour un hémisphère de la catégorie cat : $g_{cat}(\lambda)$.

Cette fonction est la convolution de la distribution des désintégrations du b (exponentielle décroissante), de la fonction de fragmentation (qui est asymétrique et n'a pas d'expression analytique simple), et de la fonction de résolution (qui n'est pas gaussienne). La convolution est réalisée à partir de la simulation. Les fonctions $g_{cat}(\lambda)$ sont paramétrisées par des exponentielles de polynômes (de degré 2 pour les catégories b et de degré 3 pour les autres catégories).

Les distributions de λ pour chaque catégorie sont représentées, avec l'ajustement correspondant, sur les figures 4.14 et 4.15.

Concernant les catégories ud, s, c les distributions $g_{cat}(\lambda)$ sont dominées par la résolution, bien que pour le charme la décroissance reste influente.

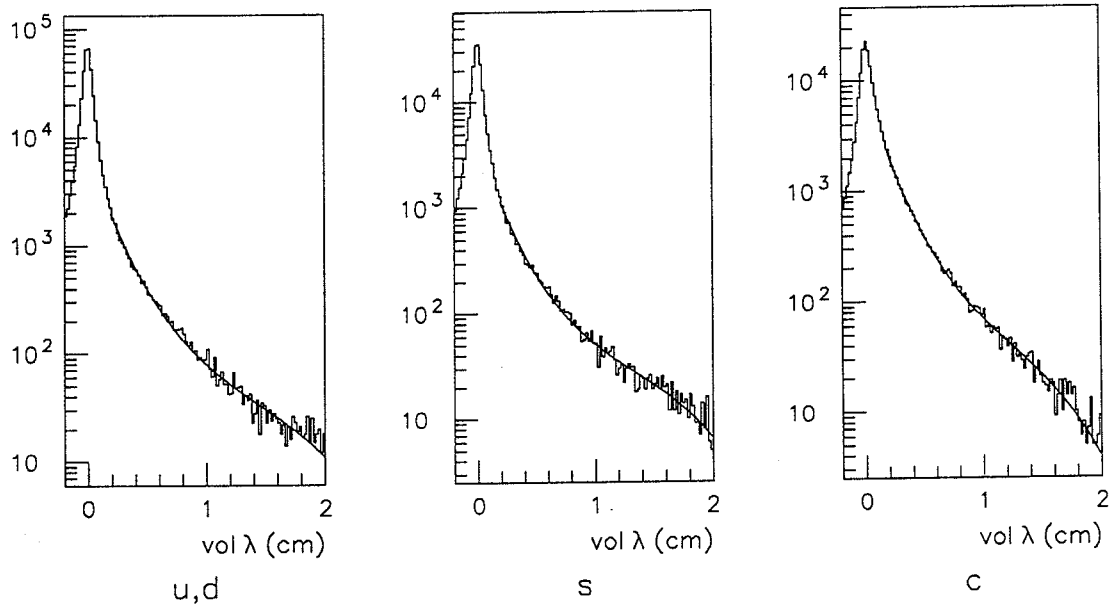


Figure 4.14: Distributions du vol estimé λ pour les catégories ud, s , et c . L'ajustement, pour $\lambda > 0,2$ cm, est superposé en trait plein.

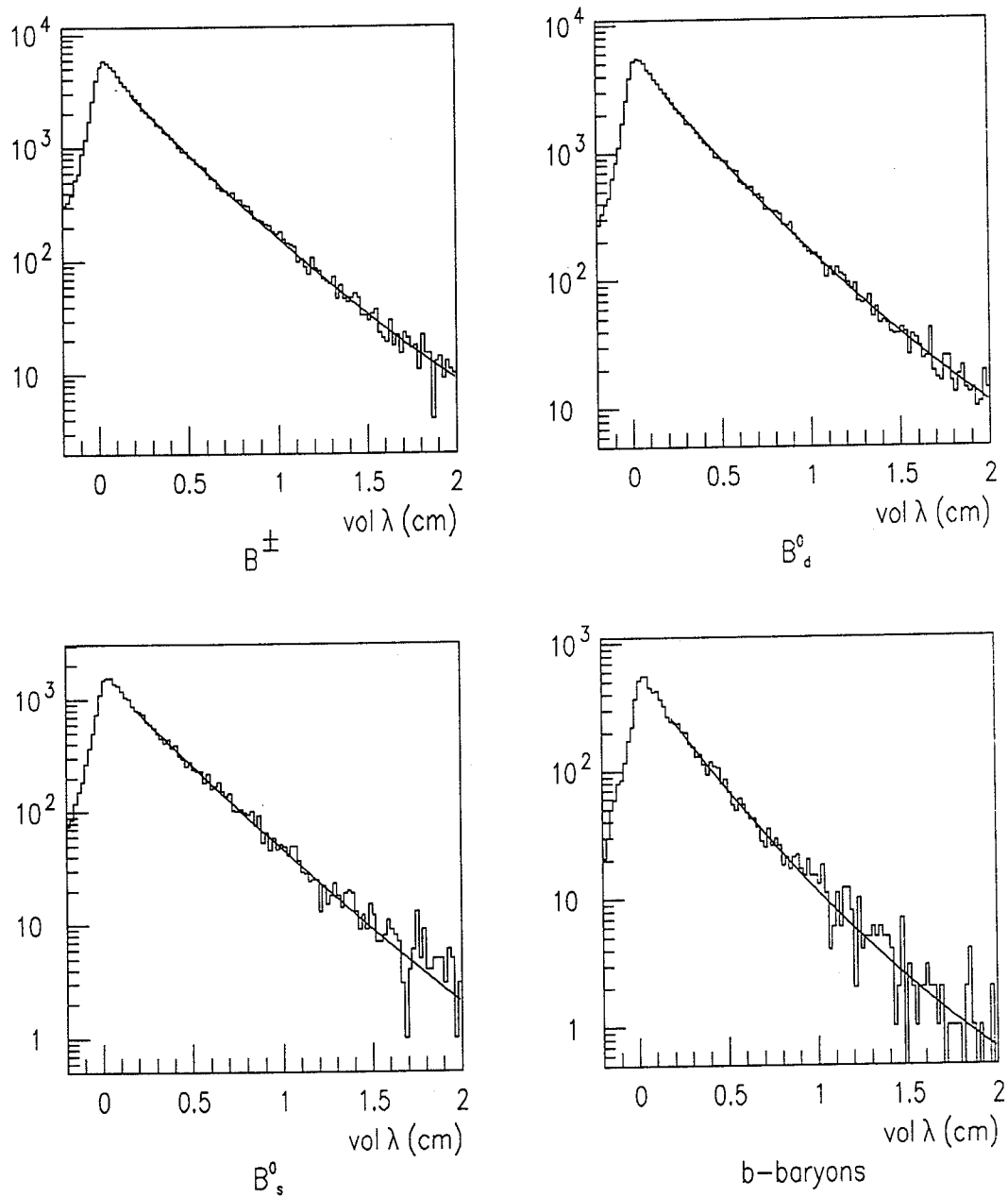


Figure 4.15: Distributions des distances de vol λ pour les 4 catégories b . L'ajustement, pour $\lambda > 0,2$ cm, est superposé en trait plein.

Les probabilités d'obtenir le même *signe* que celui du méson à la désintégration ou le *signe* opposé, P_{des}^{bon} et P_{des}^{faux} , où l'indice *des* désigne l'indicateur utilisé dans cet hémisphère de désintégration, sont calculées à partir de la simulation pour chaque catégorie et pour chacun des 2 indicateurs, avec $\lambda > 2\text{mm}$.

Les catégories $ud, s, c, B^\pm, \text{baryon}-b$ n'introduisent pas de mélange. Dans le cas du B_s^0 , la fréquence d'oscillation est supposée suffisamment grande et son amplitude suffisamment faible pour être masquée par les fluctuations et ne pas produire d'effet dépendant de la distance λ dans le cadre de cette analyse.

Pour ces catégories la dépendance en distance de vol des probabilités est donc décrite par ²:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{des,cat}^{bon}(\lambda) &= P_{des,cat}^{bon} g_{cat}(\lambda) \\ \mathcal{P}_{des,cat}^{faux}(\lambda) &= P_{des,cat}^{faux} g_{cat}(\lambda)\end{aligned}$$

Pour la catégorie B_d^0 , les probabilités d'obtenir le bon ou le mauvais *signe* peuvent dépendre des autres produits de la fragmentation qui ne sont pas affectés par l'oscillation: il faut à priori calculer séparément les probabilités dans l'hypothèse d'un B_d^0 sans mélange $P_{B_d^0,nomel}^{bon/faux}$ et dans celle d'un B_d^0 se transformant en $\bar{B}_d^0$ sans dépendance temporelle $P_{B_d^0,mel}^{bon/faux}$. Les probabilités obtenues dans ces 2 hypothèses sont en pratique (à peu près) complémentaires.

Toutes les probabilités pour chacune des catégories et pour les 2 indicateurs sont données dans le tableau 4.6.

Enfin, et c'est là qu'apparaît la sensibilité à ω , il faut tenir compte de la probabilité pour qu'un B_d^0 ait oscillé ou pas à la distance λ : $P_{osc}(\lambda)$. Cette fonction a été paramétrisée à partir de la simulation, par des polynômes de degrés 4 ou 5, pour 16 valeurs de ω : de 0,20 à 0,95 ps^{-1} . Les valeurs de $P_{osc}(\lambda)$ sont interpolées pour toutes les valeurs de ω . La figure 4.16 représente la fonction $P_{osc}(\lambda)$ pour 6 valeurs de ω , avec les ajustements.

La dépendance en distance des probabilités de bon signe ou de mauvais signe pour la catégorie B_d^0 se traduit donc par:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{des,B_d^0}^{bon}(\lambda) &= [P_{B_d^0,nomel}^{bon}(1 - P_{osc}(\lambda)) + P_{B_d^0,mel}^{bon}P_{osc}(\lambda)] g_{B_d^0}(\lambda) \\ \mathcal{P}_{des,B_d^0}^{faux}(\lambda) &= [P_{B_d^0,nomel}^{faux}(1 - P_{osc}(\lambda)) + P_{B_d^0,mel}^{faux}P_{osc}(\lambda)] g_{B_d^0}(\lambda)\end{aligned}$$

Les corrélations de signes entre les hémisphères: pour chaque couple d'indicateurs utilisés dans les hémisphères *tag* ou *des*, les probabilités d'avoir des hémisphères à signes

²NB: prendre garde à la typographie employée dans toute la suite du texte, $\mathcal{P} \neq P$. On rencontrera la notation $\mathcal{P}$, probabilité qui inclut la dépendance en λ , pour les hémisphères de désintégration

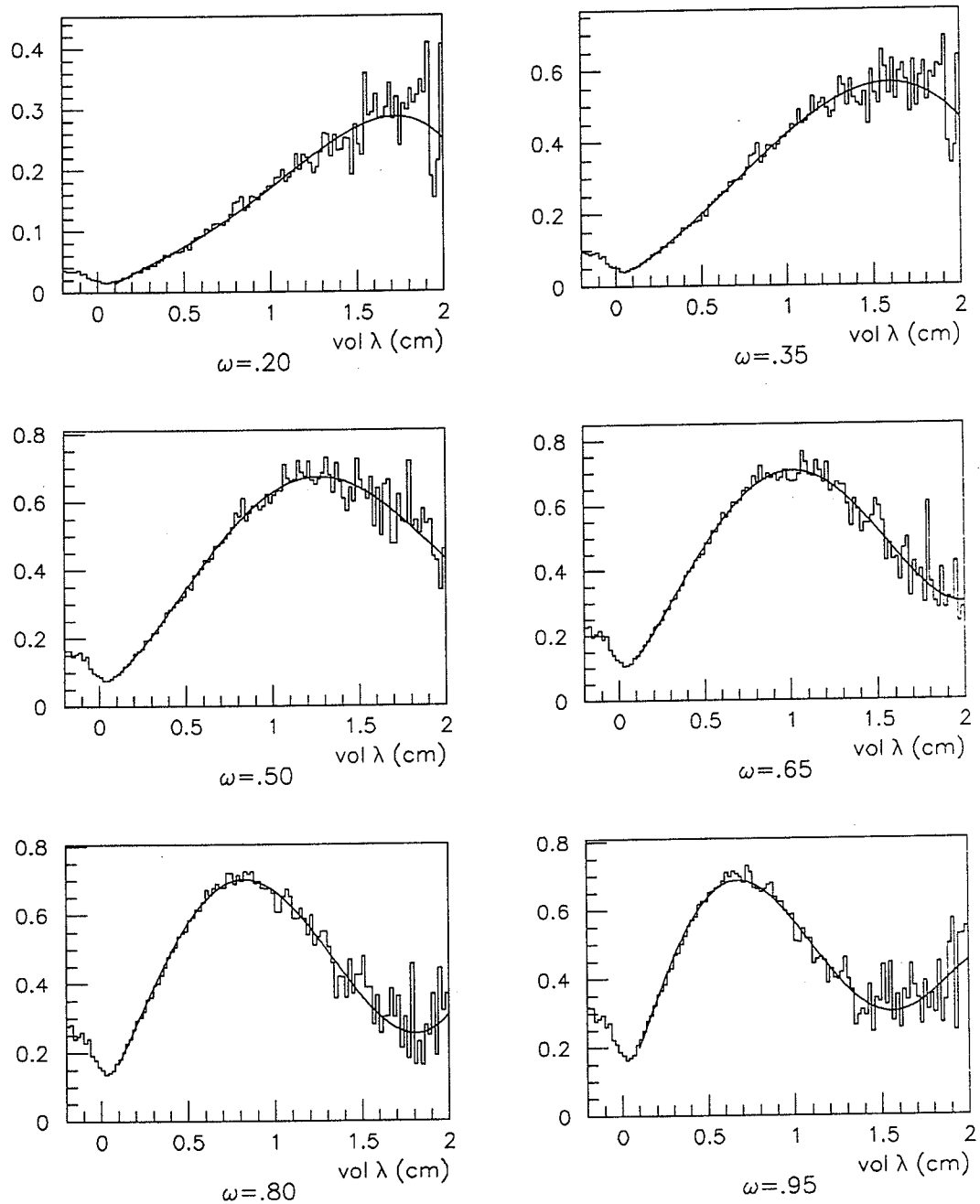


Figure 4.16: Probabilité d'oscillation d'un B_d^0 : $P_{osc}(\lambda)$, pour 6 valeurs du paramètre ω . Les ajustements sont superposés

Categorie	$P_{des}^{bon}(l)$ $P_{des}^{faux}(l)$	$P_{des}^{bon}(K)$ $P_{des}^{faux}(K)$
ud	0.0003(00) 0.0002(00)	0.0073(01) 0.0048(01)
s	0.0003(00) 0.0002(00)	0.0085(02) 0.0075(02)
c	0.0005(00) 0.0019(00)	0.0212(03) 0.0101(02)
$B^\pm$	0.0289(05) 0.0045(02)	0.0864(08) 0.0286(05)
B_d^0 (non mélangé)	0.0274(05) 0.0068(02)	0.0784(08) 0.0282(05)
B_d^0 (mélangé)	0.0081(03) 0.0262(05)	0.0291(05) 0.0775(08)
B_s^0	0.0165(07) 0.0161(07)	0.0608(13) 0.0489(12)
b-baryons	0.0245(14) 0.0025(05)	0.0614(22) 0.0465(20)

Tableau 4.6: Probabilités de bon ou de faux signe dans l'hémisphère de désintégration pour les 2 indicateurs et pour toutes les catégories. Les valeurs entre parenthèses représentent les incertitudes à 1 déviation standard sur les derniers chiffres.

identiques ou à signes opposés en fonction de λ s'écrivent :

$$Prob_{tag,des}^{signes\ id}(\lambda) = \sum_{saveurs} F_{saveur} [P_{tag,sav}^{bon} \mathcal{P}_{des,sav}^{faux}(\lambda) + P_{tag,sav}^{faux} \mathcal{P}_{des,sav}^{bon}(\lambda)]$$

$$Prob_{tag,des}^{signes\ opp}(\lambda) = \sum_{saveurs} F_{saveur} [P_{tag,sav}^{bon} \mathcal{P}_{des,sav}^{bon}(\lambda) + P_{tag,sav}^{faux} \mathcal{P}_{des,sav}^{faux}(\lambda)]$$

avec F_{saveur} la fraction d'événements de la saveur considérée parmi les événements hadroniques.

Pour les saveurs u, d, s, c , les probabilités sont calculées à partir des catégories ud, s, c . Pour la saveur b , qui a été répartie en 4 catégories ($B^\pm, B_d^0, B_s^0, baryon-b$), les probabilités sont les sommes des contributions de chaque catégorie. On a ainsi :

$$P_{tag,saveur\ b}^{bon/faux} = \sum_{cat\ b} f_{cat\ b} P_{tag,cat\ b}^{bon/faux}(\omega)$$

$$\mathcal{P}_{des,saveur\ b}^{bon/faux}(\lambda) = \sum_{cat\ b} f_{cat\ b} \mathcal{P}_{des,cat\ b}^{bon/faux}(\omega, \lambda)$$

où $f_{cat\ b}$ est la fraction d'événements b de cette catégorie.

On rappelle que dans le cas des hémisphères de désintégration, les probabilités $\mathcal{P}$ incluent la dépendance en λ . D'autre part, la dépendance en ω n'est introduite ici que pour la catégorie B_d^0 , au travers des probabilités $P_{tag,B_d^0}^{bon/faux}(\omega)$ pour les hémisphères d'étiquetage, et de la fonction $P_{osc}(\lambda)$ qui dépend du paramètre ω , pour les hémisphères de désintégration.

4.5.4 L'ajustement

Pour ajuster le paramètre ω à la distribution des corrélations de signes, la méthode du maximum de vraisemblance (sans regroupement) a été utilisée.

L'ajustement a été réalisé en utilisant le programme de minimisation MINUIT [7].

Les événements entrant dans l'ajustement sont ceux pour lesquels on a pu définir dans un hémisphère l'indicateur *d'étiquetage* et dans l'hémisphère opposé l'indicateur *de désintégration* ainsi qu'un estimateur du vol λ supérieur à 2 mm, pour les raisons expliquées au §4.5.3.

