Etude de la violation de CP dans le canal B0 -> J/Psi K0s et développement d'un compteur Tcherenkov à aerogel

Rémi Lafaye

▶ **To cite this version:**

Rémi Lafaye. Etude de la violation de CP dans le canal B0 -> J/Psi K0s et développement d'un compteur Tcherenkov à aerogel. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 1998. Français. NNT : . tel-00003058

HAL Id: tel-00003058

https://theses.hal.science/tel-00003058

Submitted on 27 Jun 2003

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

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

US
N° d'ordre :

LAPP-T

UNIVERSITÉ DE SAVOIE

THÈSE

présentée pour obtenir
Le GRADE de Docteur en Sciences
DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE
Spécialité : Physique des Particules

par
Rémi LAFAYE

SUJET :

Étude de la Violation de CP dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ et Développement d'un Compteur Tcherenkov à Aérogel

A soutenir devant la Commission d'examen le 11 Mai 1998

MM.	Robert ZITOUN	**président**
	Yannis KARYOTAKIS	**directeur de thèse**
	François le DIBERDER	**rapporteur**
	Jacques LEFRANCOIS	**rapporteur**
	Olivier PÈNE	

Lorsqu'on va au fond des choses, on y reste.

Pierre Dac

Abstract :

CP violation and the mass generation problem, will be the two fundamental points for Particle Physics at the dawn of the third millennium. The BABAR experiment, which is installed at PEP-II SLAC B-factory, aims to study CP violation in the B meson system. It will be then possible to test the standard model explanation of CP violation and may be to highlight new sources.

In order to study CP violation with the BABAR experiment it is mandatory to identify most of the produced particles. The first part of this thesis presents the study we carried out on a project of Cherenkov aerogel threshold counters for pions kaons separation in the momentum region between 0.5 and 4.3 GeV/c. This study includes : preliminary researches on materials (reflecting wrappings, wavelength shifters and aerogel), cells and light guides geometry and prototypes simulation. Test beams results have shown the feasibility of such a detector.

The second part of this thesis deals with the CP parameter measurement that could be achieved at the BABAR experiment for the $B^0 \to J/\psi K^0_S$ channel, where the J/ψ disintegrates in lepton mode. Are studied : the reconstruction efficiency, background level, tagging efficiency as well as the resolutions on the Bs vertexes positions. The measurement of the expected asymmetry is made with a probabilistic method or a fit and the resolution on the parameter $\sin 2\beta$ that could be achieved is estimated. It is then shown that an uncertainty of 0.085 on $\sin 2\beta$ could be reached in 1 year of data taking at the BABAR experiment, corresponding to an integrated luminosity of 30 fbarn^{-1}.

Résumé :

La violation de CP et le problème de la génération des masses, seront les deux questions fondamentales posées à la recherche en Physique des Particules à l'aube du troisième millénaire. L'expérience BABAR, installée auprès de l'usine à B, PEP-II du SLAC, se propose d'étudier la violation de CP dans le système des mésons beaux. Elle permettra de tester la cohérence du Modèle Standard avec la violation de CP mesurée ou de mettre en évidence de nouvelles sources de violation de CP.

Pour l'étude des canaux de violation de CP avec BABAR il est fondamental d'identifier les particules produites au cours des désintégrations. La première partie de mon travail de thèse porte sur l'étude que nous avons effectuée sur un projet de compteur Cherenkov à seuil en aérogel dans le but d'identifier les particules chargées et en particulier de séparer les pions des kaons entre 0.5 et 4.3 GeV/c. Cette étude inclut : les recherches préliminaires sur les matériaux employés (réflecteurs, décaleurs de longueur d'onde et aérogels), la géométrie des cellules et des guides de lumière et la simulation des prototypes. Des tests en faisceau ont démontré la faisabilité de ce détecteur.

La deuxième partie de mon travail de thèse porte sur l'étude du potentiel d'extraction des paramètres de violation de CP de l'expérience BABAR pour le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ où le J/ψ se désintègre en mode leptonique. Sont étudiés : l'efficacité de reconstruction, le niveau du bruit de fond, les performances d'étiquetage du B ainsi que les résolutions sur la position des vertex de désintégration des B. A partir de cela, l'étude de l'asymétrie, par une méthode probabiliste ou d'ajustement, nous permet d'estimer la résolution sur le paramètre $\sin 2\beta$ du triangle d'unitarité. Une incertitude de 0.085 sur $\sin 2\beta$ pourra être atteinte par l'expérience BABAR en 1 an de prise de données, correspondant à une luminosité intégrée de 30 fbarn^{-1}.

Table des matières

Introduction **9**

I Aspects Théoriques 11

1 Le Modèle Standard **13**
1.1 La matière et les interactions 13
1.2 Les symétries 14
1.2.1 Le théorème de NOETHER 14
1.2.2 Les symétries discrètes 14
1.2.3 Les symétries de jauge et la brisure de symétrie 15
1.3 L'interaction électro-faible 17
1.4 Les paramètres du Modèle Standard 18

2 La Matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa **21**
2.1 Expression de la matrice de CKM 21
2.2 La paramétrisation de Wolfenstein 22
2.3 Les triangles d'unitarité 23
2.4 Détermination des paramètres de la matrice de CKM 25
2.4.1 Détermination des coefficients $|V_{ij}|$ 25
2.4.2 Le triangle d'unitarité 27
2.4.3 Contraintes actuelles sur le triangle d'unitarité 29
2.4.4 Mesure directe des angles du triangle d'unitarité 30

3 Violation de CP et Mésons B **35**
3.1 Les mésons de saveur 35
3.2 Formalisme des mésons B 38
3.2.1 Évolution temporelle des mésons B 38
3.2.2 Amplitudes de désintégration des mésons B 40
3.3 Violation de CP dans le système des mésons B 41
3.3.1 Violation de CP directe 41
3.3.2 Violation de CP indirecte dans le mélange 43

3.3.3 Violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration . . . 43
3.4 Production des mésons B dans un état cohérent . . . 44
3.5 Mesure de la violation de CP dans le système des mésons B . . . 45
3.6 Conclusion . . . 47

II Dispositif Expérimental 49

4 L'Expérience BABAR 51
4.1 Le collisioneur PEP-II . . . 51
4.1.1 Contexte physique . . . 51
4.1.2 Paramètres du collisioneur . . . 52
4.2 Le détecteur BABAR . . . 55
4.2.1 Contexte physique . . . 55
4.2.2 Vue générale du détecteur . . . 56
4.2.3 Le détecteur de vertex en silicium (SVT) . . . 58
4.2.4 La chambre à dérive (DCH) . . . 60
4.2.5 Le système d'identification des particules (DIRC) . . . 62
4.2.6 Le calorimètre électromagnétique (EMC) . . . 66
4.2.7 Le retour de flux instrumenté (IFR) . . . 69
4.3 Conclusion . . . 71

5 Étude du Compteur Tcherenkov à Aérogel (ATC) 73
5.1 Rôle du détecteur dans l'expérience . . . 73
5.2 Contribution de l'ATC aux performances à l'identification des particules 76
5.2.1 Étude de canaux de désintégration . . . 76
5.2.2 Identification de la saveur des B . . . 76
5.3 Conception du détecteur . . . 77
5.3.1 Géométries . . . 78
5.3.2 Photo-détecteurs . . . 79
5.4 Tests préliminaires . . . 80
5.4.1 Propriétés optiques de l'aérogel . . . 81
5.4.2 Étude des revêtements . . . 81
5.5 Calibration des photo-détecteurs . . . 82
5.5.1 Calibration des *HPD* . . . 82
5.5.2 Calibration des *finemesh* . . . 83
5.6 Simulation Monte-Carlo . . . 85
5.6.1 Simulation des processus physiques . . . 85
5.6.2 Influence des processus physiques . . . 89
5.7 Tests en faisceau des prototypes . . . 93
5.7.1 Réalisation des prototypes . . . 93

5.7.2 Particules au dessus du seuil Tcherenkov 95
5.7.3 Particules en dessous du seuil Tcherenkov et bruit de fond . . 97
5.7.4 Comparaison données Monte-Carlo 100
5.7.5 Séparation des particules 100
5.8 Conclusion 101

III Etude du canal $B^\circ \to J/\psi K_s^0$ 105

6 Les Outils d'Analyse 107
6.1 Les générateurs d'événements 107
6.2 Simulations du détecteur 108
6.3 Reconstruction des traces chargées 110
6.4 Reconstruction des vertex 111
6.5 Étiquetage de la saveur des mésons B 113
6.5.1 Étiquetage avec un kaon chargé 114
6.5.2 Étiquetage avec un lepton chargé 115
6.5.3 Le programme d'étiquetage 117

7 Analyse du Canal $B^0 \to J/\psi K_s^0$ 121
7.1 Présentation du canal $B^0 \to J/\psi K_s^0$ 121
7.1.1 Amplitudes de désintégration 121
7.1.2 Amplitudes d'oscillation 123
7.1.3 Asymétrie théorique 123
7.1.4 Taux de branchement 124
7.1.5 Bruits de fond 124
7.1.6 Étapes de l'analyse 125
7.2 Reconstruction de la partie CP 125
7.2.1 Reconstruction du J/ψ 126
7.2.2 Reconstruction du K_s^0 132
7.2.3 Reconstruction du B^0 137
7.3 Le B^0 d'étiquetage 140
7.3.1 Étiquetage de l'événement 140
7.3.2 Reconstruction du vertex de désintégration du B d'étiquetage 141
7.3.3 Résolution sur Δz 142
7.4 Réjection des bruits de fond 143
7.4.1 Utilisation de l'identification des particules (PID) 143
7.4.2 Caractéristiques des événements $q\overline{q}$ 144
7.5 Conclusion 145

8 Extraction du Paramètre $\sin 2\beta$ **149**
8.1 Asymétrie mesurée 149
8.2 Dilution de l'asymétrie 149
8.3 Ajustement de l'asymétrie 152
8.3.1 Extraction de $\sin 2\beta$ 152
8.3.2 Incertitude statistique 153
8.4 Méthode probabiliste 154
8.4.1 La variable Kin 154
8.4.2 Incertitude statistique 157
8.5 Incertitudes systématiques 158
8.5.1 Systématiques dans l'asymétrie 158
8.5.2 Autres sources d'erreurs systématiques 159
8.6 Incertitude sur la mesure de $\sin 2\beta$ 160
8.6.1 Mesure de $\sin 2\beta$ avec BABAR 160
8.6.2 Évolution future de la mesure de $\sin 2\beta$ 162

Conclusion **165**

Bibliographie **167**

Introduction

La violation de CP est un problème essentiel en Physique Fondamentale. En Cosmologie, c'est une explication possible de l'asymétrie matière anti-matière observée dans l'univers [1]. En Physique des Particules, elle intervient dans le secteur des masses, sur lequel portent la plupart des recherches actuelles. Pour la Physique des Particules, une mesure précise de la violation de CP permettrait de confirmer sa description dans le Modèle Standard ou de faire apparaître une nouvelle physique.

La violation de CP fut pour la première fois mise en évidence par J.H. CHRISTENSON *et al.* [2], en 1964 à Brookhaven, dans le système des kaons. Une explication possible de ce phénomène a été donnée par L. WOLFENSTEIN [3] en 1964, en introduisant une nouvelle interaction, appelée interaction super-faible. Le nombre de générations de quarks connues étaient alors de deux. En 1973, KOBAYASHI et MASKAWA démontraient qu'en introduisant une nouvelle génération de quarks, la violation de CP pouvait être due à l'interaction faible, à cause du mélange des quarks. Cette hypothèse d'une nouvelle génération, fut confirmée avec la découverte du quark b en 1977.

Depuis plusieurs expériences ont reproduit les observations de J.H. CHRISTENSON *et al.* et plus récemment les expériences NA31, E731 et CPLEAR ont mesuré précisément le paramètre ϵ_K, taux de la violation de CP dans le système des kaons. Pourtant ces mesures ne suffisent pas pour infirmer le modèle super-faible ni pour exclure une contribution à la violation de CP autre que celle provenant du mélange des quarks.

Une nouvelle série d'expérience sur les kaons, KLOE, NA48 et KTeV, se proposent de mesurer précisément le paramètre de violation de CP directe ϵ'_K, ce qui pourrait permettre d'éliminer le modèle super-faible. Mais même si ces mesures sont très précises, les incertitudes théoriques nous empêcheront d'en déduire des contraintes sur le Modèle Standard.

Ce n'est que l'étude de la violation de CP dans le système des mésons beaux qui permettra de sur-contraindre le modèle ou de mettre en évidence d'autres sources. Dans ce but plusieurs expériences sont en phase finale de construction et les premières données sont attendues en 1999 et 2000. Parmi ces expériences, BABAR et BELLE, auprès d'usines asymétriques à mésons beaux, semblent les plus prometteuses.

Dans cette thèse, nous nous proposons d'étudier la violation de CP dans le système des mésons beaux avec l'expérience BABAR. Ce mémoire est composé de trois parties. La première partie présente les aspects théoriques, la seconde décrit le dispositif expérimental ainsi que les travaux que nous avons effectué sur un compteur Tcherenkov à aérogel et la troisième partie est consacrée à l'analyse détaillée d'un canal de violation de CP particulier, le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$.

La première partie de cette thèse présente la violation de CP, dans un cadre théorique et phénoménologique. Le premier chapitre est une introduction au Modèle Standard et présente plus précisément l'interaction électro-faible, la génération des masses et le mélange des quarks décrit par la matrice de CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA, V_{CKM}. Dans le second chapitre nous décrivons plus en détail cette matrice de mélange des quarks V_{CKM}, ainsi que les cas où elle peut induire une violation de CP. Après avoir introduit le triangle d'unitarité comme représentation graphique de la violation de CP due au mélange des quarks, nous calculons les contraintes que l'on peut obtenir sur ce triangle, à partir des connaissances théoriques et expérimentales actuelles. Dans le chapitre trois, la violation de CP est étudiée dans le cadre des mésons beaux et les perspectives d'études dans ce système sont détaillées.

Dans la deuxième partie de cette thèse, est présenté l'appareillage de l'expérience BABAR, actuellement en cours de construction au SLAC. Le chapitre quatre décrit le collisioneur PEP-II, qui produira les mésons beaux à l'aide d'un faisceau e^+e^- asymétrique, au pic de production de la résonance $\Upsilon(4S)$. Nous décrivons ensuite les particularités et les performances des différents sous détecteurs. Le chapitre cinq est consacré à l'étude que nous avons réalisé sur un Compteur Tcherenkov à Aérogel pour compléter le système d'identification des particules de BABAR. Nous y présentons les différents travaux de recherche et de développement effectués et les performances que nous avons obtenues avec ce détecteur.

La troisième partie de cette thèse présente l'analyse du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ que nous avons réalisée à partir d'événements simulés. Dans le chapitre six sont présentés les outils que nous utilisons dans cette analyse, en insistant sur leurs avantages et leurs limitations. Dans le chapitre sept nous développons la reconstruction et la sélection des événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$. Nous détaillons aussi les bruits de fonds et leurs contributions. Dans le dernier chapitre nous présentons l'étude de l'asymétrie de la distribution de la position de désintégration des mésons B et l'extraction du paramètre de violation de CP, $\sin 2\beta$, dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ à partir de cette asymétrie. Nous concluons alors plus généralement, sur l'évolution de la précision sur la mesure de $\sin 2\beta$ dans les années à venir.

Partie I

Aspects Théoriques

Chapitre 1

Le Modèle Standard

1.1 La matière et les interactions

Le Modèle Standard, introduit en 1961 par GLASHOW, SALAM et WEINBERG [4–6], permet de décrire de manière satisfaisante les interactions électromagnétique et faible aux énergies actuelles (inférieures à 1 TeV).

Dans ce modèle, l'univers est composé de particules de matière, les fermions, qui interagissent entre eux par l'intermédiaire des interactions fondamentales, l'électromagnétisme et les interactions nucléaires faible et forte. La gravitation est très faible comparée aux autres interactions, elle est donc découplée aux échelles de masse considérées et n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard.

Les fermions, constituants élémentaires de la matière, se rangent en trois générations de leptons et de quarks :

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

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

Les leptons sont de charge électrique -1 pour l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-) et de charge nulle pour leurs neutrinos associés. Les quarks sont de charge électrique $+\frac{2}{3}$ pour les quarks *up* (u), *charme* (c) et *top* (t) et $-\frac{1}{3}$ pour les quarks *down* (d), *étrange* (s) et *beau* (b).

A chaque fermion correspond une anti-particule identique mais de charges (charge électrique, isospin, charge forte ou couleur, par exemple) opposées.

Aux trois interactions fondamentales du Modèle Standard, sont associés les quanta médiateurs de l'interaction, appelés bosons :

- Le photon γ, pour l'électromagnétisme.
- Les bosons vecteurs W^+ W^- et Z^0, pour l'interaction faible.
- Les huit gluons, pour l'interaction forte.

L'interaction faible pose un problème fondamental, puisqu'elle ne s'applique qu'aux fermions dit d'hélicité gauche. On décompose alors les fermions en une partie gauche et une partie droite. Les fermions d'hélicité gauche appartiennent à des doublets d'isospin faible I=1/2. Les fermions d'hélicité droite appartiennent à des singulets d'isospin faible I=0. On parle alors de fermions chiraux. Le neutrino droit de masse nulle, de charge électrique et d'isospin faible nuls ne se couple pas aux autres particules. Il n'est pas observable et par conséquent n'existe pas dans ce modèle. Pour chacune des trois générations de fermions, on a alors un doublet de leptons et un doublet de quarks, pour les particules d'hélicité gauche et un singulet de leptons et deux singulets de quarks, pour les particules d'hélicité droite :

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \qquad e_R^- \qquad \mu_R^- \qquad \tau_R^-$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \qquad u_R, d_R \quad c_R, s_R \quad t_R, b_R$$

1.2 Les symétries

1.2.1 Le théorème de Noether

Les lois de la physique qui règlent l'évolution des particules, peuvent être mises en évidence à partir de leurs propriétés de symétrie. En effet le théorème de NOETHER [7] nous dit qu'à toute loi de conservation correspond une propriété de symétrie locale et vice versa. Ainsi à chaque grande loi de conservation en physique est associée une symétrie globale (c'est à dire indépendante de la position de la particule) :

- L'invariance par translation dans le temps $\Leftrightarrow$ la conservation de l'énergie.
- L'invariance par translation dans l'espace $\Leftrightarrow$ la conservation de la quantité de mouvement.
- L'invariance par rotation dans l'espace $\Leftrightarrow$ la conservation du moment angulaire.

1.2.2 Les symétries discrètes

D'autres symétries sont associées à des lois décrivant la dynamique des interactions. Ce sont les transformation discrètes C, P et T :

- **C** est la transformation consistant à remplacer toutes les charges (électromagnétiques, faibles et fortes, par exemple) des particules par leurs opposées. Une particule décrite par une fonction d'onde Ψ, de quantité de mouvement $\vec{p}$, de moment angulaire intrinsèque (spin) $\vec{s}$, pour une position d'espace $\vec{r}$, est alors transformée par C de la façon suivante :

$$C\Psi(\vec{p},\vec{s}) = \eta_C \overline{\Psi}^T(\vec{p},\vec{s})$$

où η_C est un facteur de phase.

- **P** est la transformation de renversement de l'espace. Elle transforme les positions d'espace $\vec{r}$ et les quantités de mouvement $\vec{p} = m\frac{d\vec{r}}{dt}$ en leur opposées. Le moment angulaire $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ reste quant à lui inchangé. La fonction d'onde de la particule est alors changée en :

$$P\Psi(\vec{p},\vec{s}) = \eta_P \Psi(-\vec{p},\vec{s})$$

où η_P est la parité intrinsèque de la particule.

- **T** est la transformation de renversement du temps. Elle transforme les quantités de mouvement $\vec{p}$ en leur opposées. Les positions d'espace $\vec{r}$ restent inchangées. Le moment angulaire $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ est alors changé en son opposé. De plus le temps étant renversé, la fonction d'onde doit être remplacée par son complexe conjugué :

$$T\Psi(\vec{p},\vec{s}) = \eta_T^s \overline{\Psi}^T(-\vec{p},-\vec{s})^*$$

où η_T^s est un facteur de phase dépendant du spin.

On dit qu'une interaction conserve C, P, T ou un produit de ces transformations si elle agit de manière identique sur un système quelconque de particules et son symétrique par rapport à la transformation considérée.

Les symétries discrètes C,P et T et leurs produits sont conservées par l'interaction forte et l'interaction électromagnétique. L'interaction faible viole les symétries C et P. Jusqu'à la découverte de la violation de CP dans le système des mésons étranges en 1964 [2], on pensait que les symétries CP et T étaient respectées par toutes les interactions. Depuis, il est communément admis que l'interaction faible viole les symétries CP et T. Le produit CPT est par contre conservé par toutes les interactions et ceci dans toutes les théories de jauge abéliennes, selon le théorème de Bell, Luders et Pauli [8–10].

1.2.3 Les symétries de jauge et la brisure de symétrie

Les symétries jouent aussi un rôle très important en physique des particules. Les fermions sont décrits par des champs quantiques spineurs $\Psi(\underline{x})$, où $\underline{x}$ est la position

d'espace-temps de la particule. Pour une particule libre, non massive, de spin 1/2, la densité de Lagrangien $\mathcal{L}$ s'écrit :

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}\partial\!\!\!/\Psi$$

Cette densité de Lagrangien est invariante par changement de jauge global $U(1)$: $\Psi(\underline{x}) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(\underline{x})$ où α est une phase quelconque. Dans le cas d'un changement de jauge local $\Psi(\underline{x}) \rightarrow e^{i\alpha(\underline{x})}\Psi(\underline{x})$, où la phase dépend de la position de la particule, le Lagrangien n'est plus invariant. L'invariance du Lagrangien peut être rétablie en introduisant un champ A_μ pour compenser les changements de jauge :

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}(\partial\!\!\!/ - ieA\!\!\!/_\mu)\Psi = \overline{\Psi}D\!\!\!/\Psi$$

Cette nouvelle densité de Lagrangien est invariante sous une transformation de jauge locale $U(1)$. Le champ A_μ introduit est le champ vectoriel associé au boson de jauge de l'interaction électromagnétique, le photon. La physique est indépendante du choix de la jauge (du choix de $\alpha(\underline{x})$ dans le cas de la symétrie $U(1)$ locale). On parle alors de symétrie de jauge. Ainsi, dans le Modèle Standard, à chaque interaction est associée un groupe de symétrie. Les générateurs du groupe de symétrie concerné correspondent aux bosons d'interaction, appelés aussi bosons de jauge :

Interaction	Groupe de symétrie	Charge associée	nombre de générateurs	bosons de jauge
électromagnétique	$U(1)_Y$	hypercharge	1	B
et faible	$SU(2)_L$	isospin faible	3	$\vec{W} = (W^1, W^2, W^3)$
forte	$SU(3)_C$	couleur	8	8 gluons

L'hypercharge Y est définie par $Y/2 = I_z + Q$, où I_z est la troisième composante de l'isospin faible et Q est la charge électrique de la particule.

Dans le modèle de GLASHOW, SALAM et WEINBERG [4–6] les interactions électromagnétique et faible sont unifiées en une seule symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et les champs $\vec{W}$ et B, appelés champs de YANG-MILLS [11] sont de masse nulle. Or expérimentalement les bosons médiateurs de l'interaction faible sont massifs. Pour donner une masse aux bosons, cette symétrie est brisée selon le mécanisme de HIGGS [12], en une symétrie $U(1)_{QED}$ dont le boson de jauge est le photon, décrit par le champ A_μ. Ce mécanisme génère une nouvelle particule, le boson de HIGGS qui se couple aux bosons de l'interaction faible leur apportant ainsi une masse. Les champs W étant massif, la symétrie $SU(2)_L$ est brisée.

Après brisure de la symétrie on définit, le photon (champ A) de masse nulle et le boson massif Z^0 à partir de B et W^3 par :

$$A_\mu = -\sin\theta_W W^3_\mu + \cos\theta_W B_\mu$$

et

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

où $\cos\theta_W$ est l'angle de Weinberg défini à partir des constantes de couplages g et g' des groupes de jauges $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$:

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \quad et \quad \tan\theta_W = \frac{g'}{g}$$

Les champs $W^\pm$ quant à eux sont définis à partir de W^1 et W^3 par :

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

Le théorème de NOETHER appliqué aux symétries de jauge implique la conservation locale des charges correspondantes : charge électrique et couleur. La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ étant brisée, l'isospin faible et l'hypercharge ne sont plus les charges pertinentes.

1.3 L'interaction électro-faible

Dans le Modèle Standard, la densité de Lagrangien initiale des interactions électrofaibles est composée d'un premier terme $\mathcal{L}_{fermion}$ décrivant les fermions libres sans masse et leur interaction avec les bosons de jauge (B et $\vec{W}$) et d'un terme cinétique des bosons libres sans masse $\mathcal{L}_{boson}$:

$$\mathcal{L}_{fermion} = \overline{\Psi} \not{D} \Psi = \overline{\Psi}_L \gamma^\mu (\partial_\mu - ig\frac{\vec{\sigma}}{2}.\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_L + \overline{\Psi}_R \gamma^\mu (\partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_R \quad (1.1)$$

où Ψ est égal à l, u, d suivant que l'on a affaire à un lepton, un quark *up* ou un quark *down*.

$$\mathcal{L}_{boson} = \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}^a \vec{W}^{a\ \mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{B}_{\mu\nu}\vec{B}^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

Avec le mécanisme de HIGGS, on ajoute un terme $\mathcal{L}_{Higgs}$ décrivant le champ de HIGGS Φ et son interaction avec les bosons de jauge ainsi qu'un terme de YUKAWA [13], $\mathcal{L}_{Yukawa}$, donnant leur masse aux fermions :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left(\left(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\sigma}}{2}.\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Phi\right)^\dagger \left(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\sigma}}{2}.\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Phi - V(\Phi) \quad (1.3)$$

Le champ de HIGGS $\Phi(x)$ est développé autour de sa valeur moyenne dans le vide v :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Le terme de YUKAWA s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\frac{G_l^{jk} v}{\sqrt{2}} \overline{l}^j l^k (1 + \frac{h}{v}) - \frac{G_u^{jk} v}{\sqrt{2}} \overline{u}^j u^k (1 + \frac{h}{v}) - \frac{G_d^{jk} v}{\sqrt{2}} \overline{d}^j d^k (1 + \frac{h}{v}) \qquad (1.4)$$

où l, u, d sont les champs spineurs et G_l, G_u, G_d sont les matrices de masses, correspondant respectivement aux leptons et aux quarks *up* et *down*. La matrice de masse des leptons, G_l, est diagonalisable, les neutrinos étant de masse nulle. Les matrices de masse des quarks *up* et *down*, G_u et G_d, ne sont pas diagonalisables simultanéments, ce qui signifie que pour un des types de quarks, les états propres de l'interaction faible ne sont pas états propres de masses. Par convention on choisira une base telle que les quarks *up* soient à la fois états propres de masse et états propres de l'interaction faible. Dans cette base les quarks u, c et t ne se mélangent pas entre eux. Pour passer des quarks *down* états propres de l'interaction faible, aux quarks *down* états propres de masses, la transformation à appliquer est représentée par la matrice de CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA (CKM) [14,15] :

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

avec dsb, les états propres de masse et $d's'b'$ les états propres de l'interaction faible.

Le terme d'interaction $\mathcal{L}_{fermion}$, fermions gauches, bosons chargés est alors changé en :

$$\mathcal{L}_{fermion/W^{\pm}} = -i\frac{g}{2}(\overline{d_L} V_{ud} \gamma^\mu W_\mu^+ u_L + \overline{u_L} V_{ud}^* \gamma^\mu W_\mu^- d_L + \overline{\nu_L} \gamma^\mu W_\mu^+ l_L + \overline{l_L} \gamma^\mu W_\mu^- \nu_L) \quad (1.5)$$

où les V_{ij} sont les éléments de la matrice de CKM et $u = u, c, t$, $d = d, s, b$, $l = e, \mu, \tau$ et $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$.

Ainsi l'amplitude de transition de u vers d lors d'une interaction faible par courant chargé est proportionnelle à V_{ud}. Ainsi à chaque vertex $W^+ \to u\overline{d}$ intervient un coefficient V_{ud}. Dans le cas d'un vertex $W^- \to \overline{u}d$ c'est le terme conjugué V_{ud}^* qui intervient. Notons que lorsqu'on applique la transformation CP à la densité de Lagrangien, les termes V_{ij} sont changés en V_{ij}^*.

1.4 Les paramètres du Modèle Standard

Le Modèle Standard, bien qu'il décrive les interactions fondamentales, est loin d'être satisfaisant. Entre autre, ce modèle n'explique pas la hiérarchie dans le secteur des masses et possède 19 paramètres libres, presque tous liés à ce secteur des masses.

Les trois premiers paramètres libres de cette théorie sont les constantes de couplage des groupes de jauge :

- g' la constante de couplage associé à $SU(2)_L$
- g la constante de couplage associé à $U(1)_Y$
- α_S la constante de couplage associé à $SU(3)_C$

La brisure de la symétrie $SU(2)\times U(1)$ selon le mécanisme de HIGGS, permet aussi par le couplage des fermions au champ de HIGGS, de donner une masse aux fermions chiraux. Cette génération des masses ajoute 15 paramètres libres au modèle :

- M_H et v la masse de la particule de HIGGS et sa valeur moyenne dans le vide.
- Les 9 constantes de couplage des fermions (à l'exception des neutrinos) au champ de HIGGS.
- Les 4 paramètres de la matrice de mélange des quarks (V_{CKM}), 3 modules et une phase.

Note : Le $19^{ème}$ paramètre libre du $\mathcal{MS}$ est θ, qui correspond à un terme topologique apportant une contribution d'interaction forte à la violation de CP. Expérimentalement ce terme est très petit : $\theta < 10^{-9}$, il n'a pas de raison d'être nul, mais peut-être supprimé en introduisant une symétrie $U(1)$ axiale supplémentaire et par voie de conséquence, un boson de GOLDSTONE pseudo-scalaire : l'axion [16].

La plupart des domaines de recherche actuels en Physique des Particules ont trait à ce secteur de HIGGS et donc à la génération des masses : recherche de la particule de HIGGS, oscillations de neutrinos et bien sûr mesure des paramètres de la matrice de CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA. C'est la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, source de la violation de CP dans le Modèle Standard, qui nous intéresse dans cette thèse.

Chapitre 2

La Matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

2.1 Expression de la matrice de CKM

La matrice de CKM [14,15] permet de décrire les interactions entre quarks de différentes générations. Une écriture générique de cette matrice est :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

Dans le Modèle Standard, la somme des probabilités de transition d'un quark donné vers les autres quarks est égale à 1, la matrice de CKM est donc unitaire.

La matrice de CKM est la représentation d'une rotation des états propres de masse vers les états propres d'interaction faible. Pour 3 générations de quarks, la rotation la plus générale possède 4 paramètres : 3 angles d'EULER et une phase [17]. Cette phase ne peut pas être éliminée en redéfinissant les phases des champs des quarks. Il s'agit donc d'une observable physique. La présence de cette phase irréductible, fait que pour certaines transitions de quarks on aura $V_{ij} \neq V_{ij}^*$ et par conséquent violation de la symétrie CP. Dans le Modèle Standard, la matrice CKM est la seule source de violation de CP (mis à part la violation de CP forte, caractérisée par le paramètre θ et qui est attendue comme très faible).

Pour deux générations de quarks, comme c'était le cas dans la théorie de CABIBBO [14], le problème ne se pose pas, puisqu'il n'y a pas dans ce cas de phase complexe irréductible. La violation de CP dans l'interaction faible n'est donc possible qu'avec une troisième génération [15].

Dans le cadre de la théorie de CABIBBO, la matrice de mélange des quarks se réduit à :

$$V_{Cabibbo} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

où θ_C est l'angle de mélange entre les quarks u et s. On définit le paramètre λ par $\lambda = \sin\theta_C$. Ce paramètre est issu de la mesure des transitions du type $s \to u$, on a $\lambda \approx 0.22$ [18].

2.2 La paramétrisation de Wolfenstein

La paramétrisation de WOLFENSTEIN [19], permet d'écrire la matrice de CKM en fonction de paramètres phénoménologiques. Le paramètre λ étant plus petit que 1, on l'utilise pour décomposer la matrice de CKM selon ses puissances. On pose :

$$V_{us} = \lambda$$

Les mesures récentes montrent que $V_{cb} \approx 0.04$ [18], ce qui permet de fixer V_{cb} à l'ordre λ^2 :

$$V_{cb} = A\lambda^2$$

A partir de ces 2 paramètres on peut écrire une approximation de la matrice de CKM à l'ordre λ^2 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & 0 \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ 0 & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^3) \tag{2.3}$$

A l'aide des conditions d'unitarité on en déduit une approximation de la matrice à l'ordre λ^3 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{2.4}$$

où l'on a introduit les deux nouveaux paramètres réels ρ et η. Ce paramètre η introduit une phase complexe dans la matrice CKM.

Jusqu'à l'ordre λ^3 l'écriture de la matrice CKM est unique, au-delà, les termes dépendent de la définition des paramètres A, λ, ρ et η, ceux-ci restant réels. Les précisions des mesures actuelles de la violation de CP ne sont pas sensibles aux ordres supérieurs à λ^3. Pour les expériences de la prochaine génération (BABAR et BELLE auprès des usines à B asymétriques, mais aussi CLEO-III, CDF, D0 et HERA-B) il sera aussi très difficile d'être sensible aux termes d'ordre λ^4. Par conséquent nous nous limiterons dans les chapitres suivants à l'expression à l'ordre λ^3 de la matrice CKM (équation 2.4).

De cette représentation paramétrique, on peut extraire les conséquences physiques du mélange des quarks :

1. Les termes diagonaux sont de l'ordre de 1. Les désintégrations avec saut de génération sont plus faibles d'un facteur λ pour les quarks *légers* et d'un facteur λ^2 pour les quarks *lourds*.

2. Les termes complexes dominant sont en λ^3. Le taux de branchement des désintégrations violant CP sera donc supprimé par un facteur ~ 100.