La fonction minimisée est la suivante :

$$\mathcal{L} = - \sum_{\text{evts signes id.}} \ln(\text{Prob}_{\text{tag, des}}^{\text{signes id}}(\lambda, \omega)) - \sum_{\text{evts signes opp.}} \ln(\text{Prob}_{\text{tag, des}}^{\text{signes opp}}(\lambda, \omega))$$

Comme chacun des hémisphères peut être utilisé à l'étiquetage comme à la désintégration, il se trouve que des événements entrent 2 fois dans l'ajustement : 11% des événements du lot utilisé sont des doublons. Toutefois, ces doubles entrées correspondant à des valeurs indépendantes du vol λ , elles ne donnent pas des informations redondantes. Pour s'assurer que l'erreur statistique n'a pas été notablement sous estimée, un test a été fait : l'une des deux combinaisons (prise au hasard) de chaque événement doublon a été supprimée (ceci représente une perte d'information). Dans ce cas, l'erreur statistique augmente de 10% en valeur relative. La sous estimation due aux doubles comptages est donc inférieure à 10%.

4.5.5 Les courbes théoriques

Le rapport des corrélations de signes en fonction de λ est une combinaison des différentes contributions : ces contributions sont représentées sur la figure 4.17 (en haut), ainsi que les abondances relatives de chaque saveur en fonction du vol (en bas). On peut voir la contribution des B chargés dans les 2 hémisphères, soit sans mélange, et celles des autres catégories de b ($B^\pm, B_d^0, B_s^0, b$ - *baryons*) pour l'hémisphère de désintégration avec tous les B dans l'hémisphère d'étiquetage. On remarque la contribution du B_d^0 qui donne l'oscillation mesurée. Viennent ensuite les contributions des événements ud, s , et c .

Concernant les abondances relatives de chaque saveur, on remarquera la prépondérance du fond u, d, s, c pour les vols courts.

Les saveurs u et d donnent autant d'événements à signes identiques et à signes opposés. Les $s\bar{s}$ favorisent les événements à signes opposés à cause des kaons qui portent le signe du quark. Les $c\bar{c}$ donnent une contribution favorisant légèrement les événements à signes identiques (toujours d'après la simulation) : ceci vient des corrélations entre un lepton issu d'un c qui porte le signe du quark et un kaon dont le signe est opposé à celui du quark dans l'autre hémisphère.

Les hadrons B non oscillants donnent un large excès d'événements à signes opposés, tandis que les B_d^0 apportent des événements à signes identiques avec une dépendance en λ .

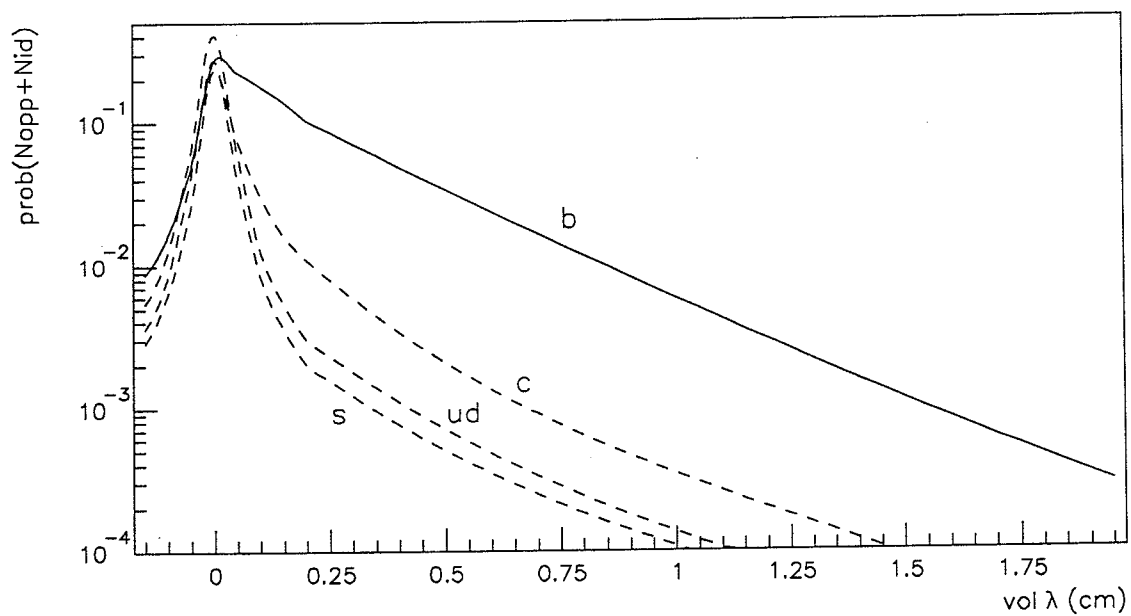
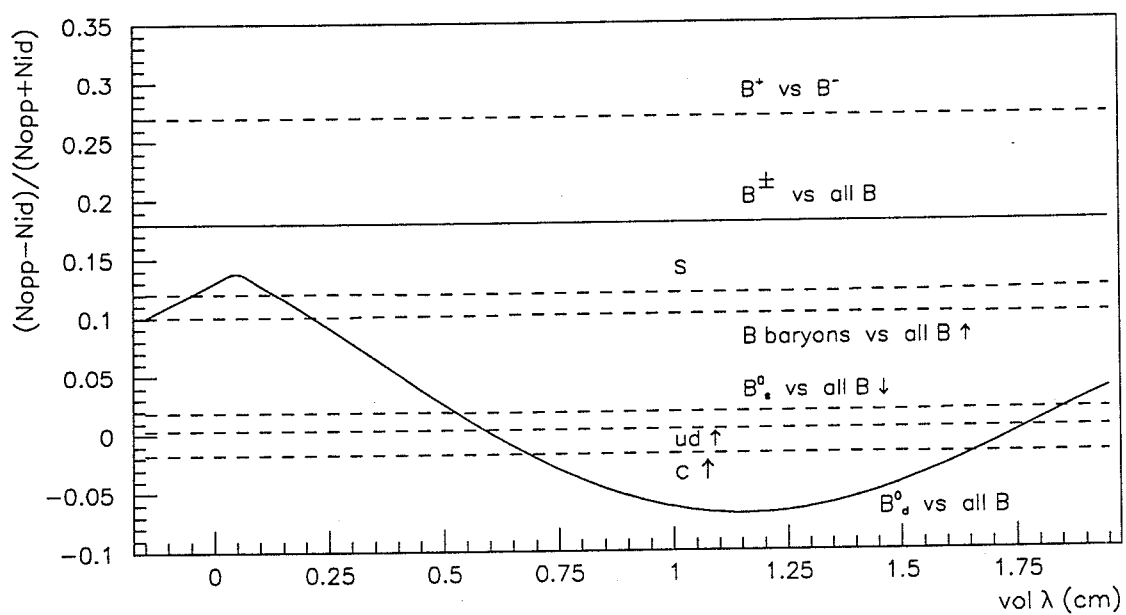


Figure 4.17: Contributions des différentes catégories au rapport des corrélations de signes en fonction du vol (en haut), et abondances relatives des saveurs en fonction du vol (en bas)

Les B_s^0 favorisent légèrement les événements à signes opposés à cause des produits de fragmentation qui ne changent pas de signe en cas d'oscillation (notamment les $K^\pm$ primaires sélectionnés malgré les coupures, voir §1.2.4).

La dépendance attendue est donc une superposition des rapports constants et oscillant, modulée par les abondances relatives qui varient en fonction de λ .

Bibliographie

- [1] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27 (1982) 243,
ibid. 28 (1983) 229
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 376
- [2] DELSIM User's guide, DELPHI 89-67 PROG 142 (1989)
DELSIM Reference Manual, DELPHI 89-68 PROG 143 (1989)
- [3] ARGUS Coll., Z. Phys. C62, 371 (1994)
- [4] DELPHI Coll., Phys. Lett. B322 (1994) 459
- [5] P. Billoir and S. Qian, NIM A311 (1992) 139
- [6] P. Billoir and L. Brillault, DELPHI 93-10 PHYS 261
- [7] MINUIT, CERN Program Library

Chapitre 5

Les résultats

5.1 Les résultats de l'ajustement

L'ajustement a été réalisé sur les données de 1992 et 1993, soient respectivement 458000 et 457000 événements hadroniques dans l'acceptance, en cumulant les indicateurs de signes, et pour une distance de vol $\lambda > 2$ mm.

Le résultat de l'ajustement du paramètre de l'oscillation donne la valeur suivante :

$$\omega = 0,580^{+0,050}_{-0,046} \text{ (stat) } ps^{-1}$$

Le nombre d'entrées pour chaque combinaison d'indicateurs de signes est donné dans le tableau 5.1.

désint. $\downarrow$ tag $\rightarrow$	Q_{jet+l}	Q_{jet+K}	$Q_{jet\ seul}$
l	1383	1347	7350
K	2264	4494	12575

Tableau 5.1: Nombres d'entrées pour chaque combinaisons d'indicateurs de signes, avec $\lambda > 2$ mm

La figure 5.1 montre le rapport $R = (N^{opp} - N^{id}) / (N^{opp} + N^{id})$ en fonction du vol λ pour les données 92 et 93. Les courbes superposées représentent: (a) le rapport R en fonction de λ attendu avec la valeur de ω obtenue par l'ajustement sur l'ensemble des données, (b) ce même rapport dans l'hypothèse d'un mélange indépendant du temps avec une probabilité intégrée $\chi = 0,17$, et (c) la courbe attendue dans l'hypothèse d'une absence de mélange.

La courbe (b) correspond à un test technique destiné à évaluer la sensibilité de la méthode de mesure à la dépendance temporelle du mélange.

Le trait vertical indique la limite de la zone prise en compte pour l'ajustement.

Pour tracer les courbes dans la zone $\lambda < 2$ mm, une paramétrisation approximative, empirique, a été utilisée: elle a été réalisée par morceaux, à partir de gaussiennes et de

lorentziennes, de façon à l'adapter au mieux aux distributions à ajuster (le caractère approximatif de cette paramétrisation n'influence nullement le résultat).

Le comportement oscillatoire attendu est nettement visible sur cette figure. La présence dominante du bruit de fond u, d, s, c aux courtes distances de vol (voir figure 4.17 du chapitre précédent) explique la chute du rapport R pour $\lambda < 2$ mm.

On voit sur la figure 5.2 les mêmes courbes (a) (b) et (c), avec en plus une courbe (d) obtenue avec la valeur de ω ajustée sur les données, sans avoir appliqué l'étalement sur la distribution de λ (voir §4.3.3 pour cet étalement). La Lorentzienne appliquée sur la distribution des distances de vol étale la contribution du signal ainsi que celles du bruit de fond : le niveau du fond se trouve réhaussé dans la zone de l'ajustement, ce qui explique la position respective des courbes (a) et (d) dans cette zone.

Dans la région des faibles valeurs du vol estimé, la différence entre les courbes (a) et (d), due à l'étalement, est du même ordre que la différence entre les courbe (a), (b) et (c), ce qui indique que l'ajustement risque d'être dominé par un effet systématique dans cette région, plus que par la dépendance temporelle de l'oscillation, due au terme en $\sin^2 \omega t$ dans l'expression de la probabilité de désintégration avec oscillation, qui est faible pour des petite valeurs de t , et donc de λ .

En revanche, la différence entre les courbes est très importante dans la région de l'ajustement, pour $\lambda > 2$ mm.

Les 2 hypothèses "mélange indépendant du temps" et "pas de mélange" (courbes (b) et (c)) sont rejetées avec des effets respectivement à 6 et à 12 écarts standards dans cette zone d'ajustement.

La même étude a été faite en utilisant chacun des couples d'indicateurs de signes utilisés dans les hémisphères opposés, indépendamment : les résultats des ajustements de ω sur ces sous-ensembles d'événements sont donnés dans le tableau 5.2.

Indicateurs	Valeur ajustée de ω (ps^{-1})
$K + Q_{jet} - K$	$0,771^{+0,149}_{-0,128}$
$l + Q_{jet} - K$	$0,614^{+0,149}_{-0,114}$
$Q_{jet} seul - K$	$0,703^{+0,191}_{-0,146}$
$K + Q_{jet} - l$	$0,456^{+0,120}_{-0,104}$
$l + Q_{jet} - l$	$0,413^{+0,080}_{-0,074}$
$Q_{jet} seul - l$	$0,633^{+0,158}_{-0,121}$

Tableau 5.2: Résultats des ajustements pour chaque couple d'indicateurs de signes. Les erreurs indiquées sont statistiques

La figure 5.3 représente le rapport R en fonction du vol, pour chacun des couples d'indicateurs, le trait vertical indiquant la limite de la zone des ajustements.

Les courbes superposées en trait plein correspondent aux corrélations de signes atten-

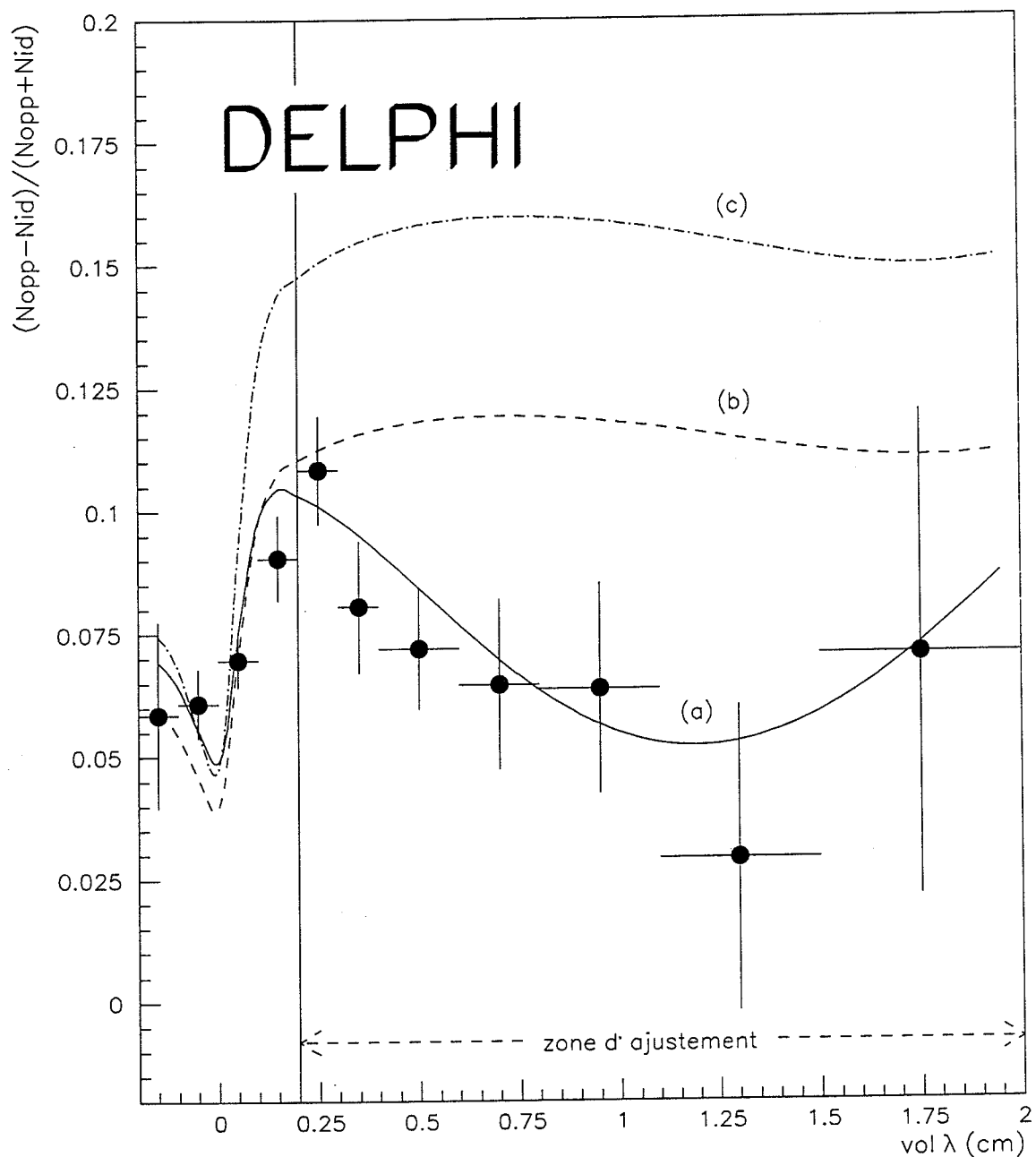


Figure 5.1: Les corrélations de signes en fonction du vol λ pour les données 92 et 93, avec tous les indicateurs de signes cumulés. Les courbes représentent les corrélations attendues avec : (a) l'ajustement, (b) l'hypothèse d'un mélange indépendant du temps avec $\chi = 0, 17$, (c) l'hypothèse d'une absence de mélange.

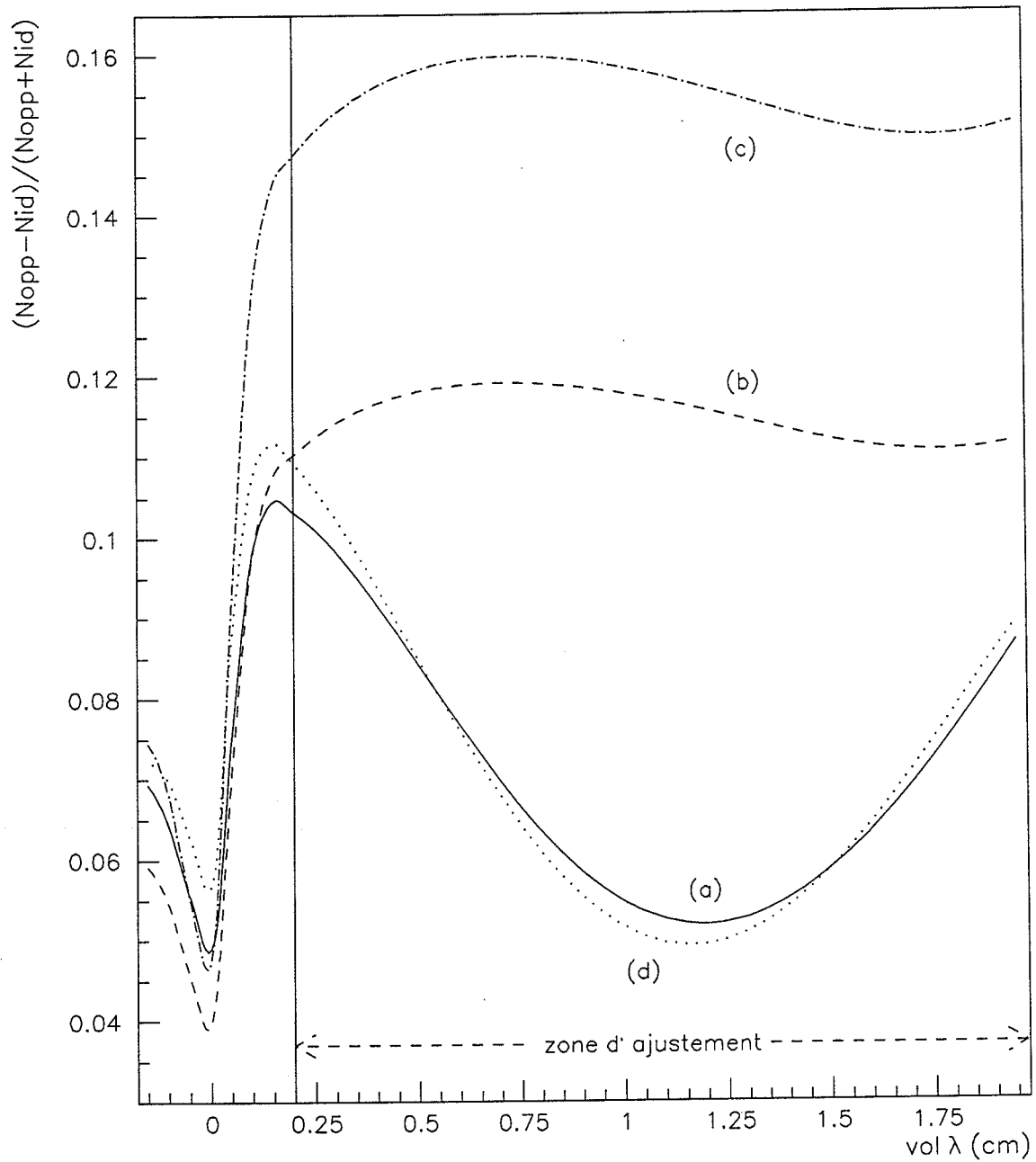


Figure 5.2: Les corrélations de signes en fonction du vol λ , avec tous les indicateurs de signes cumulés. Les courbes (a), (b) et (c) sont les mêmes que sur la figure précédente, et (d) représente les corrélations obtenues avec la valeur de ω ajustée sur les données, sans étalement de la distribution de λ .