3. Les seuls termes complexes, à l'ordre λ^3, sont V_{ub} et V_{td}. Une violation de CP faisant intervenir des termes autres que V_{ub} et V_{td} sera donc au plus de l'ordre de λ^4.

On a vu précédemment qu'une partie imaginaire dans les V_{ij} pouvait entraîner un phénomène de violation de la symétrie CP. Plus exactement, la symétrie CP est violée si le déterminant de la matrice possède une partie imaginaire. Si le déterminant est réel, les parties imaginaires des V_{ij} se compensent et la symétrie CP est conservée. Ce déterminant est indépendant de la base des quarks choisie et du choix des phases des champs des quarks. A l'ordre λ^3 la partie imaginaire du déterminant de la matrice CKM s'écrit :

$$|\mathrm{Im}(\mathrm{det}V_{CKM})| = \eta A^2 \lambda^6$$

Cette grandeur est une estimation du taux de violation de CP dans notre théorie.

De plus pour que le Lagrangien soit invariant sous une transformation de jauge globale U(1), la matrice de CKM doit elle aussi être invariante. En demandant que V_{CKM} soit invariante sous une transformation de jauge globale $U(1)$, alors les quantités : $|V_{ij}|$ et $Im(V_{ki}V_{kj}^*V_{lj}V_{li}^*)$ avec $k \neq l$ et $i \neq j$ sont invariantes [20].

2.3 Les triangles d'unitarité

En appliquant la propriété d'unitarité, à la matrice CKM, dans sa forme la plus générale, on obtient 12 équations. Six de ces équations concernent les normalisations respectives des modules des éléments de la matrice. Les six autres comportent une information sur la phase et peuvent êtres représentées comme des triangles dans le plan complexe (ρ, η). Tous ces triangles ont la même aire, $A_\Delta = \eta A^2 \lambda^6$. Cette aire est égale à la partie imaginaire du déterminant de la matrice de CKM, elle est donc une mesure quantitative de la violation de la symétrie CP.

Trois des six triangles étant les symétriques des autres, nous nous restreindrons aux trois triangles définis par :

$$\begin{array}{ccccccc} V_{ud}V_{us}^* & + & V_{cd}V_{cs}^* & + & V_{td}V_{ts}^* & = & 0 \\ \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda^5) & & \end{array} \tag{2.5}$$

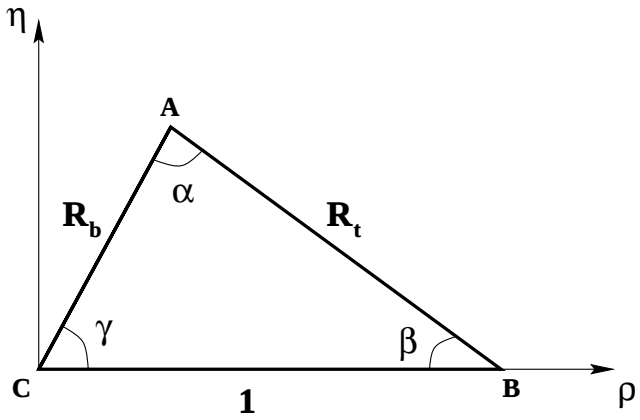

Figure 2.1: *Le triangle d'unitarité. Représentation dans le plan $\rho - \eta$ de l'unitarité de la matrice 3×3 de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.*

$$\begin{array}{ccccccc} V_{ud}V_{ub}^* & + & V_{cd}V_{cb}^* & + & V_{td}V_{tb}^* & = & 0 \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) & & \end{array} \tag{2.6}$$

$$\begin{array}{ccccccc} V_{us}V_{ub}^* & + & V_{cs}V_{cb}^* & + & V_{ts}V_{tb}^* & = & 0 \\ \mathcal{O}(\lambda^4) & & \mathcal{O}(\lambda^2) & & \mathcal{O}(\lambda^2) & & \end{array} \tag{2.7}$$

Parmi ces trois triangles, un seul, (2.6), possède trois cotés du même ordre de grandeur. Ce triangle concerne le système des mésons B_d^0. En effet les quarks d, b et u, c, t sont ceux mis en jeux, aux ordres dominants, lors de l'oscillation ou de la désintégration des mésons B_d^0. C'est ce triangle que se proposent d'étudier les expériences de physique des B de la prochaine génération. Les deux triangles restant, (2.5) et (2.7), sont pratiquements plats et concernent respectivement les systèmes des mésons K^0 et B_s^0.

A l'ordre λ^3 l'équation (2.6) s'écrit :

$$A\lambda^3(\rho + i\eta) - A\lambda^3 + A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) = 0 \tag{2.8}$$

En représentant chaque terme de cette équation par un vecteur dans le plan complexe on construit le triangle d'unitarité, (voir figure 2.1). Le coté BC du triangle est normalisé à 1. Les deux autres cotés et les angles du triangle sont définis par :

$$R_b = \left|\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right| = \frac{1}{\lambda}\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| \quad et \quad R_t = \left|\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right| = \frac{1}{\lambda}\left|\frac{V_{td}}{V_{cb}}\right|$$

$$\alpha = \pi - \beta - \gamma$$

$$\beta = arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad et \quad \gamma = arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)$$

En fonction des paramètres du triangle d'unitarité, la matrice de CKM s'écrit à l'ordre λ^3 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3 R_b e^{-i\gamma} \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 R_t e^{-i\beta} & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{2.9}$$

2.4 Détermination des paramètres de la matrice de CKM

Pour connaître le mécanisme de mélange des quarks et de la violation de CP dans l'interaction faible, il faut avoir mesuré le module et la phase de tous les éléments de la matrice de CKM.

En principe, les modules des éléments de la matrice de CKM peuvent tous être mesurés à partir de l'étude des désintégrations faibles des quarks concernés. En pratique, la statistique, d'autant plus faible que les quarks mis en jeux sont lourds, et les incertitudes théoriques sont des facteurs limitant. En effet les échanges de gluons entre quarks doivent être pris en compte à l'aide de facteurs de désintégration et de facteurs de sac. Les valeurs données ci dessous sont celles compilées par le PDG [18] et actualisées par Buras et Fleischer [21].

Les phases β et γ de la matrice de CKM à l'ordre λ^3 peuvent être mesurées indirectement en contraignant la position du sommet du triangle d'unitarité, à l'aide des mesures faites sur la violation de CP dans le système des kaons et de l'étude des désintégrations et des oscillations des mésons B. Dans un avenir proche, les expériences sur la physique des B permettront d'observer la violation de CP et de mesurer directement α, β et γ.

2.4.1 Détermination des coefficients $|V_{ij}|$

- $|V_{ud}|$ et $|V_{us}|$:
  $|V_{ud}|$ est extrait de l'observation des désintégration $\beta^{\pm}$ nucléaires super-permises [22], $d \to ue\nu_e$. Ces désintégrations sont super-permises, si elles se font d'un hadron de spin 0 en un autre hadron de spin 0 du même multiplet d'isospin. Ces désintégrations font intervenir un courant uniquement vectoriel, limitant les incertitudes théoriques. Toutefois la statistique importante fait que l'erreur est dominée par les incertitudes théoriques. En comparant les résultats des désintégrations $\beta^{\pm}$ nucléaires super-permises avec la désintégration des muons $\mu \to \nu_\mu e \nu_e$, on obtient :
  $$|V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0005$$
  $|V_{us}|$ est obtenu en combinant les résultats provenant des désintégrations des kaons, $K_L^0 \to \pi^- e^+ \nu_e$ et $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e$, et des désintégration $\beta^{\pm}$ des hypérons

[23]. L'erreur théorique est plus importante dans le cas des hypérons, où la transition fait intervenir un courant vectoriel et un courant axial. La combinaison de ces deux mesures donne :

$$|V_{us}| = \lambda = 0.2205 \pm 0.0018$$

- $|V_{cd}|$ et $|V_{cs}|$ sont extraits de l'étude de la physique des mésons charmés.

  $|V_{cd}|$ est mesuré dans les production de mésons charmés dans les diffusions neutrinos nucléons $\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + c$ et les désintégrations semi-leptoniques des mésons charmés [24,25].

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.016$$

  Pour mesurer $|V_{cs}|$ on utilise les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ et $D^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu_e$ comme pour $|V_{us}|$, ou bien les désintégrations $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ et les désintégrations semi-leptoniques des D [26,27]. Ces taux de branchements sont ensuite comparés aux taux de branchements théoriques. Les prévisions théoriques sont entachées des incertitudes sur les facteurs de formes. Le dernier résultat communiqués par les expériences LEP donne [28] :

$$|V_{cs}| = 1.03 \pm 0.04$$

- $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$: Ces paramètres mesurés par les expériences CLEO et LEP, sont actuellement connus avec une précision limitée, de l'ordre de 10%.

  $|V_{cb}|$ est obtenu à partir des désintégrations $b \rightarrow c$ inclusives [29] et exclusives [30] des mésons beaux. Les incertitudes théoriques sont très importantes. Pour les études exclusives $B \rightarrow D^* l \nu$ la théorie effective des quarks lourds (HQET) [31] permet de réduire notablement l'incertitude théoriques mais la statistique est encore insuffisante pour réduire l'incertitude expérimentale. La combinaison de ces résultats associée avec les récents progrès théoriques [21] donne :

$$|V_{cb}| = 0.040 \pm 0.003$$

  De la valeur de $|V_{cb}|$ on tire le paramètre A de la paramétrisation de WOLFENSTEIN :

$$A = 0.82 \pm 0.06$$

  $|V_{ub}|$ est obtenu de manière similaire en comparant le taux de désintégrations $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$, pour réduire les incertitudes théoriques. On mesure alors le rapport [32] :

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.08 \pm 0.02$$

En utilisant la valeur précédente de $|V_{cb}|$ on obtient :

$$|V_{ub}| = (3.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}$$

Actuellement, les erreurs statistiques sur la mesure de $|V_{cb}|$ sont supérieures aux incertitudes théoriques. Ces valeurs pourront donc être améliorées lors des prochaines années grâce aux prochaines expériences dédiées à la physique des mésons B.

- $|V_{td}|$, $|V_{ts}|$ et $|V_{tb}|$: Ces éléments peuvent être mesurés par l'étude des oscillation des mésons B_d^0 pour $|V_{tb}V_{td}|$ et B_s^0 pour $|V_{tb}V_{ts}|$. Le rapport $\mathrm{BR}(B^0 \to (\rho,\omega)\gamma)/\mathrm{BR}(B^0 \to K^*\gamma)$ permet de mesurer $|V_{td}|\,/\,|V_{ts}|$. Là aussi, les expériences à venir sur la physique des mésons B permettront de donner des mesures plus précises en ce qui concerne les mésons B_d^0.

Les analyses récentes nous donnent les valeurs suivantes pour les modules de la matrice de CKM [18,21,28] :

$$\begin{pmatrix} 0.9740 \pm 0.0005 & 0.2205 \pm 0.0018 & (3.2 \pm 0.8) \times 10^{-3} \\ 0.224 \pm 0.016 & 1.03 \pm 0.04 & 0.040 \pm 0.003 \\ 4.5 \times 10^{-3} \leq |V_{td}| \leq 13.7 \times 10^{-3} & 0.353 \leq |V_{ts}| \leq 0.0429 & 0.9991 \leq |V_{tb}| \leq 0.9993 \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

2.4.2 Le triangle d'unitarité

Les paramètres du triangle d'unitarité sont contraints par les mesures de ϵ_K, paramètre de la violation de CP indirecte dans le système des kaons, par les mesures de Δm_d et Δm_s, paramètres d'oscillation des mésons B_d^0 et B_s^0, et par le rapport $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ obtenu par l'étude des désintégrations semi-leptoniques des mésons B.

1. **Normalisation du triangle :** la base du triangle d'unitarité est normalisée à BC=1. Les cotés du triangle sont ainsi divisés par :

$$\lambda\,|V_{cb}| = A\lambda^3 \tag{2.11}$$

2. **Mesure du coté AC :** le rapport $|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$ donne une contrainte sur le coté AC du triangle d'unitarité :

$$\mathrm{AC} = R_b = \frac{|V_{ub}|}{\lambda\,|V_{cb}|} = \sqrt{\rho^2 + \eta^2} \tag{2.12}$$

3. **Mesure du coté AB :** la mesure de l'oscillation des mésons $B_d^0 - \overline{B_d^0}$ apporte une contrainte sur le coté AB. L'oscillation des mésons $B_d^0 - \overline{B_d^0}$ est dominée par l'échange de quarks *top*. Ce terme dominant donne :

$$\begin{aligned} \Delta m_d &= \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 f_2(y_t) m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_{QCD} \left|V_{tb}^* V_{td}\right|^2 \\ &= \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 f_2(y_t) m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_{QCD} A^2 \lambda^6 \left((1-\rho)^2 + \eta^2\right) \end{aligned}$$

où $f_2(y)$ est une fonction calculable [33] :

$$f_2(y_t) = 1 - \frac{3}{4} \frac{y_t(1+y_t)}{(1-y_t)^2} \left(1 + \frac{2y_t}{(1-y_t^2)} \ln(y_t)\right)$$

et $y_t = \frac{m_t^2}{M_W^2}$ est le carré de la masse du quark *top* normalisée à la masse des bosons W. G_F est la constante de FERMI et m_{B_d} est la masse des mésons B_d^0. Les paramètres η_{QCD}, f_{B_d} et B_{B_d} doivent être calculés théoriquement. η_{QCD} est un facteur de correction dû aux effets de QCD à courte distance, f_{B_d} est le facteur de désintégration pseudo-scalaire des B_d^0 et B_{B_d} est le facteur de sac, facteur correctif dû aux échanges de gluons entre B_d^0 et $\overline{B_d^0}$.

La longueur du coté AB est donnée par :

$$\mathrm{AB}^2 = R_t^2 = \left((1-\rho)^2 + \eta^2\right) = \left(\frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 f_2(y_t) \Delta m_{B_d} m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_{QCD} A^2 \lambda^6\right)^{-1} \tag{2.13}$$

Pour contraindre ce côté du triangle, on peut aussi utiliser les oscillations $B_s^0 - \overline{B_s^0}$. On a alors :

$$\begin{aligned} \Delta m_s &= \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 f_2(y_t) m_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \eta_{QCD} \left|V_{tb}^* V_{ts}\right|^2 \\ &= \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 f_2(y_t) m_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \eta_{QCD} A^2 \lambda^4 \end{aligned}$$

où f_{B_s} et B_{B_s} sont le facteur de désintégration et le facteur de sac des mésons B_s^0.

On peut ainsi s'affranchir de nombreuses incertitudes théoriques en utilisant le rapport $\Delta m_d / \Delta m_s$:

$$\left((1-\rho)^2 + \eta^2\right) = \frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \frac{1}{\lambda^2} \frac{m_{B_s}}{m_{B_d}} \xi_s^2 \tag{2.14}$$

où la valeur théorique de $\xi_s = \frac{f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}}$ est mieux déterminée que ne le sont les facteurs f et B séparéments.

4. **Contrainte sur le sommet du triangle :** à partir des mesures de violation de la symétrie CP dans le systèmes des kaons neutres on a :

$$|\epsilon_K| = \frac{G_F^2}{6\sqrt{2}\pi^2}\frac{m_K f_K^2 B_K}{\Delta m_K} M_W^2 A^2\lambda^6\eta\left((\eta_3 f_3(y_t) - \eta_1)y_c + \eta_2 y_t f_2(y_t) A^2\lambda^4(1-\rho)\right) \tag{2.15}$$

où $f_3(y)$ est une fonction calculable [33] dépendante de $y_c = \frac{m_c^2}{M_W^2}$, le carré de la masse du quark *charme* normalisé à la masse des bosons W :

$$f_3(y_t) = \ln\left(\frac{y_t}{y_c}\right) - \frac{3y_t}{4(1-y_t)}\left(1 + \frac{y_t}{(1-y_t)}\ln(y_t)\right)$$

η_1, η_2 et η_3 sont des facteurs de corrections dus aux effets de QCD à courte distance, ils sont évalués par QCD perturbative. f_K est le facteur de désintégration des mésons K^0. B_K est le facteur de sac, provenant de la QCD non perturbative. Cette relation donne une contrainte sur la position du sommet du triangle.

2.4.3 Contraintes actuelles sur le triangle d'unitarité

Si les facteurs théoriques η et f_K sont relativement bien connus, en revanche les facteurs f_{B_d}, f_{B_s} et les facteurs de sac doivent être calculés à l'aide de la QCD sur réseau et sont source d'erreurs systématiques. Les calculs récents grâce aux calculs de QCD sur réseau, donnent [21] :

Quantité	**Valeur**
η_1	1.38 ± 0.20
η_2	0.57 ± 0.01
η_3	0.47 ± 0.04
η_{QCD}	0.55 ± 0.01
f_K	159.8 ± 1.4 MeV
B_K	0.75 ± 0.15
$f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}$	$200\ MeV \pm 40$ MeV
$f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}$	$240\ MeV \pm 40$ MeV
ξ_s	1.15 ± 0.05

Des incertitudes théoriques importantes subsistent sur les facteurs de sac, B_{B_d} et B_{B_s}, et de désintégration, f_{B_d} et f_{B_s}. Les calculs par QCD sur réseau permettront certainement d'améliorer encore la précision de ces valeurs dans les prochaines années.

Les valeurs des grandeurs expérimentales utilisées dans les ajustement réalisés sont :

Quantité	Valeur
M_W [34]	80.43 ± 0.08 GeV/c^2
$m_t(m_b)$ [35–37]	167 ± 6 GeV/c^2
λ	0.2205 ± 0.0018
A	0.82 ± 0.06
$\lvert V_{ub}\rvert \,/\, \lvert V_{cb}\rvert$	0.08 ± 0.02
m_{B_d}	5279.2 ± 1.8 MeV/c^2
Δm_d [38]	$0.464 \pm 0.018\ \hbar$ ps^{-1}
m_{B_s}	5369.3 ± 2.0 MeV/c^2
Δm_s [39]	$> 8.0\ \hbar$ ps^{-1} à 95% de niveau de confiance
ϵ_K [18]	$(2.280 \pm 0.013) \times 10^{-3}$
m_K	497.672 ± 0.031 MeV/c^2
Δm_K	$(3.491 \pm 0.009) \times 10^{-12}$ MeV/c^2

La plupart de ces paramètres ne sont pas corrélés. Les incertitudes expérimentales les plus importantes sont sur : m_t, A (autrement dit sur $|V_{cb}|$) et sur $|V_{ub}| \,/\, |V_{cb}|$.

A partir de ces valeurs j'ai tracé les contraintes données par V_{ub}/V_{cb}, Δm_d, $\Delta m_d/\Delta m_s$ et ϵ_K sur la position du sommet du triangle dans le plan (ρ,η) en faisant varier chaque paramètre d'un écart type, c'est à dire à 68% de niveau de confiance (voir figure 2.2). Pour chaque position (ρ,η) du sommet du triangle d'unitarité j'ai calculé ensuite le χ^2 correspondant, sans tenir compte cependant de la contrainte apportée par Δm_s. J'ai alors tracé, à partir de la probabilité de χ^2, les contours d'exclusions à 68% et 95% de niveau de confiance, du sommet du triangle d'unitarité (voir figure 2.3). La contrainte apportée par la mesure de Δm_s, n'a pas été prise en compte pour simplifier la procédure, mais la précision actuelle de cette mesure permet d'améliorer l'ajustement. Ce qui donne pour les paramètres du triangle, avec un niveau de confiance de 68% : :

$$\rho = 0.06^{+0.13}_{-0.26} \quad et \quad \eta = 0.36^{+0.08}_{-0.10}$$

$$\begin{array}{rcl l l} \alpha & = & 78^{+16}_{-37} & \text{degrés} & -0.13 < \sin 2\alpha < 1.0 \\ \beta & = & 21^{+5}_{-8} & \text{degrés} \quad soit & \sin 2\beta = 0.67^{+0.12}_{-0.23} \\ \gamma & = & 81^{+43}_{-19} & \text{degrés} & 0.75 < \sin\gamma < 1.0 \end{array}$$

et avec un niveau de confiance de 95% :

$$\begin{array}{rcl} -0.80 < \sin 2\alpha < 1.0 \\ 0.30 < \sin 2\beta < 0.90 \\ 0.50 < \sin\gamma < 1.0 \end{array}$$

2.4.4 Mesure directe des angles du triangle d'unitarité

Les mesures actuelles permettent presque de mettre en évidence, de manière indirecte, la violation de CP dans le système des B. Mais, même si les incertitudes

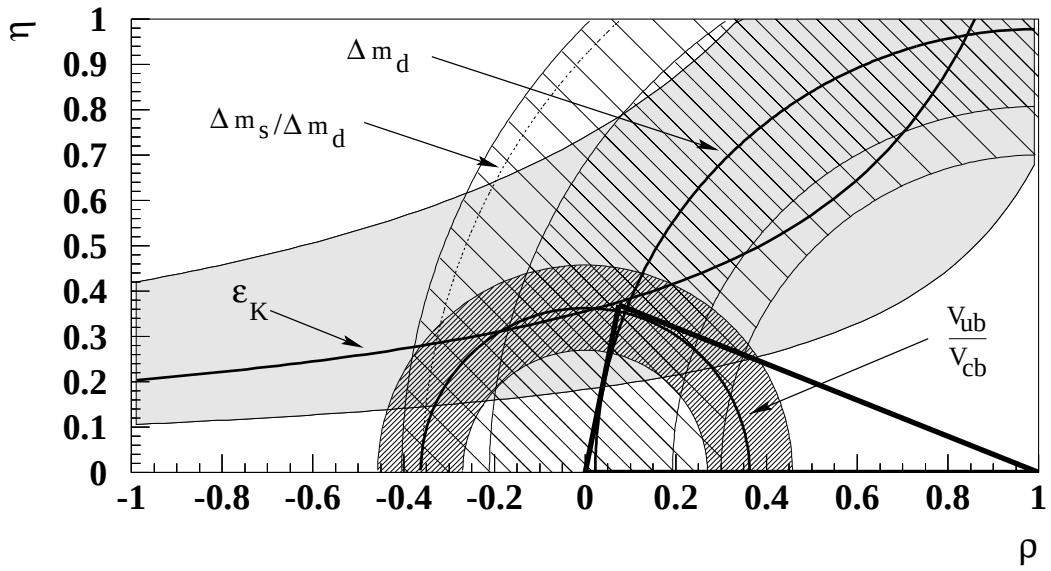

Figure 2.2: *Contraintes actuelles sur le triangle d'unitarité. La largeur des contours est calculée en prenant pour tous les paramètres une déviation d'un écart type par rapport à la valeur moyenne. Les traits plus épais correspondent aux contraintes obtenues en prenant pour chaque paramètre sa valeur centrale. Le contour grisé est donné par ϵ_K. Le contour circulaire centré sur (0,0) est donné par V_{ub}/V_{cb}. Le contour centré en (1,0) est donné par Δm_d. Pour ce contour, la partie la plus hachurée est obtenue en ne prenant en compte que les incertitudes théoriques, tandis que l'autre partie, plus large, prend en compte les incertitudes expérimentales. La contrainte apportée par la mesure de Δm_s (la région extérieure au cercle en pointillée) permet de contraindre un peu plus la position du sommet du triangle.*

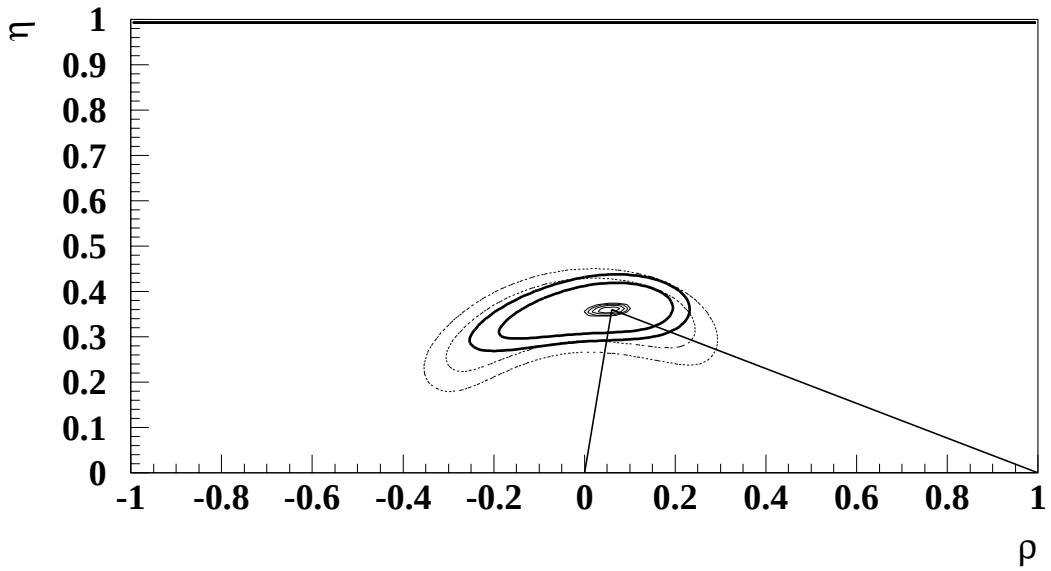

Figure 2.3: *Ajustement de la position du sommet du triangle. Les deux traits plus épais correspondent aux régions à 68% et 95% de niveau de confiance. Les traits pleins ont été obtenus en ne prenant en compte que les incertitudes théoriques, tandis que les traits en pointillés tiennent compte des erreurs théoriques et expérimentales. La contrainte apporté par Δm_s n'a pas été prise en compte.*

expérimentales actuelles sont considérablement réduites, la région permise pour la position du sommet du triangle, reste relativement importante. Pour pouvoir déclarer avec certitude que la violation de CP est due uniquement à l'interaction faible il est nécessaire de sur contraindre le triangle d'unitarité, en utilisant des contraintes supplémentaires dans le plan (ρ, η). Ce qui peut se faire par la mesure des angles du triangle.

La violation de CP dans le système des mésons B_d^0 permet de mesurer directement α et β, l'angle γ pourra lui être mesuré à partir de la violation de CP soit dans les désintégrations des mésons $B^{\pm}$ (ce qui semble actuellement très difficile), soit dans le système des mésons B_s^0.

Chapitre 3

Violation de CP et Mésons B

La violation de CP fut tout d'abord observée dans le système des mésons K neutres [2]. Nous verrons que si il semble difficile d'observer la violation de CP dans le système des mésons D, les mésons B, découverts par les expériences CUSB et CLEO en 1981 [40–42], par contre, offrent un cadre d'observation de la violation de CP très prometteur. Dans ce chapitre, après avoir comparé les différents mésons de saveurs en tant que candidats à l'observation de la violation de CP, nous présenterons de manière formelle le système des mésons B pour en déduire les différents types de violation de CP observable dans ce système.

3.1 Les mésons de saveur

Les propriétés des mésons de saveur en font les particules idéales pour observer la violation de CP. Les mésons sont des états liés quarks anti-quarks. Ceux que nous appellerons dans la suite mésons de saveurs sont les mésons comprenant au moins un quark de deuxième ou troisième génération (s, c ou b). Les états non excités des mésons de saveur connus sont :

Mésons étranges :	$(d\overline{s})$	$K^0 - \overline{K^0}$	et	$K^+ - K^-$	$(u\overline{s})$
Mésons charmés :	$(\overline{u}c)$	$D^0 - \overline{D^0}$	et	$D^+ - D^-$	$(\overline{d}c)$
Mésons beaux :	$(d\overline{b})$	$B_d^0 - \overline{B_d^0}$	et	$B^+ - B^-$	$(u\overline{b})$
Mésons beaux étranges :	$(s\overline{b})$	$B_s^0 - \overline{B_s^0}$			

Comme ces mésons sont constitués de 2 quarks de saveurs différentes, il ne peuvent se désintégrer que par l'intermédiaire d'une interaction violant la saveur, l'interaction faible dans le cadre du modèle standard. Si cette interaction viole la symétrie CP, ceci doit pouvoir être étudié en observant les désintégrations des mésons de saveur.

Pour les mésons K, la grande différence entre les temps de vie du K_S^0 et du K_L^0 a permis de rendre plus évidentes les désintégrations violant CP en utilisant un faisceau composé essentiellement de K_L^0. Les K_L^0 étant à priori états propres de CP avec une

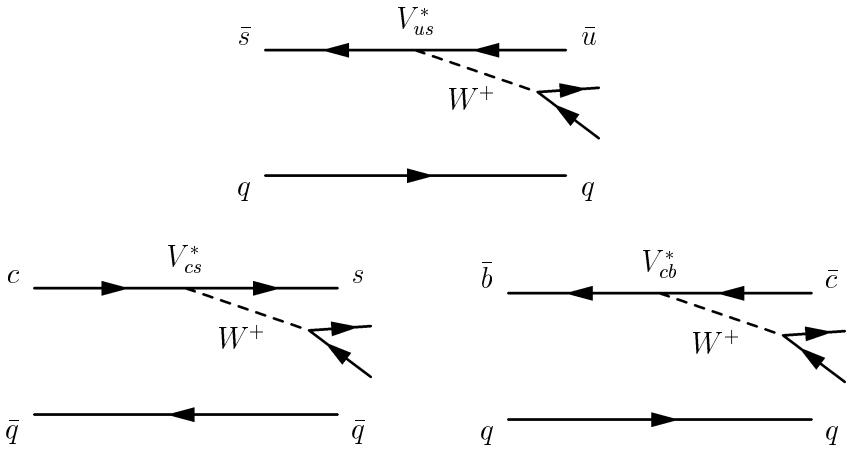

Figure 3.1: *Diagrammes de Feynman de la désintégration d'un méson de saveur à l'ordre dominant. Pour les mésons K en haut et D et B en bas de gauche à droite.*

valeur propre -1, ils ne peuvent se désintégrer qu'en états propre de CP de même valeur propre si CP est conservé. Or en 1964 J.H. CHRISTENSON *et al.* [2] ont observé la désintégration de K^0_L en 2 pions, état de valeur propre de CP +1. Cette violation de CP, due au fait que le K^0_L n'est pas un pur état propre de CP, est appelée violation de CP indirecte. Elle a depuis été mesuré très précisément par les expériences NA31, E731 et CPLEAR. La moyenne mondiale actuelle du paramètre ϵ_K, de violation de CP indirecte dans le système des kaons neutres, est de [18] :

$$\epsilon_K = (2.280 \pm 0.013) \times 10^{-3}$$

A ce jour la violation de la symétrie CP n'a été observée que dans le système des mésons K. Les autres systèmes de mésons de saveur étant à peu près similaires, il est possible d'espérer y observer un phénomène de violation de CP.

Nous avons vu au chapitre précédent que le taux de violation CP introduit par le mélange des quarks dans le modèle standard est mesuré à partir de la partie imaginaire du déterminant de la matrice CKM $Im(|V_{CKM}|) = \eta A^2\lambda^6$ (autrement dit par l'aire des triangles d'unitarité).

Une estimation du taux de violation CP dans la désintégration de ces mésons peut être faite en comparant le facteur de l'amplitude de désintégration dominante venant de la matrice CKM avec le taux de violation due au mélange des quarks, $\eta A^2\lambda^6$. Les processus dominants sont les diagrammes en arbre où le quark lourd se transforme en un quark directement plus léger et d'isospin faible opposé (figure 3.1). Le tableau suivant donne un résumé pour les différentes saveurs :

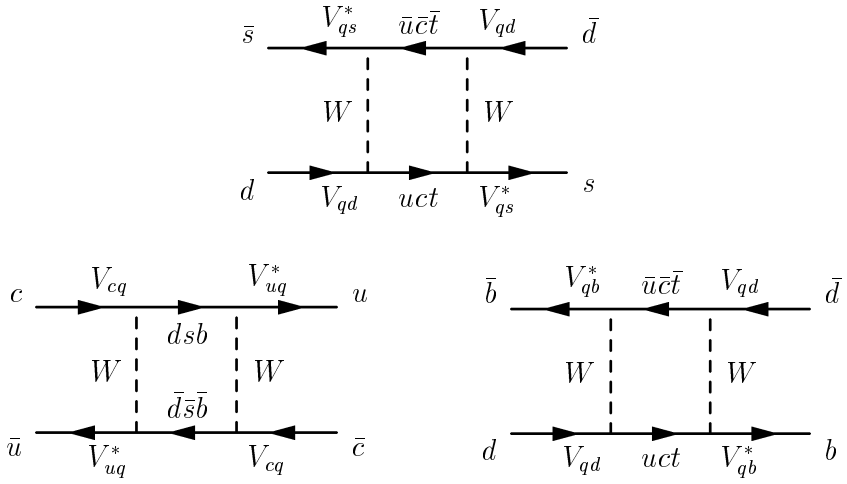

Figure 3.2: *Diagrammes de Feynman de l'oscillation d'un méson de saveur à l'ordre dominant. Pour les mésons K en haut et D et B en bas.*

Mésons	désintégration dominante	facteur venant de CKM	Rapport au taux de violation de CP
K	$s \to u$	$\lvert V_{us}\rvert^2 = \lambda^2$	$\eta A^2 \lambda^4$
D	$c \to s$	$\lvert V_{cs}\rvert^2 = 1$	$\eta A^2 \lambda^6$
B	$b \to c$	$\lvert V_{cb}\rvert^2 = A^2 \lambda^4$	$\eta \lambda^2$

L'effet de violation CP ainsi ramené au taux de désintégration dominant est plus important pour les mésons B d'un facteur $1/A\lambda^2 \approx 25$ que pour les kaons. Pour les mésons D l'effet de violation de CP est un peu plus de 600 fois plus faible que pour les B.

Les mésons neutres de saveur peuvent en échangeant une paire de bosons W se changer en leur anti-particule. La figure 3.2 montre les diagrammes d'oscillation à l'ordre le plus bas pour trois systèmes de mésons de saveur neutres. L'interaction responsable de cette oscillation est encore une fois l'interaction faible, on doit donc s'attendre à un effet de violation de CP se manifestant aussi à travers le phénomène d'oscillation.