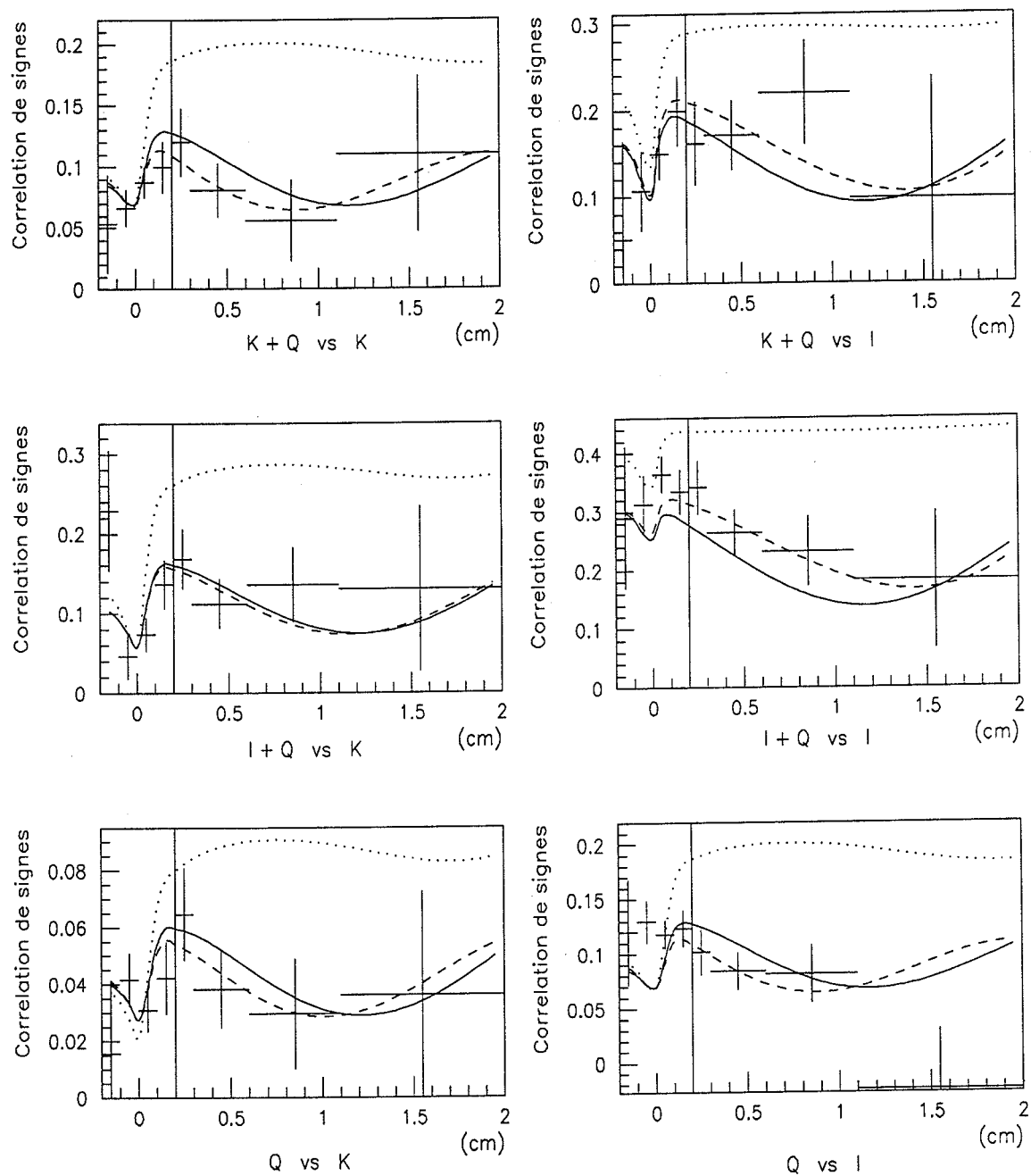


Figure 5.3: *Corrélations de signes en fonction du vol pour chacun des couples d'indicateurs de signes. La signification des courbes est expliquée dans le texte.*

dues avec la valeur de ω obtenue par l'ajustement global, sur l'ensemble des données. Les courbes en tireté sont obtenues avec un ω ajusté sur chacun des sous-ensembles d'événements, soient les valeurs du tableau 5.2. On peut ainsi vérifier la compatibilité du résultat global avec chacun des résultats obtenus sur les sous-ensembles. Enfin, les courbes en pointillés sont obtenues dans l'hypothèse d'une absence de mélange: cette hypothèse est exclue très largement dans tous les cas de figures.

La figure 5.4 montre ces 6 résultats, ainsi que le résultat global, avec les erreurs statistiques correspondantes. Toutes les valeurs sont compatibles, si l'on tient compte d'erreurs systématiques indépendantes affectant les kaons et les leptons. A titre d'exemple, pour les couples $K + Q_{jet} - K$ et $l + Q_{jet} - l$, on a ajouté quadratiquement aux erreurs statistiques les erreurs liées à l'identification des leptons et des kaons, aux rapports d'embranchement semi-leptoniques du B , et aux multiplicités en $K^\pm$ dans les désintégrations de B , qui sont dans ce cas entièrement indépendantes: le résultat est tracé en tireté sur la figure.

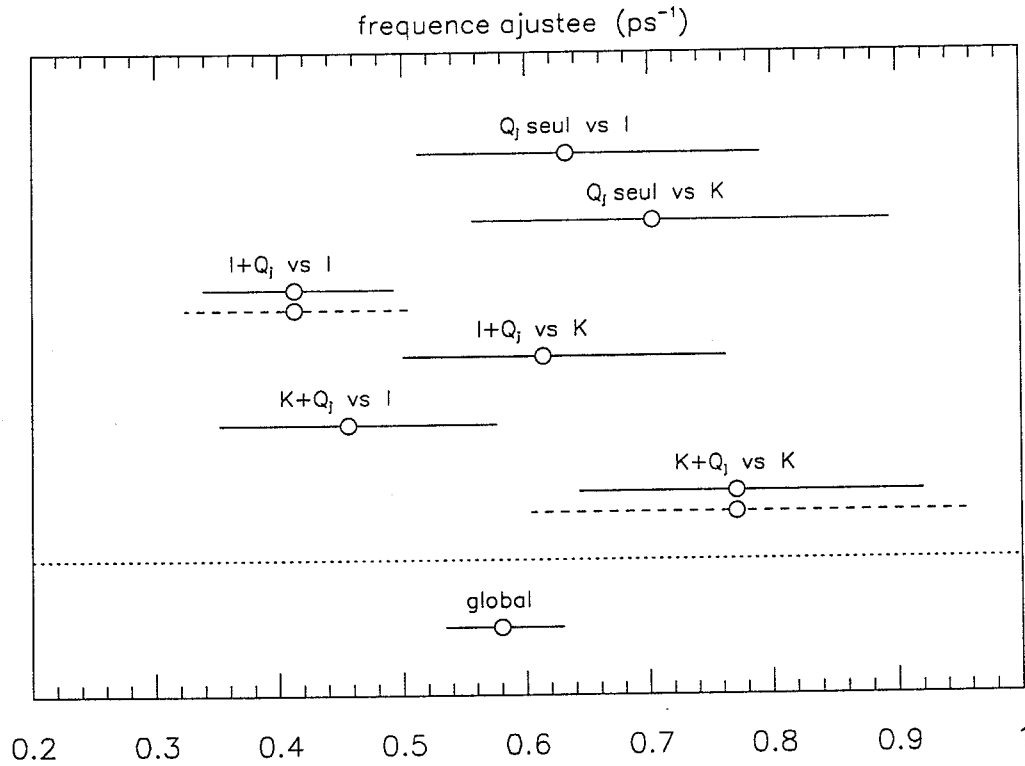


Figure 5.4: Résultats des ajustements pour chacun des couples d'indicateurs de signes. Les tiretés représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques indépendantes pour les 2 couples $K + Q_{jet} - K$ et $l + Q_{jet} - l$: toutes les valeurs sont compatibles si l'on tient compte de ces erreurs indépendantes affectant les kaons et le leptons.

Nous allons maintenant voir les contributions des erreurs systématiques qui ont été prises en compte.

5.2 Les erreurs systématiques

5.2.1 Les erreurs dues au modèle

- Les fractions: les fractions de chaque saveur sont connues avec une précision suffisante pour que l'on en tienne pas compte dans cette évaluation. Considérant que les fractions de B_d^0 et de $B^\pm$ sont toujours équivalentes, nous avons testé une variation des fractions de B_d^0 et de baryons b : une variation de $\pm 30\%$ de la fraction de B_d^0 ($11 \pm 3,5\%$) donne un effet de $\pm 0,020$ sur ω . L'ajustement n'est pratiquement pas sensible à la fraction de baryons b .
- Les temps de vies: une variation globale de 0,1 ps des temps de vies des hadrons b (qui sont tous égaux à 1,6 ps dans la simulation) donne un effet sur ω de $\pm 0,004$. Ce faible effet est dû au fait que le fond est bien éliminé dans la zone de l'ajustement. L'effet dominant est le rapport du temps de vie du B_d^0 aux autres temps de vie des b : dans ce cas, la dépendance en λ modifie la distribution du rapport *signes identiques / signes opposés*. Une variation de $\pm 0,1$ ps de τ_{B_d} , les autres restant inchangés provoque une variation de $\pm 0,015$ sur ω .
- La fragmentation: une modification du spectre en impulsion des B correspondant à une variation de $\langle P_B/P_{\text{faisceau}} \rangle$ de $0,70 \pm 0,02$ (les mesures à DELPHI donnent $\langle x_E^b \rangle = 0,695 \pm 0,015 \pm 0,029$ [1]) entraîne une modification de $\mp 0,003$ sur ω .
- Les rapports d'embranchements semi-leptoniques: ces rapports étaient dans la simulation $BR(b \rightarrow l) = 10,23\%$ et $BR(b \rightarrow c \rightarrow l) = 8,70\%$. Les mesures LEP donnent [2]: $BR(b \rightarrow l) = 0,1099 \pm 0,0025$ et $BR(b \rightarrow c \rightarrow l) = 0,081 \pm 0,004$ (toutefois le LEP Electroweak Working Group conseille d'adopter une erreur de $\pm 0,004$ sur la mesure de $BR(b \rightarrow l)$). Des variations relatives de $\pm 10\%$ ont donc été testées sur ces deux rapports d'embranchement, et les effets sont respectivement $\pm 0,010$ et $\mp 0,013$ sur la valeur ajustée de ω .
- Multiplicités en K^+ et K^- dans les désintégrations de B : si l'on affecte de façon conservatrice une erreur de 0,1 sur chacune de ces multiplicités, l'effet sur ω est de 0,022.
- La charge de jet: cette étude inclut les effets dus au détecteur. Comme on l'a vu au §4.2.3, la charge de jet donne un bon signe avec une probabilité p de 0,62 d'après la simulation. Ce résultat a été vérifié sur les données réelles en comparant les charges obtenues dans les deux hémisphères d'un même événement: le comptage des événements à signes opposés et à signes identiques permet de mesurer la probabilité $P(opp)$ d'avoir des signes opposés, qui est reliée à p par la relation

$$P(opp) = p^2 + (1 - p)^2$$

On peut donc évaluer p , et les résultats obtenus sont les suivants :

$$0,620 \pm 0,002 \quad \text{pour les événements réels}$$

$$0,622 \pm 0,002 \quad \text{pour les événements simulés}$$

Le test a été répété sur deux lots de 100000 événements hadroniques enrichis en b par la sélection utilisée dans l'analyse (voir §4.2.3), et les résultats sont les suivants :

$$0,610 \pm 0,002 \quad \text{pour les événements réels}$$

$$0,612 \pm 0,002 \quad \text{pour les événements simulés}$$

Ces tests doivent être extrapolés pour des lots purs en b . D'autre part, la charge de jet est utilisée avec des leptons ou des kaons : la pureté peut varier suivant les cas.

D'après les résultats ci-dessus, et compte tenu de ces remarques, l'erreur systématique introduite sur les probabilités d'étiqueter le signe du quark P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} avec l'indicateur Q_{jet} a été estimée à $\pm 0,005$. La probabilité p est liée aux P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} :

$$p = \frac{P_{tag}^{bon}}{P_{tag}^{bon} + P_{tag}^{faux}}$$

L'erreur sur p reportée sur les probabilités P_{tag}^{bon} et P_{tag}^{faux} entraîne un effet sur ω de $\pm 0,020$. L'incertitude statistique est comprise dans la contribution de la paramétrisation qui est présentée plus loin (voir §5.2.3).

5.2.2 Les effets provenant du détecteur

- L'identification des leptons : l'efficacité d'identification des électrons dans la simulation est de 67% (mesurée entre 50% pour $p = 2 \text{ GeV}/c$ et 70% si $p > 6 \text{ GeV}/c$) et la probabilité pour qu'un pion soit identifié comme étant un électron est de 1,6% (mesurée sur les données réelles: 0,4%). Pour les muons, les valeurs correspondantes sont 90% (mesure: 90%) et 3% (mesure: 1,5%). Une variation relative de l'efficacité d'identification des électrons de $\pm 5\%$ donne un effet de $\pm 0,008$ sur ω , et une variation relative de $\pm 10\%$ de la probabilité de fausse identification donne $\pm 0,002$ sur ω . Les mêmes variations pour les muons donnent respectivement $\pm 0,007$ et $\pm 0,005$ sur la valeur de ω .
- L'identification des kaons : les procédures utilisées et les grandeurs caractéristiques obtenues ont été abondamment discutée (voir §3.5.3, §4.2.2 et annexe B). Les efficacités mesurées étant dépendantes des analyses, les effets systématiques liés à l'identification des $K^\pm$ ont été étudiés ici en choisissant des marges d'erreur très conservatives. Une variation relative de l'efficacité d'identification des kaons de $\pm 10\%$ provoque une variation sur ω de $\mp 0,016$, et une variation de la contamination par les pions de $\pm 30\%$ donne $\pm 0,028$.
- L'acceptance géométrique : cette acceptance a été modifiée pour tester d'éventuels effets de bords sur le RICH. Une variation de $|\cos \theta_{thrust}|$ de 0,7 à 0,5 entraîne une variation de ω inférieure à 0,020.

5.2.3 Les effets provenant de la procédure d'ajustement

- La paramétrisation : il faut tenir compte des incertitudes statistiques sur les probabilités d'étiqueter le signe dans les deux hémisphères ($P_{tag}^{bon, faux}$ et $P_{des}^{bon, faux}$), ainsi que sur les paramétrisations des distributions $g_{cat}(\lambda)$ et de la fonction $P_{osc}(\lambda)$. Ceci est réalisé en découpant le lot d'événements disponibles en plusieurs lots (9), en déterminant avec chacun de ces lots des jeux de paramètres indépendants et en répétant l'ajustement sur le lot global avec chacun de ces jeux de paramètres : la dispersion sur les valeurs de ω obtenue est de 0,024, ce qui, ramené à la statistique totale correspond à une incertitude de 0,008 sur ω .

D'autre part, l'étalement de la distribution de λ (par l'adjonction d'une Lorentzienne de largeur $140 \mu\text{m}$) modifie les distributions $g_{cat}(\lambda)$: ceci provoque une variation de 0,007 de ω qui est ajoutée aux autres de façon conservative.

L'erreur systématique sur la paramétrisation est donc évaluée à 0,011.

- Le choix de λ_{min} : l'ajustement a été fait avec plusieurs valeurs de λ_{min} entre 1 et 4 mm. On a pour cela utilisé la paramétrisation approximative réservée à la zone $\lambda < 2 \text{ mm}$. La figure 5.5 montre les résultats obtenus : on peut constater que la valeur ajustée de ω reste stable, la dispersion étant compatible avec les fluctuations statistiques. L'erreur systématique due au choix de λ_{min} est estimée inférieure à 0,020.

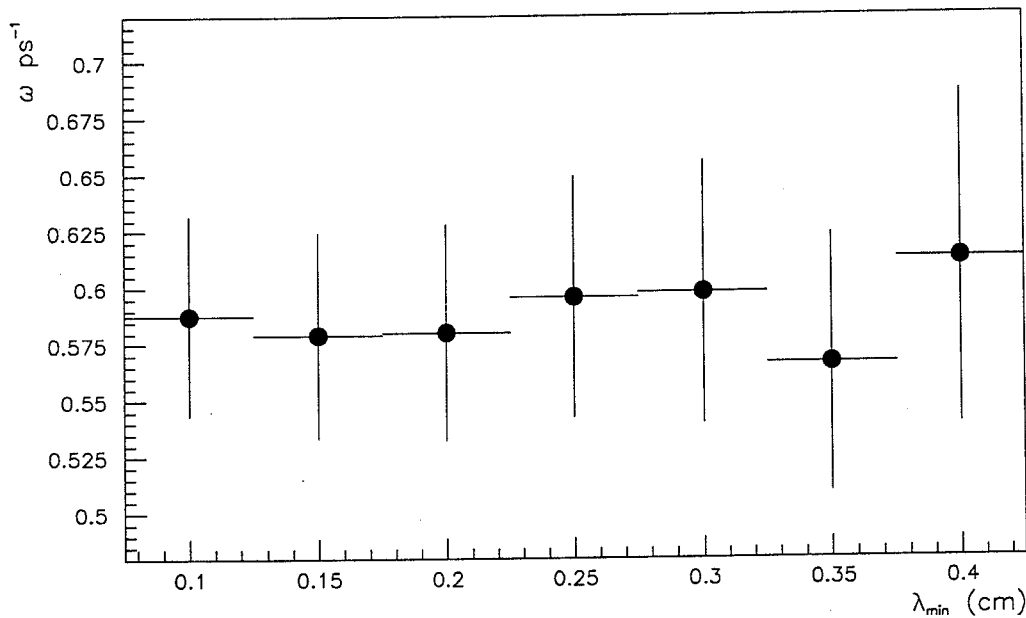


Figure 5.5: Résultats des ajustements pour différentes valeurs de λ_{min}

Toutes les erreurs systématiques sont résumées dans le tableau 5.3.

Paramètre	Valeur	Variation	Effet
fraction de B_s^0	0.0265	$\pm 30\%$	± 0.020
temps de vie du B global	1.6 ps	$\pm 0.1\text{ps}$	± 0.004
temps de vie du B_d^0	1.6 ps	$\pm 0.1\text{ps}$	± 0.015
fragmentation du b	$\langle p_B/p_{beam} \rangle = 0.70$	± 0.02	∓ 0.003
$BR(b \rightarrow l)$	10.23%	$\pm 10\%$	± 0.010
$BR(b \rightarrow c \rightarrow l)$	8.70%	$\pm 10\%$	∓ 0.013
multiplicités K^+/K^- en désint. B	voir texte		0.022
pureté Q_{jet}	voir texte		0.020
efficacité et contamination electron	voir texte		0.008
efficacité et contamination muon	voir texte		0.008
efficacité et contamination kaon	voir texte		0.032
acceptance geometrique ($ \cos \theta_{thrust} $)	0.7	$0.7 \rightarrow 0.5$	< 0.020
parametrisation	voir texte		0.011
choix de λ_{min}	voir texte		< 0.020
total			0.058

Tableau 5.3: Erreurs systematiques sur $\omega = \Delta mc^2/\hbar$

5.3 Le résultat : Δm_d

La mesure de Δm par l'étude de corrélations de signes en utilisant des leptons, des kaons, et la charge de jet donne :

$$\Delta mc^2 = 0,580_{-0,046}^{+0,050} (stat) \pm 0,058 (syst) \hbar/ps$$

ou encore,

$$\Delta m = (3,82_{-0,30}^{+0,33} \pm 0,39) 10^{-4} eV/c^2$$

Pour en déduire le paramètre de l'oscillation x_d , il faut multiplier par le temps de vie du méson B_d^0 : la valeur choisie ici est celle qui est issue de la combinaison des mesures les plus récentes [3] :

$$\tau_{B_d^0} = 1,604_{-0,069}^{+0,073} \pm 0,050 \text{ ps}$$

L'incertitude sur ce temps de vie a été prise en compte dans les erreurs systématiques. On trouve donc :

$$x_d = \Delta mc^2/\Gamma = 0,930_{-0,074}^{+0,080} \pm 0,090$$

L'hypothèse d'un mélange indépendant du temps avec une probabilité intégrée de mélange $\chi_d = 0,17$ est rejetée avec un effet à 6 écarts standards, et celle d'une absence de mélange avec un effet à 12 écarts standards.

Comparaison des résultats

Une comparaison montre que le résultat obtenu ici est en accord avec ceux des autres analyses de la dépendance temporelle des oscillations de B_d^0 : les résultats les plus récents [4] sont résumés dans la figure 5.6.

Les deux valeurs indiquées sur cette figure pour l'analyse DELPHI l^+, K^+, Q , correspondent respectivement à un résultat préliminaire obtenu dans le cadre de cette thèse et publié dans [5] (en noir sur cette figure), et au résultat définitif [6] (en blanc).

Commentaires

Cette mesure de Δm est la première utilisant les kaons. L'intérêt d'une telle méthode inclusive est le gain en statistique par rapport aux mesure utilisant des D^* reconstruits, ou seulement les événements di-leptons. En revanche, la pureté des lots d'événements est moins bonne en utilisant les kaons.

La source principale d'erreur systématique provient de l'identification des kaons par le RICH.

L'utilisation des données de 1994 et 1995 apporterait de nombreux avantages :

- le radiateur liquide du RICH a fonctionné correctement pendant cette période. Il permet d'améliorer très nettement le rejet des pions et des protons dans la gamme d'identification $3 - 5 \text{ GeV}/c$ (voir §3.5.3 et 4.2.2) : le facteur de rejet des pions passe de 8,5 à 30 et la séparation possible des protons et des kaons pour $P < 8,5 \text{ GeV}/c$ permet de diminuer l'efficacité de contamination par les protons de 68% à moins de 20%. De plus, la sélection des $K^\pm$ utilisés comme indicateurs de signes pourrait passer de $3 < P < 15 \text{ GeV}/c$ à $2 < P < 15 \text{ GeV}/c$ sans modifier la probabilité d'indiquer le bon signe, ce qui représente une augmentation de l'efficacité (voir §4.2.2).

D'autre part, le radiateur liquide permet d'identifier des $K^\pm$ dans la gamme d'impulsion $1 - 5 \text{ GeV}/c$, et donc d'utiliser les kaons primaires pour étiqueter le signe du quark b contenu dans un méson B_s^0 (voir chapitre 1 §1.2.4). La corrélation de ce signe avec celui du lepton de désintégration semi-leptonique (sensible à une oscillation du méson) peut être étudiée en fonction du vol pour mesurer le paramètre d'oscillation des B_s^0 .

- le détecteur de vertex (VD), dans sa version 1994, permet d'obtenir une information tri-dimensionnelle (contre l'information dans le plan transverse au faisceau auparavant), ce qui entraîne une amélioration de la résolution sur la distance de vol des mésons, et permet de mieux étiqueter la saveur b .
- enfin, le nombre d'événements hadroniques utilisables a doublé en 1994 par rapport au cumul des années précédentes, ce qui permet de réduire l'incertitude statistique.

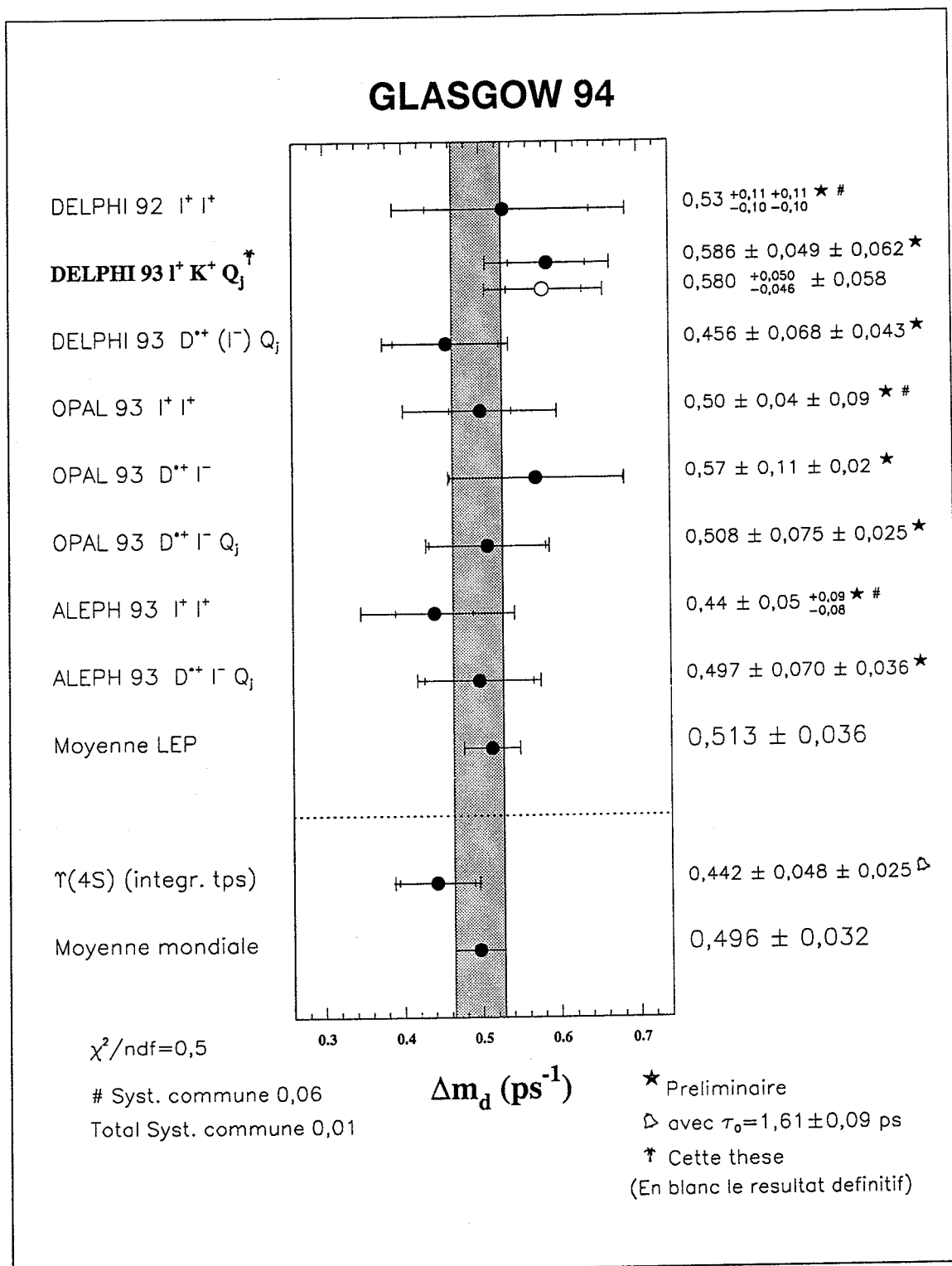


Figure 5.6: Résultats des mesures de Δm_d en 1994 (en blanc le résultat définitif obtenu dans cette thèse).

Une nouvelle analyse incluant la période de prises de données de 1994 et 1995 paraît donc très prometteuse, et permettrait sans doute d'améliorer la mesure de Δm_d , autant du point de vue de la précision statistique que de la maîtrise des erreurs systématiques.

Concernant la mesure du paramètre x_s , les limites sont principalement imposées actuellement ¹ par la trop faible statistique accumulée et par la résolution sur le temps propre de la désintégration du méson qui est encore trop grande.

Cette analyse a permis de démontrer que l'utilisation des leptons pour étiqueter la charge du quark b contenu dans le méson à la production est avantageusement complétée par l'emploi des $K^\pm$ et la charge de jet.

Pour étiqueter la charge du b contenu dans un B_s^0 à la désintégration, on a vu que l'indicateur reposant sur le signe du $K^\pm$ secondaire ne permet pas de bien séparer les B_s^0 des $\bar{B}_s^0$.

En revanche l'étude des corrélations de signes entre les $K^\pm$ primaires et les leptons de désintégration semi-leptonique dans le même hémisphère est une voie qui présente un grand intérêt, et qui devra être exploitée.

Le caractère largement inclusif de la méthode présentée ici pourrait être un atout majeur pour bénéficier d'une haute statistique en vue d'une mesure de x_s .

A condition d'améliorer la résolution sur le vol (le nouveau détecteur de vertex va y contribuer), et de mieux maîtriser les effets systématiques, particulièrement ceux liés à l'identification des $K^\pm$ par le RICH, une mesure de x_s ou au moins une estimation d'une limite inférieure intéressante sur la valeur de ce paramètre peut être envisagée en utilisant une méthode inspirée de celle présentée ici.

¹Les données de 1994 sont actuellement en cours d'exploitation

Bibliographie

- [1] DELPHI Coll., Z. Phys. C 57 (1993) 181 et
DELPHI 92-163 PHYS 248 (1992) pour le résumé des résultats LEP
- [2] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the Electroweak Working Group, Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model, CERN-PPE 94-187 (1994)
- [3] P. Roudeau, Heavy Flavours, XXVII International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, 20 - 27th july 1994
- [4] R. Forty, CP violation and $B\bar{B}$ mixing, CERN-PPE 94-154, présenté à la XXVII International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, 20 - 27th july 1994
- [5] P. Billoir et L. Brillault, Measurement of the B_d^0 oscillation frequency using kaons, leptons, and jet charge, Glasgow ICHEP 94, Ref. GL50171c, DELPHI 94-118 Glasgow PHYS 435 (1994)
- [6] S. Emery, Time dependent $B^0\bar{B}^0$ studies at LEP, présenté aux XXX Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, 19-26 mars 1995

CONCLUSION

L'étude présentée dans cette thèse porte sur la mesure de la fréquence des oscillations des mésons B_d^0 avec le détecteur DELPHI, au LEP.

La particularité de la méthode utilisée est son caractère largement inclusif permettant d'accéder à une haute statistique, et l'utilisation des $K^\pm$ identifiés par le détecteur à images annulaires Čerenkov RICH.

L'analyse consiste à étiqueter la charge des quarks b contenus dans les mésons B_d^0 au moment de la production ainsi qu'à la désintégration, en évaluant le vol du méson. Les événements sont divisés en deux hémisphères, l'un étant utilisé pour l'étiquetage à la production et l'autre à la désintégration, avec la mesure du vol. Les corrélations de signes entre les deux hémisphères permettent de conclure à une éventuelle oscillation, et l'étude de la distribution de ces corrélations en fonction de la distance de vol donne la mesure du paramètre Δm_d .

L'étiquetage de la charge des quarks se fait par le signe d'un lepton de désintégration semi-leptonique, ou d'un kaon secondaire issu de la chaîne de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$, ou encore par la charge moyenne des traces du jet associé au méson B pondérée par les impulsions, qui est corrélée à celle du quark lourd initial.

La dépendance temporelle du mélange est convertie en dépendance en distance de vol au travers de la fonction de fragmentation. La distance de vol est estimée en reconstruisant un pseudo-vertex secondaire avec les traces comprises dans un cône autour de l'axe de *thrust* du jet. La résolution obtenue ($600 \mu\text{m}$ environ) est suffisante pour mesurer Δm_d .

L'accent a été mis sur l'utilisation des $K^\pm$ identifiés par le RICH. Une description détaillée de son système d'acquisition a été donnée dans cette thèse, ainsi que des procédures utilisées pour les identifications de particules.

L'analyse effectuée sur environ 1 million d'événements hadroniques accumulés durant les prises de données de 1992 et 1993 a permis d'extraire le résultat suivant :

$$\Delta m_d = 0,580_{-0,046}^{+0,050}(\text{stat}) \pm 0,058(\text{syst}) \text{ ps}^{-1}$$

ou encore :

$$\Delta m_d = (3,82_{-0,30}^{+0,33} \pm 0,39) 10^{-4} \text{ eV}/c^2$$

En utilisant la valeur du temps de vie du B_d^0 correspondant aux mesures les plus récentes, soit

$$\tau_{B_d^0} = 1,604_{-0,069}^{+0,073} \pm 0,050 \text{ ps}$$

on obtient le paramètre $x_d = \Delta m_d/\Gamma$:

$$x_d = 0,930_{-0,074}^{+0,080} \pm 0,090$$

L'hypothèse d'un mélange indépendant du temps avec une probabilité $\chi = 0,17$ (déduite des mesures intégrées) est rejetée avec un effet à 6 déviations standard.

Une mesure de x_s ne peut être envisagée qu'à la condition d'accéder à une haute statistique et d'améliorer la résolution sur le temps propre de la désintégration du B_s^0 .

La résolution sur la reconstruction des vertex sera améliorée avec le nouveau détecteur de vertex de DELPHI, qui fournit une information suivant l'axe z en plus de la mesure dans le plan transverse aux faisceaux auparavant.

L'utilisation des leptons pour étiqueter la charge du quark b à la production est, comme nous l'avons montré par cette analyse, avantageusement complétée par l'emploi des $K^\pm$.

Pour étiqueter la charge du b contenu dans les B_s^0 à la désintégration, l'utilisation du signe des $K^\pm$ primaires, en corrélation avec le signe d'un lepton de désintégration semi-leptonique dans la même hémisphère sera possible grâce au radiateur liquide du RICH, qui est entré en fonction en 1994.

Le gain en statistique résultant de l'utilisation des kaons identifiés par le RICH sera un atout majeur en vue de l'étude des oscillations du B_s^0 .

De ce point de vue, cette analyse pourrait être une base de départ en vue d'une mesure de x_s , ou de l'obtention d'une limite inférieure sur ce paramètre par une méthode inclusive.