Pour observer cette violation de CP à l'aide des oscillations, le temps de vie des mésons doit être mesurable. Les mésons D^0 ont la durée de vie la plus courte, $\tau = (0.415 \pm 0.004) \times 10^{-12}$ s [18], et dans leur l'oscillation les quarks échangés sont des quarks plus légers. Les quarks étant légers par rapport à l'échelle de masse ($m \approx m_B = 5.28$ GeV/c^2), il s'agit d'une interaction à longue distance, plus difficile à prédire théoriquement que lorsque les quarks échangés sont lourds. Le temps de vie des mésons B est lui relativement plus long ($\tau = (1.56 \pm 0.06) \times 10^{-12}$ s) et l'oscillation se fait principalement par l'échange de quarks *top*, comme ils sont lourds, l'interaction

est à courte distance. Les incertitudes théoriques dues à l'interaction forte sont donc moins importantes dans le cas de l'oscillation des mésons B neutres, d'où l'intérêt de l'étude de ces mésons.

3.2 Formalisme des mésons B

3.2.1 Évolution temporelle des mésons B

L'évolution temporelle des mésons B neutres [20], dans le cadre du phénomène d'oscillation est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a(t)|B^0> \\ b(t)|\overline{B^0}> \end{pmatrix} = \mathcal{H}\begin{pmatrix} a(t)|B^0> \\ b(t)|\overline{B^0}> \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

avec $\mathcal{H}$ l'hamiltonien du système défini par :

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

où $\mathcal{M}$ et Γ sont des matrices 2×2. $\mathcal{M}$ est la partie conservative de l'hamiltonien appelée matrice de masse et Γ est la partie disruptive appelée matrice de désintégration. La conservation de la symétrie CPT implique que $M_{11} = M_{22}$, $M_{12} = M_{21}^*$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$, $\mathcal{M}$ et Γ soient des matrices hermitiques. Si la symétrie CP était conservée on aurait alors $M_{11} = M_{21}$, $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$ et les matrices $\mathcal{M}$ et Γ seraient réelles.

En diagonalisant l'hamiltonien $\mathcal{H}$ et en considérant que la symétrie CPT est conservée, on obtient les deux états propres de masses du système :

$$\begin{aligned} |B_S^0> &= \left(p|B^0> + q|\overline{B^0}>\right) \\ |B_L^0> &= \left(p|B^0> - q|\overline{B^0}>\right) \end{aligned} \tag{3.2}$$

où p et q sont deux paramètres complexes tels que $\sqrt{p^2+q^2} = 1$. Ces états propres de masses sont un **mélange** des états B^0 et $\overline{B^0}$. Dans le cas des mésons B, ce mélange est quasiment homogène, $\left|\frac{p}{q}\right| \approx 1$.

L'évolution en fonction du temps de ces états propres de masse est alors de la forme :

$$\begin{aligned} |B_S^0(t)> &= e^{-(im_S + \frac{\Gamma_S}{2})t}|B_S^0> \\ |B_L^0(t)> &= e^{-(im_L + \frac{\Gamma_L}{2})t}|B_L^0> \end{aligned} \tag{3.3}$$

où m_S et m_L sont les masses des états B_L et B_S et Γ_S et Γ_L leurs largeur.

Les solutions de l'équation 3.1 peuvent alors se décomposer sur ces états propres. En remplaçant B_S^0 et B_L^0 par leur expression 3.2 dans l'équation 3.3 on obtient, après

résolution du système, l'équation d'évolution temporelle pour un méson dans un état B^0, à l'instant $t = 0$:

$$|B^0(t)> = \tfrac{1}{2}e^{-(im+\frac{\Gamma}{2})t}\left(\left(e^{(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}+e^{-(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}\right)|B^0> + \tfrac{q}{p}\left(e^{(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}-e^{-(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}\right)|\overline{B^0}>\right)$$

Et pour un méson dans un état $\overline{B^0}$ à l'instant $t = 0$:

$$|\overline{B^0}(t)> = \tfrac{1}{2}e^{-(im+\frac{\Gamma}{2})t}\left(\left(e^{(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}+e^{-(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}\right)|\overline{B^0}> + \tfrac{p}{q}\left(e^{(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}-e^{-(i\frac{\Delta m}{2}+\frac{\Delta\Gamma}{2})t}\right)|B^0>\right)$$

avec :

$$\Delta m = m_L - m_S \quad et \quad m = \frac{m_L + m_S}{2}$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S \quad et \quad \Gamma = \frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2}$$

Il y a donc **oscillation** des mésons B neutres entre l'état B^0 et l'état $\overline{B^0}$ en fonction du temps.

La probabilité de transition à l'instant t d'un état $B^0(t)$ vers un état final f est alors, dans l'approximation où $\Delta\Gamma \ll \Delta m$:

	mélange	**oscillation**	**désintégration**
$\lvert< f\lvert\mathcal{T}\rvert B^0(t)>\rvert^2 = e^{-\Gamma t}($		$\cos^2\frac{\Delta m t}{2}$	$\lvert< f\lvert\mathcal{T}\rvert B^0>\rvert^2$
	$+\left\lvert\frac{q}{p}\right\rvert^2$	$\sin^2\frac{\Delta m t}{2}$	$\left\lvert< f\lvert\mathcal{T}\rvert\overline{B^0}>\right\rvert^2$
	$-\frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right)$	$\sin\Delta m t$	$< f\lvert\mathcal{T}\rvert B^0>< f\lvert\mathcal{T}\rvert\overline{B^0}>^*$
	$+\frac{i}{2}\left(\frac{q}{p}\right)^*$	$\sin\Delta m t$	$< f\lvert\mathcal{T}\rvert B^0>^*< f\lvert\mathcal{T}\rvert\overline{B^0}>)$

(3.4)

où $\mathcal{T}$ est l'opérateur de transition de l'état B^0 vers l'état f. On obtient une relation symétrique pour la transition d'un état $\overline{B^0}(t)$ vers un état final $\overline{f}$. Les termes de la première colonne sont dus au mélange des mésons neutres, les termes de la deuxième colonne à l'oscillation et les termes de la troisième colonne à la désintégration des mésons.

Si les deux probabilités de désintégration $|< f|\mathcal{T}|B^0(t)>|$ et $\left|< \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B^0}(t)>\right|$ sont différentes, alors il y a violation de la symétrie CP. Les diverses sources de la violation de CP peuvent donc être liées :

- soit à la désintégration, car une phase Φ_D peut provenir du terme en $|< f|\mathcal{T}|B^0>|^2$ si il y a interférence entre plusieurs amplitudes de désintégration. C'est la violation de CP **directe**.

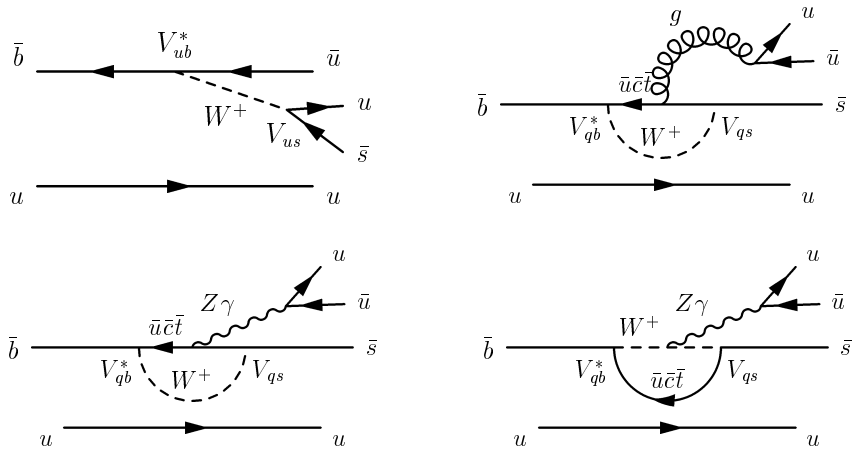

Figure 3.3: *Diagrammes de Feynman pour la réaction $B^+ \to K^+\pi^0$. En haut à gauche le diagramme en arbre, à droite le diagramme pingouin QCD et en bas les diagrammes pingouins EW.*

- soit au mélange, si celui-ci n'est pas homogène est que $\left|\frac{q}{p}\right| \neq \left|\frac{p}{q}\right|$, c'est à dire $\left|\frac{q}{p}\right| \neq 1$. C'est la violation de CP **indirecte dans le mélange**.
- soit aux termes d'interférences entre mélange et désintégration. Du mélange provient une phase $2\Phi_M = arg(\frac{q}{p})$ et de la désintégration une phase $2\Phi_D = arg(< f|\mathcal{T}|B^0 >< f|\mathcal{T}|\overline{B^0} >^*)$. Ces phases viennent des éléments de la matrice CKM mis en jeux lors de l'oscillation et de la désintégration. C'est la violation de CP **indirecte dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration**.

Dans le cas des mésons chargés, il n'y a pas de mélange possible, l'équation 3.4 se simplifie et s'écrit :

$$\left|< f|\mathcal{T}|B^{\pm}(t) >\right|^2 = e^{-\Gamma t}\left|< f|\mathcal{T}|B^{\pm} >\right|^2 \tag{3.5}$$

Seule la violation de CP directe intervient.

3.2.2 Amplitudes de désintégration des mésons B

La violation de CP directe ne se produit que si la phase provenant de la matrice CKM est mise en évidence par une interférence entre plusieurs amplitudes contribuant à un même processus.

Par exemple dans le cas de la réaction $B^+ \to K^+\pi^0$ le diagramme en arbre est supprimé car les coefficients de la matrice CKM impliqués sont très petits. L'amplitude correspondante est du même ordre de grandeur que celles provenant des diagrammes en boucle appelés diagrammes pingouins (voir figure 3.3).

Ainsi en supposant que deux amplitudes A_1 et A_2 contribuent au processus $B \to f$, les amplitudes de transition des mésons B et $\overline{B}$ s'écrivent :

$$\begin{array}{rcl} < f|\mathcal{T}|B > & = & A_1 e^{i(\alpha_1+\Phi_1)} + A_2 e^{i(\alpha_2+\Phi_2)} \\ < \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B} > & = & A_1 e^{i(\alpha_1-\Phi_1)} + A_2 e^{i(\alpha_2-\Phi_2)} \end{array} \tag{3.6}$$

où les phases α_i et Φ_i des amplitudes A se transforment sous l'opérateur CP de la façon suivante :

$$\alpha_i \xrightarrow{\text{CP}} \alpha_i$$

$$\Phi_i \xrightarrow{\text{CP}} -\Phi_i$$

Les phases α_i sont invariantes par transformation CP, elles proviennent par exemple de l'interaction forte. Les phases Φ_i sont des phases violant CP, et sont issues de la matrice de mélange des quarks dans le Modèle Standard.

La probabilité de désintégration des mésons B s'écrit alors :

$$\begin{array}{rcl} |< f|\mathcal{T}|B >|^2 & = & |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_1 - \alpha_2 + \Phi_1 - \Phi_2) \\ \left|< \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B} >\right|^2 & = & |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_1 - \alpha_2 - \Phi_1 + \Phi_2) \end{array} \tag{3.7}$$

Le terme d'interférence fait intervenir les phases α_i et Φ_i, c'est ce terme qui est la cause de la violation de CP directe.

3.3 Violation de CP dans le système des mésons B

3.3.1 Violation de CP directe

Cette violation de CP directe ou violation de CP dans la désintégration peut être mise en évidence en comparant les probabilités de transitions $B^+ \to f$ et $B^- \to \overline{f}$. Où f est un état final quelconque accessible. Dans ce cas, on s'affranchit d'une violation provenant du mélange en utilisant les mésons chargés.

Dans le cas où deux amplitudes contribuent à la désintégration, l'asymétrie entre les désintégrations $B^+ \to f$ et $B^- \to \overline{f}$ (voir équations 3.5 et 3.7) est donné par :

$$\mathcal{A} = \frac{\text{BR}(B^+ \to f) - \text{BR}(B^- \to \overline{f})}{\text{BR}(B^+ \to f) + \text{BR}(B^- \to \overline{f})}$$

soit de façon plus détaillée :

$$\mathcal{A} = \frac{2A_1A_2\sin(\alpha_1 - \alpha_2)\sin(\Phi_1 - \Phi_2)}{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_1 - \alpha_2)\cos(\Phi_1 - \Phi_2)} \tag{3.8}$$

Pour que cette asymétrie soit non nulle, le processus étudié doit vérifier deux conditions :

1. Les amplitudes mises en jeu doivent avoir une différence de phase $(\Phi_1 - \Phi_2)$ non nulle. Cette différence de phase peut s'exprimer en termes d'éléments de la matrice CKM.

2. Les amplitudes doivent avoir une différence de phase forte non nulle. Cette différence de phase est invariante sous la transformation CP. Elle est due à des effets d'interaction forte dans l'état final et par conséquent, est difficile à prédire théoriquement.

Ce type de violation de CP est aussi présent dans le système des mésons B neutres où il peut être mis en évidence à travers le terme en $\cos \Delta mt$ de l'asymétrie 3.10.

Théoriquement le taux de violation de CP directe est assez faible et il n'existe actuellement aucune évidence expérimentale claire même dans les systèmes des kaons où les mesures réalisées par les expériences NA31 [43] (au CERN) et E731 [44] (à Fermilab) donnent respectivement :

$$\mathcal{R}e(\frac{\epsilon'_K}{\epsilon_K}) = (2.3 \pm 0.65) \times 10^{-3}$$

et

$$\mathcal{R}e(\frac{\epsilon'_K}{\epsilon_K}) = (0.74 \pm 0.52 \pm 0.29) \times 10^{-3}$$

où ϵ_K est le taux de violation de CP indirecte dans le système des kaons neutres et ϵ'_K le taux de violation directe.

Les résultats de NA31 et E731 sont en désaccord et la mesure faite par E731 est compatible avec zéro. Ils ne permettent donc pas de trancher quant à l'existence d'une violation de CP directe dans le système des mésons K. Les expériences NA48 (au CERN), KTeV (au Fermilab) et KLOE (auprès de l'usine à Φ DAΦNE) se sont proposées de mesurer $\mathcal{R}e(\epsilon'_K/\epsilon_K)$ avec une précision de 10^{-4} pour lever les ambiguïtés actuelles. Cependant selon des prédictions théoriques récentes [45], en tenant compte des derniers résultats sur la masse du *top*, la valeur de $\mathcal{R}e(\epsilon'_K/\epsilon_K)$ peut être très petite :

$$-1.2 \times 10^{-4} < \mathcal{R}e(\frac{\epsilon'_K}{\epsilon_K}) < 16 \times 10^{-4}$$

L'observation de la violation de CP directe dans le système des mésons B permettrait de trancher sur la présence ou non de violation de CP directe et dans l'affirmative de rejeter les modèles théoriques faisant intervenir une interaction super-faible.

Dans notre exemple du canal $B^+ \to K^+\pi^0$, les phases de l'amplitude du diagramme en arbre sont $\Phi_1 = \gamma$ et $\alpha_1 = 0$ (par convention), et celles des diagrammes pingouins $\Phi_2 = 0$ et α_2 est indéterminée et à priori différente de 0. L'asymétrie observée est alors proportionnelle à $\sin\gamma$.

3.3.2 Violation de CP indirecte dans le mélange

Dans le cas des mésons B neutres une violation de CP peut provenir de l'oscillation $B^0 - \overline{B^0}$. Pour cela on s'intéresse aux événements B^0 à l'instant $t = 0$ ayant oscillé en un méson $\overline{B^0}$ à l'instant t et se désintégrant dans un état $\overline{f}$. Si l'état $\overline{f}$ n'est accessible qu'à partir d'un méson $\overline{B^0}$, alors le méson B^0 a forcément oscillé. L'équation 3.4 se réduit à :

$$\left| < \overline{f}|\mathcal{T}|B^0(t) > \right|^2 = e^{-\Gamma t} \left|\frac{q}{p}\right|^2 \sin^2 \frac{\Delta m t}{2} \left| < \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B^0} > \right|^2$$

En négligeant, pour simplifier le problème, la violation de CP directe qui pourrait provenir du terme $\left| < \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B^0} > \right|^2$ on a $\left| < \overline{f}|\mathcal{T}|\overline{B^0} > \right|^2 = | < f|\mathcal{T}|B^0 > |^2$. L'asymétrie entre les processus $B^0_{|t=0} \to f$ et $\overline{B^0}_{|t=0} \to \overline{f}$, s'écrit alors :

$$\mathcal{A} = \frac{\mathrm{BR}(B^0(t) \to \overline{f}) - \mathrm{BR}(\overline{B^0}(t) \to f)}{\mathrm{BR}(B^0(t) \to \overline{f}) + \mathrm{BR}(\overline{B^0}(t) \to f)} = \frac{1 - \left|\frac{q}{p}\right|^4}{1 + \left|\frac{q}{p}\right|^4} \tag{3.9}$$

Il faut remarquer que cette asymétrie est indépendante du temps. Pour pouvoir la mesurer il faut remplir les deux conditions suivantes :

1. Identifier la saveur du B à l'instant initial $t = 0$ par une méthode d'étiquetage.
2. Identifier la saveur du B à l'instant de la désintégration. L'état $\overline{f}$ doit alors être spécifique de la saveur du méson, c'est à dire qu'il doit être dépendant du signe du quark b. On s'intéresse en général aux transitions $\overline{B^0} \to l^- \nu X$ / $B^0 \to l^+ \overline{\nu} X$ en étudiant l'asymétrie entre les événements comprenant 2 leptons de signe $+$ et ceux comprenant 2 leptons de signe $-$.

L'ordre de grandeur de cet effet de violation de CP est relativement faible $\mathcal{O}(10^{-2})$. De plus les résultats que l'on peut en extraire sont entachés d'incertitudes théoriques importantes et sont difficiles à relier aux éléments de la matrice CKM.

3.3.3 Violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration

Pour un état final accessible à partir d'un B^0 ou d'un $\overline{B^0}$, il y a une interférence entre les amplitudes d'oscillation et de désintégration. L'effet de la violation CP peut ainsi devenir plus important. La probabilité de transition des mésons B^0 est alors donnée par l'équation 3.4. L'asymétrie des processus $B^0 \to f$ et $\overline{B^0} \to \overline{f}$ s'écrit :

$$\mathcal{A}(t) = \frac{\mathrm{BR}(B^0(t) \to f) - \mathrm{BR}(\overline{B^0}(t) \to \overline{f})}{\mathrm{BR}(B^0(t) \to f) + \mathrm{BR}(\overline{B^0}(t) \to \overline{f})}$$

soit :

$$\mathcal{A}(t) = \frac{(1-|\lambda|^2)\cos\Delta mt - 2\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\,|\lambda|\sin\Delta mt}{1+|\lambda|^2} \tag{3.10}$$

avec :

$$\lambda = \eta_{CP}\frac{q}{p}\frac{< f|\mathcal{T}|\overline{B^0}>}{<\overline{f}|\mathcal{T}|B^0>}$$

où $\eta_{CP} = \pm 1$ représente la valeur propre de CP de l'état final f.

Cette asymétrie est sensible aux trois types de violation de CP que nous avons présentés. Mais dans le cas plus simple où l'état final est son propre conjugué $f = \overline{f}$, f est alors état propre de CP et $CP|f>= \pm|f>$. Alors, la probabilité de transition $B^0(t) \to f$ s'écrit :

$$\left|< f|\mathcal{T}|B^0(t)>\right|^2 = e^{-\Gamma t}\left(1-\eta_{CP}\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin\Delta mt\left|< f|\mathcal{T}|B^0>< f|\mathcal{T}|\overline{B^0}>^*\right|\right)$$

Si $< f|\mathcal{T}|B^0 >=< f|\mathcal{T}|\overline{B^0} >$ et en faisant l'approximation $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$, l'asymétrie s'écrit :

$$\mathcal{A}(t) = -\eta_{CP}\sin 2(\Phi_M+\Phi_D)\sin\Delta mt \tag{3.11}$$

Cette asymétrie est due à la violation de CP indirecte, avec interférence entre l'oscillation et la désintégration, seule.

Dans l'hypothèse où les mésons B^0 ne sont pas produits dans un état cohérent, il est possible d'utiliser l'asymétrie intégrée dans le temps, car $t \in [0, +\infty]$. On a alors, $\mathcal{A}(t) = \frac{1}{1+x^2}\eta_{CP}\sin(\Phi_M+\Phi_D)$. Par contre si les mésons B^0 sont produits dans un état cohérent, la situation est différente, comme nous allons le voir.

3.4 Production des mésons B dans un état cohérent

Lorsque les mésons B^0 sont produits par paire, comme un système isolé, selon la statistique de Bose Einstein, ils forment un état cohérent. Les deux B^0 sont alors décrits par une seule et même fonction d'onde :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0(t_1),\overline{B^0}(t_2)> \pm|\overline{B^0}(t_1),B^0(t_2)>)$$

On a un signe + si le système est produit dans une onde S, et un signe $-$ pour une onde P. Ce dernier cas est, par exemple, celui de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ en une paire $B^0 - \overline{B^0}$. Lorsqu'un des deux méson beaux se désintègre à un instant t_1, dans un canal spécifique de la saveur, alors la saveur de l'autre méson beau est fixée à la saveur opposée. En se désintégrant à l'instant t_2 le deuxième B aura donc oscillé pendant le temps $\Delta t = t_2 - t_1$. On obtient le même résultat dans le cas où t_1 est inférieur à t_2.

C'est pourquoi, pour décrire la désintégration de mésons B^0 provenant d'un état cohérent il faut remplacer t par $t_2 - t_1$ dans l'expression de l'asymétrie.

Pour les asymétries liées à la violation de CP directe ou à la violation de CP indirecte dans le mélange, qui sont indépendantes du temps, il n'y a pas de différence. En revanche l'asymétrie due à la violation de CP indirecte dans l'interférence entre le mélange et la désintégration, s'écrit :

$$\mathcal{A}(t) = -\eta_{CP} \sin 2(\Phi_M + \Phi_D) \sin \Delta m \Delta t \tag{3.12}$$

avec $\Delta t \in [-\infty, +\infty]$. Dans ce cas, l'asymétrie intégrée sur le temps est donc nulle. Et le temps de vol des mésons B^0 doit être mesuré pour pouvoir utiliser cette asymétrie. Il faut noter que dans le cas d'une onde S, c'est la somme $t_2 + t_1$ qui intervient et l'asymétrie intégrée est alors non nulle.

Les mésons B^0 produits dans un état cohérent ont l'avantage d'être produits dans un environnement très propre, c'est le cas actuellement pour l'expérience CLEO. Les prochaines expériences auprès des usines à $\Upsilon(4S)$, BABAR et BELLE utilisent aussi cet avantage.

3.5 Mesure de la violation de CP dans le système des mésons B

Le système des mésons B, et en particulier les mésons B neutres, est très prometteur pour l'observation de la violation de CP dans les prochaines années à venir. En effet les désintégrations des mésons B et l'oscillation des mésons B^0 mettent en jeu la troisième génération des quarks (t et b). Ainsi l'étude du système des mésons B permet d'avoir accès aux modules des paramètres de la matrice CKM mettant en jeux la troisième génération de quarks et aux angles du triangle d'unitarité à l'aide des mesures des asymétries de violation de CP.

Les paramètres du triangle d'unitarité qui pourront être mesurés dans le système des mésons B sont :

- $|V_{ub}|$ intervient dans les transitions $b \to u$. C'est à dire dans les canaux $B \to \pi\pi$, $B \to \rho\pi$, etc, et les désintégrations semi-leptoniques $B \to \pi l\nu$, $B \to \rho l\nu$, ...

- $|V_{cb}|$ peut être mesuré dans les désintégrations des B à l'aide des transitions $b \to c$. Donc dans les canaux $B \to D\pi$, etc, et les désintégrations semi-leptoniques $B \to Dl\nu$, ...

- Les valeurs de $|V_{tb}|$, et $|V_{td}|$ peuvent être déterminées à partir de la mesure de Δm_d dans l'oscillation des mésons B_d^0. $|V_{ts}|$ pourrait être déterminé à partir des oscillations des B_s^0, à l'$\Upsilon(5S)$ par exemple.

- Les désintégrations des mésons B^0 faisant intervenir des transitions $b \to c\overline{c}s$ ou $b \to c\overline{c}u$ donnent accès à l'**angle** β. En effet, la phase faible des amplitudes d'oscillation des mésons $B^0 - \overline{B^0}$ est $\Phi_M = \beta$. Les canaux dont la phase faible due aux amplitudes de désintégration est négligeable $\Phi_D = 0$, permettent de mesurer $2(\Phi_M + \Phi_D) = 2\beta$, grâce à la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration. C'est le cas des canaux $B^0 \to J/\psi K^0_S$, $B^0 \to DD$, ...

- Une mesure de l'**angle** α peut être faite dans les canaux où la phase faible due aux amplitudes de désintégration est $\Phi_D = \gamma$, c'est à dire des amplitudes mettant en jeux des transitions $b \to u$. Ce sont des canaux de violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration, l'asymétrie mesurée est alors sensible à $\sin 2((-\beta) + (-\gamma)) = \sin 2\alpha$. Les principaux canaux de mesure de l'angle α sont $B^0 \to \pi\pi$, $B^0 \to \rho\pi$, ... Toutefois ces canaux posent de graves problèmes liés à l'importance relative entre les diagrammes en arbre et les diagrammes pingouins qui n'est pas connu et est difficile à estimer expérimentalement.

- Une estimation de l'**angle** γ à l'aide des désintégrations des B chargés faisant intervenir des transitions $b \to u$, comme dans le cas du canal $B^\pm \to K\pi$ que nous avons présenté précédemment, est encore plus délicate. Un autre moyen de mesurer γ est d'utiliser les asymétries de violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration des mésons B^0_s. En utilisant par exemple des paires $B^0_s - \overline{B^0_s}$ qui pourraient être produites à partir des désintégrations de l'$\Upsilon(5S)$.

Les prochaines expériences sur la physique des B permettront donc, par les mesures de ces paramètres, de sur-contraindre le triangle d'unitarité. Les principaux canaux de mesure des angles du triangle d'unitarité qui seront accessible, par l'expériences BABAR sont (voir figure 3.4) :

Canal	Taux de branchement	Pingouins	État propre de CP ?	Bruit de fond	Angle mesuré
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	1.2×10^{-5} [46]	oui	oui	important	α
$B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$	5.4×10^{-5} [47]	oui	non	important	α
$B^0 \to J/\psi K^0_S$	4.25×10^{-4} [48]	non	oui	faible	β
$B^0 \to J/\psi K^0_L$	4.25×10^{-4} [48]	non	oui	faible	β
$B^0 \to J/\psi K^{*0}$	1.32×10^{-3} [48]	non	non	faible	β
$B^0 \to D^+D^-$	$< 1.2 \times 10^{-3}$ [49]	oui	oui	faible	β
$B^0 \to D^{*\pm}D^{*\mp}$	5.3×10^{-4} [49]	oui	non	faible	β

Les taux de branchements donnés pour $B^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B^0 \to \rho^\pm\pi^\mp$ sont les taux de branchements attendus, ces désintégrations n'ayant pas été observées. Les canaux

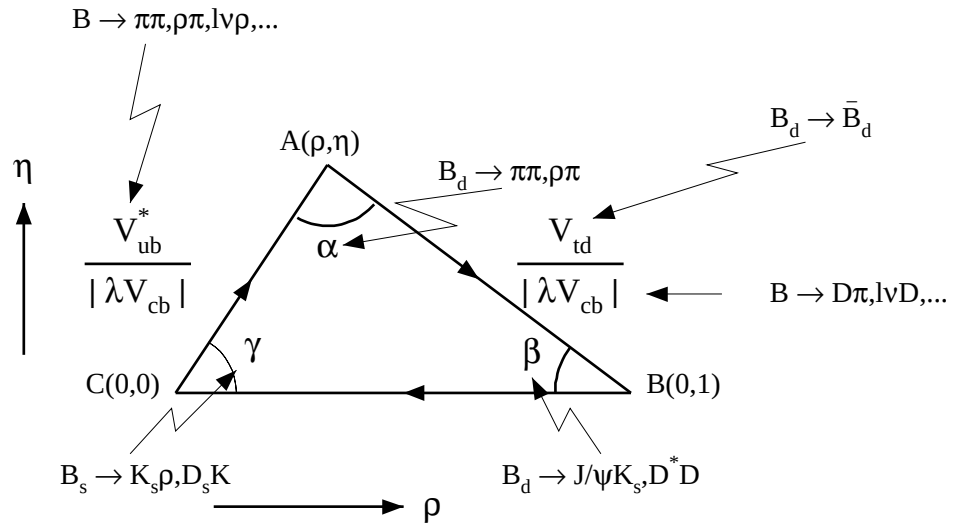

Figure 3.4: *Canaux de mesure des cotés et des angles du triangle d'unitarité, dans le système des mésons B.*

qui ne sont pas des états propres de CP, ont une valeur propre qui dépend de la cinématique des particules émises. Les taux d'événements de valeur propre CP=+1 et CP=-1 doivent alors être évalués, par une étude des distributions angulaires par exemple. Cette superposition d'états propres induit une dilution supplémentaire de l'asymétrie mesuré, rendant plus difficile l'extraction des paramètres de violation de CP.

Pour certains canaux, les diagrammes pingouins n'ont pas la même phase que le diagramme en arbre, leurs contributions respectives doivent alors être évaluées.

3.6 Conclusion

De toutes les mesures d'angles du triangle d'unitarité, celle de β dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0$ est la plus prometteuse. Ceci pour trois raisons :

1. son taux de branchement est relativement important.

2. les diagrammes pingouins ont la même phase faible que le diagramme en arbre.

3. la signature du J/ψ dans le mode de désintégration $J/\psi \to l^+l^-$ est facilement identifiable, et permet de limiter le bruit de fond.

C'est ce canal, appelé le *canal roi*, que nous nous proposons d'étudier dans la troisième partie de cette thèse.

Partie II

Dispositif Expérimental

Chapitre 4

L'Expérience BABAR

4.1 Le collisioneur PEP-II

4.1.1 Contexte physique

L'objectif principal de l'expérience BABAR est de mesurer les paramètres de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B et de sur-contraindre le triangle d'unitarité. Les mésons B peuvent être produits à l'aide d'un collisioneur e^+e^- au pic de production de la résonance $\Upsilon(4S)$ (10.58 GeV). L'$\Upsilon(4S)$ est un état lié $b\overline{b}$ dont la masse est légèrement supérieure au seuil de production des paires $B^0_d\overline{B^0_d}$ et B^+B^- . Il se désintègre dans presque 100% des cas en une paire $B^0_d\overline{B^0_d}$ ou B^+B^- . La section efficace de production $e^+e^- \to \Upsilon(4S)$ a été mesurée par l'expérience CLEO avec des faisceaux de même énergie à (1.07 ± 0.03) nb au pic de production (voir figure 4.1). Les mésons B^0_d produits lors de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ sont émis dans un état cohérent.

Pour deux mésons B^0_d (que nous noterons simplement B^0 par la suite), produits à l'instant t_0 dans un état cohérent, si l'un des deux B^0 (B^0 ou $\overline{B^0}$) se désintègre à l'instant t_1 dans un canal spécifique de sa saveur (canal d'étiquetage) alors au même instant la saveur de l'autre B^0 est fixée à la saveur opposée ($\overline{B^0}$ ou B^0) (voir figure 4.2). Si cet autre B se désintègre à l'instant t_2 en un état propre de CP il est alors possible d'étudier la distribution du temps d'oscillation, $\Delta t = t_2 - t_1$, du B^0 en fonction de sa saveur à l'instant t_1.

La résolution que l'on peut obtenir sur les paramètres de violation CP est directement dépendante de la résolution sur Δt, ou plus exactement de la résolution sur la distance parcourue par les mésons B, $\Delta z = \beta\gamma c\Delta t$. Dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$ les mésons B sont produits avec une impulsion de l'ordre de 325 MeV/c, leur distance de vol moyenne est alors de $\beta\gamma c\tau = 20\mu$m. Donc si l'$\Upsilon(4S)$ est produit au repos, la distance de vol moyenne des B est trop faible pour être mesurée avec suffisamment de précision avec les techniques actuelles. Pour rendre la longueur de vol des particules mesurable on doit produire le $\Upsilon(4S)$ avec une poussée de

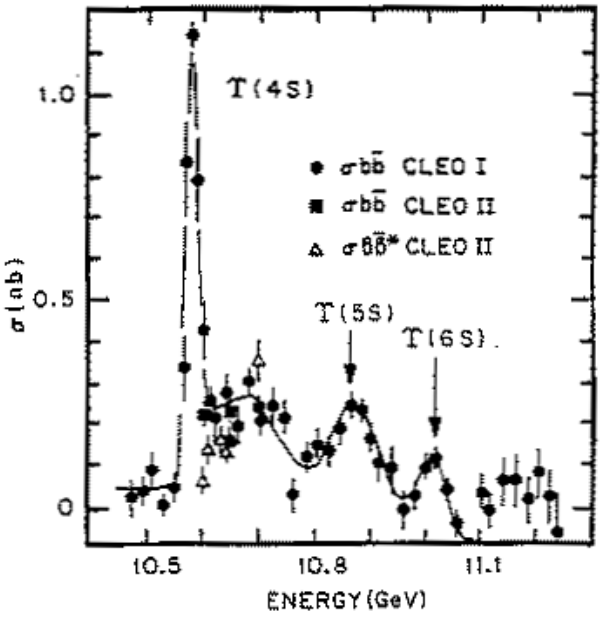

Figure 4.1: *Section efficace $e^+e^- \to b\bar{b}$ dans la région du $\Upsilon(4S)$ au $\Upsilon(6S)$. Source CLEO[50]*

Lorentz conséquente. Pour cela on utilise un collisioneur e^+e^- asymétrique en énergie.