Annexe A

Les référentiels de l'expérience

A.1 Le référentiel de DELPHI

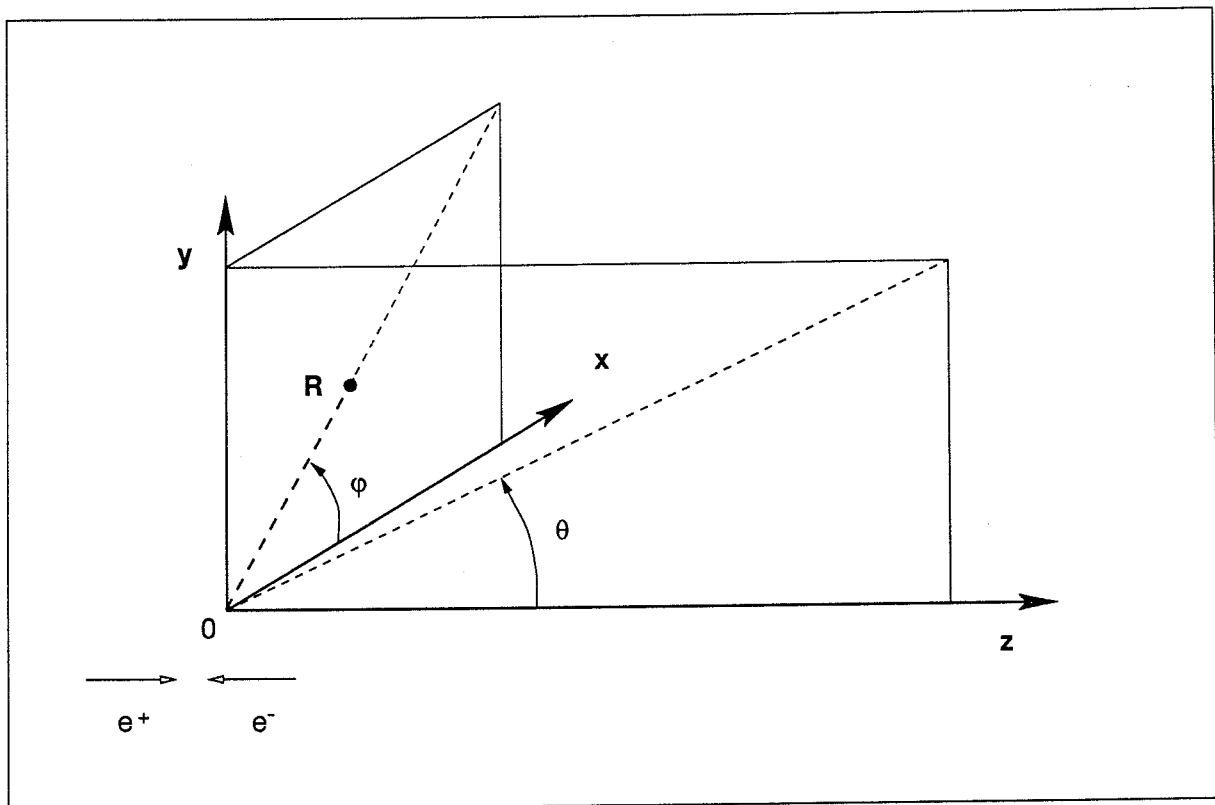


Figure A.1: *Le référentiel de DELPHI*

A.2 Le référentiel du RICH

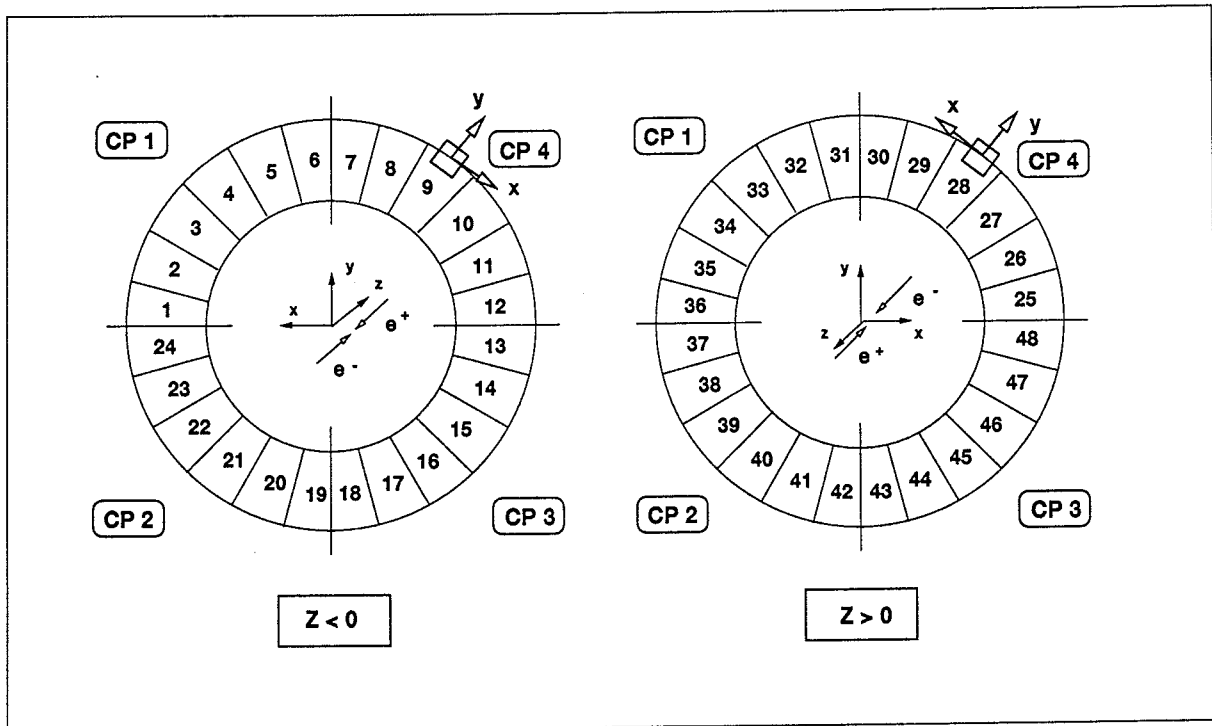


Figure A.2: Le référentiel du RICH, avec les référentiels locaux des chambres de lecture (MWPC). Chaque cadran correspond à un CP, et chaque numéro correspond à une unité (tube + MWPC).

Annexe B

L'identification des kaons et des protons avec l'algorithme RICHSIGN

B.1 Principe, définitions

Nous allons voir quels sont les critères appliqués pour identifier les particules à partir des informations provenant de l'utilisation des deux radiateurs. Les éléments principaux sont : les probabilités calculées par maximum de vraisemblance pour chaque hypothèse, les nombres de photo-électrons reconstruits pour chacun des radiateurs, dans chacune des hypothèses de particules possibles, les nombres de photo-électrons reconstruits globalement pour les deux radiateurs, et les angles polaires des traces considérées.

Par défaut, si l'information concernant la trace est utilisable, la particule est assimilée à un pion si elle ne peut être assimilée à un kaon ou un proton.

Les causes qui peuvent rendre l'information sur une trace indisponible ou inutilisable sont les suivantes :

- _ le détecteur est hors service, ou ses partitions sont en dehors de l'acquisition globale de DELPHI
- _ un incident technique est survenu au niveau du liquide ou du gaz, ou du réactif TMAE
- _ l'efficacité de la chambre concernée a chuté en dessous d'un niveau acceptable.

Ces informations sont entrées dans une base de données, pour chaque trace.

Avant de passer au fonctionnement de l'algorithme, définissons les termes suivants :

IKAON : ce mot est l'identificateur de kaon. Il peut prendre les valeurs entières comprises entre -1 et 3, qui correspondent aux résultats suivants :

IKAON = -1 information non disponible ou non utilisable

IKAON = 0 trace compatible avec un π ou incompatible avec un $K^\pm$

IKAON = 1 la trace est un kaon, niveau *loose*

IKAON = 2 la trace est un kaon, niveau *standard*

IKAON = 3 la trace est un kaon, niveau *tight*

IPROTON : ce mot est l'identificateur de proton. De même que IKAON, il peut prendre les valeurs entières comprises entre -1 et 3, avec les mêmes significations transposées aux protons.

npe(π), npe(K), npe(p) : nombres de photo-électrons reconstruits pour chacune des hypothèses π , K, p

npegaz, npeliq : nombres de photo-électrons reconstruits pour les radiateurs gazeux et liquide, dans l'hypothèse électron (à 3 écarts standards)

traceok : mot logique signifiant que le nombre de photo-électrons autour de la trace considérée, ou au moins dans le tube, est de 2 au minimum : cela signifie soit que la particule a provoqué une ionisation, soit au moins que d'autres particules ont ionisé le milieu dans le tube considéré. Cette condition permet de s'assurer du bon fonctionnement des chambres, en particulier pour le mode veto.

prob(K), prob(p) : probabilités calculées par maximum de vraisemblance, pour les hypothèse kaon ou proton.

B.2 Le fonctionnement de l'algorithme

Nous allons d'abord voir le traitement pour chaque radiateur, puis la façon dont les éléments de réponse sont utilisés dans le code pour conclure sur l'identification.

1) Radiateur liquide :

- PROTON $p < 1,5 \text{ GeV}/c$: VETO

Si *traceok* : IPROTON = 0

- si prob(p) $\geq 80\%$: IPROTON = 1
 - si IPROTON = 1 et
 - * npe(π) < 4
 - * npe(K) < 4
- IPROTON = 3

sinon, IPROTON = -1

- PROTON $1,5 < p < 6 \text{ GeV}/c$: BANDE

Si *traceok* : IPROTON = 0

- si $\text{prob}(p) \geq 10\%$ et
 - * $\text{npe}(p) \geq 4$ aux petits angles polaires
 - * $\text{npe}(p) \geq 26 - 2,2|\theta - 90|$ si $5 < |\theta - 90| < 10$
 - * $\text{npe}(p) \geq 15$ si $|\theta - 90| < 5$ $\rightarrow \text{IPROTON} = 1$
- si $\text{IPROTON} = 1$ et $\text{prob}(p) > 50\%$ et $\text{npeliq} < 100$: $\text{IPROTON} = 2$
- si $\text{IPROTON} = 2$ et $\text{prob}(p) > 90\%$: $\text{IPROTON} = 3$
- si $\text{IPROTON} = 0$ ou 1 et $p > 6 \text{ GeV}/c$: $\text{IPROTON} = -1$

sinon, $\text{IPROTON} = -1$

- KAON $0,7 \leq p < 4,5 \text{ GeV}/c$: BANDE

Si *traceok*: $\text{IKAON} = 0$

- si $\text{prob}(K) \geq 10\%$ et
 - * $\text{npe}(K) \geq 4$ aux petits angles polaires
 - * $\text{npe}(K) \geq 26 - 2,2|\theta - 90|$ si $5 < |\theta - 90| < 10$
 - * $\text{npe}(K) \geq 15$ si $|\theta - 90| < 5$ $\rightarrow \text{IKAON} = 1$
- si $\text{IKAON} = 1$ et $\text{prob}(K) > 50\%$ et $\text{npeliq} < 100$: $\text{IKAON} = 2$
- si $\text{IKAON} = 2$ et $\text{prob}(K) > 90\%$: $\text{IKAON} = 3$
- si $\text{IKAON} = 0$ ou 1 et $p > 4,5 \text{ GeV}/c$: $\text{IKAON} = -1$

sinon, $\text{IKAON} = -1$

2) Radiateur gazeux:

- PROTON $9 < p < 16 \text{ GeV}/c$: VETO

Si *traceok*: $\text{IPROTON} = 0$

- si $\text{prob}(p) \geq 80\%$ et $\text{npegaz} < 20$: $\text{IPROTON} = 1$
- $\text{IPROTON} = 1$ et
 - * $\text{npegaz} < 9$ par défaut
 - * $\text{npegaz} < 7$ si 2 traces dans le même miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$
 - * $\text{npegaz} < 5$ si 1 seule trace dans le miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$ $\rightarrow \text{IPROTON} = 2$
- si $\text{IPROTON} = 2$ et
 - * $\text{npegaz} < 7$ par défaut
 - * $\text{npegaz} < 5$ si 2 traces dans le même miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$

* $n_{\text{pegaz}} < 2$ si 1 seule trace dans le miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$
 $\rightarrow \text{IPROTON} = 3$

Sinon, $\text{IPROTON} = -1$

- PROTON $\boxed{16 < p < 25 \text{ GeV}/c}$: BANDE

Si *traceok*: $\text{IPROTON} = 0$

- si $\text{prob}(p) \geq 10\%$ et $n_{\text{pegaz}} < 30$: $\text{IPROTON} = 1$
- si $\text{IPROTON} = 1$ et $\text{prob}(p) \geq 20\%$: $\text{IPROTON} = 2$
- si $\text{IPROTON} = 2$ et $n_{\text{pegaz}} < 20$: $\text{IPROTON} = 3$

sinon, $\text{IPROTON} = -1$

- KAON $\boxed{9 < p < 20 \text{ GeV}/c}$: BANDE

Si *traceok*: $\text{IKAON} = 0$

Si $p > 16 \text{ GeV}/c$: coupures plus restrictives, les valeurs sont données entre parenthèses

- si $\text{prob}(K) \geq 10 (20)\%$ et $n_{\text{pegaz}} < 30$: $\text{IKAON} = 1$
- si $\text{IKAON} = 1$ et $\text{prob}(K) \geq 20 (30)\%$: $\text{IKAON} = 2$
- si $\text{IKAON} = 2$ et $n_{\text{pegaz}} < 20$: $\text{IKAON} = 3$

sinon, $\text{IKAON} = -1$ (si $p > 20 \text{ GeV}/c$ $\text{IKAON} = -1$)

- KAON ou PROTON $\boxed{2,5 < p < 9 \text{ GeV}/c}$: VETO (Séparation des (K ou p)/ π)

Si *traceok*: $\text{IKAON} = 0$, $\text{IPROTON} = 0$

- si $\text{prob}(p) \geq 40\%$ et $n_{\text{pegaz}} < 20$: $\text{IPROTON} = 1$
- si $\text{IPROTON} = 1$ et
 - * $n_{\text{pegaz}} < 9$ par défaut
 - * $n_{\text{pegaz}} < 7$ si 2 traces dans le même miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$
 - * $n_{\text{pegaz}} < 5$ si 1 seule trace dans le miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$ $\rightarrow \text{IPROTON} = 2$
- si $\text{IPROTON} = 2$ et
 - * $n_{\text{pegaz}} < 7$ par défaut
 - * $n_{\text{pegaz}} < 5$ si 2 traces dans le même miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$
 - * $n_{\text{pegaz}} < 2$ si 1 seule trace dans le miroir avec $p > 2,5 \text{ GeV}/c$ $\rightarrow \text{IPROTON} = 3$
- $\text{IKAON} = \text{IPROTON}$

sinon, $IKAON = -1$, $IPROTON = -1$

3) Utilisation des informations :

- $p < 2,5 \text{ GeV}/c$: radiateur liquide seulement
- $p > 9 \text{ GeV}/c$: radiateur gazeux seulement
- $2,5 \leq p < 9 \text{ GeV}/c$: combinaison des deux :
 - si radiateur liquide *off*: radiateur gazeux (séparation $(K \text{ ou } p)/\pi$)
 - si radiateur gazeux *off*: radiateur liquide (séparation K/p et $p/\pi \rightarrow 6 \text{ GeV}/c$, $K/\pi \rightarrow 4,5 \text{ GeV}/c$)
 - si liquide et gaz en accord :
PROTON :
 - * si le gaz et le liquide indiquent un proton au moins *loose*
→ solution la plus optimiste : $IPROTON = \max(IPROTON(\text{gaz}), IPROTON(\text{liq}))$
 - * si le gaz et le liquide indiquent un proton au moins *standard*
→ proton *tight* ($IPROTON = 3$)
 - KAON :
 - * si le gaz et le liquide indiquent un kaon au moins *loose*
→ solution la plus optimiste : $IKAON = \max(IKAON(\text{gaz}), IKAON(\text{liq}))$
 - * si le gaz et le liquide indiquent un kaon au moins *standard*
→ kaon *tight* ($IKAON = 3$)
- si le liquide indique un π et le veto gaz indique un K ou un p :
→ pion ($IPROTON = 0$, $IKAON = 0$)
- lumière dans le gaz : pion ($IPROTON = 0$, $IKAON = 0$)

Annexe C

Etude de la position et du profil du faisceau pour la prise de données de 1992

La position et le profil de la zone d'interaction sont utilisés de plusieurs façons dans le cadre d'une analyse : cela permet de sélectionner un lot de traces pour la première itération de l'ajustement du vertex primaire [1], et donne une forte contrainte sur la position du vertex le long de l'axe de sphéricité, qui est mal définie par les traces dans le cas courant de la configuration dos à dos des jets. Cette utilisation a pour conséquence d'améliorer la détermination de la distance de vol des particules à courtes durées de vie qui sont produites à partir d'une paire de quarks lourds.

C.1 Principe

Le but de cette étude était de fournir une routine FORTRAN qui donne les coordonnées x, y, z (voir annexe A pour les référentiels) de la position moyenne des points d'interactions et une estimation de leurs dispersions. Si la largeur horizontale (suivant x) a été nettement réduite par rapport aux années précédentes, la position en x , en revanche, a beaucoup varié dans le temps, suivant les conditions imposées par la machine.

Les distributions de x, y, z ont été ajustées par des gaussiennes (on notera σ_x, σ_y , et σ_z les écarts types associés). Les positions sont données *fill* par *fill* (aucune corrélation avec les changements de *run* n'ayant été constatée)¹, et parfois un *fill* est découpé en 2 parties, quand des variations de x rendait utile ce découpage.

Les résultats, l'ensemble des figures les illustrant et la routine sont donnés dans la note [2]

¹*Fill*: remplissage du LEP en électrons et positrons. Pendant la durée d'un *fill*, les particules sont accélérées dans le collisionneur sans que le faisceau ne soit renouvelé.

Run: période de stabilité du système d'acquisition. Il y a souvent plusieurs *runs* pour un même *fill*.

C.2 Sélection des événements

Pour cette étude, tous les événements hadroniques ont été utilisés.

La sélection des événements hadroniques est standard : voir §4.1.1

Le vertex primaire a été calculé par un ajustement itératif [1], et les critères pour sa sélection étaient :

- au moins 10 traces dans l'itération finale
- $\chi^2/ndeg < 5$, où $ndeg$ est le nombre de degrés de liberté : $ndeg = 2 \times N - 3$ pour un ajustement sur N traces.

C.3 La procédure utilisée

Dans un premier temps, les positions des vertex primaires ajustés (x_v, y_v, z_v) ont été observées en fonction du temps pour tous les *fills* de l'année 92. Concernant y_v et z_v , aucune dépendance en temps importante n'a été mise en évidence. Par contre, la position x_v présente de brusques variations, avec des accumulations autour de - 0,29 cm et - 0,23 cm avant l'interruption de faisceau du mois de septembre, et autour de - 0,29 cm après cette interruption. Les variations de x_v, y_v , et z_v en fonction du temps sont représentées sur les figures C.1 et C.2 (le temps est compté en jours, numérotés à partir du 1^{er} janvier à 0h00), et les distributions de x_v, y_v, z_v sur les figures C.3 et C.4. Les variations de x_v, y_v, z_v sont données en fonction du temps par périodes de 20 jours environ dans la note [2].

Chacun des *fills* a été étudié séparément, après avoir sélectionné ceux pour lesquels au moins 100 événements restaient disponibles après coupures, soit 182 *fills*. Cette étude a conduit à répartir les *fills* en 2 catégories :

- 141 d'entre eux présentent des distributions stables, sans dépendance temporelle visible : x_v, y_v, z_v ont été ajustées par des gaussiennes (voir figure C.5).
- les 41 autres présentent une rupture dans la distribution de x_v , avec une bonne stabilité avant et après ce saut : ils ont été séparés en 2 parties, et x_v a été ajustée séparément par une gaussienne pour chaque partie (voir figures C.6 et C.7). Pour 2 *fills* (1025 et 1036), la structure est plus complexe : plusieurs sauts sont visibles, mais la position de x_v peut tout de même être regroupée en 2 parties, et ajustée par 2 gaussiennes (voir figures C.8 et C.9).

C.4 Les largeurs obtenues

C.4.1 Largeur intrinsèque en x

Deux méthodes ont été utilisées :

- Partant du principe que les erreurs mesurées sur les traces et les angles azimutaux des événements sont isotropes, et que la largeur intrinsèque en y est beaucoup plus petite que l'erreur mesurée, on peut soustraire quadratiquement la dispersion observée σ_y de la dispersion observée σ_x .
- D'autre part, une sélection des événements pour lesquels x_v est bien mesurée a été faite: il s'agit des événements comportant de nombreuses traces proches du plan vertical et ayant un bon χ^2 de l'ajustement du vertex ($\chi^2/ndeg < 2$). On peut voir les résultats obtenus après différentes coupures sur l'incertitude calculée en x (σ_x^v) sur la figure C.10.

Les 2 méthodes donnent des résultats en accord: $\sigma_x \simeq 100 \mu m$.

C.4.2 Largeur intrinsèque en y

Une sélection des vertex par une coupure sur l'incertitude calculée en y (σ_y^v) indique que la largeur est inférieure à $40 \mu m$ (voir figure C.10). Cependant, cela inclut des erreurs de mesures mal décrites dans le calcul de σ_y^v et une dérive possible de y_v au cours d'un *fill*: on peut voir cette dérive sur la figure C.11. Ce problème n'a pas été étudié plus en profondeur, la largeur en x étant pratiquement toujours prédominante dans l'incertitude sur la position des points d'interactions.

C.4.3 Largeur intrinsèque en z

Cette largeur est déterminée par l'extension longitudinale des paquets d'électrons et de positrons. La largeur σ_z^v a été ajustée par une gaussienne, et on trouve: $\sigma_z \simeq 1 \text{ cm}$.

Ici la dispersion observée est dominée par la dispersion intrinsèque des positions de la zone d'interaction, puisque $\sigma_z \simeq 1 \text{ mm}$.

C.5 Conclusion

L'extension de la région d'interaction a été réduite en 1992 par rapport aux années précédentes. Une routine FORTRAN permet d'obtenir les positions x, y, z et les largeurs associées $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ pour chaque *fill*, et dans certains cas pour un intervalle de temps inférieur à celui du *fill*.

Le positionnement de la zone d'interaction étant calculé à partir des informations provenant du détecteur, la méthode permet d'obtenir des résultats automatiquement cohérents avec les positions des sous-détecteurs de DELPHI. En cas de réaligement de ces sous-détecteurs, il faut simplement introduire des corrections dans la routine FORTRAN, l'ensemble de l'étude restant valable.

Ainsi, en 1993, les résultats ont été modifiés par une translation globale pour tenir compte des changements dans la base de données géométriques de DELPHI.

Les valeurs moyennes des largeurs sur l'année 1992 sont données dans le tableau C.1