Si Δz est mesuré de manière exacte, alors l'incertitude que l'on peut obtenir sur $\sin 2\Phi$ (où $\Phi = \alpha, \beta$) est $\sigma_{min}(\sin 2\Phi)$. Le fait que Δz soit mesuré par le détecteur avec une certaine résolution, $\sigma(\Delta z)$, induit une dilution de l'asymétrie mesuré et donc incertitude sur $\sin 2\Phi$ plus importante. Cette dilution dépend de la longueur de vol des mésons B dans le référentiel du laboratoire ou plus précisément de la poussée de Lorentz du $\Upsilon(4S)$. La figure 4.3 représente l'évolution de l'incertitude sur $\sin 2\Phi$ en fonction de l'énergie du faisceau d'énergie la plus haute. Ceci pour 3 valeurs de $\sigma(\Delta z)$. Actuellement avec un détecteur de vertex il est possible d'atteindre des résolutions sur Δz de l'ordre de 100 μm [46]. Avec une énergie du faisceau de haute énergie supérieure à 8 GeV la contribution de $\sigma(\Delta z)$ sur l'incertitude $\sin 2\Phi$ est notablement réduite, et la résolution sur la position en z n'est plus un problème critique.

4.1.2 Paramètres du collisioneur

Le collisioneur PEP-II est situé sur la zone expérimentale IR2 du laboratoire de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC) (voir figure 4.4). C'est un collisioneur asymétrique formé de deux anneaux de stockage indépendants. L'anneau de haute

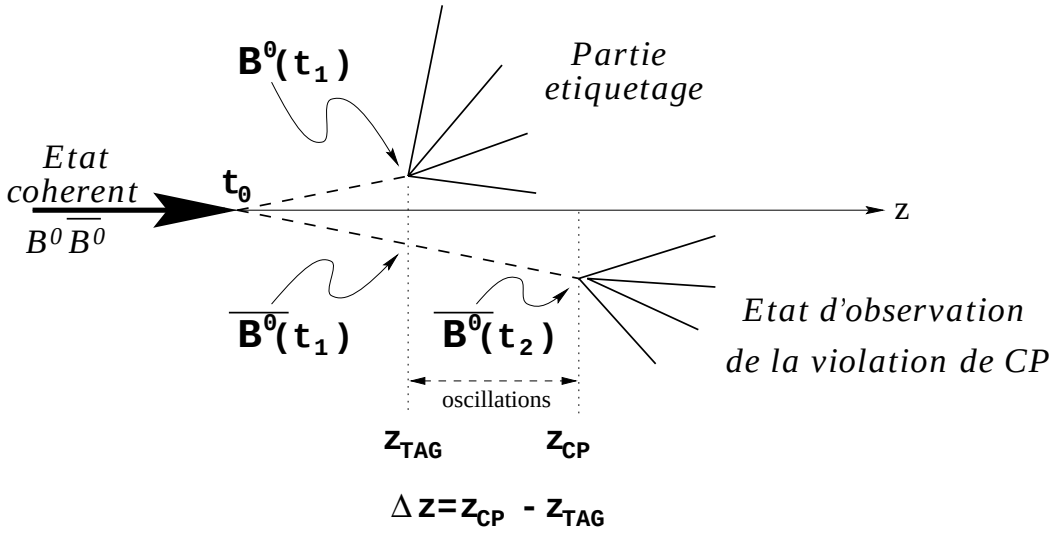

Figure 4.2: *Désintégration d'un état cohérent $B^0 - \overline{B^0}$. Dans ce schéma un des deux mésons s'est désintégré à l'instant t_1 en un état spécifique de saveur tandis que l'autre s'est désintégré à l'instant t_2 en un état propre de CP.*

énergie, pour le faisceau d'électrons d'une énergie de 9.000 GeV, utilise l'ancien anneau de PEP-I amélioré pour pouvoir supporter un faisceau de haute intensité. L'anneau de basse énergie qui stocke un faisceau de positons d'énergie 3.109 GeV est quant à lui en cours de construction au dessus du premier anneau. L'injection dans les anneaux se fait à partir d'électrons et de positons extraits de l'accélérateur SLC à l'énergie désirée. Les travaux de construction du collisioneur PEP-II s'achèveront en Octobre 1998. Actuellement le faisceau de haute énergie circule déjà avec une intensité de 750 mA.

L'énergie dans le centre de masse, $E_{cm} = 10.58$ GeV, est légèrement supérieure à la masse de l'$\Upsilon(4S)$. La poussée de Lorentz créé par l'asymétrie des faisceaux est de $\beta\gamma = 0.5568$. La distance de vol moyenne des B dans le référentiel du laboratoire est alors $\beta\gamma c\tau = 260\mu$m. La figure 4.5 illustre l'effet de l'asymétrie du collisioneur sur les angles d'émissions des particules. Pour une meilleure couverture angulaire, le détecteur BABAR est donc, lui même, asymétrique.

La luminosité annoncée de PEP-II est de $\mathcal{L} = 3 \times 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1} pour commencer. Soit à peu près 32×10^6 paires $b\overline{b}$ attendues par an. A comparer avec les 3×10^6 paires $b\overline{b}$ de CLEO, les 10^6 paires $b\overline{b}$ d'ARGUS et les 0.6×10^6 par expérience du LEP.

La section efficace moyenne de production du $\Upsilon(4S)$ autour du pic mesurée par CLEO est de (1.07 ± 0.03) nb (voir figure 4.1). Le continuum est principalement constitué de paires $c\overline{c}$ et $u\overline{u}$ (≈ 1.2 nb chaque) et dans une moindre mesure de paires $s\overline{s}$

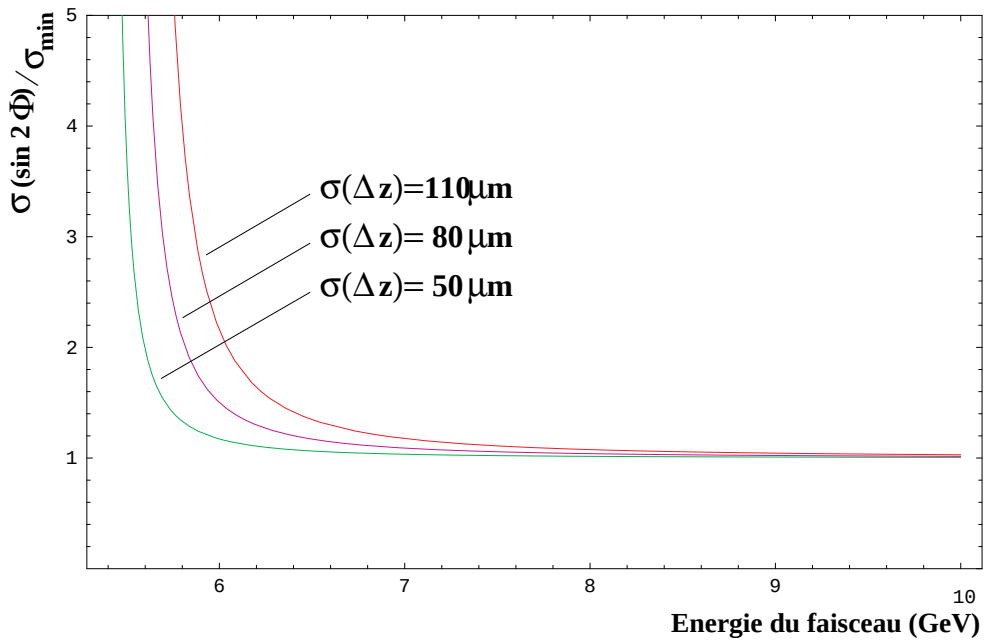

Figure 4.3: *Incertitude atteinte sur l'angle* Φ *du triangle d'unitarité en fonction de l'énergie du faisceau de haute énergie. Pour 3 valeurs de la résolution sur* Δz.

et $d\overline{d}$ avec une section efficace de production des paires $q\overline{q}$ totale d'approximativement 3 nb. Le collisioneur PEP-II produira aussi de nombreuses paires $\tau^+\tau^-$ avec une section efficace de 0.91 nb.

Les paramètres principaux du collisioneur PEP-II sont rappelés dans le tableau suivant :

Énergie dans le centre de masse	10.580 GeV
Énergie des faisceaux e^- et e^+	9.000 et 3.109 GeV
Intensité du faisceau de haute énergie	986 mA
Intensité du faisceau de basse énergie	2140 mA
Luminosité nominale	3.0×10^{33} cm^{-2}s^{-1}
Dimension horizontale du spot	155 μm
Dimension verticale du spot	6.5 μm
Temps entre de croisements	4.2 ns
Temps de vie de la luminosité	2.5 h
Fonction β^* au point d'interaction	e^- : 0.5 m (V) 0.02 m (H)
	e^+ : 0.375 m (V) 0.015 m (H)

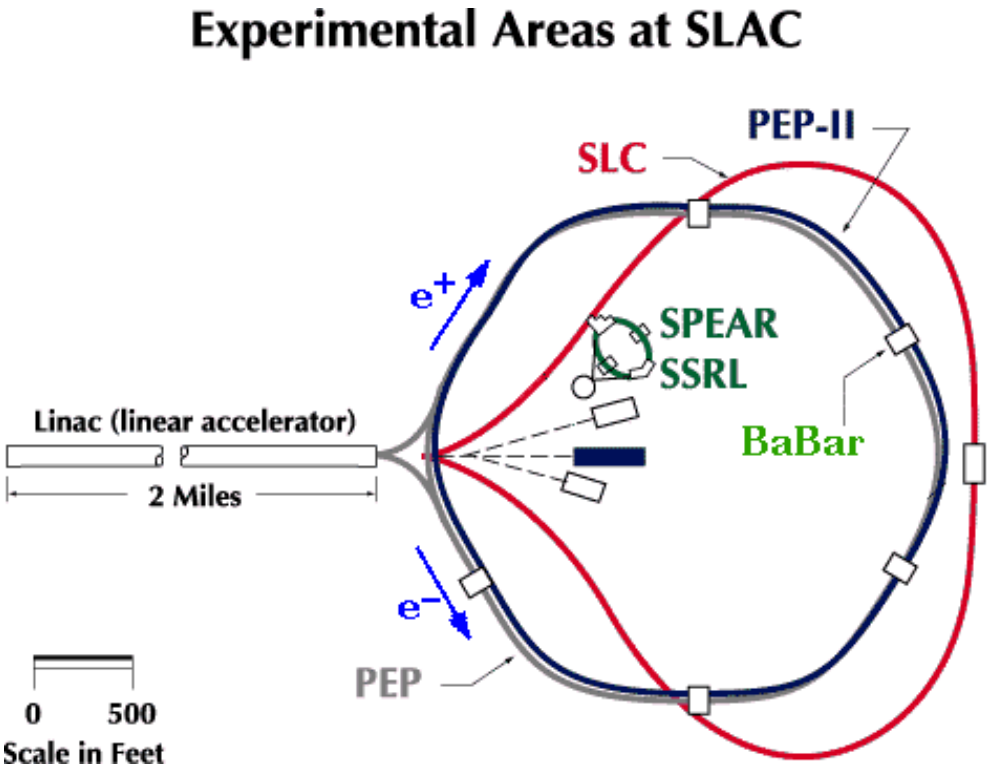

Figure 4.4: BABAR *et PEP-II sur la zone expérimentale du SLAC. Les électrons et les positons sont extraits du SLC à l'énergie désirée puis injectés et stockés dans les anneaux de PEP-II.*

4.2 Le détecteur BABAR

4.2.1 Contexte physique

Pour étudier la violation de CP dans le système des mésons B, il faut être capable de (voir figure 4.2) :

1. *Reconstruire entièrement le méson B se désintégrant dans le canal d'observation de la violation CP.*

2. *Identifier la saveur du B d'étiquetage.*

3. *Déterminer avec précision la longueur de vol Δz.*

Lors de la désintégration d'un méson B, 5.5 traces chargées et 5.5 photons doivent être reconstruits en moyenne. La limite cinématique en impulsion des particules est de 4.8 GeV/c pour des particules émises selon l'axe du faisceau et de 2.5 GeV/c pour des particules émises avec un angle de 90°. 50% des photons émis ont une énergie

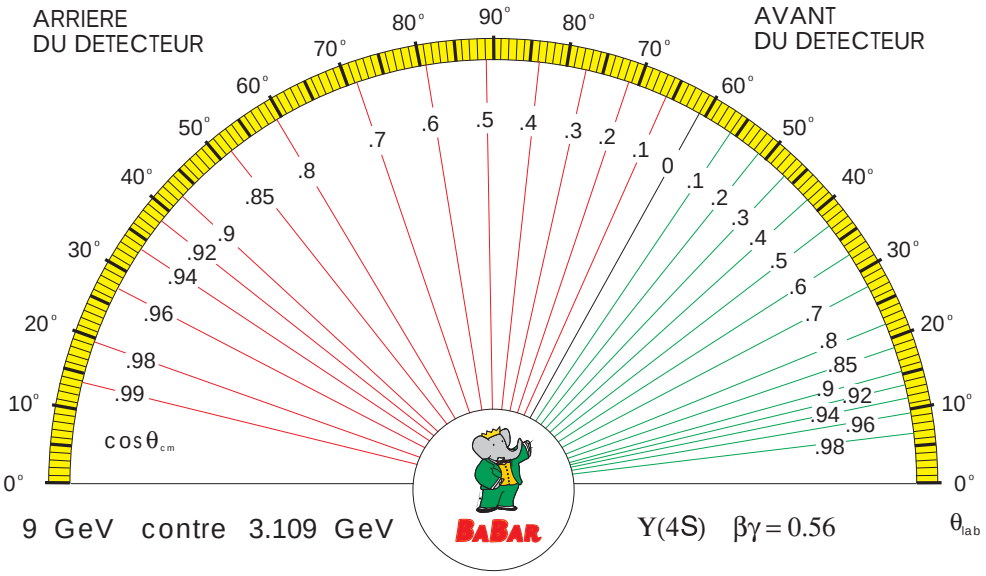

Figure 4.5: *Relation entre l'angle θ_{cm}, d'émission des particules dans le référentiel du $\Upsilon(4S)$, et l'angle θ_{lab} dans le référentiel du laboratoire. θ est l'angle entre la direction de la particule et l'axe z. Pour $\theta = 0$, la particule est émise le long du faisceau, vers l'avant du détecteur.*

inférieure à 200 MeV. Les π^0 sont présents dans la plupart des canaux de violation CP, $B^0 \to J/\psi K^0_s$, $B^0 \to J/\psi K^*_0$, $B^0 \to \rho\pi$, $B^0 \to D^+D^-$, $B^0 \to D^{*+}D^{*-}$.

L'étiquetage de la saveur des mésons B s'effectue à partir du signe d'un lepton (électron ou muon) ou d'un kaon. Pour cela le détecteur doit être capable d'identifier ces particules et entre autre de séparer les pions des muons et des électrons. Afin de pouvoir séparer ces particules, d'impulsion allant jusqu'à 4.8 GeV/c, un système d'identification des particules est indispensable. Ce système permettra de plus de réduire le bruits de fonds de nombreux canaux tels que $B \to \pi^+\pi^-$, $B \to \rho\pi$ et $B \to K^+\pi^-$.

La mesure de la position de désintégration des mésons B peut être réalisée avec suffisamment de précision à l'aide des techniques de détection de vertex avec des micro-pistes de silicium.

4.2.2 Vue générale du détecteur

Le détecteur BABAR est représenté sur la figure 4.6. Il est composé de 5 sous détecteurs qui sont, en partant du point d'interaction : deux détecteurs de traces chargées,

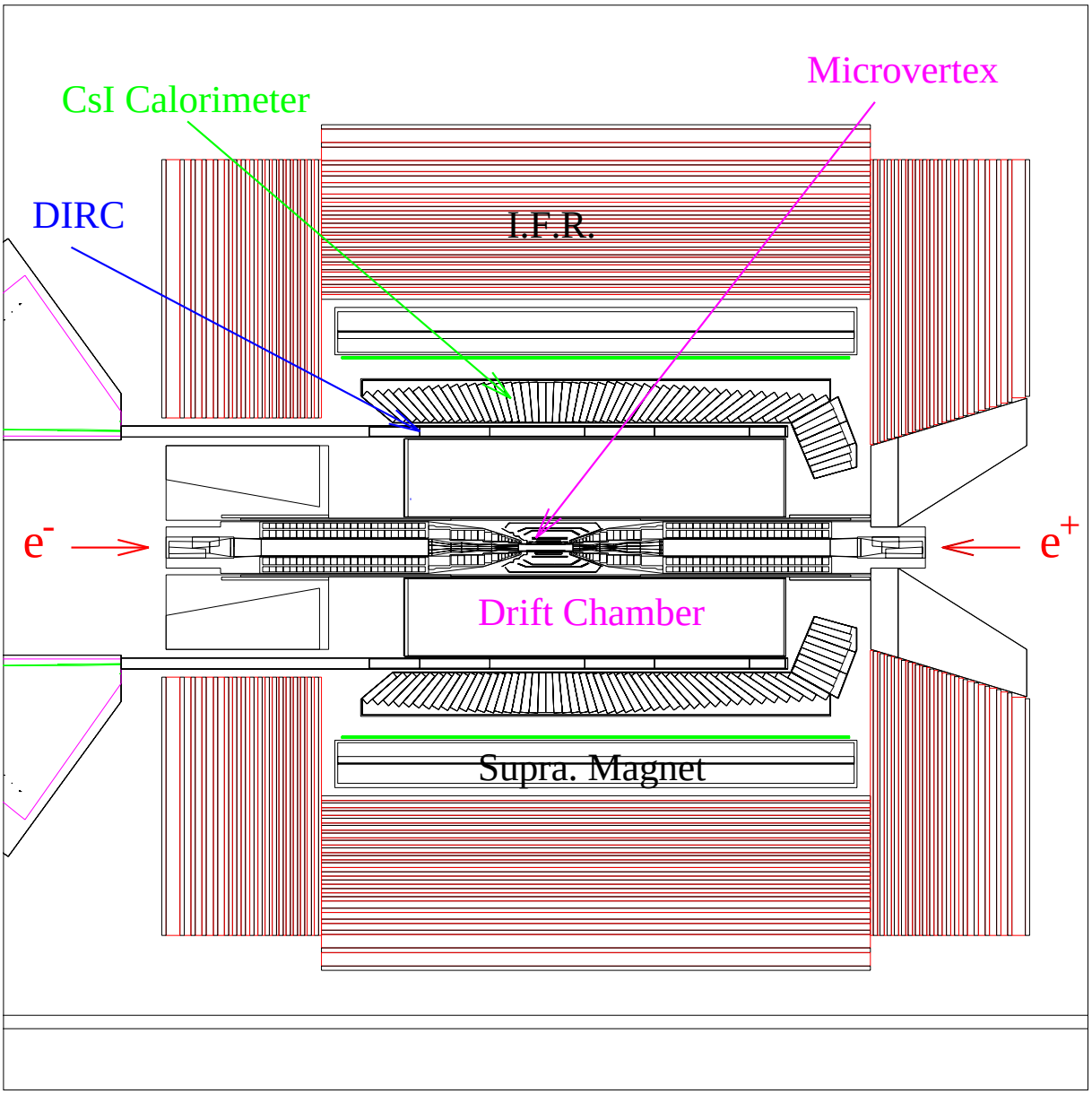

Figure 4.6: *Vu en plan du détecteur* BABAR. *En partant du point d'interaction les sous détecteurs sont : le détecteur de vertex (SVT), la chambre à dérive (DCH), le système d'identification des particules par émission Tcherenkov. Le détecteur fait au total 6.29 m de long (sans le DIRC) sur 6.10 m de haut et autant de large.*

le détecteur de vertex en silicium et la chambre à dérive, un système d'identification des particules par rayonnement Tcherenkov, un calorimètre électromagnétique et un retour de flux instrumenté pour la calorimétrie hadronique et la signature des muons. Tous les sous détecteurs, à l'exception bien évidemment du retour de flux, sont placés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur produisant un champ magnétique de 1.5 T. Ce champ magnétique important permet de minimiser la taille de la chambre à dérive et donc la quantité de matière présente devant le système d'identification des particules et le calorimètre et offre une excellente mesure de l'impulsion des traces chargées dans la chambre à dérive.

Pour produire les collisions entre le faisceau d'électrons et le faisceau de positrons, avec un angle le plus petit possible entre les deux, le collisioneur nécessite une optique très proche du point d'interaction. Ce qui limite l'acceptance des détecteurs de trace.

Nous appellerons, z l'axe du faisceau, parallèle au champ magnétique et (xy) le plan perpendiculaire.

4.2.3 Le détecteur de vertex en silicium (SVT)

Le détecteur de vertex en silicium est le premier détecteur traversé par les particules. Il permet de reconstruire les traces des particules chargées en conjonction avec la chambre à fil. Le SVT les paramètres d'impacts des traces dans le plan (xy) et selon l'axe z avec plus de précision, et de déterminer leur position angulaire.

Le SVT est également essentiel pour reconstruire les traces d'impulsion transverse au champ magnétique, p_T, inférieure à 100 MeV/c qui n'atteignent pas la chambre à fils en raison de la courbure due au champ magnétique.

Description

Le SVT est constitué de 5 modules (voir figures 4.7 et 4.8), de micro-pistes de silicium double face de 300 μm d'épaisseur, très résistantes aux radiations (jusqu'à quelques krad). Les 3 modules internes, en forme de tonneaux de rayons 33, 40 et 54 mm, sont formés de cellules de silicium de 50×100 μm. Les 2 modules externes, ont une forme d'arche pour minimiser la quantité de silicium nécessaire. Ils ont pour rayon 120 à 127 mm et 140 à 144 mm et sont constitués de cellules de 65×200 μm et 100×200 μm.

Le SVT est situé à l'intérieur du tube support qui renferme aussi les aimants quadrupôles de focalisation au point d'interaction de l'accélérateur. Ces aimants limitent l'acceptance, mais sont indispensables, compte tenu de la fonction β^* au point d'interaction qui fixe la distance maximale du dernier quadrupôle en fonction de la dispersion du faisceau. En raison de la haute luminosité de PEP-II, ces aimants sont donc très proches du point d'interaction.

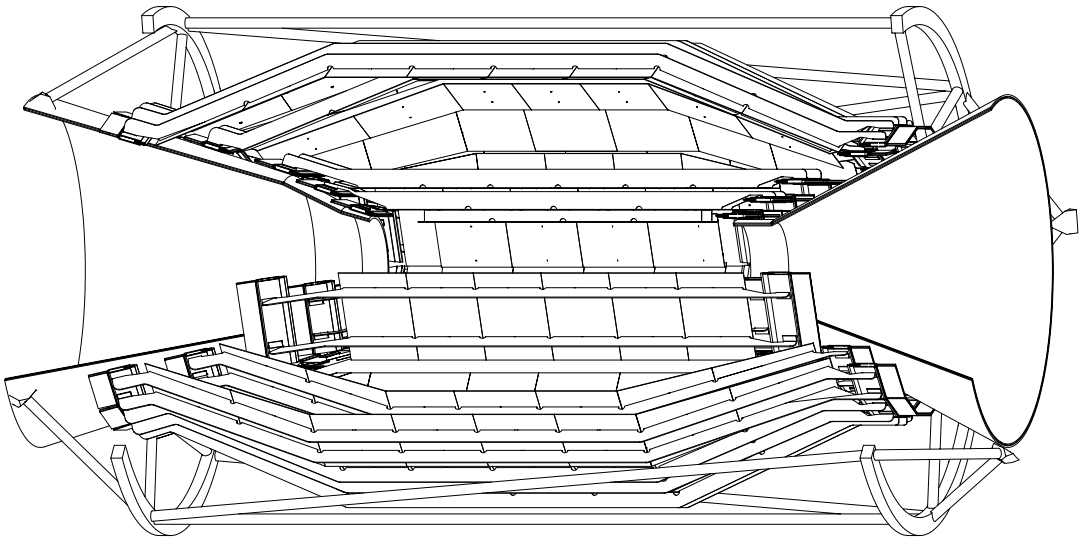

Figure 4.7: *Vue en 3 dimensions du SVT*

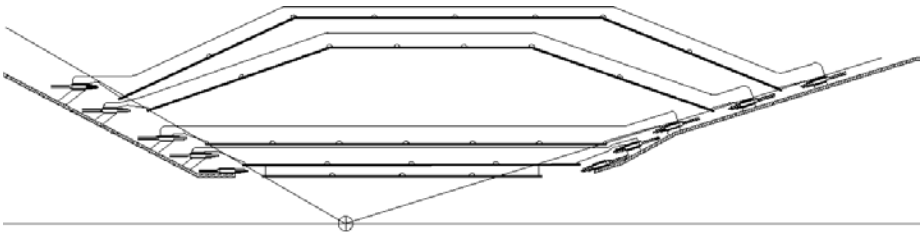

Figure 4.8: *Vu en coupe du détecteur SVT dans un plan contenant l'axe du faisceau. On distingue les 3 couches de détection internes et les 2 couches externes en forme d'arche.*

Acceptance

A l'aide des 3 modules internes le SVT permet de détecter des traces d'impulsion transverse $p_T \geq 25$ MeV/c. Les traces d'impulsion transverse $p_T \leq 100$ MeV/c sont reconstruites par le SVT seule. Pour les traces de $p_T > 100$ MeV/c les traces sont reconstruites en conjonction avec la chambre à dérive.

L'acceptance angulaire du SVT dans le référentiel du laboratoire est de :

$$20^\circ < \theta < 150^\circ$$

où θ est l'angle que fait la particule avec l'axe du faisceau.

L'extension angulaire du SVT est limitée par l'appareillage du collisioneur autour du point d'interaction. Les deux modules les plus internes du SVT sont légèrements

plus étendus, et permettent de détecter les traces jusqu'à un angle de 17°.

Pour toute la physique étudiée dans BABAR la reconstruction des traces chargées est primordiale, l'acceptance angulaire du SVT limite en quelque sorte l'acceptance globale du détecteur. Ainsi, pour des événements $B\overline{B}$, 85% des particules chargées sont reconstruites.

Résolution

La résolution de la position des traces selon l'axe du faisceau, est limitée à 15 μm pour les modules internes et à 30 ou 40 μm pour les modules externes par les phénomènes de diffusion multiple.

Pour obtenir une résolution satisfaisante sur les paramètres de la violation de CP, une résolution sur les vertex de désintégration des mésons B de 80μm est suffisante.

Cette résolution sur les vertex de désintégration des mésons B obtenue à l'aide du SVT a été estimée à partir de la simulation du détecteur pour trois canaux de violation CP [46]. La distribution de la position en z a été ajustée empiriquement par deux gaussiennes, une *large* et une *étroite* (voir la partie analyse à ce sujet).

Pour le méson B se désintégrant dans un canal d'observation de la violation CP, on obtient :

Mode	σ étroite (μm)	σ large (μm)	% étroite	écart type (μm)
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	27.5 ± 0.4	85.8 ± 3	84.0 ± 0.4	36.8 ± 0.6
$B^0 \to J/\psi K^0_s$	42.1 ± 0.7	168 ± 7	88.0 ± 0.2	57 ± 1.0
$B^0 \to D^+D^-$	46.5 ± 0.6	159 ± 10	94.0 ± 0.1	53.3 ± 0.8

Pour le méson B d'étiquetage, la résolution dépend de la catégorie d'étiquetage. On obtient pour la gaussienne la plus étroite $\sigma \approx 60$ μm pour un étiquetage à partir d'un lepton direct et $\sigma \approx 75$ μm pour un étiquetage à partir d'un kaon. Avec entre 70 et 80% des événements dans la gaussienne la plus étroite.

L'écart type ainsi obtenu sur la position des B est inférieur aux 80 μm annoncés.

4.2.4 La chambre à dérive (DCH)

Description

Le détecteur central de BABAR est une chambre à dérive conventionnelle. Afin de minimiser la quantité de matière devant le calorimètre la partie cylindrique de la chambre à dérive est en fibre de carbone, les bouchons qui supportent la traction des fils sont en aluminium et la partie interne est un tube de beryllium . Le mélange de gaz utilisé est constitué de 80% d'hélium (He) et de 20% d'isobutane (C_4H_{10}), c'est un mélange encore peu connu. La faible densité du mélange et les fils en Tungstène et Aluminium permettent de minimiser l'effet de la diffusion multiple.

Certains fils sont orientés parallèlement à l'axe du faisceau, ils forment les couches axiales, notées A. D'autres forment un angle de 2 à 3 milliradians avec l'axe du faisceau, ils forment les couches stéréo U et V, et permettent une meilleure localisation selon l'axe du faisceau. La chambre à dérive est constituée de 40 couches de fils, répartis en 10 super couches. Les super couches sont disposées en alternance de couches A, U et V. Les fils d'anodes sont entourés de 6 fils de masse, formant ainsi des cellules hexagonales dans lesquelles les particules ionisent le mélange gazeux.

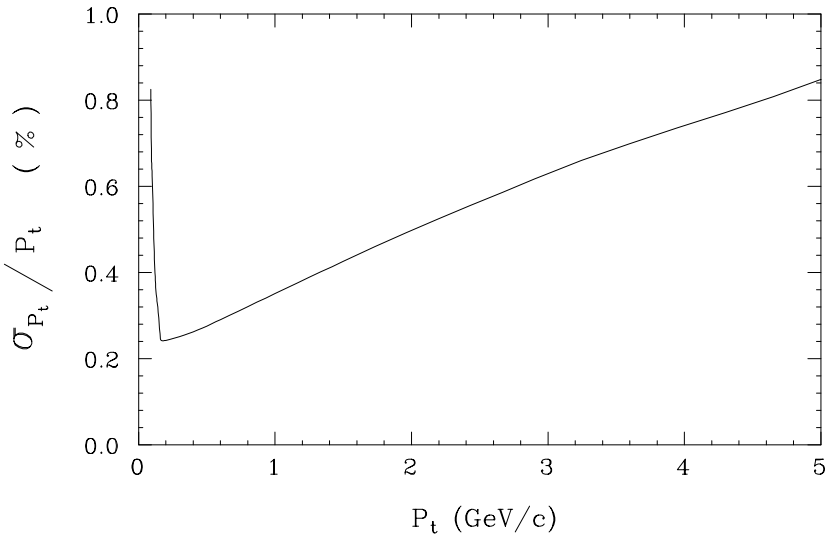

Figure 4.9: *Résolution sur l'impulsion transverse avec la chambre à dérive et le SVT, pour des particules d'angle* $\theta = 90°$.

Acceptance

Le rayon externe de la chambre est de 80 cm, ainsi les particules d'impulsion transverse $p_T > 180$ MeV/c traversent les 40 couches de fils. Le rayon interne de la chambre est de 22.5 cm et ne permet de détecter que les traces d'impulsion transverse $p_T > 50$ MeV/c.

La chambre à dérive s'étend jusqu'à 111 cm vers l'arrière et 166 cm vers l'avant. Les particules avec un angle de 25° avec l'axe du faisceau traverse la moitié des fils de la chambre.

L'acceptance angulaire de la chambre à dérive dans le référentiel du laboratoire est de :

$$15.0° < \theta < 142.4°$$

Ce qui couvre 94% de l'angle solide dans le centre de masse.

Résolution

La résolution en impulsion transverse obtenue par la conjonction de la chambre à dérive et du SVT est représentée figure 4.9. La résolution varie linéairement avec p_t, mais pour les basses impulsions elle se dégrade à partir de 180 MeV/c car les traces ne traversent plus suffisamment de cellules à cause des diffusions multiples, elle reste cependant acceptable jusqu'à 100 MeV/c.

dE/dx dans la chambre à dérive

Les détecteurs de traces permettent d'identifier les particules en fonction de l'énergie déposée par ionisation par la particule. En effet, la formule de BETHE et BLOCH qui caractérise le dépôt d'énergie d'une particule chargée au travers de la matière, nous apprend que le dépôt d'énergie mesuré est caractéristique de la particule, elle s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right)$$

où T_{max} est l'énergie maximum transmise aux électrons libérés par ionisation en une seule collision, I est l'énergie moyenne d'ionisation et Z et A sont le nombre atomique et la masse atomique du milieu. δ est un terme correctif due à la densité du milieu. $K = 4\pi\mathcal{N}r_e^2m_ec^2$ est une constante, avec $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro. Cette relation ne dépend en première approximation que de β, la vélocité de la particule.

Ainsi connaissant l'impulsion d'une particule il est possible de l'identifier en utilisant l'énergie déposée par ionisation dans les cellules de la chambre. La figure 4.10 montre la distribution de l'énergie déposée par ionisation en fonction de l'impulsion des particules, obtenue avec la simulation rapide du détecteur BABAR. La perte d'énergie passe par un minimum d'ionisation puis remonte pour les grandes énergies, c'est le plateau de LANDAU. Cette remontée est appelée remontée relativiste, elle est décrite par le terme en $\ln(\gamma^2)$ dans la formule de BETTE et BLOCH.

La résolution attendue sur le dE/dx obtenu par la moyenne tronquée sur les mesures de 40 cellules traversées est de 6.5%. Ainsi la chambre à dérive permet de séparer les pions des kaons pour des impulsions comprisent entre 100 et 700 MeV/c à plus de 3 écarts type. Au delà la différence de perte d'énergie par ionisation n'est pas suffisante pour distinguer les pions des kaons avec un niveau de confiance suffisant. Toutefois la remontée relativiste permet de séparer les pions des kaons au dessus de 2 GeV/c à 2 écarts type.

4.2.5 Le système d'identification des particules (DIRC)

La mesure de la perte d'énergie par ionisation dans la chambre à dérive permet d'identifier les particules d'impulsion inférieure à 700 MeV/c. Les leptons peuvent être identifiés grâce à leur signature dans le calorimètre électromagnétique et dans les

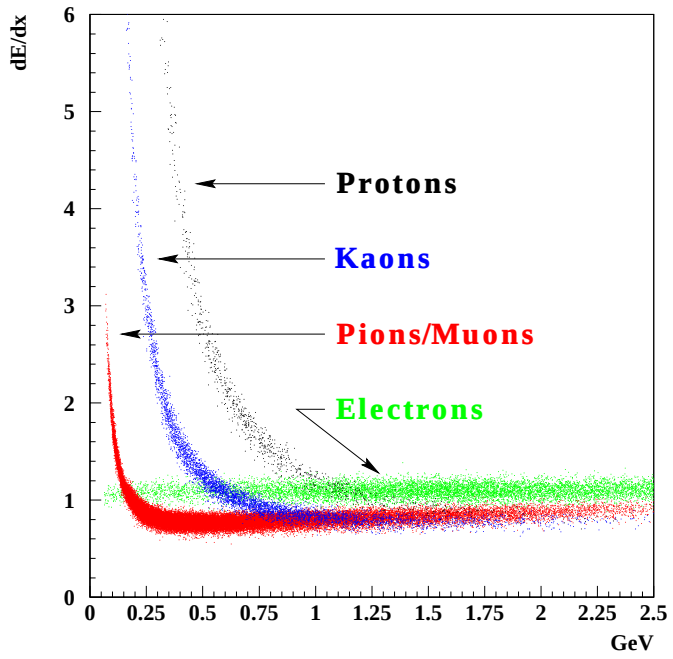

Figure 4.10: *Distribution du dE/dx dans la chambre à fils pour différents types de particules chargées.*

chambres à muons. Mais pour différencier les pions des kaons au dessus de 700 MeV/c il est nécessaire de faire appel à un système dédié à l'identification des particules. En effet, 40% des événements étiquetés le sont avec le signe d'un kaon et 50% des kaons émis ont une énergie supérieure à 700 MeV/c (voir figure 4.11).