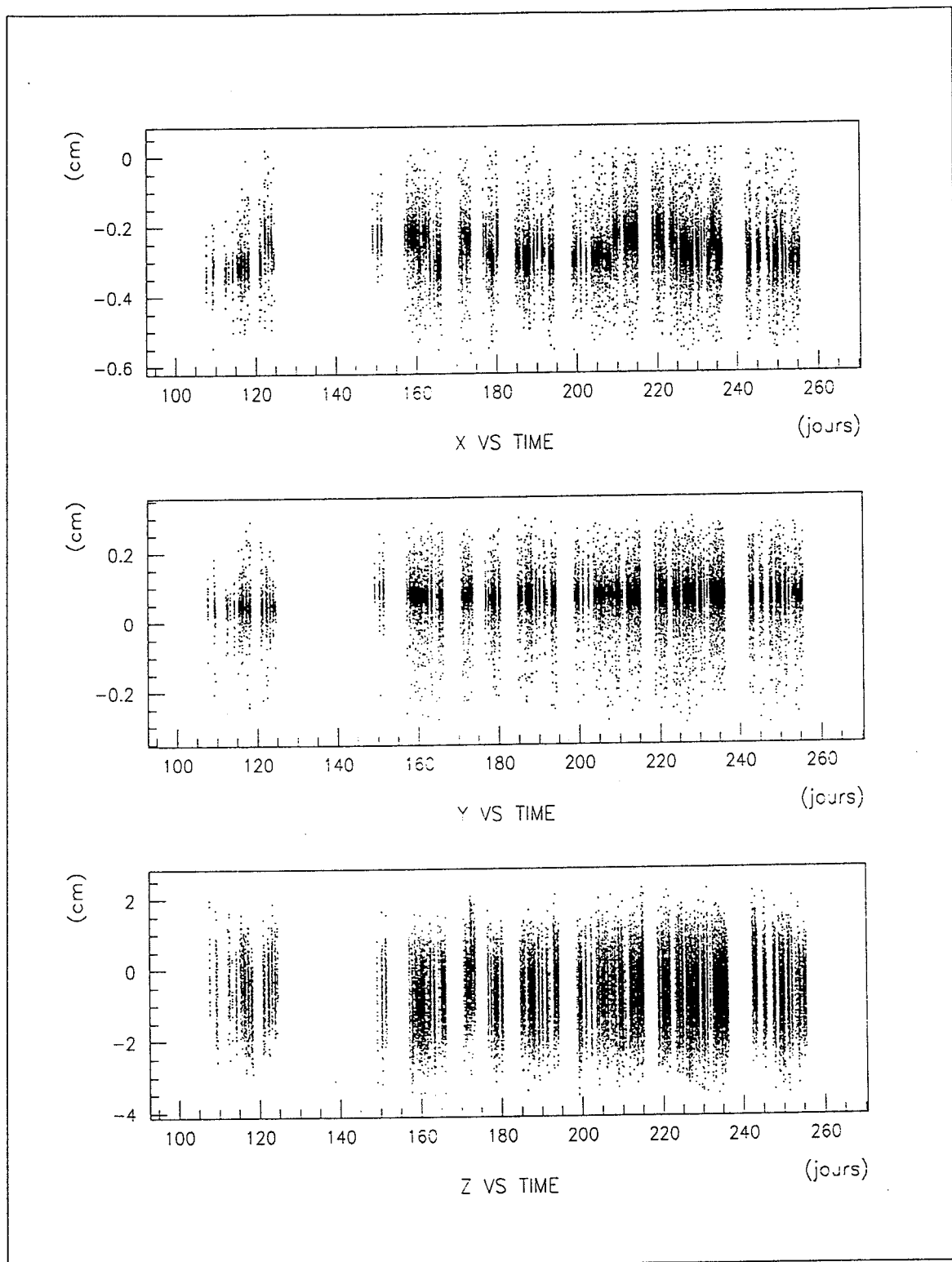


Figure C.1: x , y , z en fonction du temps avant la pause de septembre

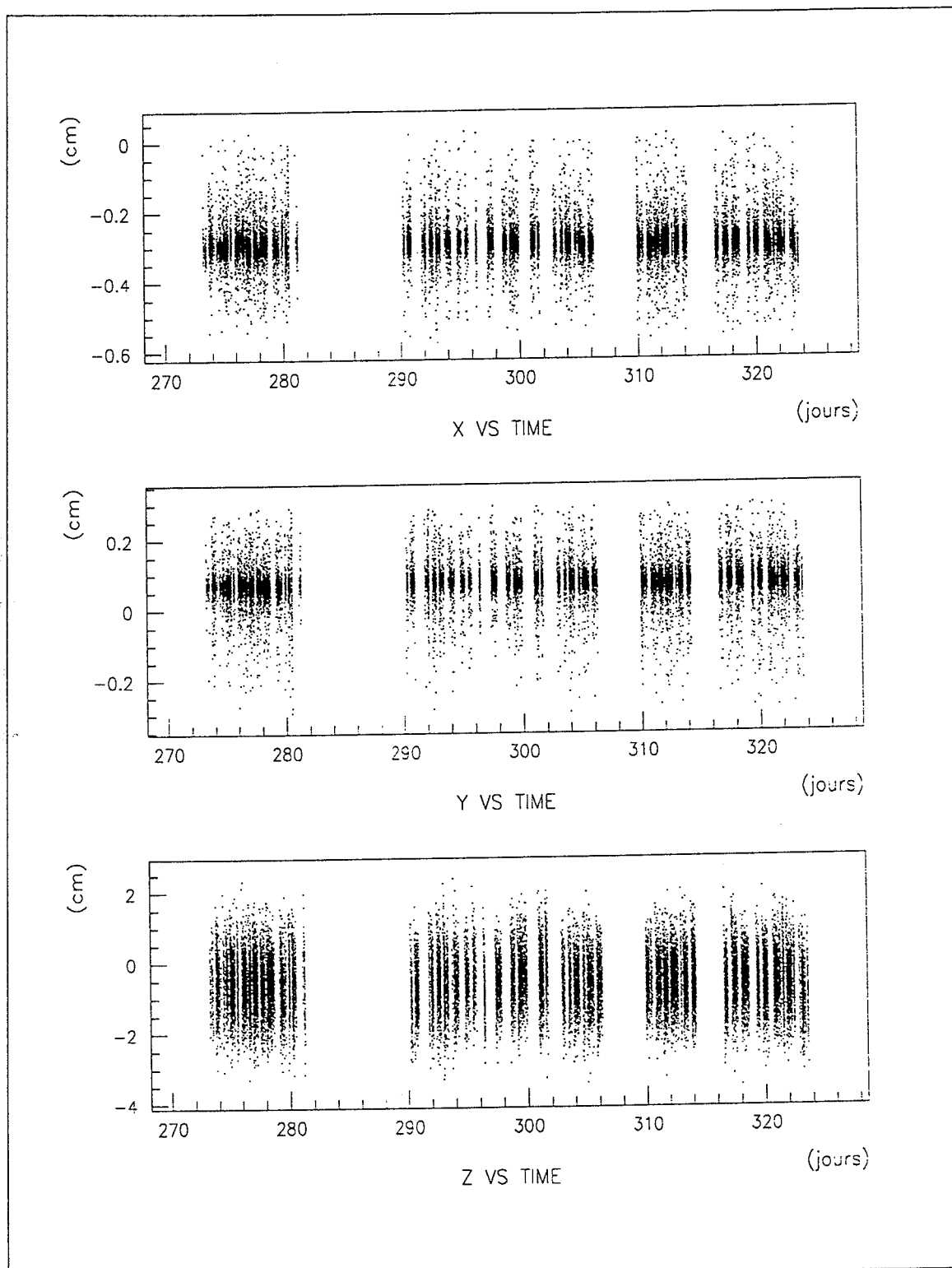


Figure C.2: x , y , z en fonction du temps après la pause de septembre

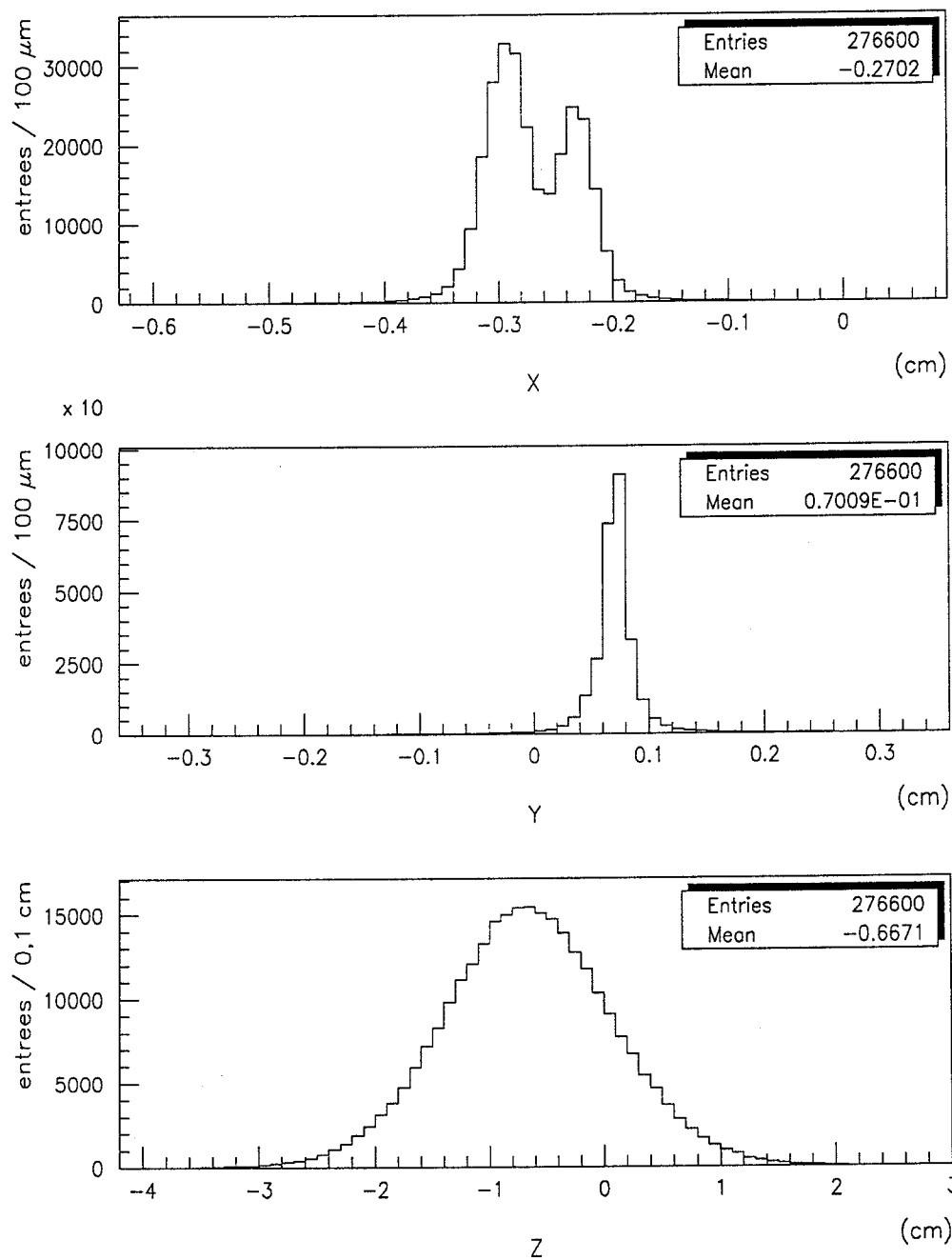


Figure C.3: Distributions de x , y , z avant la pause de septembre

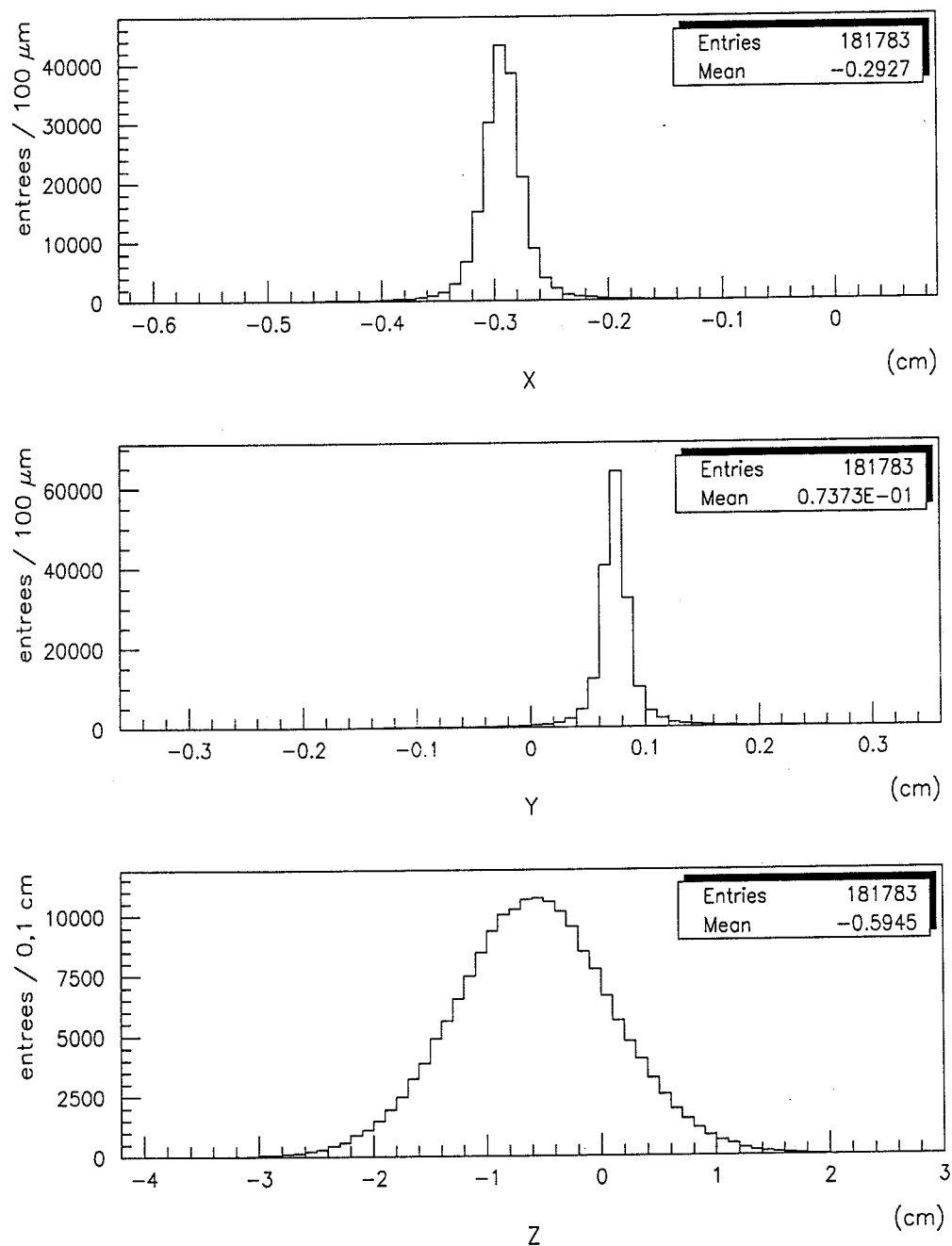


Figure C.4: Distributions de x , y , z après la pause de septembre

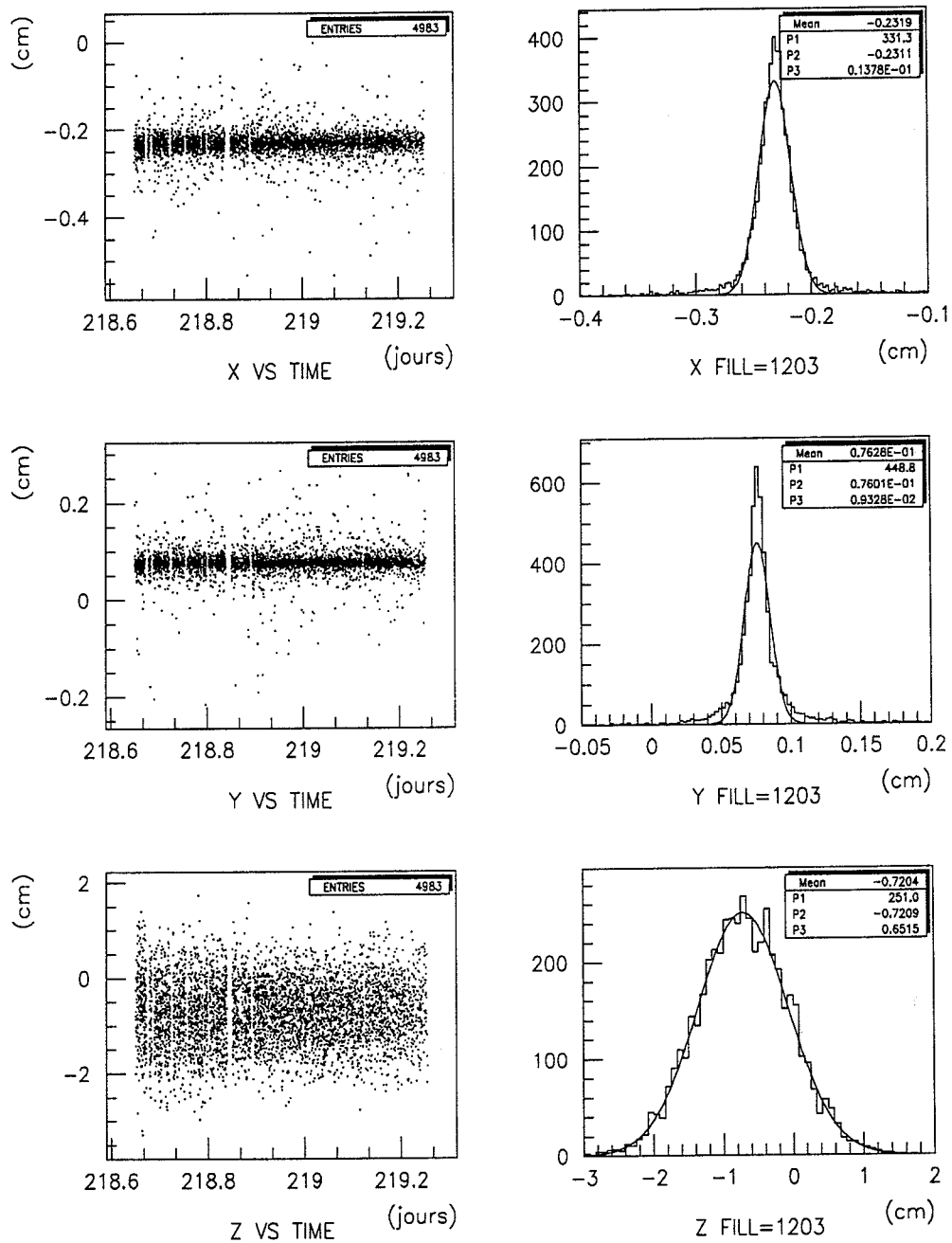


Figure C.5: x , y , z ajustés par des gaussiennes, fill 1203

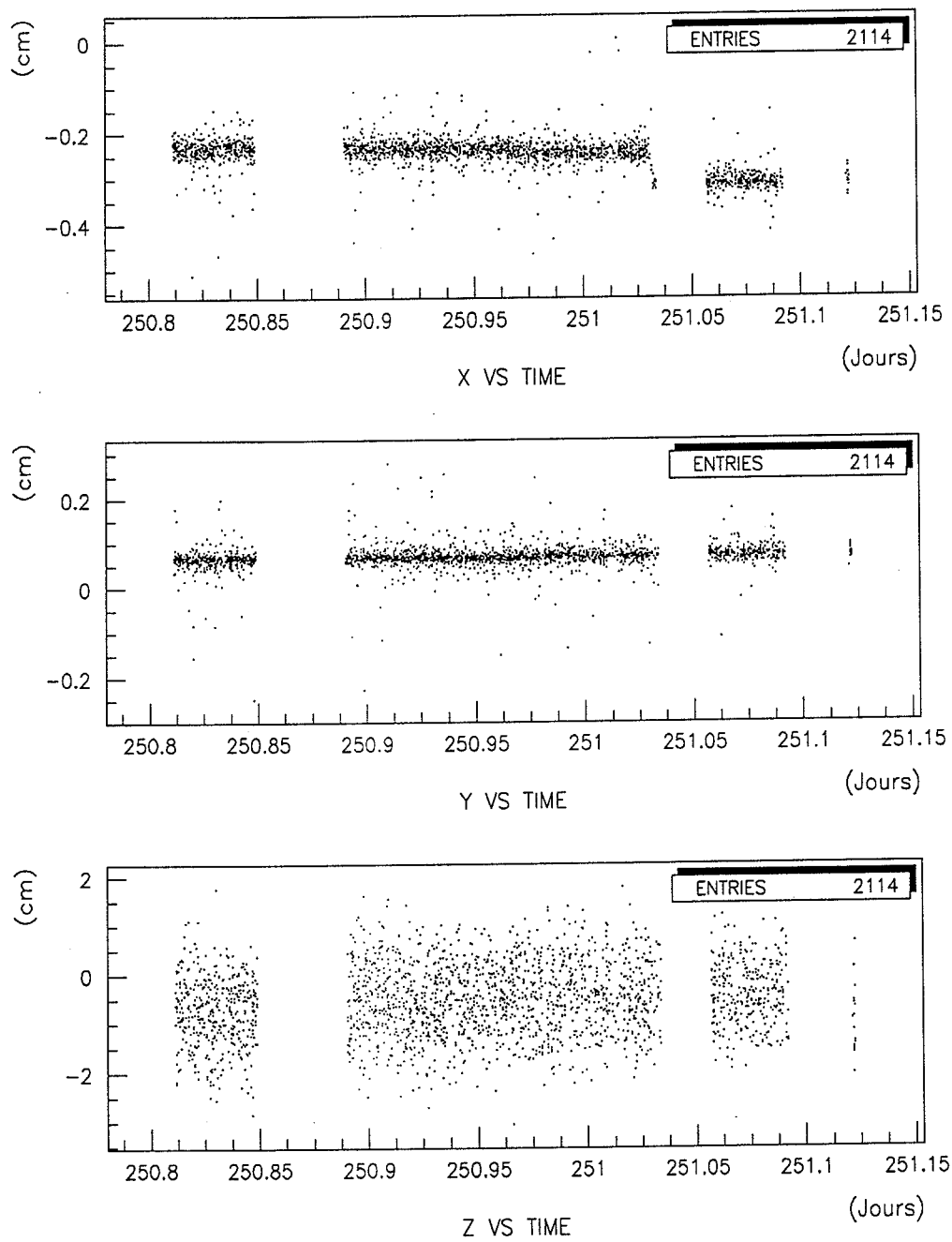


Figure C.6: x , y , z en fonction du temps avec une rupture en x , *fill* 1299

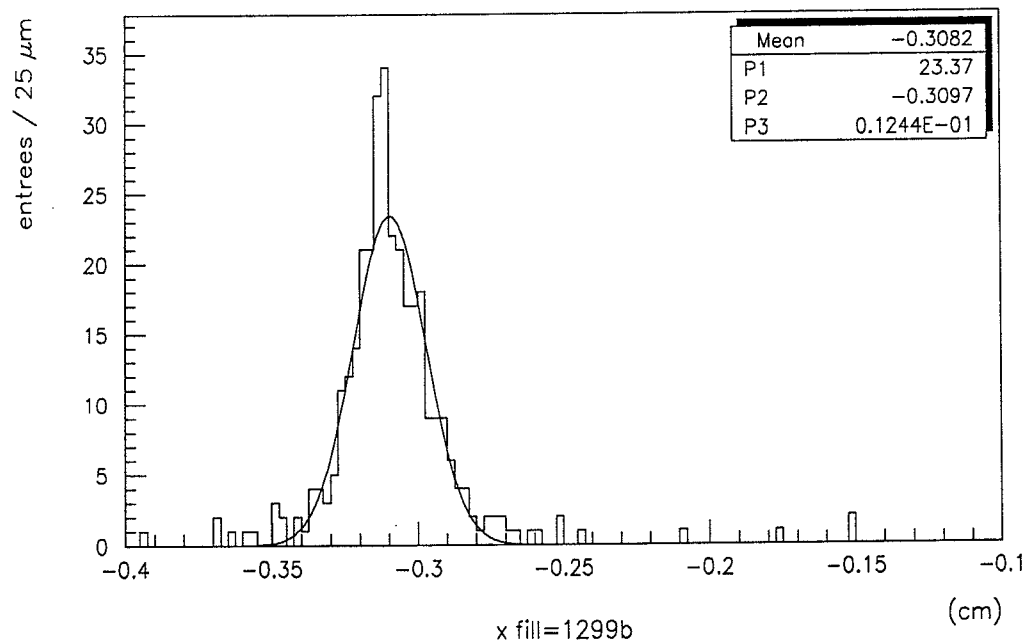
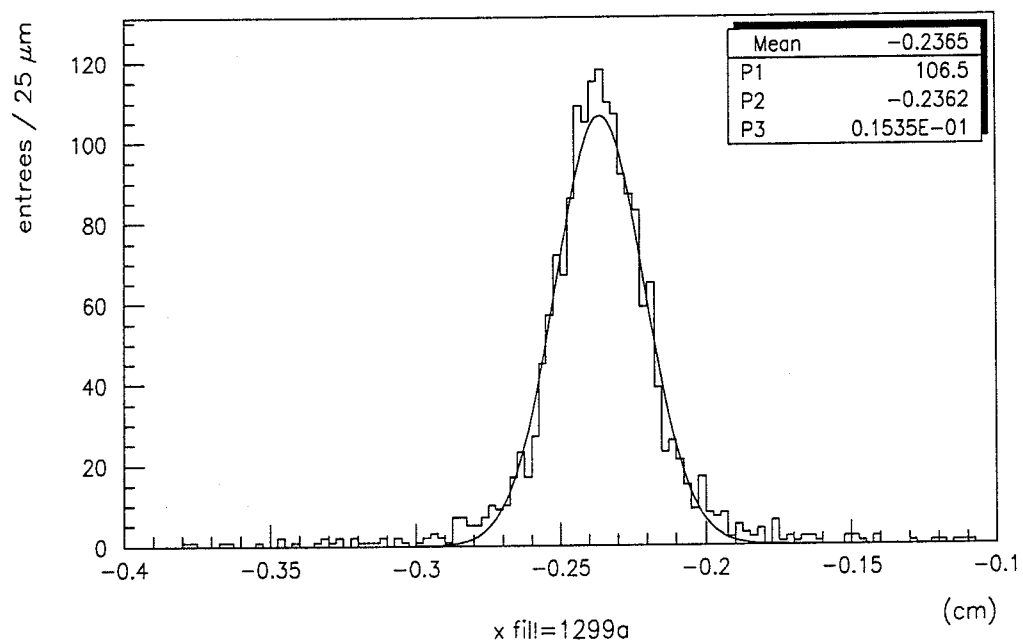


Figure C.7: x ajusté par une gaussienne en 2 parties, *fill* 1299

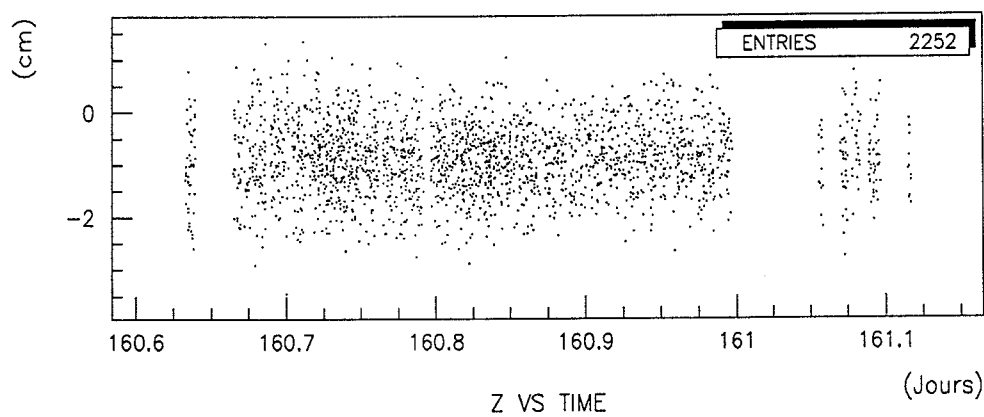
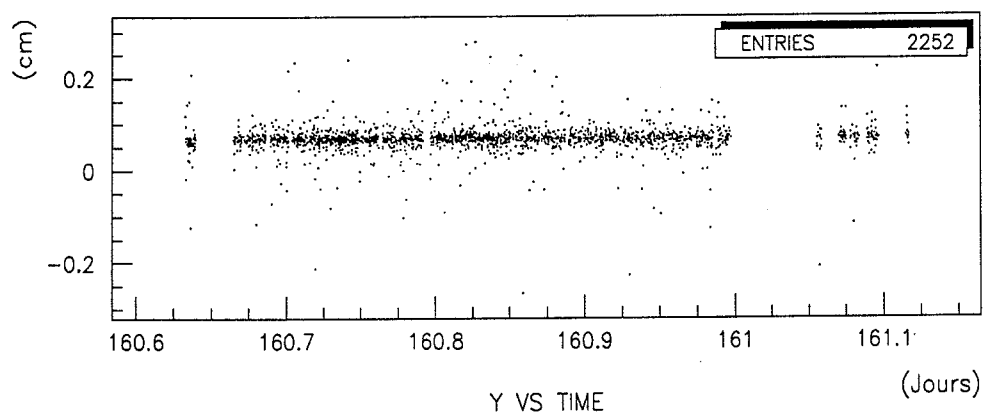
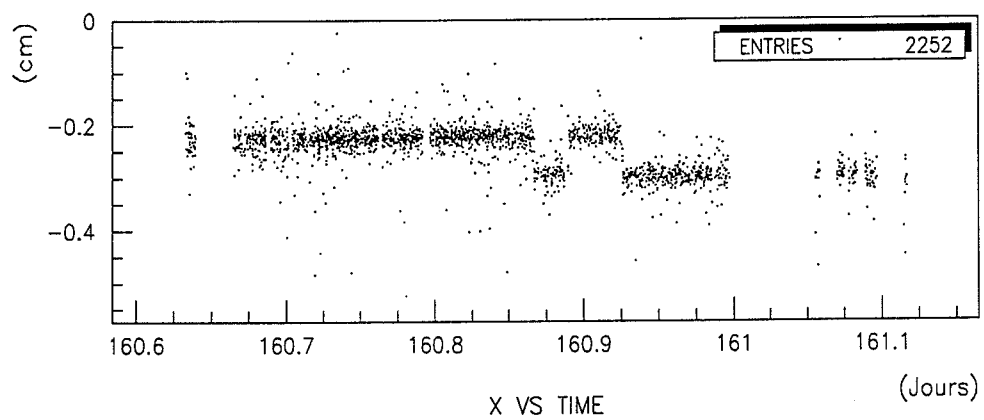


Figure C.8: x , y , z en fonction du temps avec une double rupture en x , *fill* 1025

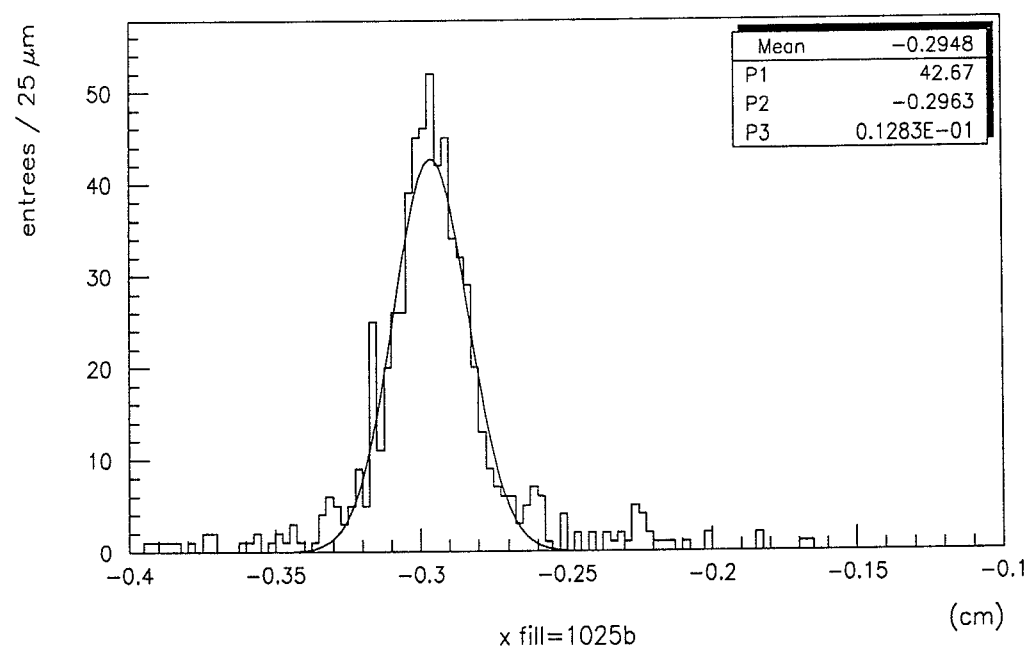
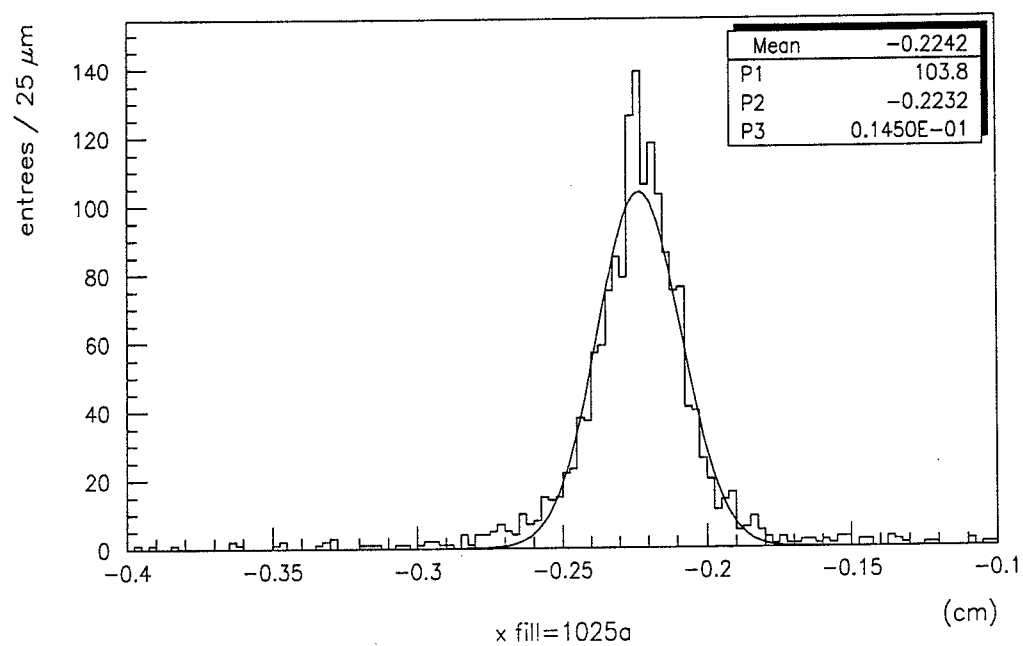