Description

Le système d'identification des particules dans la région centrale de BABAR est un détecteur de rayonnement Tcherenkov par réflexion interne (DIRC). Il est constitué de 144 barres de quartz, d'indice $n = 1.474$, de 4.90 m de long sur 1.7 cm d'épaisseur formant un tonneau. Les particules traversant le quartz avec une vélocité $\beta > 1/n$ émettent un rayonnement dit de Tcherenkov sur un cône d'angle θ_C, avec $\cos\theta_C = 1/(n\beta)$. La lumière ainsi émise est alors transmise le long des barres de quartz. A l'avant un miroir réfléchit la lumière, en conservant l'angle Tcherenkov. A l'arrière les photons pénètrent dans une cuve remplie d'eau (d'indice $n = 1.34$) située à l'extérieur du détecteur (voir figures 4.12 et 4.13). Sur les parois de la cuve, 10752 photo-multiplicateurs sont disposés pour reconstruire l'angle θ_C à partir du tronçon

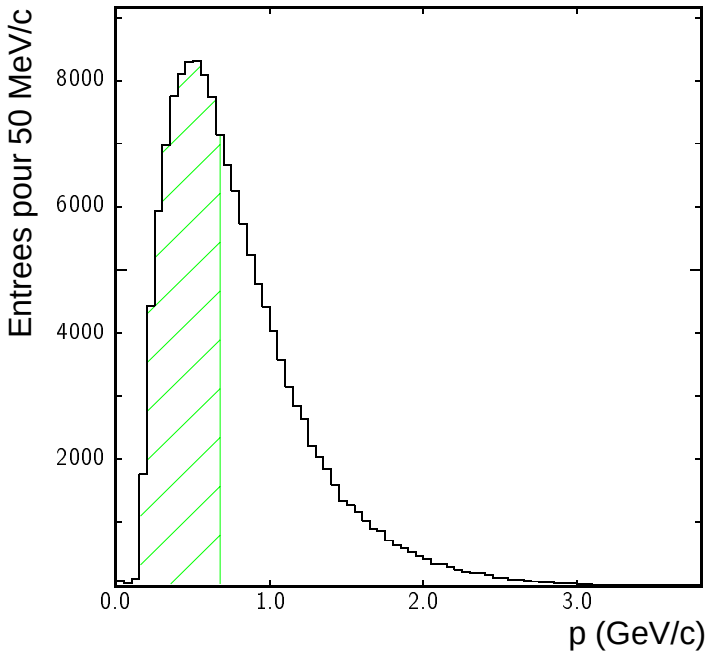

Figure 4.11: *Spectre en impulsion des kaons utilisés pour l'étiquetage de la saveur d'un méson B. Les kaons dans la partie hachurée sont séparés des pions à 3 écarts type par la mesure de la perte d'énergie par ionisation dans la chambre à dérive. Au dessus de 2 GeV/c la remontée relativiste permet de séparer pions et kaons à 2 écarts type. Il reste donc 50% des kaons qui ne peuvent pas être correctement identifiés par dE/dx.*

d'ellipse détecté.

Acceptance

Les barres de quartz sont réparties en modules sur 12 secteurs, l'espace entre les barres est faible (~ 250 μm) mais les modules sont séparés les uns des autres par un espace de 2 cm créant une perte dans l'acceptance de 7% en azimut.

La couverture angulaire du DIRC, selon l'axe du faisceau, dans le référentiel du laboratoire est de :

$$23.6^\circ < \theta < 147^\circ$$

Au moment de la publication du *Technical Design Report* [46], la géométrie de BABAR était telle que le DIRC ne s'étendait que jusqu'à 25.8°. Le système d'identification était prolongé sur la partie avant par un compteur Tcherenkov à aérogel (ATC) entre 17 et 25° dont nous discuterons dans le chapitre suivant.

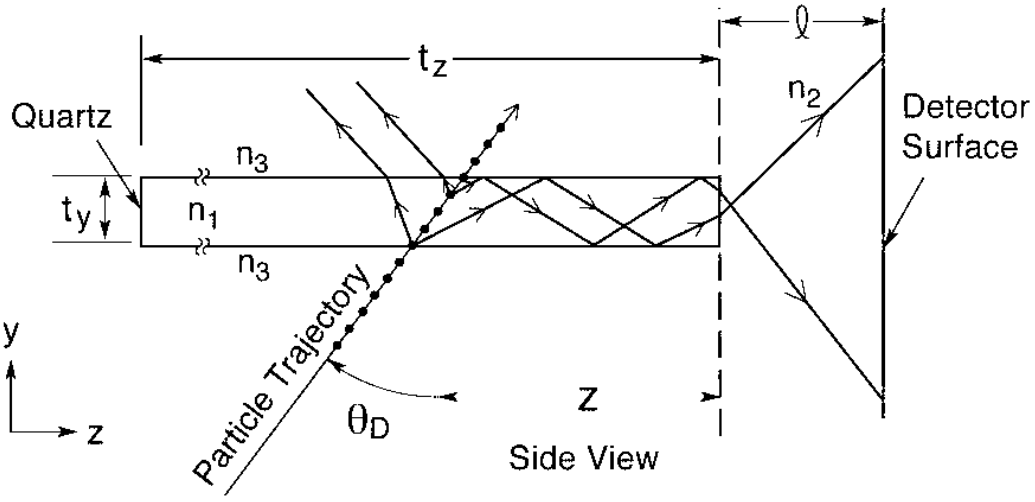

Figure 4.12: *Principe de fonctionnement du DIRC. Les photons émis avec un angle supérieur à l'angle minimal de réflexion sont réfléchis à travers le quartz jusqu'aux détecteurs de lumière. Tandis que les photons émis avec un angle faible par rapport à la normale à la surface du quartz sont perdus dans la plupart des cas.*

Séparation des particules

Le nombre moyen de photons détectés pour des pions est de 40 pour des particules traversant le DIRC dans la partie arrière, de 20 pour des particules à $\theta = 90°$ et de 50 vers l'avant. Vers l'avant le nombre de photons produits est plus grand à cause de la plus grande quantité de quartz traversée mais également en raison de l'impulsion moyenne plus élevée des particules lorsqu'elles sont émises vers l'avant. Cependant les particules étant plus énergétiques, les angles d'émissions Tcherenkov sont difficiles à séparer. La séparation la plus grande est obtenue pour les particules perpendiculaires au faisceau lorsque les photons sont émis sur un cône d'angle supérieur à l'angle de réfraction minimum.

Les tests réalisés en faisceaux[51] ont permis d'évaluer la résolution angulaire et le pouvoir de séparation entre pions et kaons du DIRC. La résolution angulaire individuelle sur les photons est de (10.0 ± 0.2) mr. Les mesures de l'angle Tcherenkov ont été effectués pour des pions et des protons de 5.4 GeV/c d'impulsion. Cette situation est équivalente à celle que l'on obtiendrait pour des pions et des kaons de 2.8 GeV/c d'impulsion. Ce qui correspond à l'impulsion moyenne de particules

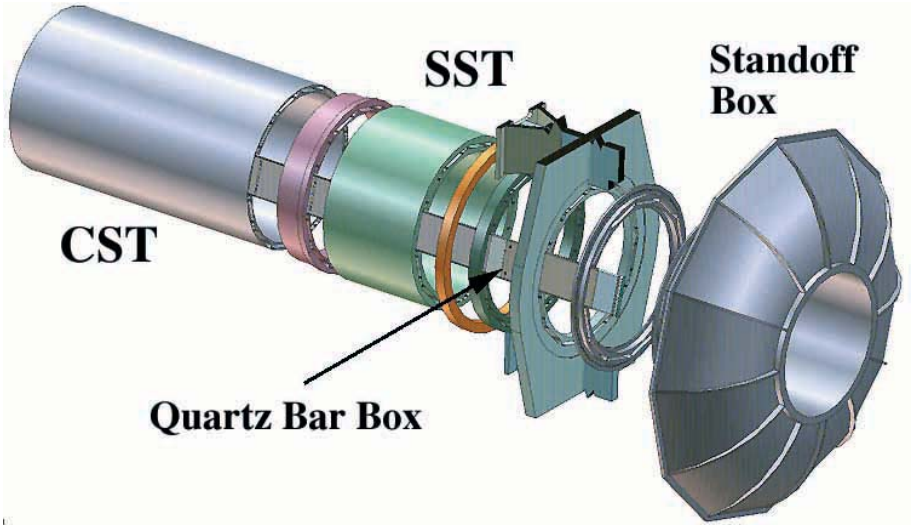

Figure 4.13: *Vue générale du DIRC. Les photo-multiplicateurs couvrent la cuve en forme de couronne, située à l'extérieur de l'enceinte du retour de flux de* BABAR.

provenant de la désintégration d'un mésons B en deux corps. La séparation obtenue est de 3.6 écarts type (voir figure 4.14). La figure 4.15 présente la performance prévue par simulation entre pions et kaons entre 0.5 et 3.5 GeV/c.

La séparation obtenue par le DIRC est supérieure à 3 écarts type pour des particules d'impulsion inférieure à 3.5 GeV/c. Le DIRC en conjonction avec la mesure de la perte d'énergie par ionisation dans la chambre à dérive permet donc de séparer pions et kaons pour l'étude de la physique des B, sur toute la gamme d'impulsion avec un bon recouvrement des deux systèmes d'identification aux environs de 500 MeV/c.

4.2.6 Le calorimètre électromagnétique (EMC)

Le calorimètre est essentiel pour reconstruire les nombreux π^0 et photons produits dans tous les canaux de physique. Le calorimètre doit pouvoir détecter des photons d'énergie très basse (quelques dizaine de MeV) et conserver son efficacité jusqu'à 4 GeV pour pouvoir reconstruire des canaux particuliers comme $B^0 \to \pi^0\pi^0$ (voir figure 4.16). Il est aussi utilisé dans l'identification des particules, pour séparer électrons et pions en fonction de la forme de la gerbe électromagnétique et en comparant l'énergie déposée avec l'impulsion mesurée dans la chambre à fils. Le calorimètre donne aussi un supplément d'information pour sur les muons et les K_L^0 qui ne déposent pas d'énergie ou très peu dans le calorimètre contrairement aux pions.

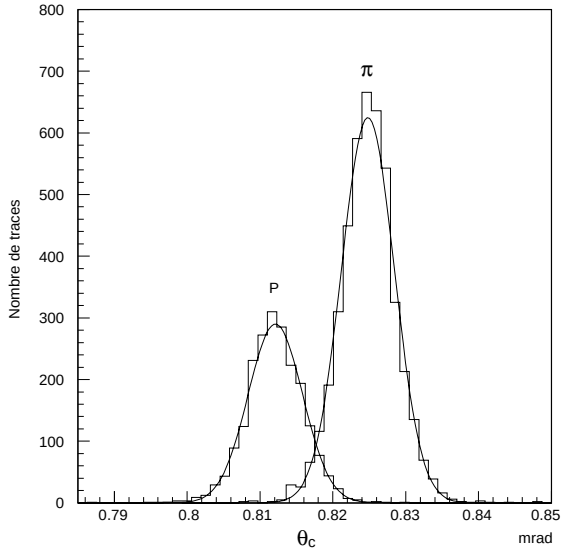

Figure 4.14: *Distribution de l'angle Tcherenkov mesuré pour des pions et des protons de 5.4 GeV/c d'impulsion. La différence angulaire est de 13 mr et la séparation obtenue est de 3.6 écarts types.*

Description

Le calorimètre électromagnétique est situé après le DIRC et à l'intérieur de l'aimant. Il est constitué de 6780 cristaux de Csi(Tl), lus par des photo-diodes. Les cristaux sont dopés au thalium afin d'augmenter la scintillation du cristal. La figure 4.17 présente la disposition des cristaux qui sont projectifs sur le point d'interaction. Les cristaux sont légèrement inclinés par rapport à la direction du point d'interaction pour réduire le nombre de particules qui traverseraient le calorimètre entre les cristaux. Les cristaux ont une face avant de 5×5 cm et une longueur comprise entre 16.0 et 17.5 longueurs de radiation (X_0). La longueur de radiation X_0 correspond à la longueur moyenne sur laquelle un électron de haute énergie perd une partie $1 - 1/e$ de son énergie par rayonnement bremsstrahlung dans le matériau considéré. Pour les photons la longueur moyenne avant la première création de paire est donnée par $X_\gamma = \frac{9}{7} X_0$. La longueur de radiation du CsI est de 1.85 cm.

La quantité de matière située entre le calorimètre et le point d'interaction limite la résolution sur l'énergie que l'ont pourrait obtenir. En effet l'énergie perdue en traversant ces matériaux n'est pas mesurée. Dans la région centrale le DIRC, le tube de faisceau, le SVT et la chambre à dérive ajoutent 0.23 X_0 de matière. Le DIRC à lui seul contribue pour 0.18 X_0. Sur la partie avant la contribution du bouchon en aluminium de la chambre à dérive est de 0.1 X_0. En ajoutant le reste de la chambre

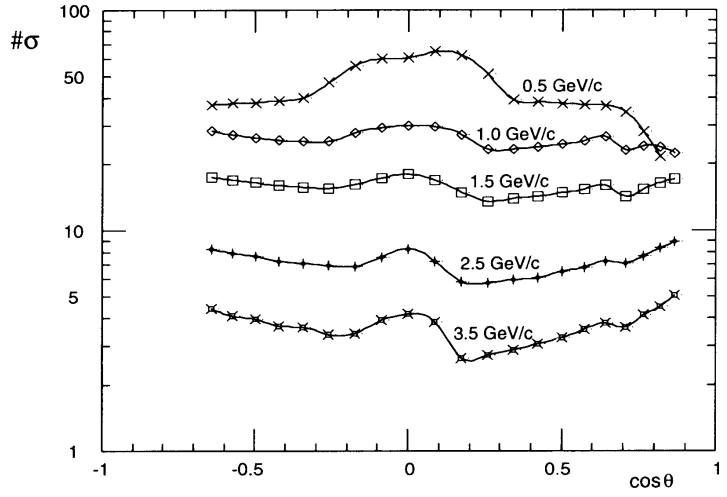

Figure 4.15: *Séparation prévues entre pions et kaons en fonction de l'angle par rapport à l'axe du faisceau pour différentes valeurs de l'impulsion des particules. La séparation est donnée en nombre d'écarts types. La bosse autour de* $\cos\theta = 0$ *est due au fait que tous les photons, ou presque, sont émis avec un angle supérieur à l'angle minimal de réflexion.*

à fils et le SVT on obtient un total de 0.21 X_0.

Acceptance

La couverture angulaire du calorimètre est de :

$$14.3^\circ < \theta < 142.6^\circ$$

avec θ l'angle par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

Le calorimètre électromagnétique permet de détecter les photons entre 20 MeV et 5 GeV. Bien que les cristaux de Csi(Tl) permettent de détecter des énergies de l'ordre de quelques MeV, l'énergie minimale observable est limitée par le bruit de fond de l'accélérateur.

Résolution

La résolution sur l'énergie σ_E est de la forme [52] :

$$\sigma_E/E = \frac{1\%}{\sqrt[4]{E(GeV)}} \oplus 1.2\% \qquad \text{pour } \theta = 90^\circ$$

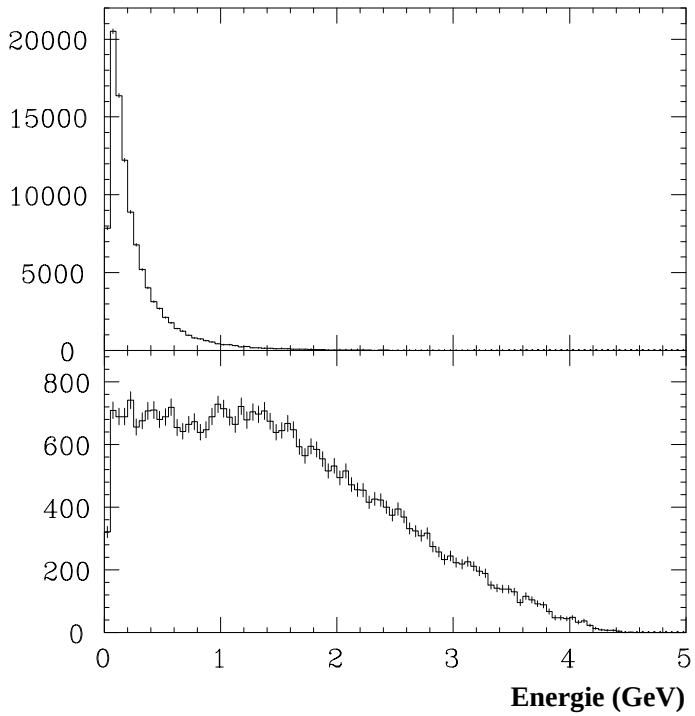

Figure 4.16: *Spectre en énergie des photons émis pour des événements $B\overline{B}$ en haut et pour des événements $B^0 \to \pi^0\pi^0$ en bas.*

où le premier terme est un terme stochastique. Le deuxième terme est un terme constant dépendant, entre autres, des erreurs de calibration et de non uniformité de collection de la lumière d'un cristal à l'autre. Une résolution de 2% sur l'énergie est obtenue à 100 MeV et de 1.5% à 1 GeV. Ceci sans tenir compte du bruit électronique qui est inférieur à 150 keV par cristal.

La résolution angulaire, sur le centroïde des gerbes, dépend de la taille moyenne des cristaux :

$$\sigma_\theta = \frac{3 \text{ mr}}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 2 \text{ mr}$$

4.2.7 Le retour de flux instrumenté (IFR)

Le retour de flux de l'aimant est instrumenté pour détecter les muons et les hadrons neutres (K_L^0), il peut aussi servir de calorimètre hadronique .

L'identification des muons est indispensable pour l'étiquetage de la saveur des mésons B par un lepton. 18% des désintégrations de mésons B contiennent au moins 1 muon, ce qui correspond à 42% des événements $\Upsilon(4S)$.

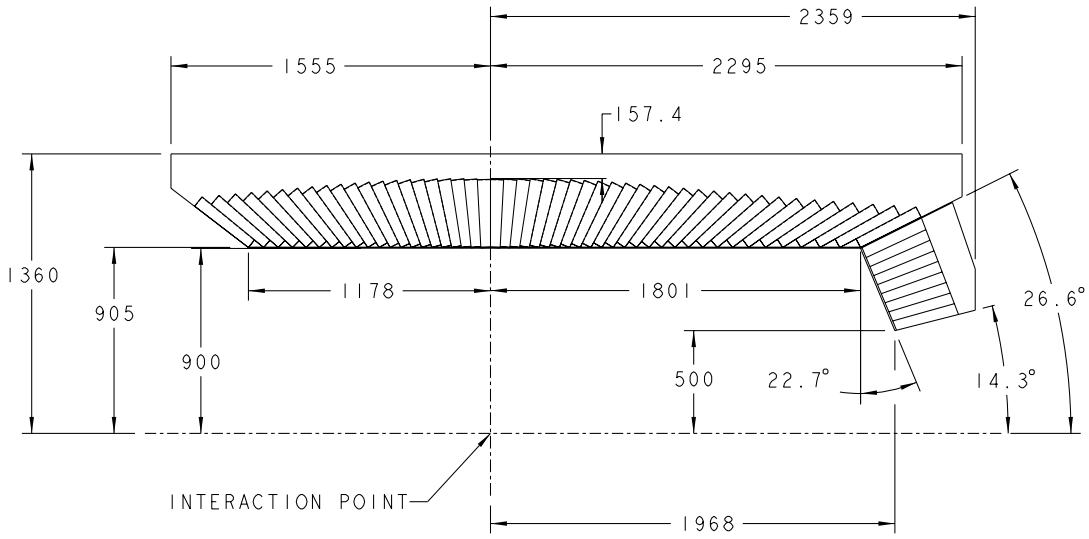

Figure 4.17: *Vu en coupe du calorimètre. Le calorimètre est constitué de 2 parties : le tonneau et le bouchon avant.*

Description

L'IFR est constitué de plaques de fer de 2 à 5 cm d'épaisseur, servant d'absorbeur pour les hadrons, formant un total de 55 cm, en alternance avec des couches de détection. 1.3% des hadrons ne sont pas absorbés par ces 55 cm de fer. Les couches de détections sont fabriquées selon la technologie des RPC (Resistive Plate Chambers). Pour pouvoir détecter des traces d'impulsion plus faible, une couche de détection supplémentaire est disposée à l'intérieur de l'aimant, juste après le calorimètre.

Acceptance

Dans le tonneau, l'impulsion minimale détectée est fixée à 450 MeV/c par le rayon interne de l'IFR et le champ magnétique. Dans les bouchons l'impulsion minimale détectée est de 250 MeV/c. L'IFR permet de reconstruire les hadrons jusqu'à quelques GeV/c.

Le retour de flux englobe la quasi totalité de l'expérience et couvre par là même la totalité de l'acceptance angulaire des autres sous détecteurs.

Efficacité

L'efficacité de détection des muons est de 50% à 650 MeV/c et elle croît jusqu'à 90% à 800 MeV/c. Pour des impulsions inférieures à 600 MeV/c on utilise le DIRC.

La probabilité d'identifier un hadron comme un muon est de 4%. Ce qui correspond à une contamination de 15% dans l'échantillon de muons.

Dans le cas des K_L^0, 70% interagissent avant d'atteindre l'IFR et sont donc plus difficiles à reconstruire. Dans le cas général il est impossible de reconstruire l'énergie du K_L^0 mais celui ci peut tout de même être identifié. En revanche la direction du K_L^0 est bien déterminée et elle peut être utilisée pour reconstruire la masse invariante de la particule mère, comme par exemple dans le canal $B^0 \to J/\psi K_L^0$.

L'efficacité moyenne de détection d'un K_L^0 est de 56%. Ce qui est comparable à l'efficacité globale de reconstruction du K_S^0 en deux pions$\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$.

Pour le canal $B^0 \to J/\psi K_L^0$ on arrive à un taux de reconstruction de 20% avec un rapport signal sur bruit de 3.5.

4.3 Conclusion

Le détecteur BABAR est optimisé pour étudier la physique des B et plus particulièrement les canaux de violation de CP. Le détecteur de vertex permet d'obtenir une résolution de 80 μm sur la position des B selon l'axe du faisceau. Et le DIRC et la chambre à fils permettent de séparer pions et kaons entre 100 MeV/c et 4 GeV/c à plus de 3 écarts type rendant ainsi possible l'étiquetage des mésons B par le signe d'un kaon et l'identification des canaux $B^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B^0 \to K^\pm\pi^\mp$.

La construction du détecteur BABAR est actuellement en phase finale, il sera installé sur le collisioneur PEP-II en Janvier 1999 pour une première prise de données avec des particules cosmiques. Les prises de données en collision débuteront en Avril 1999.

Chapitre 5

Étude du Compteur Tcherenkov à Aérogel (ATC)

5.1 Rôle du détecteur dans l'expérience

Trois types de détecteurs dédiés à l'identification des particules ont étés proposées pour l'expérience BABAR. Le DIRC, mais aussi un RICH rapide au fréon liquide, lu par des photo-cathodes solides en CsI [53] et un compteur Tcherenkov à seuil à aérogel. La solution finalement adoptée est le DIRC. Toutefois, le DIRC ne pouvant être étendu sur l'avant de l'expérience, il était à l'origine, complété par un compteur Tcherenkov à seuil à aérogel (ATC).

En effet, le système d'identification des particules de l'expérience BABAR tel que nous l'avons décrit dans le chapitre précédent ne couvre pas la partie avant ($\theta > 23.6°$) pour des impulsions supérieures à 700 MeV/c. La limite cinématique de l'impulsion des particules produites lors de la désintégration des deux mésons B est de 4.8 GeV/c pour $\theta = 0°$. Pour $\theta = 17°$ cette limite est de 4.3 GeV/c.

La chambre à fils permet de séparer les pions des kaons par dE/dx pour des impulsions inférieures ou égale à 700 MeV/c. Pour les impulsions supérieures à 2 GeV/c, la remonté relativiste du dE/dx ne permet pas de séparer ces particules mieux qu'à 2 écarts standards. Le DIRC quant à lui ne couvre que la partie centrale de l'expérience, entre 23.6 et 147°.

Ce défaut de la couverture angulaire était encore plus grande dans la géométrie initiale où l'acceptance du détecteur de vertex était de $17.2° < \theta < 150°$. Le DIRC alors ne s'étendait que jusqu'à 25.8°.

Nous avons alors proposé un détecteur pour identifier les particules entre 17 et 25°. En raison du peu de place disponible (voir figure 5.4) nous avons opté pour un détecteur Tcherenkov à seuil, donc sans mesurer l'angle Tcherenkov, plutôt que pour un système d'imagerie. Le rayonnement Tcherenkov est émis lorsque des particules traversent un milieu d'indice de réfraction n avec une vélocité β supérieure à $\frac{1}{n}$. En

détectant la lumière émise dans le milieu il est possible de séparer les particules selon leur vélocité, leur impulsion étant connue par ailleurs, on peut alors en déduire une limite supérieure ou inférieure sur leur masse.

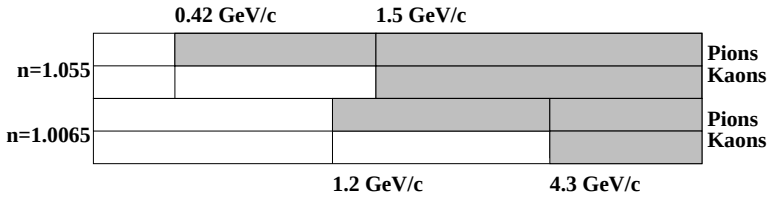

Figure 5.1: *Seuils d'émission Tcherenkov attendus dans l'aérogel.*

Ainsi, si l'on veut distinguer pions et kaons pour des impulsions comprises entre 0.5 et 4.3 GeV/c, il est nécessaire d'utiliser deux milieux d'indices différents. La figure 5.1 indique les seuils Tcherenkov en énergie pour les pions et les kaons en fonction des indices de réfraction retenus, n=1.055 et n=1.0065. Ces indices ne sont pas ceux des matériaux courants. En effet les liquides et les solides ont un indice de réfraction supérieur à 1.3 et pour obtenir de telles indices avec un gaz la pression à maintenir serait trop importante. De tels indices peuvent néanmoins être obtenus en utilisant un milieu particulier : l'aérogel de silice.

L'aérogel est un matériau fabriqué à partir d'un gel de silice. Un gel de silice est constitué d'un réseau de silice solide et d'un solvant (de l'alcool en général). L'aérogel est obtenu par évaporation du solvant dans des conditions de pression et de température supérieures au point critique du solvant. Dans ces conditions, les phases liquide et gazeuse du solvant sont indissociables et celui ci n'excerce plus de tension de surface sur le réseau solide. Le solvant s'évapore donc sans détruire le réseau solide[54]. On obtient alors un matériaux à l'aspect *fantomatique* composé en moyenne de 95% d'air et de 5% de silice. L'aérogel est constitué de petites sphères de silice de 2 à 5 nm de diamètre, formant des structures de 20 à 500 nm appelées *pores*. Très fragile il doit être manipulé avec soin, il est également très sensible à la poussière et à l'humidité.

La particularité essentielle de l'aérogel est sa très faible densité (entre 0.03 et 0.35 g·cm^{-3}). L'indice de réfraction des aérogels de silice varie linéairement avec leur densité :

$$n = 1 + 0.21\rho \quad (\mathrm{g \cdot cm^{-3}})$$

L'aérogel est un matériau très transparent, son spectre de transmission et sa longueur d'absorption sont comparables à ceux du verre (voir figure 5.2). Mais l'aérogel diffuse la lumière selon le mécanisme de diffusion Rayleigh. La longueur de diffusion est donc proportionnelle à λ^4, avec λ la longueur d'onde de la lumière. La diffusion Rayleigh est d'autant plus forte que la dimension des structures du matériaux est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière qui le traverse. La longueur de diffusion moyenne des aérogels de silice que nous avons utilisés est de 2 cm à 366 nm. A cause

de cette diffusion l'aérogel a un aspect laiteux et la lumière est atténuée car le trajet moyen des photons dans l'aérogel augmente. Les structures responsables de cette diffusion sont les pores de l'aérogel. La dimension de ces pores varie avec le procédé de fabrication. Les recherches actuelles sur les aérogels visent à réduire la dimension de ces pores pour augmenter la transparence de l'aérogel.

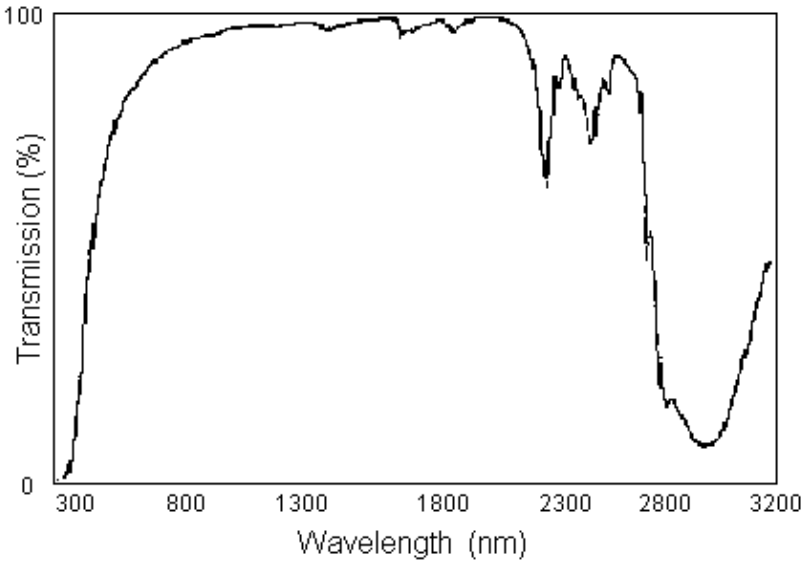

Figure 5.2: *Spectre de transmission de l'aérogel pour les longueurs d'ondes UV, visibles et proche infra-rouge.*

L'aérogel comme milieu radiateur dans un détecteur Tcherenkov fut utilisé pour la première fois au début des années 80 par les expériences TASSO (à DESY), EHS et NA9 (au CERN). Leurs résultats sur les compteurs Tcherenkov à seuil en aérogel[55, 56] ont montré la faisabilité de tels détecteurs, avec toutefois de graves problèmes de pertes de lumière dues au vieillissement de l'aérogel et des parois diffusantes en millipore. L'aérogel en absorbant les vapeurs de colle et de peinture ou l'humidité de l'air prenait un aspect jaunâtre caractérisitique de l'augmentation de l'effet de la diffusion Rayleigh. Ainsi, même si sa longueur d'absorption restait inchangée, le taux de diffusion plus important faisait croître la longueur du parcours moyen des photons dans l'aérogel, augmentant ainsi leur chance d'être absorbés. La perte de lumière due à l'aérogel était de 30% sur 4 ans. A laquelle il fallait ajouter une perte de 15% due au vieillissement du millipore. Depuis des progrès encourageants ont été fait sur la transparence et la stabilité de l'aérogel.

5.2 Contribution de l'ATC aux performances à l'identification des particules

Comme nous l'avons dit précédemment, l'identification des particules est utilisée d'une part pour l'identification des kaons d'étiquetage et d'autre part pour séparer les pions des kaons, donc de diminuer le niveau du bruit de fond, dans certains canaux comme $B^0 \to \pi^+\pi^-$, $B^0 \to \rho\pi$ ou $B^0 \to K\pi$.

5.2.1 Étude de canaux de désintégration

La figure 5.3 indique quel système d'identification est sollicité pour séparer les pions des kaons pour des événements $B^0 \to \pi K$ en fonction de l'angle θ que fait la particule avec l'axe du faisceau. Dans la partie centrale de l'expérience le DIRC et la perte d'énergie par ionisation dans la chambre à dérive contribuent chacun à l'identification de la moitié des particules. Pour des angles supérieurs à 25.8° et inférieurs à 17.2°, l'ATC complète le DIRC. L'ATC permet d'obtenir l'information manquante sur l'identité de la particule pour 6% des traces pour les kaons et 4% pour les pions.

Le tableau suivant donne pour tous les kaons produits dans l'acceptance du détecteur, la contribution des trois systèmes d'identifications des particules :

Détecteur	Taux de kaons identifiés
dE/dx	41%
DIRC (nouvelle géométrie)	53%
DIRC (géométrie du TDR)	51%
ATC	6%

Les kaons sont considérés comme identifiés lorsqu'ils sont séparés des pions à plus de 3 écarts types. L'ATC aurait donc permis d'identifié en plus, 6% des kaons. Avec la nouvelle géométrie, le DIRC est allongé et récupère une partie de ces kaons.

5.2.2 Identification de la saveur des B

L'identification de la saveur des B se fait principalement à partir de l'étude de la charge d'un lepton ou d'un kaon. Pour 10000 événements étiquetés la répartition en catégorie d'étiquetage est de 21% d'étiquetages par un lepton, de 24% d'étiquetages par un kaon et de 11% d'étiquetages par un lepton et un kaon. Les méthodes d'étiquetage autrement que par un kaon ou un lepton contribuent pour un faible pourcentage et ne sont pas prises en compte ici.

En considérant que toutes les particules sont correctement identifiées, la performance de l'étiquetage ϵ_{TAG} (voir section 6.5) est de :

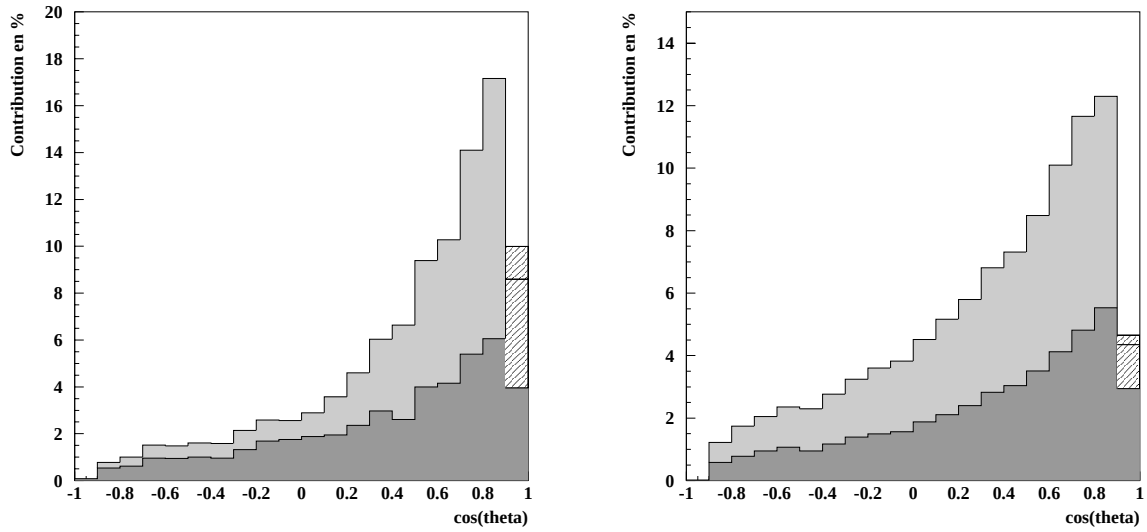

Figure 5.3: *Détecteur identifiant la particule en fonction de son angle θ par rapport à l'axe du faisceau pour des kaons à gauche et des pions à droite. En gris foncé identification par dE/dx, en gris clair identification par le DIRC et en hachuré identification par l'aérogel. Le dernier canal à droite est artificiellement plus bas, car la couverture angulaire du détecteur s'arrête à $\cos\theta = 0.95$.*

Système d'identification des particules	Performance (%) kaons seuls	Performance (%) totale
DIRC et dE/dx (nouvelle géométrie)	9.5	22.5
DIRC et dE/dx (géométrie du TDR)	9.3	22.3
DIRC, ATC et dE/dx	10.1	23.1

Le taux d'événements étiquetés varie peu, car un kaon peut être identifié dans l'ATC alors que l'événement comprend déjà un lepton ou un kaon. La performance totale de l'étiquetage, quant à elle, varie très peu. L'impact de l'ATC sur l'efficacité d'étiquetage totale est alors dilué.

5.3 Conception du détecteur

Le compteur Tcherenkov à seuil est prévu pour s'insérer dans la partie avant du détecteur entre la chambre à fils d'un coté, le bouchon du calorimètre de l'autre, le DIRC au dessus et le tube à vide du faisceau en bas (voir figure 5.4). La plaque avant de la chambre à fils à alors une forme particulière, adaptée à la présence de l'ATC. Dans ce cas, l'ATC se trouve dans un champ magnétique de 1.5 T. Et les photo-

multiplicateurs placés le plus proche possible de l'aérogel, dans le champ magnétique, pour pouvoir collecter le plus de lumière possible. Les photo-détecteurs choisis doivent conserver un gain important lorsqu'ils sont utilisés dans un champ magnétique fort comme celui de l'expérience BABAR. De plus les photo-détecteurs doivent être compacts en raison du manque de place.

Nous avons donc étudié deux géométries différentes, une géométrie à deux couches et une géométrie à quatre couches d'aérogel, ainsi que deux types de photo-détecteurs, des photo-multiplicateurs à grilles fines (*finemesh*) Hammamatsu [57] et des photo-diodes hybrides (*HPD*) conçues par le CERN-LAA et l'INFN fabriquées par la société DEP [58].

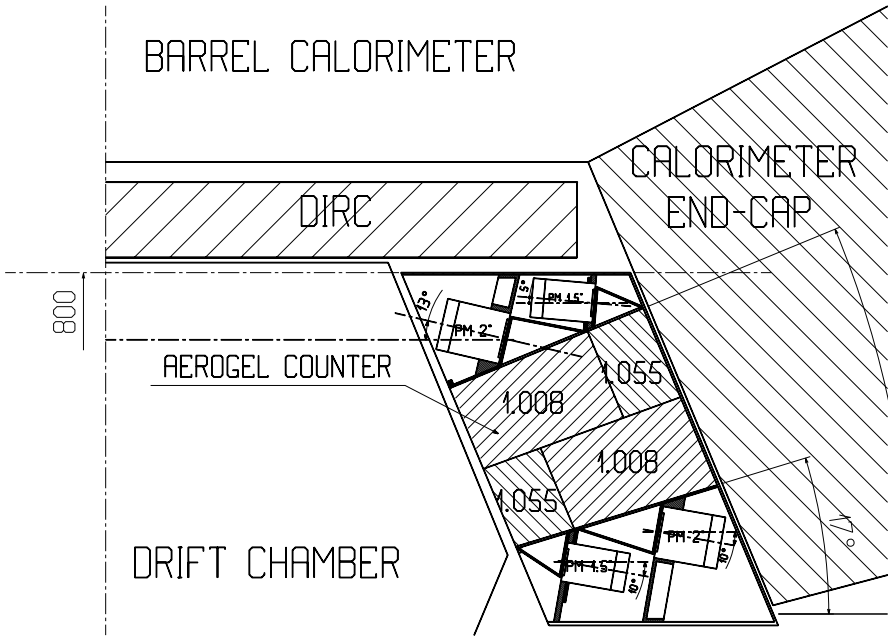

Figure 5.4: *Géométrie à deux couches lues par des* finemesh*, dans le détecteur* BABAR.

5.3.1 Géométries

1. **Le modèle à deux couches d'aérogel** est fait de deux anneaux. Le premier est formé de cellules remplies d'aérogel d'indice n=1.055 et l'autre de cellules remplies d'aérogel d'indice n=1.0065 (voir figure 5.4). Les photo-détecteurs utilisés sont soit des photo-tubes à grilles fines, soit des photo-diodes hybrides. Les photo-détecteurs sont connectés à l'aérogel par des guides à air pyramidaux (voir figure 5.22), un photo-détecteur lisant une cellule d'aérogel sauf pour le bas indice lu par les *HPD* où deux photo-détecteurs sont utilisés. La couverture angulaire de ces modèles est de $17° < \theta < 23.6°$ pour le modèle lu par les *finemesh* et de $17° < \theta < 24.6°$ pour celui lu par les *HPD*.

2. **Le modèle à quatre couches d'aérogel** est fait de deux couches formées de modules remplis d'aérogel d'indice n=1.055 et de deux couches avec des modules remplis d'aérogel d'indice n=1.007. Les photo-détecteurs (2 *finemesh* pour le haut indice et 3 pour le bas indice) sont positionnés au centre des modules et l'aérogel est placé de part et d'autre. les deux couches d'un même indice sont placées avec un angle différent de manière à ce que l'aérogel couvre tout l'angle solide (voir figures 5.5 et 5.22). Ce modèle couvre le domaine $17° < \theta < 24.4°$.

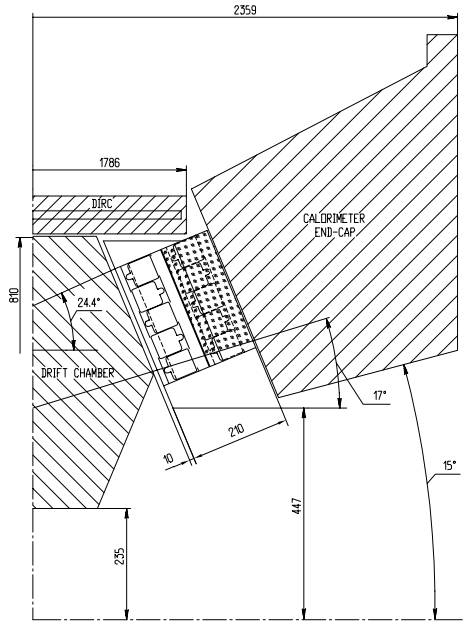

Figure 5.5: *Géométrie à quatre couches lues par des* finemesh.

5.3.2 Photo-détecteurs

1. **Les photo-diodes hybrides** (*HPD*), figure 5.6. Dans une *HPD* les photons sont convertis en électrons sur la photo-cathode puis accélérés par un champ électrique de 15 kV jusqu'à la diode de silicium. Le gain des *HPD* est $G \simeq 10^4$, ce gain est sensiblement le même, quelque soit le champ magnétique. Ce type de photo-détecteur, sans les multiples étages de dynodes habituels, est très compact (23.2 mm), est insensible au champ magnétique, et possède un bruit propre faible. Toutefois le gain des *HPD* étant relativement faible, leur utilisation nécessite une chaîne d'amplification créant des problèmes supplémentaires de bruit électronique et d'encombrement. Les *HPD* utilisées possédaient une photo-cathode de 1" (2.54 cm) de diamètre.

2. **Les photo-tubes Hammamatsu à grilles fines** (*finemesh*), figure 5.7. Les photons convertis en électrons par la photo-cathode sont ensuite accélérés sur des dynodes en forme de grilles. Les électrons ont alors une probabilité p d'interagir avec la grille et de libérer des électrons avec un gain g. Pour un *finemesh* de n étages nous avons donc un gain $G = (1 - p + g \cdot p)^n$[59]. Cette structure de grilles fines donne un photo-détecteur relativement petit, un gain élevé (typiquement, un gain $G \simeq 2 \cdot 10^7$ pour les *finemesh* de 19 étages utilisés lors des tests faisceaux, et $G \simeq 10^8$ pour les *finemesh* prévus pour la version définitive du détecteur). Ces photo-multiplicateurs ont été testés en champ magnétique et conservent un gain important (voir figure 5.8). Pour un champ de 1.5 T, la perte de gain observée est de 10^3 dans le pire des cas, c'est à dire dans le cas où le *finemesh* est placé parallèlement au champ magnétique. Dans la géométrie de l'ATC, les *finemesh* sont positionnés avec un angle de 10° par rapport au champ, la perte de gain n'est alors que de 10^2. Le diamètre des photo-cathodes des *finemesh* étaient de 1.5" pour l'aérogel de haut indice et de 2" pour le bas indice.

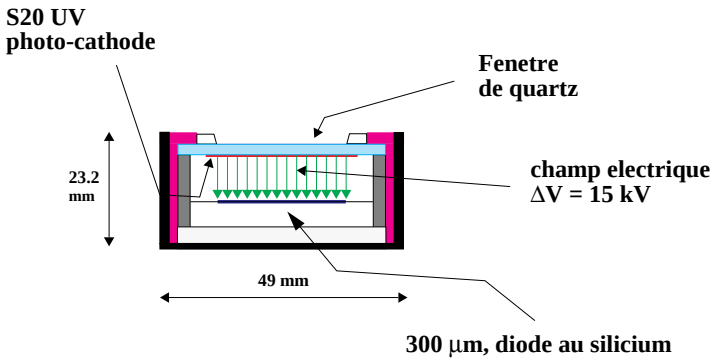

Figure 5.6: *Schéma de fonctionnement d'une* HPD.

Les photo-multiplicateurs utilisés étaient fournis avec deux types possibles de photo-cathodes. Une photo-cathode sensible à la lumière UV (appelée photo-cathode UV), grâce entre autres à une fenêtre en quartz moins absorbante pour les petites longueurs d'ondes, et une photo-cathode à haute efficacité quantique (voir figure 5.13.a).

5.4 Tests préliminaires

Des tests préliminaires ont été effectués avec différents aérogels pour étudier leurs qualités optiques. De nombreux tests ont également été réalisés sur les revêtements possibles pour les parois des cellules. Plusieurs types de matériaux réfléchissant et diffusant ont alors été analysés.

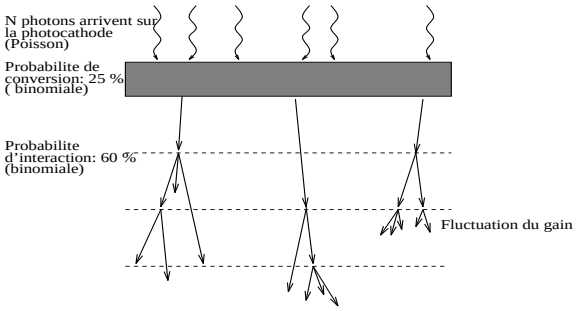

Figure 5.7: *Schéma de fonctionnement d'un* finemesh.

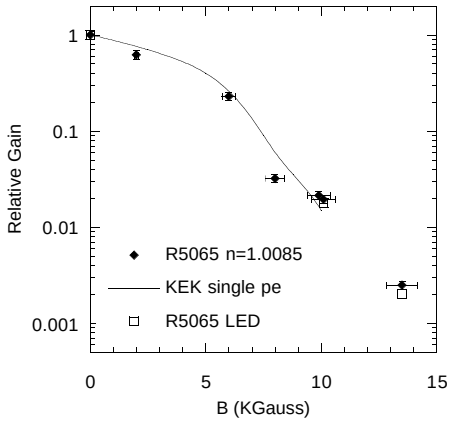

Figure 5.8: *Perte de gain des* finemesh*en fonction du champ magnétique. Pour 3 sources de lumière.*

5.4.1 Propriétés optiques de l'aérogel

Les aérogel d'indices élevés ont étés fournis par la société Airglass (indice n=1.05) et le laboratoire de catalyse de Novossibirsk (indice n=1.035 et 1.055). L'aérogel de bas indice a été fourni par le *Jet Propulsion Laboratory* (indice n=1.008).

Les propriétés optiques des aérogels dépendent fortement des procédés utilisés pour sa fabrication, et les aérogels courants comme celui de la compagnie Airglass ne conviennent pas pour réaliser un compteur Tcherenkov. En effet, nos tests ont montré que, soit à cause d'une trop faible longueur d'absorption, soit d'une trop faible longueur de diffusion, l'aérogel d'Airglass produisait deux fois moins de photons.

Nous avons également réalisé des tests sur le vieillissement de l'aérogel. Car la surface de l'aérogel est hygroscopique, l'humidité de l'air est alors absorbée par l'aérogel. Son poids peut ainsi augmenter de 20% et ses qualités optiques se dégradent. Dans ce cas, l'indice augmente légèrement et la longueur de diffusion diminue, réduisant alors le nombre de photons collectés. Pour cette raison, il est nécessaire de sécher l'aérogel à une température de $400°C$ pendant 1 heure ou plus selon son épaisseur.

5.4.2 Étude des revêtements

Avant d'atteindre les photo-détecteurs, placés sur les guides de lumière, au dessus des cellules la lumière est réfléchie, ou diffusée, de nombreuses fois sur les parois des cellules et des guides. La simulation des prototypes a démontré que le nombre de réflexions sur les parois avoisine en moyenne une valeur de 40. Pour cette raison, le paramètre le plus contraignant de l'efficacité du détecteur est le coefficient d'absorption du revêtement des parois.

Les revêtement *miroirs* permettent de guider plus efficacement la lumière mais ont des coefficients d'absorption beaucoup trop élevés. Nous avons donc étudié principalement des revêtements diffusants afin d'obtenir le coefficient d'absorption le plus bas possible dans la gamme de longueur d'onde nous intéressant. Les matériaux que nous avons testés étaient le Tyvec, le Mylar aluminisé, le Millipore, du papier blanc (brystol) et le Téflon (PTFE).

Le PTFE est très peu absorbant, avec un coefficient de réflexion de l'ordre de 96% mais est légèrement translucide. Avec 3 couches de PTFE de 250 μm d'épaisseur sur 1 couche de papier Brystol nous avons obtenu un coefficient de réflexion d'environ 98%. De plus, le Téflon étant un matériau dit *inerte*, il devrait vieillir moins vite que le millipore et conserver son taux de réflexion important.

Afin d'augmenter la quantité de lumière collectée nous avons enduit les parois avec un décaleur de longueur d'onde, le PMP-420 [60,61]. Le PMP permet de décaler les longueurs d'ondes entre 200 et 380 nm vers des longueurs d'ondes plus grandes, autour de 420 nm (voir figure 5.9). Ce qui a comme avantages, d'augmenter la longueur d'absorption et de diffusion dans l'aérogel, diminuant ainsi le parcours moyen des photons et de décaler les longueurs d'ondes vers le domaine le plus sensible de la photo-cathode.

5.5 Calibration des photo-détecteurs

La calibration des photo-détecteurs est un problème important et délicat, elle permet de connaître le nombre de photons détectés, et ainsi en le comparant aux prévisions de donner une estimation de la qualité du détecteur. En raison de leur différence de fonctionnement, *finemesh* et *HPD* ne sont pas calibrés par la même méthode. Toutefois l'étude de la séparation entre particules au dessus et en dessous du seuil d'émission Tcherenkov est indépendante de cette procédure.

5.5.1 Calibration des *HPD*

Pour calibrer les *HPD* nous avons envoyé la lumière d'une diode émissive à travers une fibre optique logée dans les guides à air. La figure 5.10 présente la réponse d'une *HPD* à environ 1.5 photo-électrons, cette réponse est ajustée à partir de la convolution d'une gaussienne et d'une Poissonnienne:

$$\sum_{n=0}^{N} \mu^n \frac{e^{-\mu}}{n!} \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} e^{-\frac{(ADC-(ped+n\Delta))^2}{2\sigma_n^2}} \right]$$

où *ADC* est le numéro de canal du convertisseur analogique digital, *ped* la position du piédestal en canaux d'ADC et Δ est la séparation entre deux pics successifs. Δ

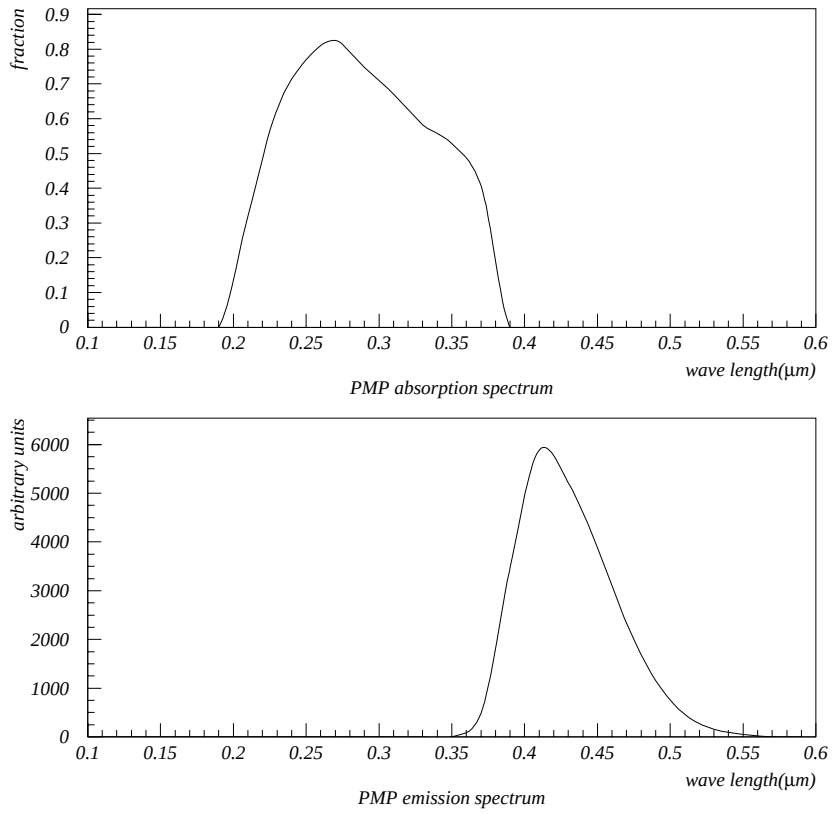

Figure 5.9: *Spectres d'absorption et d'émission du PMP.*

correspond alors à la constante de calibration. L'incertitude totale sur Δ est de l'ordre de 1% avec cette méthode.

5.5.2 Calibration des *finemesh*

Pour les *finemesh*, la tâche est plus délicate car leur réponse à un photo-électron n'est pas gaussienne. Nous avons alors réglé la quantité de lumière émise par la diode de façon à ce que 95% des événements correspondent à "0" photo-électrons détectés (c'est le piédestal). Les événements restant correspondent à 1 photo-électron et plus. La figure 5.11 présente un spectre de ce type.

La constante de calibration Δ est déduite de la moyenne du signal en dehors du piédestal, m, à partir de la loi de POISSON :

$$\Delta = m \cdot \xi = m \cdot \left(\frac{n_0}{N} - 1\right) / \ln\left(\frac{n_0}{N}\right)$$

où ξ est un facteur correctif dû aux contributions à plus d'un photo-électron. N est alors le nombre total d'événements et n_0 le nombre d'événements contenus dans le piédestal.

La source d'erreur principale vient de l'extrapolation du signal sous le piédestal. Pour cette méthode la constante de calibration est obtenue avec une incertitude de $\simeq 3\%$ pour les *finemesh* de 2", avec 19 étages de grilles fines. Pour le *finemesh* de 1.5", qui ne comportait que 16 dynodes nous utilisions un amplificateur de signal $\times 10$ et l'incertitude est de l'ordre de 10%.

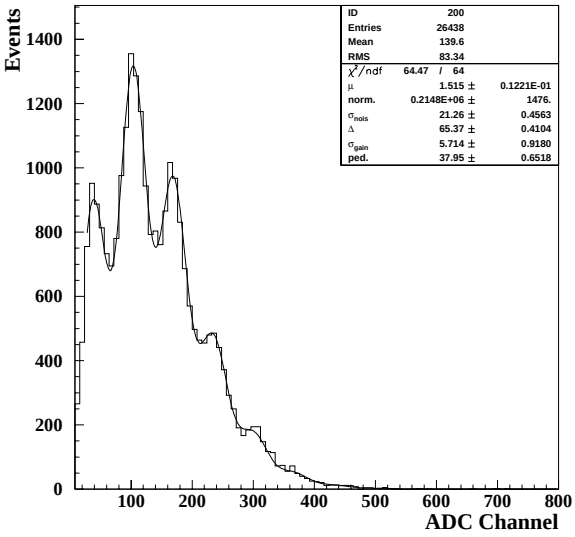

Figure 5.10: *Réponse à* $\simeq 1.5$ *photo-électrons d'une* HPD. *Le premier pic correspond au piédestal, les suivants correspondent à la détection de 1, 2, 3 photo-électrons et ainsi de suite.*

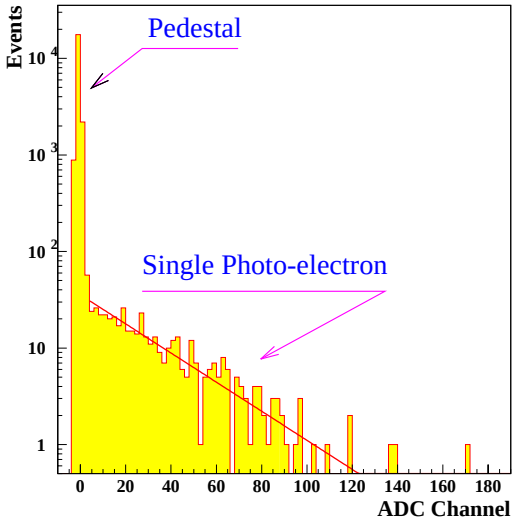

Figure 5.11: *Spectre* un photo-électron *d'un* finemesh. *Le pic à gauche correspond au piédestal, la queue à droite est la réponse à environ 1 photo-électron.*

5.6 Simulation Monte-Carlo

A l'aide du programme GEANT-3.21 [62], nous avons réalisé une simulation du prototype 2-couches *finemesh* afin de mieux comprendre les paramètres physiques influant sur la propagation et la collection de la lumière.

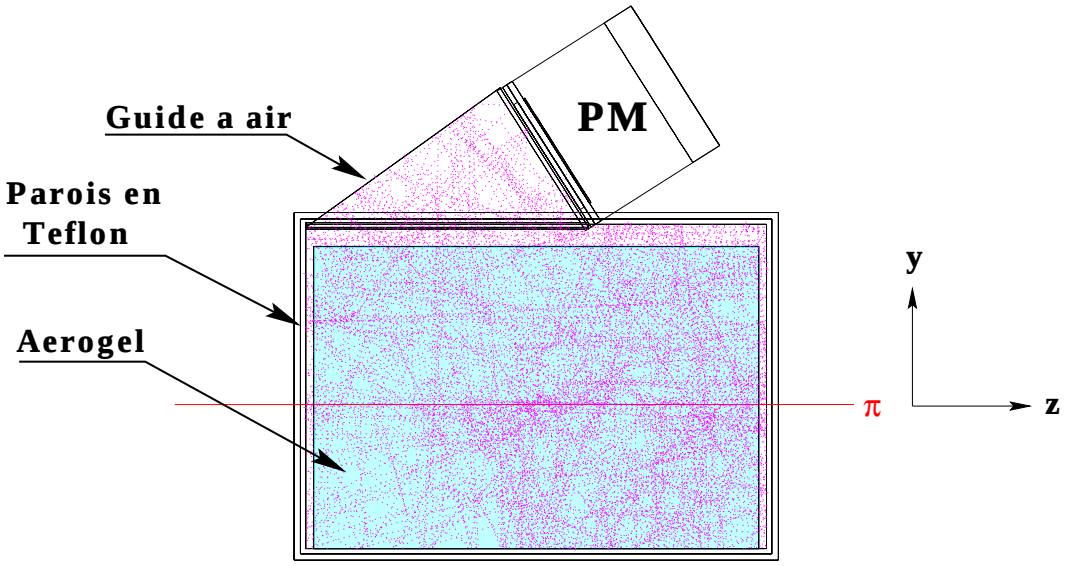

Figure 5.12: *Trajectoire des photons produits par une particule au dessus du seuil Tcherenkov traversant la cellule d'aérogel (indice n=1.008). Le nombre de photons à été limité artificiellement pour des raisons de lisibilité à une dizaine. L'angle d'émission Tcherenkov des photons est perdu à cause de la diffusion importante dans l'aérogel.*

5.6.1 Simulation des processus physiques

Le suivi des photons Tcherenkov est fait par les routines standard de GEANT auxquelles nous avons ajouté le phénomène de diffusion Rayleigh dans l'aérogel ainsi que la réflection spéculaire, la diffusion de Lambert et l'absorption sur le PTFE. Nous avons aussi simulé l'effet du décaleur de longueur d'onde, le PMP-420. La géométrie reproduite est celle du prototype 2-couches *finemesh* testé en faisceau.

Diffusion Rayleigh

Lorsque la lumière traverse un milieu transparent composé de *sphères* de rayon grand devant la longueur d'onde λ de la lumière le phénomène de diffusion de RAYLEIGH intervient. C'est le cas dans l'aérogel. La probabilité de diffusion Rayleigh est

proportionnelle à $1/\lambda^4$.
La distribution angulaire des photons diffusés est proportionnelle à $\cos\theta + \cos^3\theta/3$. Où θ est l'angle entre la direction du photon incident et du photon diffusé.

Propriétés du PTFE

Lorsque la lumière arrive sur une surface diffusante, une partie de la lumière est absorbée, une partie est réfléchie spéculairement et une partie est diffusée. La probabilité d'absorption dépend fortement du matériaux. Dans notre simulation nous avons utilisé les mesures faites par le groupe de Novossibirsk sur l'absorption [63] et du groupe de Padoue sur la réflexion spéculaire et la diffusion du PTFE [64]. Ces mesures sont très délicates, pour plus de précision, elles devraient être faites par des laboratoires spécialisés.

Ces mesures ont montré que le taux de réflexion spéculaire (angle d'incidence égal à l'angle de réflexion) sur le PTFE est très faible et négligeable pour des angles, par rapport à la normale à la surface, inférieurs à 70 degrés.

Le reste de la lumière réfléchie, en considérant que la surface du PTFE est plane, suit la loi de diffusion de Lambert :

$$I(\theta, \phi) = I_0 \cdot \cos\theta$$

où I_0 est l'intensité du rayonnement incident et I est l'intensité du rayon réfléchi. θ est l'angle que fait le rayon réfléchi avec la normale à la surface et ϕ l'angle polaire associé. La diffusion de Lambert ne dépend pas de l'angle d'incidence.

Efficacité de la photo-cathode

Nous avons simulé les deux types de photo-cathodes, la photo-cathode UV et la photo-cathode haute efficacité quantique (voir figure 5.13.a). L'efficacité des photo-cathodes est celle donnée par le constructeur.

Un résultat intéressant sur la photo-cathode, donné par la simulation, est l'évolution du nombre de photons détectés en fonction de son diamètre. Sur la figure 5.14 on remarque que le nombre de photo-électrons détectés évolue linéairement avec le diamètre. En effet, en considérant que les photons sont diffusés par l'aérogel de manière isotrope, leur probabilité d'interagir avec la photo-cathode à chaque réflexion sur les murs est donnée par le rapport de la surface de la photo-cathode s sur la surface totale des murs des cellules S. Si l est la distance moyenne parcourue par les photons dans l'aérogel entre chaque réflexion alors le nombre de photons détectés N_γ peut s'écrire, pour des photons de longueur d'onde λ donnée :

$$N_\gamma = N_0 e^{-\frac{l}{L_a}} \frac{s}{S} \sum_{n=0}^{\infty} \left(e^{-\frac{l}{L_a}} \mathcal{A}(1 - \frac{s}{S}) \right)^n$$

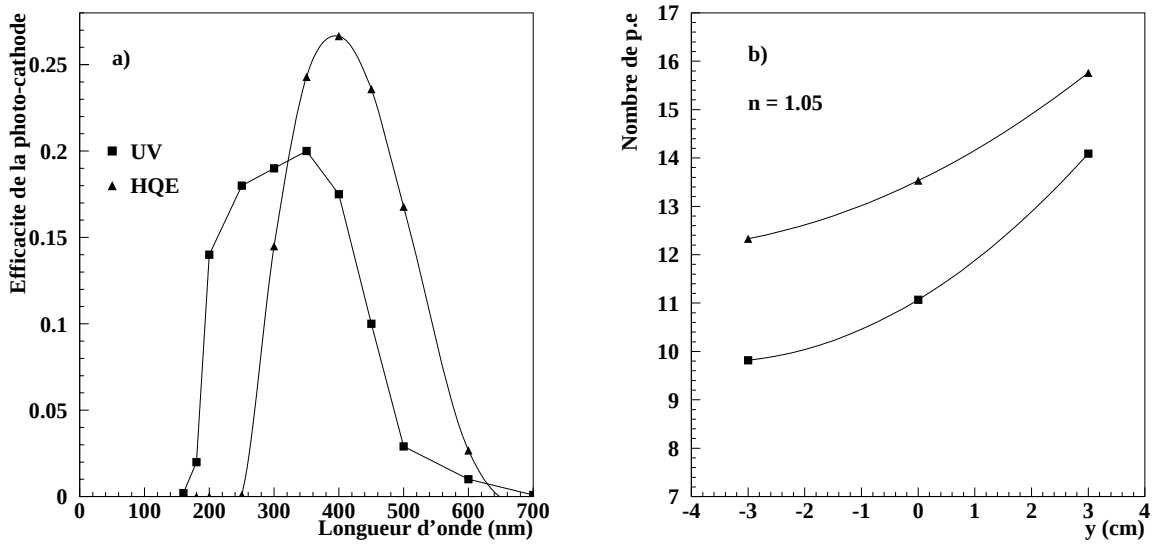

Figure 5.13: **a)** *Efficacité quantique de la photo-cathode. Les carrés noirs correspondent au photo-multiplicateur UV et les triangles noirs au photo-multiplicateur à haute efficacité quantique.* **b)** *Nombre de photons détectés avec les photo-cathodes correspondantes, en fonction de la position d'incidence du faisceau sur la cellule du détecteur selon l'axe y (voir figure 5.12).*

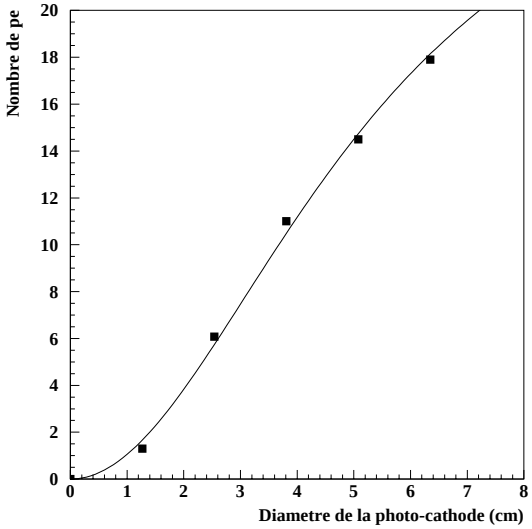

Figure 5.14: *Nombre de photo-électrons détectés en fonction du diamètre de la photo-cathode. Ceci pour une cellule de* $10.2 \times 10.2 \times 14.5$ cm^3*, d'aérogel d'indice* $n = 1.008$ *avec une lecture directe (c'est à dire sans guide pyramidal).*

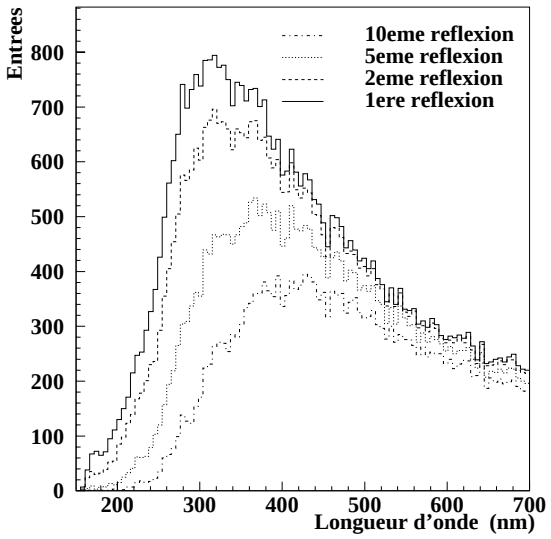

Figure 5.15: *Distribution en longueur d'onde des photons Tcherenkov après leur* 1^{ere}, 2^{eme}, 5^{eme} *et* 10^{eme} *réflection.*

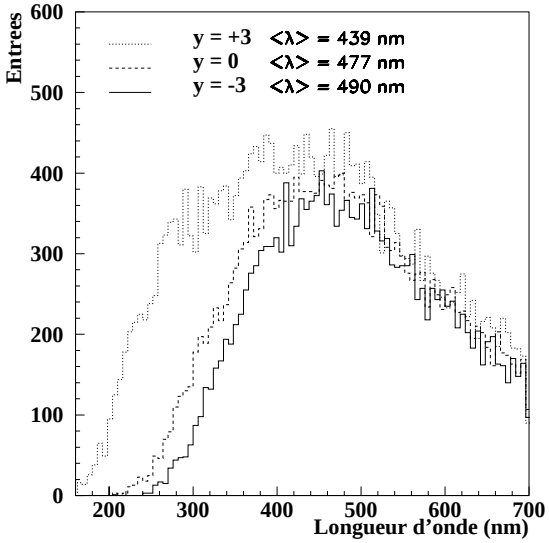

Figure 5.16: *Distribution en longueur d'onde des photons Tcherenkov atteignant la photo-cathode en fonction de la position verticale y (en cm) de la particule incidente.*

où N_0 est le nombre de photons émis par rayonnement Tcherenkov, n est le nombre de réflexion sur les murs, $\mathcal{L}_a$ est la longueur d'absorption dans l'aérogel et $\mathcal{A}$ le coefficient d'absorption des murs. Tous ces paramètres dépendent de la longueur d'onde des photons considérés. l dépend de la longueur de diffusion dans l'aérogel et donc de la longueur d'onde des photons.