Figure C.9: x ajusté par une gaussienne en 2 parties, *fill* 1025

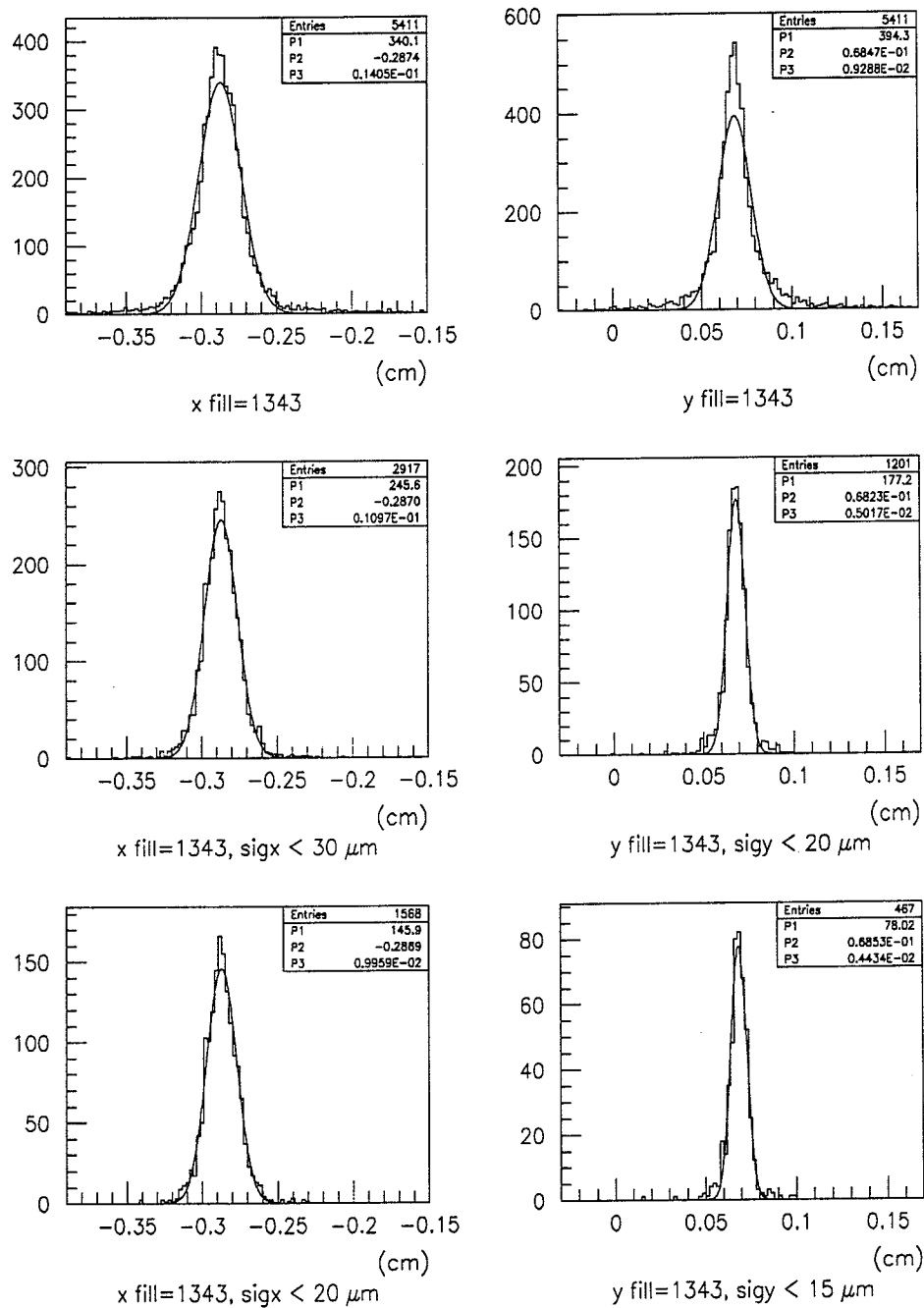


Figure C.10: Profils de x et y , après coupures sur les erreurs calculées

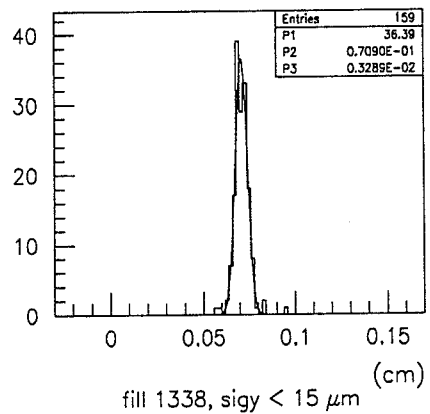
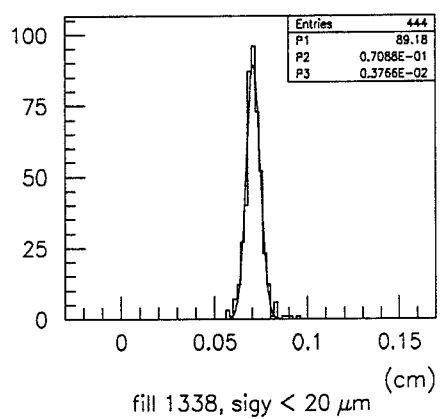
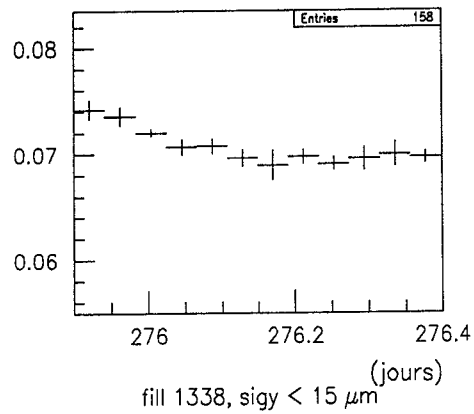
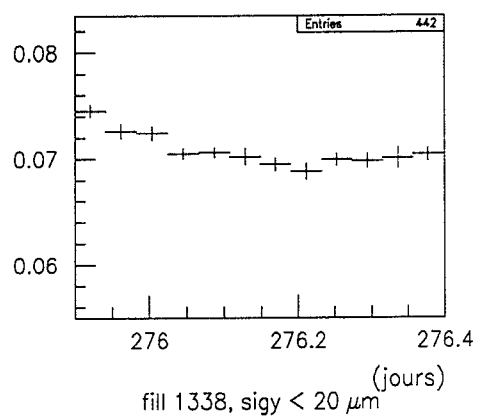
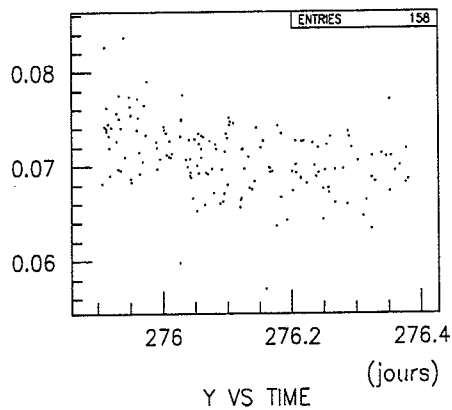
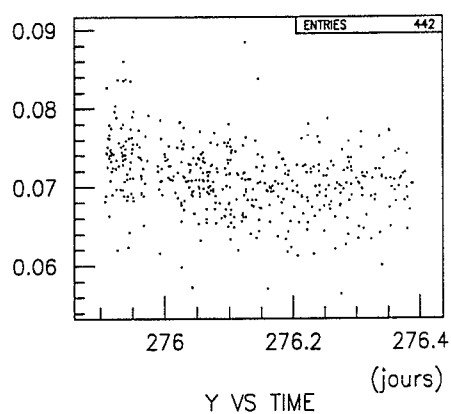


Figure C.11: Dérive possible de y , fill 1338

σ_x	$\simeq 100 \mu m$
σ_y	$< 40 \mu m$
σ_z	$\simeq 1 cm$

Tableau C.1: Extention spatiale de la région d'interaction du faisceau pour l'année 1992

Bibliographie

- [1] P. Billoir et S. Qian, NIM A311 (1992) 139
- [2] P. Billoir et L. Brillault, DELPHI 993-10 PHYS 261

Table des matières

Introduction	1
1 Le modèle standard et les oscillations de mésons B	5
1.1 Le modèle standard	5
1.1.1 Généralités	5
1.1.2 Le mélange des quarks lourds	7
1.1.3 La matrice de mélange et l'expérience	9
1.2 Les hadrons beaux à LEP : de la production à la désintégration	10
1.2.1 La production de paires $q\bar{q}$ à LEP	10
1.2.2 L'hadronisation	11
1.2.3 La désintégration des mésons beaux	14
1.2.4 La signature d'un méson B par les leptons ou les $K^\pm$	18
1.3 Les oscillations des mésons beaux neutres	22
1.3.1 Le système $B^0 - \bar{B}^0$	22
1.3.2 L'évolution temporelle du système	25
1.4 La mesure de Δm : mesure intégrée ou mesure développée en temps	28
1.4.1 Les mesures intégrées	28
1.4.2 Les mesures développées en temps	35
2 DELPHI, une expérience LEP	41
2.1 Le LEP	41
2.1.1 Les motivations	41
2.1.2 Description du collisionneur	42
2.1.3 Les avancées réalisées grâce au LEP	44
2.2 DELPHI	44
2.2.1 Le champ magnétique	47
2.2.2 La détection des particules chargées	47
2.2.3 La calorimétrie	55
2.2.4 L'identification des particules	56
2.2.5 Les luminomètres : SAT et VSAT	58
2.2.6 Les compteurs de temps de vol : TOF et HOF	59
2.2.7 Le déclenchement	59
2.2.8 Le système d'acquisition	61
2.2.9 Les derniers développements	63

3	Le RICH	69
3.1	Principe	69
3.2	Le détecteur RICH de DELPHI	72
3.2.1	L'émission des photons : les radiateurs	72
3.2.2	La conversion des photons et la dérive des photo-électrons	76
3.2.3	La détection : les chambres proportionnelles multifils	76
3.2.4	Le système de calibration	79
3.3	Le système d'acquisition	80
3.3.1	Principe général	80
3.3.2	La chaîne d'acquisition	81
3.3.3	Le traitement des données	85
3.4	Le test par impulsions des chambres	88
3.4.1	Principe	88
3.4.2	L'adaptation des seuils des discriminateurs	89
3.4.3	La fréquence du test par impulsions	89
3.4.4	La sélection des chambres	91
3.4.5	L'état du DAS pour le test par impulsions	92
3.4.6	Les procédures utilisées	93
3.4.7	La lecture des résultats	94
3.5	La physique avec le RICH	95
3.5.1	La reconstruction de l'angle Čerenkov	95
3.5.2	L'identification des particules	96
3.5.3	Les performances	98
4	La mesure de x_d utilisant les leptons, les kaons, et la charge de jet	103
4.1	La sélection des événements	104
4.2	Les indicateurs de signes	106
4.2.1	Les leptons : $b \rightarrow l$	106
4.2.2	Les kaons : $b \rightarrow c \rightarrow s$	108
4.2.3	La charge du jet	114
4.2.4	Les indicateurs effectivement utilisés	116
4.3	L'estimation de la distance de vol	117
4.3.1	Le vertex primaire	117
4.3.2	La reconstruction du pseudo-vertex secondaire	117
4.3.3	L'estimateur	118
4.4	La distribution des corrélations de signes en fonction de λ	120
4.5	La paramétrisation	120
4.5.1	Principe	120
4.5.2	L'hémisphère d'étiquetage	123
4.5.3	L'hémisphère de désintégration	125
4.5.4	L'ajustement	131
4.5.5	Les courbes théoriques	131

5 Les résultats	135
5.1 Les résultats de l'ajustement	135
5.2 Les erreurs systématiques	141
5.2.1 Les erreurs dues au modèle	141
5.2.2 Les effets provenant du détecteur	142
5.2.3 Les effets provenant de la procédure d'ajustement	143
5.3 Le résultat: Δm_d	144
Conclusion	149
A Les référentiels de l'expérience	151
A.1 Le référentiel de DELPHI	151
A.2 Le référentiel du RICH	152
B L'identification des kaons et des protons avec l'algorithme RICHSIGN	153
B.1 Principe, définitions	153
B.2 Le fonctionnement de l'algorithme	154
C Etude de la position et du profil du faisceau pour la prise de données de 1992	159
C.1 Principe	159
C.2 Sélection des événements	160
C.3 La procédure utilisée	160
C.4 Les largeurs obtenues	160
C.4.1 Largeur intrinsèque en x	160
C.4.2 Largeur intrinsèque en y	161
C.4.3 Largeur intrinsèque en z	161
C.5 Conclusion	161

Liste des figures

1.1	Fonction de fragmentation de Peterson	13
1.2	Diagrammes de désintégrations des mésons B	15
1.3	Désintégration semi-leptonique du B	19
1.4	Sources de quarks s et $\bar{s}$ dans les désintégrations de mésons B	21
1.5	Utilisation du $K^\pm$ primaire pour étiqueter un B_s^0	22
1.6	Diagrammes d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$	23
1.7	Evolution temporelle de la probabilité $B^0(t)$	26
1.8	Oscillation $B^0 \bar{B}^0$: diagramme de Feynman	29
1.9	Probabilité de mélange $\bar{\chi}$, obtenue par mesures intégrées	33
1.10	Contraintes sur χ_s , obtenues par les mesures de $\bar{\chi}$ et χ_d	34
1.11	Saturation de χ avec x	35
2.1	Les accélérateurs au CERN: des LINACS au LEP	43
2.2	Le détecteur DELPHI: vue générale	45
2.3	DELPHI: 2 vues en coupe	46
2.4	Le VD: vue en perspective et vue en coupe	48
2.5	L'ID: vue d'un cadran	49
2.6	La TPC: vue générale	50
2.7	Les chambres de lecture de la TPC	52
2.8	L'OD: vue d'un détail	53
2.9	Les chambres à muons: vue en coupe	54
2.10	Le dE/dX dans la TPC	57
2.11	Trigger: principe d'une prise de décision de niveau 1 ou 2	62
3.1	Vue en coupe longitudinale d'un module du baril RICH	72
3.2	Les radiateurs: transparence aux photons des milieux	74
3.3	Angle Čerenkov en fonction de l'impulsion	75
3.4	Schéma en perspective d'une MWPC	77
3.5	Fils d'anodes et bandes cathodiques des MWPC	78
3.6	MWPC: les fils de la grille	79
3.7	Traitement des données: la phase synchrone	86
3.8	Transfert des données dans la chaîne d'acquisition	87
3.9	Seuils des discriminateurs pour le pulsing	90
3.10	Test par impulsions des chambres: décalage temporel des réponses fils - bandes	91

3.11	Résolution sur θ_c avec le nombre de p.e.	97
3.12	Les zones d'identifications de RICHSIGN	99
4.1	Principe de la méthode	105
4.2	Distributions de p et p_t des leptons de désintégrations semi-leptoniques du B 107	
4.3	Paramètre d'impact normalisé des kaons	110
4.4	Impulsion des kaons	111
4.5	Effet des 2 coupures combinées sur la sélection des $K^\pm$	112
4.6	Répartition en catégories des kaons après coupures	113
4.7	Distributions normalisées de la charge de jet	115
4.8	La sélection des traces pour le pseudo-vertex secondaire	118
4.9	Distance de vol estimée en fonction de la distance simulée	119
4.10	Distributions de la distance de vol estimée pour des événements réels et simulés	119
4.11	Événements à signes identiques et opposés en fonction du vol	121
4.12	Corrélations de signes en fonction du vol	122
4.13	Probabilités d'étiquetages en fonction de ω pour le B_d^0	124
4.14	Distributions du vol estimé pour les u, d, s, c	126
4.15	Distributions du vol estimé pour les b	127
4.16	Probabilités d'oscillations d'un B_d^0 en fonction du vol pour 6 valeurs de ω	129
4.17	Contributions des différentes catégories au rapport des corrélations de signes, et abondances relatives des saveurs, en fonction du vol	132
5.1	Corrélations de signes en fonction du vol, data 92 et 93	137
5.2	Corrélations de signes en fonction du vol, l'effet de l'étalement	138
5.3	Corrélations de signes en fonction du vol pour chacun des couples d'indica- teurs de signes	139
5.4	Résultats des ajustements pour chacun des couples d'indicateurs de signes	140
5.5	Résultats des ajustements pour différentes valeurs de λ_{min}	143
5.6	Comparaison des résultats des mesures de Δm_d	146
A.1	Le référentiel de DELPHI	151
A.2	Le référentiel du RICH	152
C.1	Positions de la zone d'interaction en fonction du temps avant la pause de septembre	162
C.2	Positions de la zone d'interaction en fonction du temps après la pause de septembre	163
C.3	Distributions de x, y, z avant la pause de septembre	164
C.4	Distributions de x, y, z après la pause de septembre	165
C.5	Ajustements des positions x, y, z	166
C.6	Positions x, y, z en fonction du temps avec une rupture en x	167
C.7	Ajustement de la position en x	168
C.8	Positions x, y, z en fonction du temps avec une double rupture en x	169

C.9 Ajustement de la position x en 2 parties	170
C.10 Profils de x et y , après coupures sur les erreurs calculées	171
C.11 Dérive possible de la position en y	172