En remarquant que pour $x < 1$, $\sum x^n = \frac{1}{1-x}$ la relation précédente s'écrit :

$$N_\gamma = N_0 e^{-\frac{l}{\mathcal{L}_a}} \frac{s}{S} \frac{1}{1 - e^{-\frac{l}{\mathcal{L}_a}} \mathcal{A}(1 - \frac{s}{S})} \tag{5.1}$$

Dans le domaine de $\frac{s}{S}$ considéré et avec $e^{-\frac{l}{\mathcal{L}_a}} \mathcal{A} \approx 1$, cette relation est linéaire en fonction du diamètre de la photo-cathode.

L'ajustement des points obtenus par cette fonction est représenté sur la figure 5.14, en faisant l'approximation que les photons ont une longueur d'onde de 480 nm. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde moyenne des photons atteignant la photo-cathode, donnée par la simulation. Les valeurs des paramètres ajustés sont prochent des valeurs entrées ou données par la simulation : $l = 13.5$ cm pour une longueur d'absorption $\mathcal{L}_a = 365$ cm et $\mathcal{A} = 0.94$. Ceci en considérant que tous les photons détectés ont tous la même longueur d'onde, $\lambda \simeq 480$ nm. Avec la simulation,

la longueur de vol moyenne est de $l = 11$ cm et le coefficient d'absorption des murs de $\mathcal{A} = 0.96$. Le nombre moyen de réflexions donné par la simulation est de $< n >= 30$.

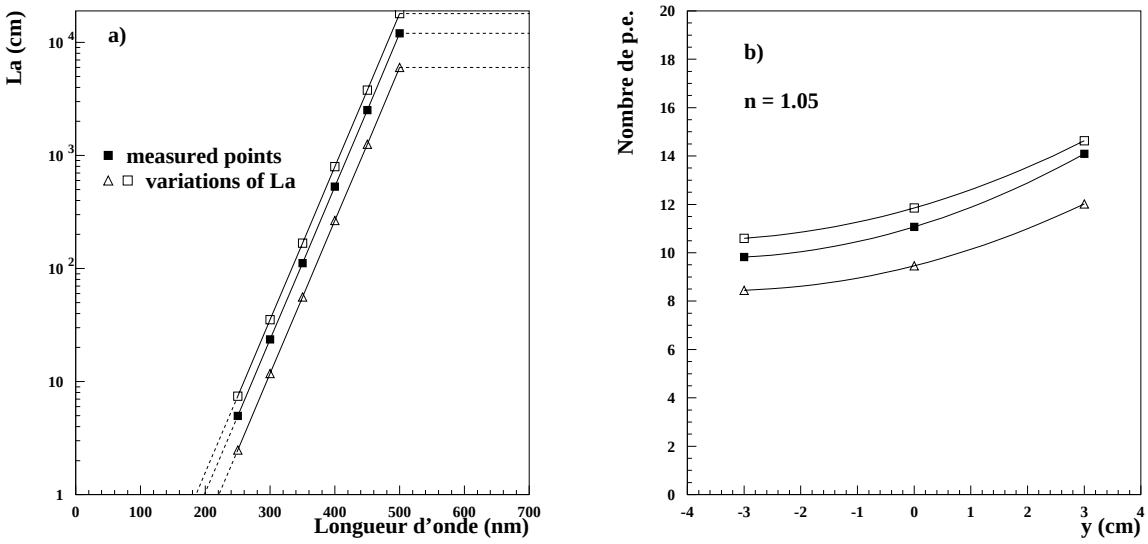

Figure 5.17: **a)** *Longueur d'absorption dans l'aérogel $\mathcal{L}_a(\lambda)$. les carrés noirs correspondent aux valeurs mesurées, les carrés et les triangles correspondent à des petites déformations de ces mesures.* **b)** *Nombres de photons obtenus pour les valeurs de la longueur d'absorption dans l'aérogel correspondantes.*

5.6.2 Influence des processus physiques

La figure 5.15 montre l'évolution de la distribution en longueur d'onde des photons Tcherenkov après plusieurs réflexions successives sur les parois de PTFE. La figure 5.16 donne la distribution des photons atteignant la photo-cathode pour 3 positions en y différentes du faisceau de particules $9y = -3, 0, +3$ cm). Sur ces figures on voit que les photons UV sont produits en grand nombre mais sont absorbés très rapidement dans l'aérogel et sur les murs. L'utilisation d'un décaleur de longueur d'onde devrait donc permettre d'augmenter sensiblement le nombre de photons détectés et d'uniformiser la réponse du détecteur en fonction de la position verticale du faisceau.

Les paramètres physiques étant mal connus, malgré les mesures effectuées, nous nous sommes intéressés aux effets de ces paramètres sur la valeur absolue et la forme de la réponse. Pour cela nous avons étudié séparément l'influence des variations de l'efficacité de la photo-cathode ϵ, de la longueur d'absorption dans l'aérogel $\mathcal{L}_a$, de la longueur de diffusion dans l'aérogel $\mathcal{L}_s$ et du taux d'absorption du PTFE $\mathcal{A}$. Tous ces paramètres sont des fonctions de la longueur d'onde des photons Tcherenkov. $\mathcal{L}_a(\lambda)$,

$\mathcal{L}_s(\lambda)$ et $\mathcal{A}(\lambda)$ ont été d'abord fixés aux valeurs mesurées. La photo-cathode utilisée était à haute efficacité quantique.

- **Efficacité de la photo-cathode:** Les photons UV étant absorbés rapidement dans l'aérogel la photo-cathode UV n'est pas la plus efficace.
- **Longueur d'absorption dans l'aérogel:** Nous avons fait varier $\mathcal{L}_a(\lambda)$ autour des valeurs mesurées, voir figure 5.17.a. A l'aide de la figure 5.17.b il est visible que la forme de la réponse est peu sensible à la longueur d'absorption dans l'aérogel. Seule la valeur relative varie notablement en fonction de la longueur d'absorption.
- **Longueur de diffusion dans l'aérogel:** La valeur mesurée de la longueur de diffusion est de 4 cm à 436 nm, la valeur de $\mathcal{L}_s$ aux autres longueurs d'onde est ensuite déduite selon une loi en λ^4. Nous avons fait varier $\mathcal{L}_s$ entre 2 et 6 cm à 436 nm (voir figure 5.18.a). On observe alors, figure 5.18.b, que lorsque la longueur de diffusion dans l'aérogel diminue, la dynamique de la réponse augmente.
- **Probabilité d'absorption du PTFE:** En raison de la haute réflectivité du PTFE dans la gamme de longueur d'onde qui nous intéresse, ce paramètre est un des plus sensibles. La forme de $\mathcal{A}(\lambda)$ est fixée par les mesures mais l'erreur sur la valeur absolue du taux d'absorption est grande, de l'ordre de 1%. Sur la figure 5.19.a nous avons représenté les variations effectuées. L'absorption du PTFE influe principalement sur le nombre de photo-électrons détectés et peu sur la forme de la réponse (voir figure 5.19.b).

Pour l'aérogel de bas indice aucune mesure de $\mathcal{L}_a$, $\mathcal{L}_s$ et $\mathcal{A}$ n'a été effectuée. Nous avons donc utilisé les données avec et sans décaleur de longueur d'onde pour ajuster les longueurs d'absorption et de diffusion, en fonction de la forme de la réponse en nombre de photo-électrons.

La figure 5.20 présente, pour plusieurs formes simplifiées de $\mathcal{L}_a(\lambda)$, le gain observé entre un revêtement sans décaleur de longueur d'onde et un avec du PMP-420, avec la simulation. Le PMP-420 décalant les longueurs d'ondes de 320 vers 420 nm c'est dans ce domaine que nous sommes le plus sensible à la forme de $\mathcal{L}_a(\lambda)$. Au dessus de 600 nm et en dessous de 200 nm, la photo-cathode n'est plus assez sensible et la forme de $\mathcal{L}_a(\lambda)$ n'a plus d'importance.

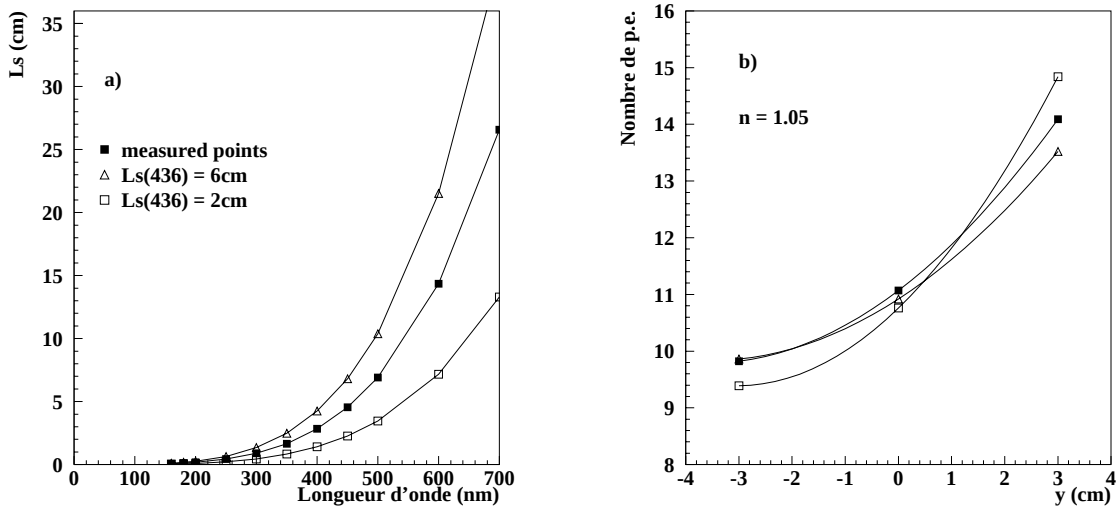

Figure 5.18: **a)** *Longueur de diffusion dans l'aérogel $\mathcal{L}_s(\lambda)$. les carrés noirs correspondent aux valeurs mesurées, les carrés et les triangles correspondent respectivement à $\mathcal{L}_s(436) = 4$ cm et $\mathcal{L}_s(436) = 9$ cm.* **b)** *Nombres de photons obtenus pour les valeurs de la longueur de diffusion dans l'aérogel correspondantes.*

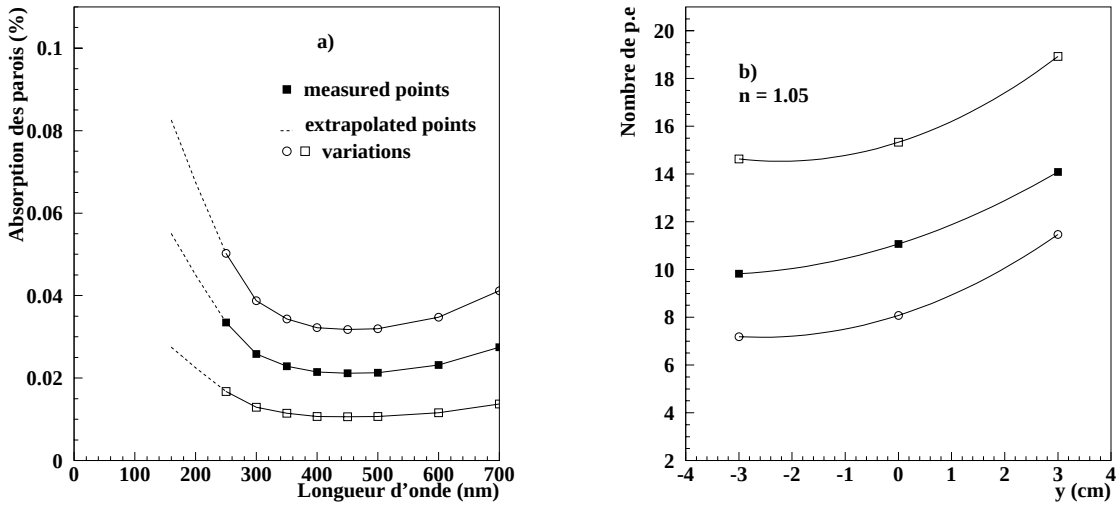

Figure 5.19: **a)** *Coefficient d'absorption $A(\lambda)$ du PTFE. Les carrés noirs correspondent aux valeurs mesurées, les cercles et les triangles correspondent respectivement à une multiplication par un facteur 0.5 et 1.5 de ces mesures.* **b)** *Nombres de photons obtenus pour les valeurs de l'absorption du PTFE correspondantes.*

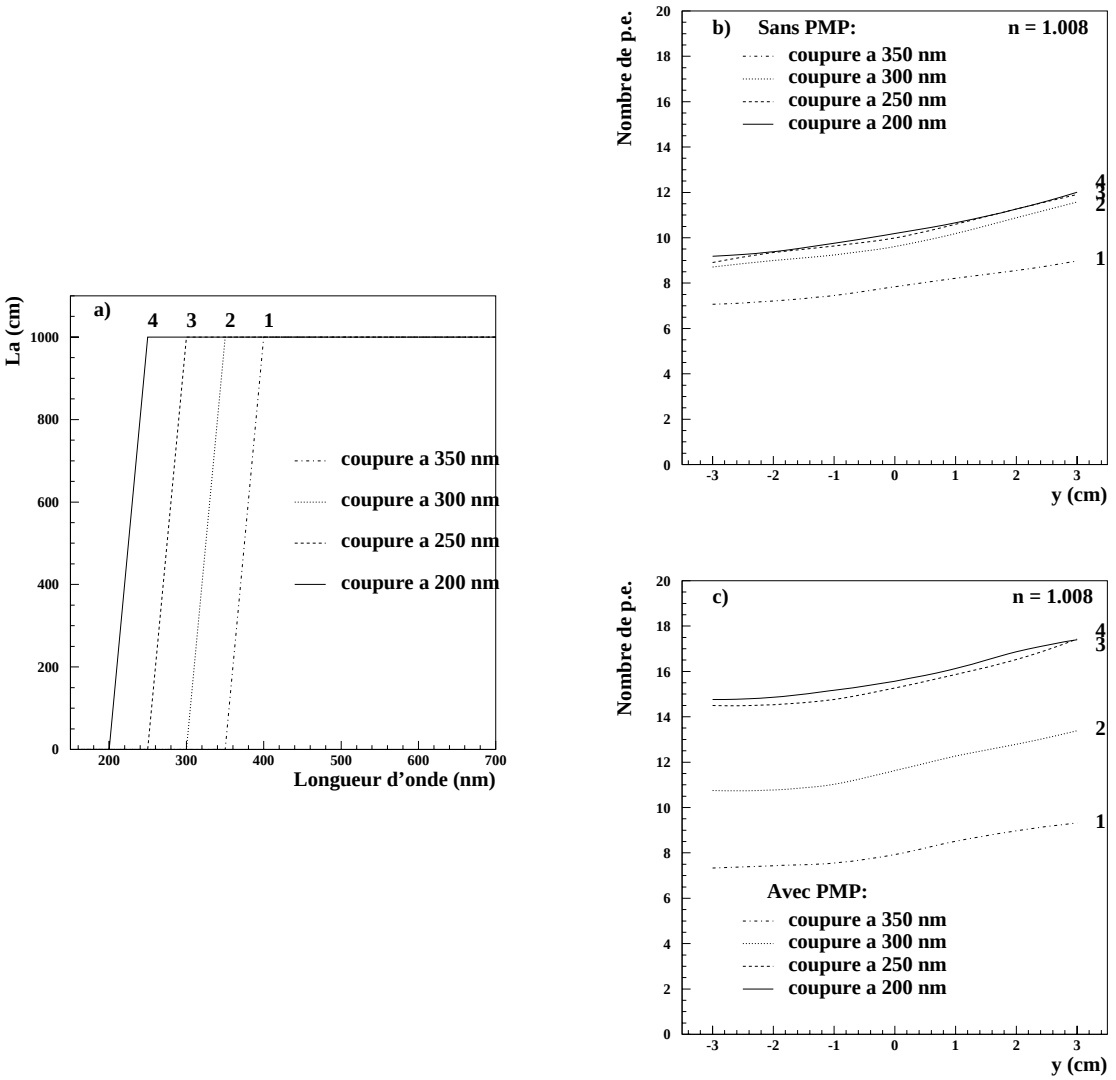

Figure 5.20: *Effet de l'absorption dans l'aérogel avec et sans décaleur de longueur d'onde PMP-420.* **a)** *Longueur d'absorption dans l'aérogel* $L_a(\lambda)$. **b)** *Nombre de photo-électrons détectés pour les valeurs de la longueur d'absorption dans l'aérogel correspondantes.* **c)** *Même chose en simulant l'effet du PMP-420 sur les murs de la cellule.*

5.7 Tests en faisceau des prototypes

Nous avons réalisé des tests en faisceau avec des prototypes correspondant aux cellules du détecteur final. Le but était de mesurer l'efficacité de séparation et la contamination entre des particules au dessus et en dessous du seuil d'émission Tcherenkov pour les deux indices d'aérogel.

Nous avons donc tout d'abord mesuré la réponse des prototypes pour des particules au dessus du seuil Tcherenkov, puis nous avons comparé cette réponse à celle obtenue pour des particules au dessous du seuil afin de calculer l'efficacité de sélection et le taux de contamination des deux catégories.

Une mesure de la séparation de 3 écarts types gaussiens, correspondant approximativement à 10 photo-électrons détectés, permettait de prouver la faisabilité et l'utilité de l'ATC dans l'expérience BABAR.

5.7.1 Réalisation des prototypes

Des prototypes des différents modèles ont étés testés sur la ligne de faisceau T10 du PS, au CERN [65–69]. Ce faisceau est constitué principalement de pions et de protons, d'énergie positive ou négative réglable entre 1 et 5 GeV/c. La ligne de faisceau (voir figure 5.21), était équipé de deux détecteurs Tcherenkov à CO_2 (C1 et C2) utilisés avec une pression de 4.3 bar afin de différencier les électrons, les pions et les protons. Deux scintillateurs en coïncidence (S1 et S2) servaient au déclenchement. Un scintillateur plus petit (S3), de dimensions 1×1 cm^2, (S3) servait à définir la largeur du faisceau. Un autre scintillateur (Veto) relié à une *échelle* comptait le nombre de particules traversant le dispositif pendant 1 μs. Les prototypes étaient placés sur une table mobile dans les directions perpendiculaires au faisceau. Nous avons alors étudié le nombre de photo-électrons en fonction de l'axe vertical y et horizontal x.

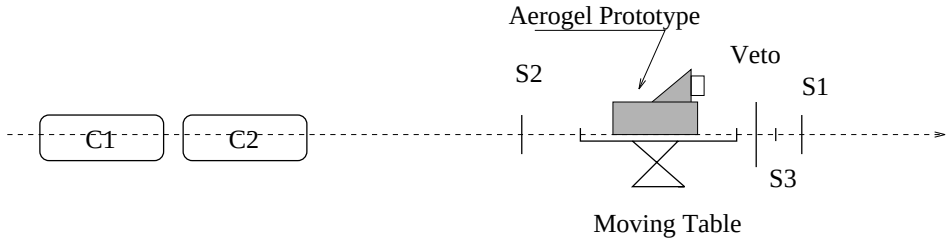

Figure 5.21: *La ligne de faisceau T10, au CERN.*

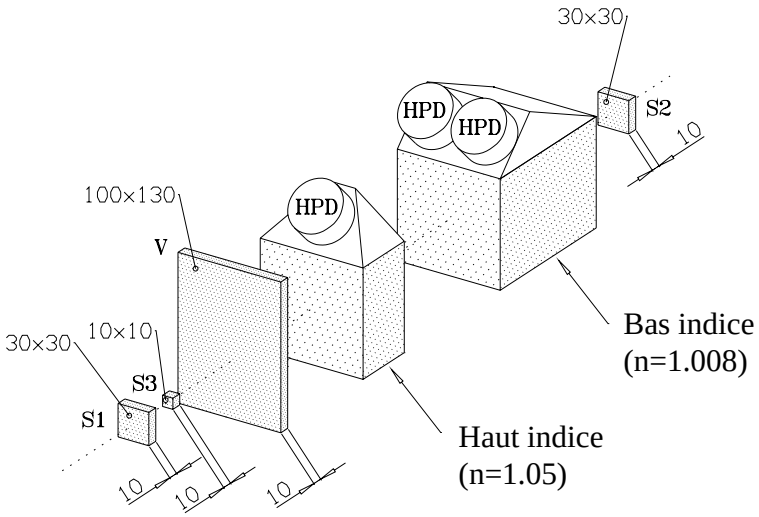

Figure 5.22: *Schéma du prototype 2-couches* HPD.

Les trois prototypes testés étaient:

1. **Le prototype à deux couches, HPD**, composé de 2 cellules est représenté sur la figure 5.22. La cellule bas indice de dimensions $10 \times 10 \times 14$ cm^3 était remplie avec 5 tranches de $9.5 \times 9.5 \times 2.6$ cm^3 d'aérogel d'indice nominal 1.008 produit par le *Jet Propulsion Laboratory*. Cette cellule était lue par 2 *HPD* de 1" de diamètre munies de photo-cathodes UV à haute efficacité quantique. La cellule haut indice de dimensions $10 \times 10 \times 6$ cm^3 était remplie avec 5 tranches de $9.5 \times 9.5 \times 2.6$ cm^3 d'aérogel. Deux types d'aérogel haut indice ont étés testés. Un d'indice nominal 1.055 produit par Airglass et un d'indice nominal 1.05 produit par le *Boreskov Catalysis Institute of Novossibirsk*. Cette cellule était lue par une *HPD* de 1" de diamètre.

2. **Le prototype à deux couches, FM**, était identique au prototype *HPD*, sauf pour la lecture de la cellule bas indice qui était faite par un seul *finemesh* 19 étages, avec une photo-cathode à haute haute efficacité quantique de 2" (Hammamatsu R5504). La cellule haut indice était lue par un *finemesh* 16 étages de diamètre 1.5" (Hammamatsu R6148).

3. **Le prototype à quatre couches**, était constitué de 2 secteurs angulaires. Le secteur avec l'aérogel de bas indice (voir figure 5.23), était rempli d'aérogel de 69 mm d'épaisseur d'indice nominal 1.012 lu par 3 *finemesh* (N1, N2 et N3) de 2" de diamètre. Le secteur avec l'aérogel de haut indice était rempli d'aérogel d'indice nominal 1.05 et lu par 2 *finemesh* de 2".

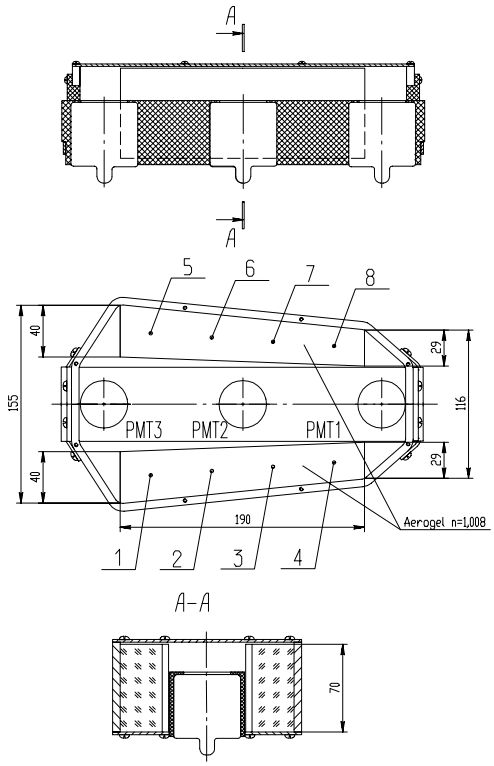

Figure 5.23: *Schéma du prototype 4-couches, pour l'aérogel bas indice.*

5.7.2 Particules au dessus du seuil Tcherenkov

A l'aide des compteurs Tcherenkov à gaz, nous avons sélectionné des pions dans un faisceau d'énergie de 5 GeV. Ainsi ces pions étaient au-dessus du seuil d'émission Tcherenkov ($\beta \geq 1/n$) dans les deux types d'aérogel et leur vélocité était de l'ordre de $\beta = 1$.

Réponse pour l'aérogel de bas indice

La figure 5.25 à gauche représente le nombre de photo-électrons détectés en fonction de la position verticale du faisceau pour le prototype 2-couches lus par les *finemesh*. La figure 5.24 montre la même mesure pour le prototype 2-couches lus par les *HPD*. La position $y = +5\ cm$ correspond au haut de la cellule, près du photodétecteur, et la position $y = -5\ cm$ au fond de la boite. La première courbe, *Sans PMP*, correspond à un habillage conventionnel (3 couches de PTFE 250 μm sur 1 couche de mylar aluminisé) de la cellule. Alors que pour la deuxième courbe, *Avec PMP*, nous avions ajouté une épaisseur de PTFE imbibé du décaleur de longueur d'onde PMP-420 décrit précédemment. On observe un accroissement significatif du

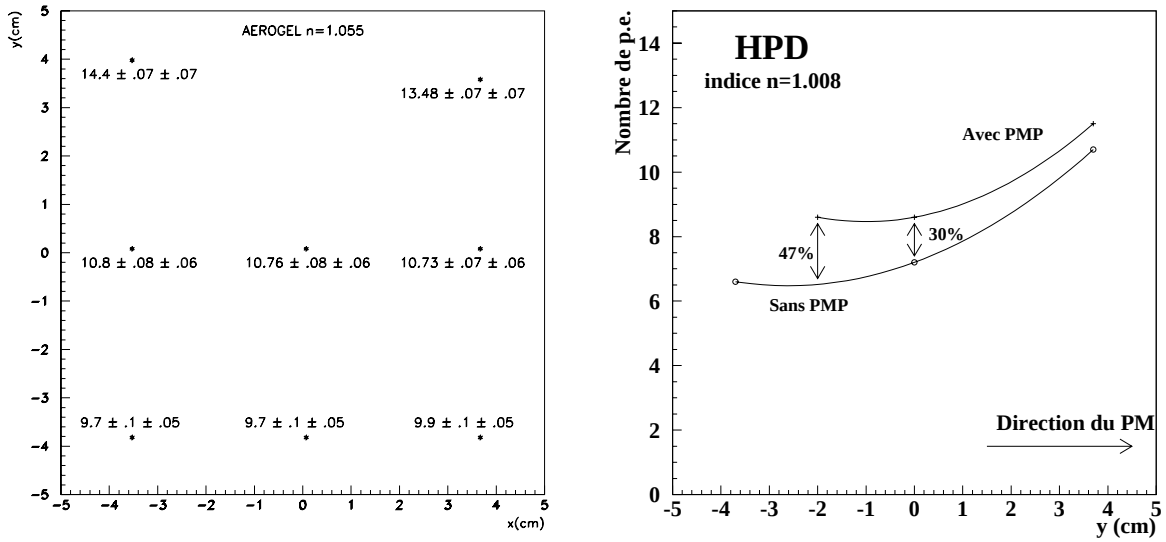

Figure 5.24: *Nombre de photo-électrons détectés par le prototypes 2 couches* HPD *dans l'aérogel de haut indice n=1.055 (à gauche) et de bas indice n=1.008 (à droite).*

nombre de photo-électrons détectés en utilisant le décaleur de longueur d'onde avec le prototype *finemesh*. Pour le prototype *HPD*, les photo-détecteurs étant doté de photo-cathodes UV à haute efficacité quantique, l'effet est moindre.

Dans les deux cas (*finemesh*et *HPD*) la dépendance du nombre de photo-électrons détectés en fonction de la position horizontale, x, du faisceau est inférieure à 5% pour un déplacement de 2 cm.

La figure 5.26 montre les résultats pour le prototype 4-couches. Les trois courbes $N1$, $N2$ et $N3$ correspondent à la réponse de chaque *finemesh*, la courbe $Nsum$ est la somme des trois. Les points de mesures sont ceux indiqués sur la figure 5.23.

Réponse pour l'aérogel de haut indice

La figure 5.24, à droite, montre le nombre de photo-électrons obtenus en fonction des positions x et y du faisceau, pour le prototype 2-couches *HPD*.

La figure 5.25, à droite, montre ces résultats pour le prototype 2-couches *finemesh*en fonction de la position verticale y du faisceau. La courbe du bas correspond à l'aérogel Airglass, d'indice 1.055, et la courbe du haut à l'aérogel provenant de Novossibirsk, et d'indice 1.05. On constate que l'aérogel Airglass donne les plus mauvais résultats, le nombre de photo-électrons détectés est presque deux fois plus faible.

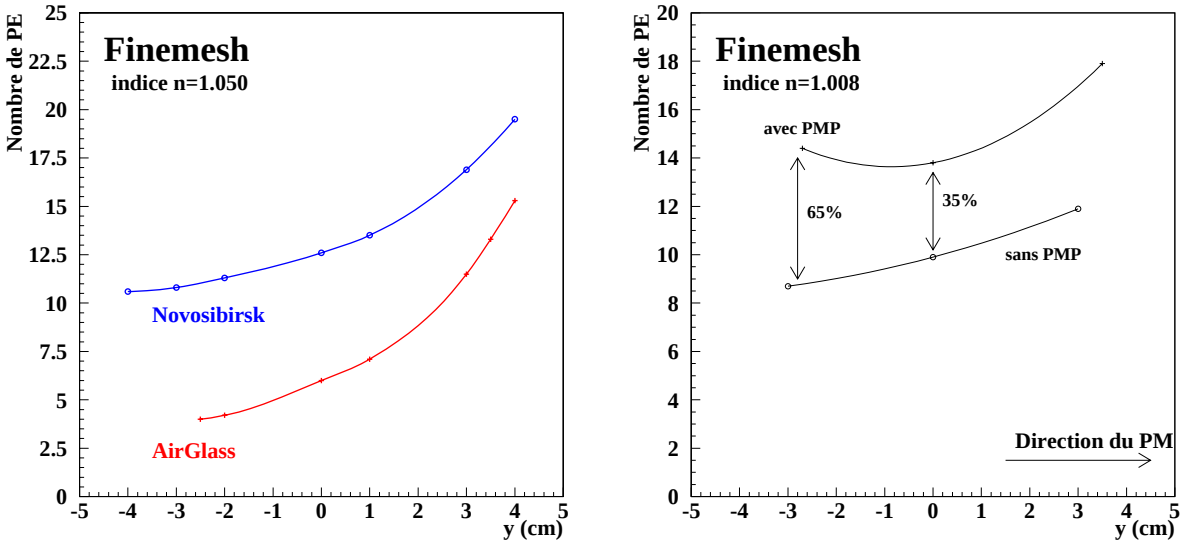

Figure 5.25: *Nombre de photo-électrons détectés par le prototypes 2 couches* finemesh *dans l'aérogel de haut indice n=1.055 (à gauche) et de bas indice n=1.008 (à droite).*

Les résultats obtenus pour le prototype 4-couches avec l'aérogel d'indice 1.05 sont représentés figure 5.26, à droite.

Pour chaque prototype nous avons obtenu près de 10 photo-électrons pour des particules à $\beta = 1$, pour chaque aérogel. le nombre de photo-électrons détectés peut être encore amélioré en utilisant du PMP-420 comme décaleur de longueur d'onde.

5.7.3 Particules en dessous du seuil Tcherenkov et bruit de fond

Pour étudier la contribution des particules en dessous du seuil nous avons utilisé des faisceaux de protons de 1 et 5 GeV. Nous avons pu ainsi déterminer la plupart des sources de bruit de fond.

Aérogel de bas indice

Les résultats obtenus sont reportés sur le tableau suivant. La première ligne indique le prototype utilisé, les trois suivantes indiquent le nombre de photo-électrons détectés au centre de la boite, respectivement pour le faisceau de protons de 5 GeV, de 1 GeV et pour le faisceau de pions de 5 GeV (particules à $\beta = 1$). Pour le prototype 4-couches, les mesures ont été effectuées avec un aérogel d'indice 1.012 et extrapolée

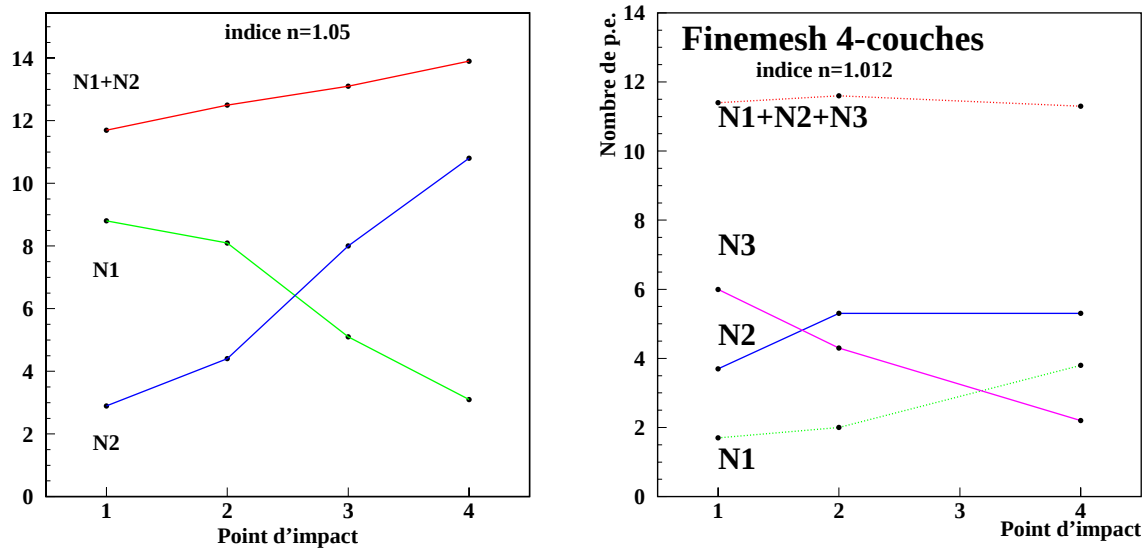

Figure 5.26: *Nombre de photo-électrons détectés par le prototypes 4 couches* finemesh *dans l'aérogel de haut indice n=1.050 (à gauche) et de bas indice n=1.012 (à droite). Les points d'impacts sont ceux définis sur la figure 5.23.*

pour un indice n=1.008 (chiffres entre parenthèse).

Prototype	2C FM	2C HPD	4C FM
protons 1 GeV	0.2	-	-
protons 5 GeV	0.9	0.6	0.5(0.3)
pions 5 GeV	13.4	8.6	11.4(7.8)

Les sources possibles de bruits de fonds pour le faisceau de protons de 1 GeV sont le bruit électronique de l'appareillage, une possible contamination des faisceaux de proton avec des kaons ou des muons et la lumière de scintillation émise par les particules traversant le PTFE.

Pour le faisceau de protons de 5 GeV s'ajoutent de nouvelles sources de bruit de fond. L'indice de réfraction du PTFE étant $n \simeq 1.35$, les protons sont alors au dessus du seuil d'émission Tcherenkov dans ce matériaux. De plus, les protons peuvent interagir avec la matière de part et d'autre du détecteur et libérer des électrons très énergétiques (rayons δ). Avec des protons de 5 GeV les électrons libérés sont alors au dessus du seuil Tcherenkov dans l'aérogel, ce qui n'est pas le cas avec les protons d'1 GeV.

La contribution de ces deux derniers bruits de fond, le rayonnement Tcherenkov dans le PTFE et les rayons δ, peut donc être quantifiée à 0.7 photo-électrons.

Le décaleur de longueur d'onde, PMP, quant à lui est une matière scintillante. Dans le cas où les deux parois traversées par les particules sont enduites de PMP, les particules produisent une lumière de scintillation de (0.66 ± 0.06) photo-électrons. Ce bruit de fond supplémentaire est toutefois largement compensé par le gain obtenu sur la séparation.

Aérogel de haut indice

Le tableau suivant résume les résultats obtenus avec l'aérogel d'indice 1.05 pour les 3 prototypes :

Prototype	2C FM	2C HPD	4C FM
protons 1 GeV	-	0.2	-
pions 5 GeV	10	9.7	11

Ces résultats vont nous permettre de déterminer une probabilité d'identification des particules au dessus ou en dessous du seuil.

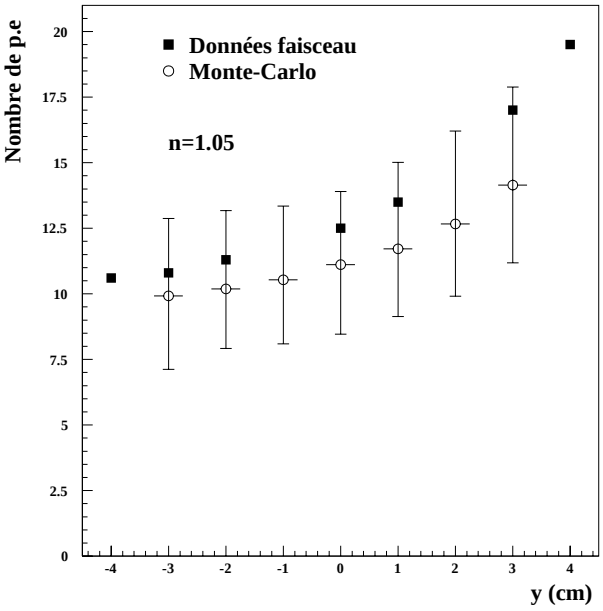

Figure 5.27: *Comparaison entre les données et les résultats Monte-Carlo pour l'aérogel de haut indice.*

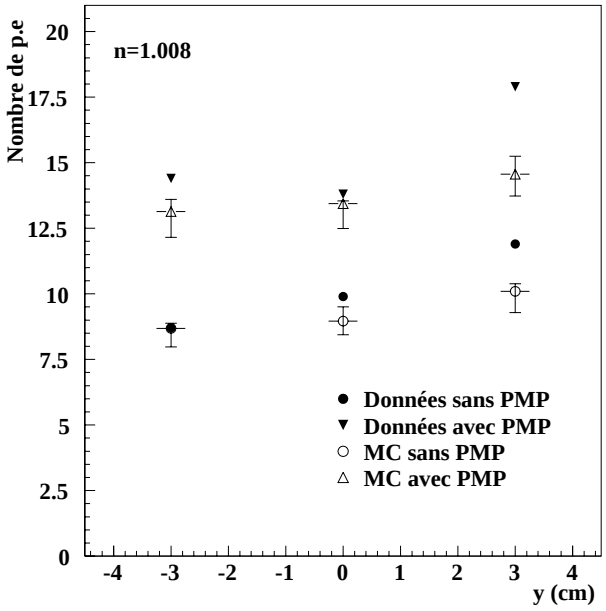

Figure 5.28: *Comparaison entre les données et les résultats Monte-Carlo pour l'aérogel de bas indice.*

5.7.4 Comparaison données Monte-Carlo

L'aérogel de haut indice

En utilisant les mesures des longueurs d'absorption et de diffusion de l'aérogel d'indice 1.05 et de l'absorption du PTFE, nous obtenons les valeurs présentées figure 5.27. On s'aperçoit que si le nombre de photo-électrons est tout à fait compatible, par contre la dépendance du nombre de photo-électrons en fonction de la position verticale des particules incidentes n'est pas parfaitement reproduite.

L'aérogel de bas indice

Pour l'aérogel de bas indice nous n'avions pas de mesure des longueurs d'absorption et de diffusion dans l'aérogel. En utilisant les contraintes données par l'étude de la section précédente nous avons choisi une forme simplifiée en *marche d'escalier* de la longueur d'absorption. La longueur de diffusion utilisée est de 4 cm à 436 nm comme pour l'aérogel de haut indice. La figure 5.28 montre le bon agrément relatif entre données et Monte-Carlo.

5.7.5 Séparation des particules

Sur la figure 5.29 on détermine un seuil de photo-électrons au dessus duquel les particules seront identifiées comme des pions. Le taux de vrais pions en dessous du seuil choisi est alors l'inefficacité d'identification $\mathcal{P}(\pi \to \mathrm{p})$. Tandis que le nombre de protons au dessus du seuil donne le taux de contamination $\mathcal{P}(\mathrm{p} \to \pi)$.

La figure 5.30 présente les courbes $\mathcal{P}(\pi \to \mathrm{p})$ et $\mathcal{P}(\mathrm{p} \to \pi)$ en pourcent, en fonction du seuil en photo-électrons appliqué, pour l'aérogel de bas indice avec les prototypes 2 couches, *finemesh* et *HPD*. La figure 5.31 montre les résultats pour l'aérogel d'indice n=1.012 avec le prototype 4 couches à gauche et pour l'aérogel de haut indice n=1.055 avec le prototype *HPD*. Les différentes courbes correspondent à des nombres moyens de photo-électrons détectés différents, pour des particules au dessus du seuil. Le nombre moyen de photo-électrons détectés dépendant de la position du faisceau selon y.

Pour faire une évaluation de la séparation entre particules au dessus et au dessous du seuil on prend comme seuil le point d'intersection entre les courbes de contamination et d'inefficacité. Pour une moyenne de 10 photo-électrons détectés pour les particules au dessus du seuil on obtient les résultats suivants :

Indice	Contamination (%)	Efficacité (%)	Séparation (σ)
n=1.055	2.5	97.5	4.5
n=1.008	6.0	94.0	3.75

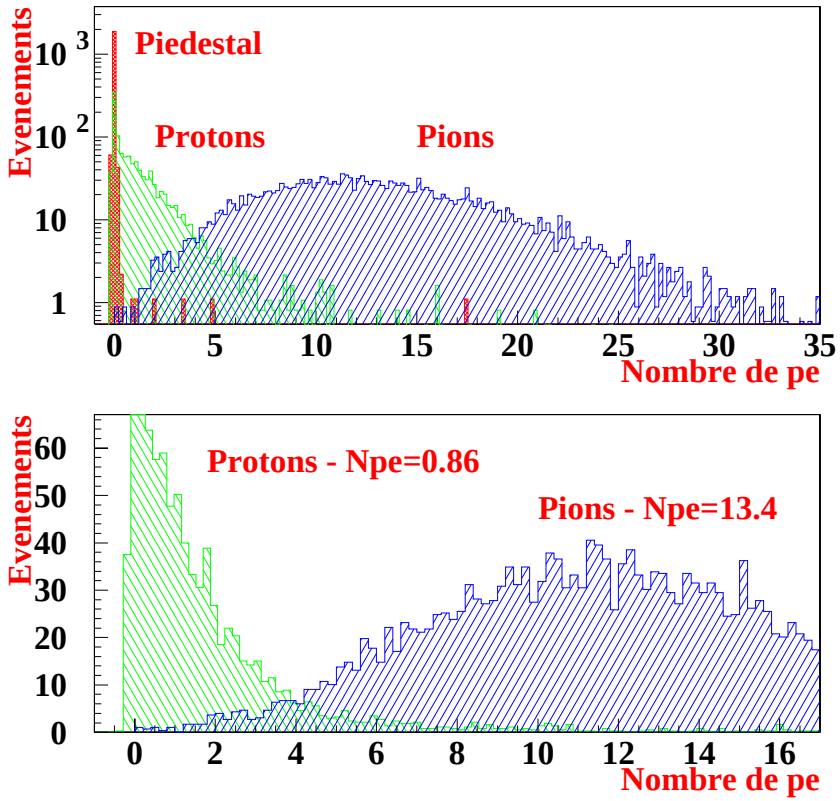

Figure 5.29: *En bas, distributions du nombre de photo-électrons détectés, pour des particules en dessous (protons) et au dessus (pions) du seuil Tcherenkov dans l'aérogel d'indice 1.008 lu par des* finemesh. *En haut, même distributions avec une échelle logarithmique, la distribution du piédestal est alors elle aussi représentée. Les pions et les protons ont étés identifiés à l'aide des Tcherenkov à gaz C1 et C2.*

Les séparation des 3 prototypes étaient comparables. Pour les deux indices d'aérogel nous obtenions une séparation supérieure à 3 écarts type gaussiens, quel que soit la position du faisceau en y.

5.8 Conclusion

Lors de ces étapes de recherche et de développement sur ce détecteur nous avons étudié les qualités de différents aérogels, utilisé de nouveaux types de photo-détecteurs, déterminé les meilleurs revêtements pour les parois des cellules et les

guides de lumière, et testé l'utilisation d'un décaleur de longueur d'onde. Toutes ces études ont démontré la faisabilité d'un compteur Tcherenkov à seuil en aérogel pour séparer les pions des kaons à 3 écarts types gaussiens pour des impulsions entre 0.5 et 4.3 GeV/c.

Le programme de simulation réalisé nous a permis de mieux comprendre la collection de lumière dans le détecteur. Les simulations ont montré un bon accord avec les données. Même si sur certains paramètres des mesures précises seraient nécessaires, il peut être utilisé pour réaliser des prédictions pour des détecteurs du même type.

A cause des changements survenus dans la disposition des aimants autour du point d'interaction de l'accélérateur PEP-II, l'acceptance angulaire du détecteur de vertex a été réduite de 50 mr. Sur ces 50 mr en moins, les traces ne sont donc plus reconstruites et la surface utilisable de l'ATC se retrouve réduite d'un facteur 2. Pour ces raisons la collaboration BABAR a dû renoncer à l'installation du compteur Tcherenkov à seuil en aérogel.

Ce développement de l'aérogel ainsi que la simulation ont été repris et poursuivis par l'expérience AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) [70,71], qui s'est doté d'un compteur Tcherenkov à seuil en aérogel mais avec une géométrie et des photodétecteurs différents.

L'expérience BELLE (au KEK) [72], concurrente de BABAR, a quant à elle adopté un compteur Tcherenkov à seuil en aérogel lu par des *finemesh* de 3" de diamètre, comme système d'identification des particules principal.

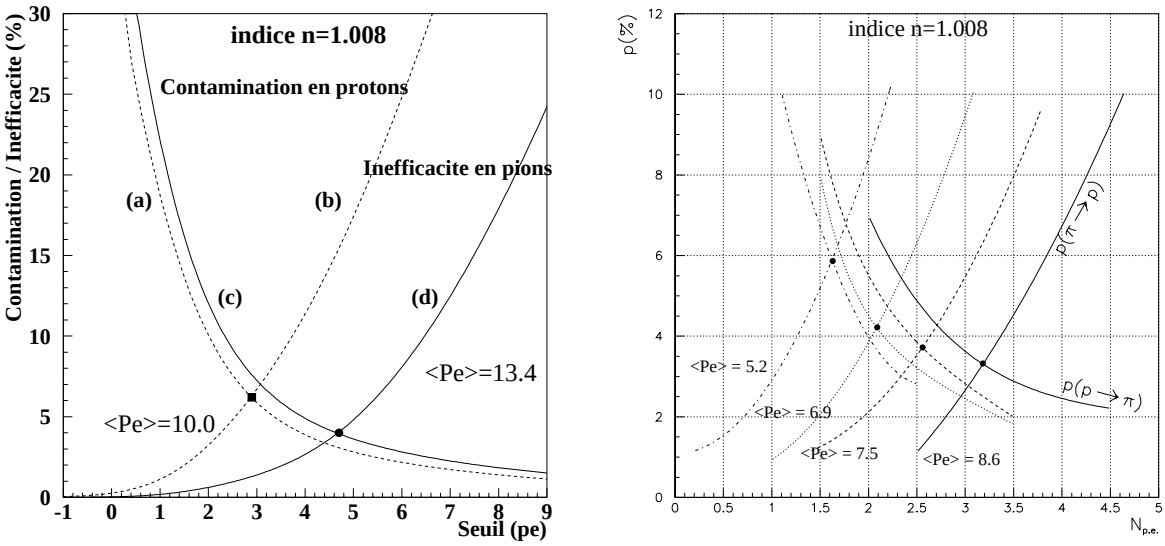

Figure 5.30: $\mathcal{P}(\pi \rightarrow p)$ *et* $\mathcal{P}(p \rightarrow \pi)$ *en fonction du seuil en photo-électrons pour le prototype à 2 couches,* finemesh *à gauche et* HPD *à droite, avec l'aérogel de bas indice (n=1.008). Les différentes courbes correspondent à des configurations avec des nombres différents de photo-électrons détectés pour des particules à* $\beta = 1$. *Pour le prototype* HPD *le nombre de photo-électrons correspond à la somme des photo-électrons détectés dans les deux* HPD.

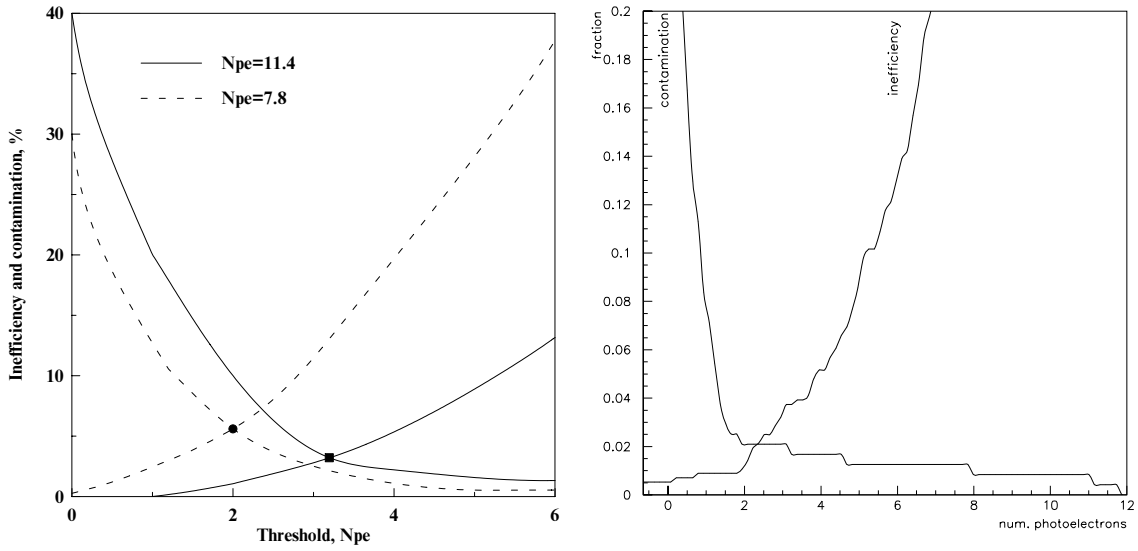

Figure 5.31: $\mathcal{P}(\pi \rightarrow P)$ *et* $\mathcal{P}(P \rightarrow \pi)$ *en fonction du seuil en photo-électrons pour le prototype à 4 couches* finemesh *avec l'aérogel de bas indice (n=1.012) à gauche, et 2 couches* HPD *avec l'aérogel de haut indice (n=1.055) à droite. Les différentes courbes correspondent à des configurations avec des nombres différents de photo-électrons détectés pour des particules à* $\beta = 1$.

Partie III

Etude du canal $B^\circ \to J/\psi K_s^0$

Chapitre 6

Les Outils d'Analyse

Le but de cette analyse est d'évaluer les possibilités de mesure du paramètre β de violation de CP avec le détecteur BABAR, dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$.

L'expérience BABAR est en cours d'installation, l'analyse présentée ici est donc réalisée à partir d'événements simulés. Les événements sont produits à l'aide de générateurs d'événements puis reconstruits en simulant la réponse du détecteur aux particules qui le traversent. L'analyse est ensuite réalisée à l'aide des outils mis au point par la collaboration BABAR. Pour l'étude du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ les outils d'analyse fondamentaux que nous avons utilisés étaient, un programme de reconstruction des vertex de désintégration, pour identifier J/ψ et K^0_S, et un programme d'étiquetage de la saveur des mésons B.

6.1 Les générateurs d'événements

Dans l'expérience BABAR les événements hadroniques seront produits à partir d'une réaction de désintégration $e^+e^- \to \Upsilon(4S)$ ou $e^+e^- \to q\overline{q}$ avec $q = u, d, s, c$. Ces réactions ont des taux de branchement assez bien connus, la simulation se fait donc en partant soit du $\Upsilon(4S)$ soit d'une paire $q\overline{q}$. Pour les événements $q\overline{q}$, la génération des quarks et des gluons puis l'hadronisation est gérée par les programmes PYTHIA-5.7 et JETSET-7.4 [73]. La simulation de la désintégration des mésons B quant à elle nécessite des programmes de générations spécifiques, regroupés dans le générateur EvtGen [74]. Les caractéristiques des générateurs utilisés sont les suivantes :

- **Pythia et Jetset :** Ces programmes simulent les phénomènes d'interaction forte, la génération des quarks et des gluons (à l'aide de la QCD perturbative) et l'hadronisation (d'après les connaissances phénoménologiques). La désintégration des particules créées est simulée par une méthode de tirage aléatoire Monte-Carlo. Ces programmes permettent de simuler les désintégrations des mésons B, mais pas de manière suffisamment précise. Tout d'abord, par défaut ces programmes n'incluent pas les phénomènes de violation de CP. Elle est donc

implémentée dans des routines supplémentaires après désintégration des mésons B, mais tous les canaux de violation de CP ne sont pas reconnus. Ensuite les corrélations entre les particules émises ne sont pas toutes prises en compte. En particulier dans le cas de canaux de violation de CP où le B^0 se désintègre en deux particules vectorielles, comme c'est le cas pour les canaux $B^0 \to J/\psi K^{*0}$, $B^0 \to D^* D^*$, les corrélations angulaires ne sont pas simulées.

En effet, dans ces cas là, le moment cinétique des particules dans l'état final peut prendre plusieurs valeurs, ces modes de désintégrations sont alors des superposition d'états propres de CP +1 et -1. Il faut alors pouvoir déterminer la quantité d'états propres +1 et -1 pour pouvoir extraire les paramètres de la violation de CP. Ceci peut être fait par une étude des distributions angulaires des événements en fonction du moment angulaire des particules.

- **EvtGen :** EvtGen offre plusieurs modèles détaillés permettant de simuler les phénomènes de la physique des B. En particulier, les désintégration semi-leptoniques et la violation de CP. La violation de CP est prise en compte dans la désintégration des mésons B. Les distributions angulaires sont générées correctement en prenant en compte les corrélations entre les particules produites. Différentes routines permettent de gérer la désintégration de particules vecteurs ou scalaires en plusieurs particules vecteurs et/ou scalaires.

  Pour la génération du continuum $q\overline{q}$ et les désintégrations génériques des mésons B, EvtGen est interfacé avec le programme JETSET.

Dans l'analyse qui va suivre nous utiliserons EvtGen pour toutes les désintégrations des mésons B et JETSET pour générer le continuum.

6.2 Simulations du détecteur

Nous avons utilisé deux types de simulation du détecteur BABAR : une simulation rapide permettant de produire des événements en grand nombre, pour pouvoir simuler le nombre important d'événements attendus dans BABAR et ainsi être capable d'étudier les diverses sources de bruit de fond, et une simulation complète dont la partie reconstruction est identique à celle des données réelles pour permettre une analyse fine des caractéristiques des événements étudiés et la détermination réaliste des performances du détecteur. Les deux programmes de simulation utilisés sont les suivants :

- **La simulation rapide :** ASLUND [75]. C'est une simulation paramétrée des performances du détecteur BABAR. Pour chaque particule générée par le Monte-Carlo on convolue ses paramètres physiques par la résolution expérimentale des sous détecteurs. La désintégration en vol des particules est prise en compte ainsi

que le bruit de fond de l'accélérateur dans le calorimètre, dû au rayonnement gamma causé par la courbure des faisceaux non loin du point d'interaction. Cette simulation n'est cependant pas très précise et donne des résultats, sur les résolutions, plutôt optimistes. Entre autre le bremsstrahlung des électrons, dans la matière des détecteurs de traces et du tube support, n'est pas simulé.

- **La simulation complète :** BBSIM et la Reconstruction. BBSIM simule l'interaction des particules avec les matériaux des sous détecteurs, à l'aide du programme GEANT. On obtient alors des impacts indépendants à partir desquels on simule la réponse des détecteurs. Ces impacts sont ensuite assemblés en traces ou clusters par la Reconstruction comme pour des données réelles. Les détecteurs sont décrits de manière plus complète et le rayonnement bremsstrahlung des électrons est pris en compte dans BBSIM.

  La simulation complète et la reconstruction de 2000 événements nécessite approximativement 20 heures de temps de calcul. Pour simuler des grands nombres d'événements, supérieurs à 10000, nous avons donc utilisé la simulation rapide ASLUND.

  Il faut noter que le programme de reconstruction des événements est toujours en cours d'élaboration et de nombreuses améliorations peuvent encore être apportées.

Pour des événements $B^0 \to J/\psi K_S^0$ avec $J/\psi \to l^+l^-$ et $K_S^0 \to \pi\pi$, les efficacités de détection des particules, en tenant en compte de l'acceptance et des performances du détecteur, sont données dans le tableau suivant :

Simulation	ASLUND				BBSIM+Reco			
Particules	e	μ	π	γ	e	μ	π	γ
Efficacité	0.92	0.92	0.88	0.91	0.94	0.94	0.92	0.91

Ces chiffres n'incluent pas l'efficacité d'identification des particules. Les leptons produits ont une impulsion moyenne de 2.1 GeV tandis que les pions ont une impulsion moyenne plus faible, de 1 GeV, ce qui explique l'efficacité de reconstruction plus faible pour les pions. Avec ASLUND les traces d'angle $\theta < 17°$ qui traversent moins de la moitié des couches de la chambre à fil ne sont pas reconstruites. Tandis qu'avec la simulation complète du détecteur (BBSIM+Reco), on essaye malgré tout de reconstruire ces traces. L'efficacité de reconstruction des traces est donc plus élevée avec la simulation complète.

Une variation de 2 degrés de l'acceptance angulaire sur l'avant du détecteur correspond à une perte d'approximativement 1% sur l'efficacité de reconstruction.

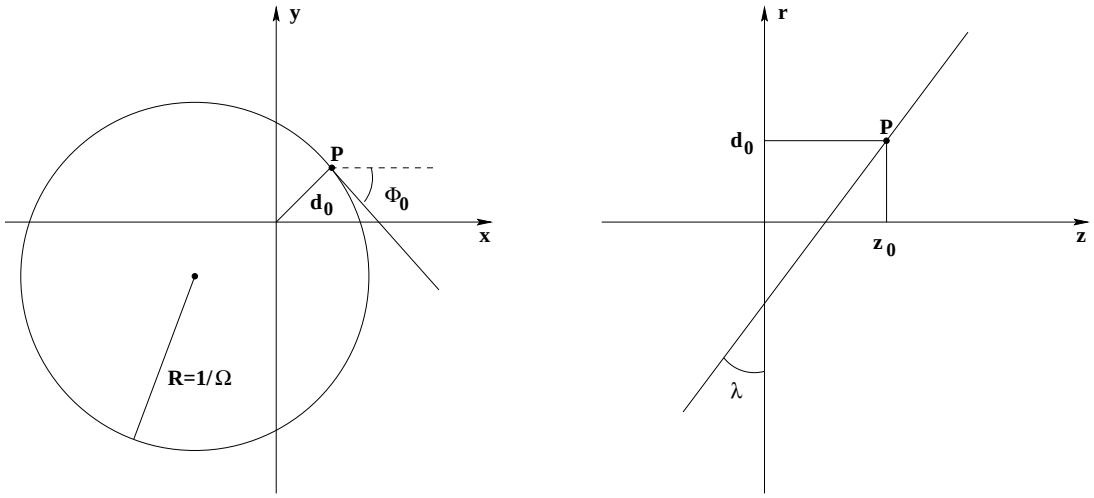

Figure 6.1: *Paramètres (d_0,Φ_0,Ω,z_0 et $\tan\lambda$) décrivant une trace chargée dans le champ magnétique constant (1.5 T). A droite, dans le plan (xy) et à gauche, dans le plan (rz). P est le point d'approche minimal de la trace au centre du détecteur.*

6.3 Reconstruction des traces chargées

Les particules chargées qui traversent le détecteur sont reconstruites à partir des impacts détectés dans le SVT et la chambre à fil. Ces impacts sont ensuite ajustés avec une hélice enroulée autour de l'axe du champ magnétique. Cette hélice est définie par 5 paramètres (voir figure 6.1) :

- d_0 : la distance d'approche minimale de la trace au centre du détecteur dans le plan (xy). Le signe de d_0 est fixé
- Φ_0 : l'angle fait par la tangente à la trace au point d'approche minimal P dans le plan (xy).
- $\Omega = 1/R$: la courbure de la trace. Avec R le rayon de la trace dans le plan (xy).
- z_0 : la coordonnée de la trace selon l'axe z au point d'approche minimal P dans le plan (xy).
- $\tan\lambda$: la tangente de l'angle d'inclinaison de la trace par rapport au plan (xy). $\tan\lambda = ds/dz$ où ds est l'élément de longueur le long de la trace, orienté selon la direction de la trace.

Après cette étape d'ajustement, les traces chargées sont définies par les 5 paramètres de l'hélice h^α et la matrice 5×5 de covariance associée $H^{\alpha\beta}$ (avec $\alpha, \beta = 1$ à 5).

6.4 Reconstruction des vertex

Pour reconstruire les vertex de désintégration des particules instables qui se désintègrent en n particules chargées, on cherche à ajuster n traces décrites par leurs 5 paramètres h_i sur un vertex commun $v^\gamma = (v_x, v_y, v_z)$. Une fois le vertex trouvé, les impulsions des particules sont recalculées à ce vertex.

Pour ajuster les traces chargées sur un vertex commun nous avons testé deux programmes différents :

- **RecVtx** est l'outil officiel de l'expérience BABAR. Il est basé sur le programme Slt de l'expérience CDF. Afin de réduire le temps de calcul ce programme utilise un filtre de KALMAN [76] pour ajuster les traces sur le vertex commun. La position initiale du vertex est prise à l'origine de l'axe des coordonnées, c'est à dire au centre du détecteur $v_0 = (0, 0, 0)$. La première trace est ensuite ajustée avec le vertex par la méthode du filtre de KALMAN, un nouveau vertex est alors déterminé. On calcule alors le χ^2 du vertex à partir des valeurs mesurées et ajustées des paramètres des traces (voir équation 6.1), pour estimer la qualité de l'ajustement. Les autres traces sont ensuite ajustées une par une avec le nouveau vertex, de la même manière.

  Le temps de calcul nécessaire, varie ainsi linéairement en fonction de n. Cependant cet algorithme ne permet pas de reconstruire de manière satisfaisante les particules qui se désintègrent avec de grands paramètres d'impact, au delà de quelques millimètres du point d'interaction. Les K^0_S en particulier avec leur distance de vol moyenne de 7.5 cm ne sont pas correctement reconstruits. Il faut aussi noter que, de par la nature non linéaire du problème, la solution peut dépendre de la valeur initiale v_0 du vertex et de l'ordre dans lequel les traces sont ajustées.

- **Ytop** [77] est un ensemble de routines écrites pour l'expérience ALEPH. Avec ce programme, les n traces sont ensuite ajustées avec un vertex commun par une méthode de minimisation du χ^2. Le χ^2 décrit la différence entre les cinq paramètres des traces mesurés h_i^α et les paramètres ajustés en fonction du vertex $\mathrm{h}_i^\alpha(v)$, il est défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} (h_i^\alpha - \mathrm{h}_i^\alpha(v))^T H^{\alpha\beta} (h_i^\beta - \mathrm{h}_i^\beta(v)) + (v_0^\gamma - v^\gamma) V^{\gamma\delta} (v_0^\delta - v^\delta) \qquad (6.1)$$

  où v_0 est une valeur initiale du vertex, v est le vertex à ajusté et V est la matrice de covariance du vertex.

  Le vertex v donnant la valeur du χ^2 la plus faible est alors choisi comme vertex commun. Là encore le problème étant non linéaire la solution peut dépendre de la valeur initiale v_0 du vertex. Pour essayer de remédier à ce problème, la

position initiale v_0 du vertex commun est déterminée en prenant les points de croisements des deux premières traces dans le plan (xy) et en choisissant celui qui donne le plus petit écart selon z.

A l'aide de ces routines il est de plus possible d'effectuer un ajustement contraint du vertex en faisant une hypothèse sur la masse de la particule mère.

Toutefois il faut noter qu'avec cette méthode le temps de calcul nécessaire varie comme n^2.

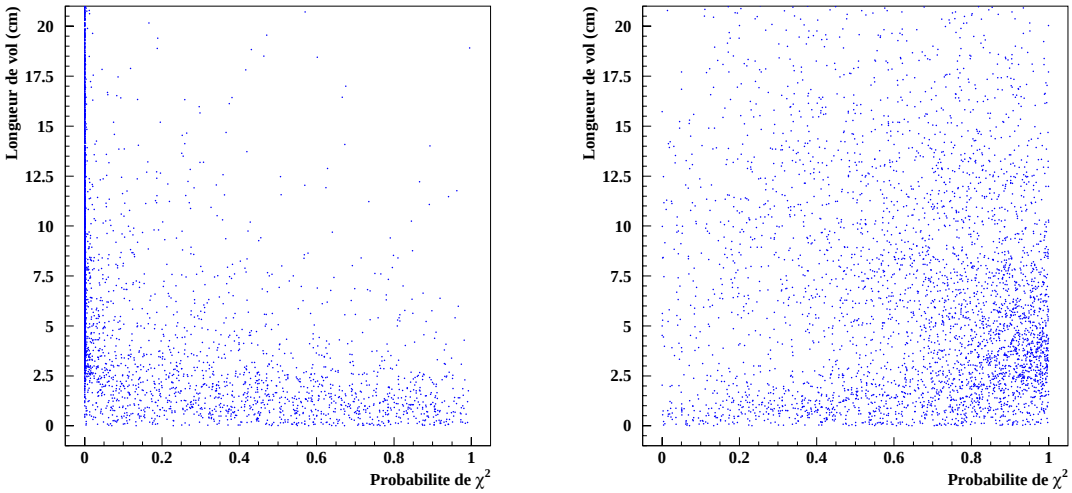

Figure 6.2: *Distribution de la probabilité de χ^2 obtenue lors de l'ajustement du vertex de désintégration d'un K^0_S en deux pions chargés en fonction de la longueur de vol du K^0_S. A gauche, avec le programme RecVtx, à droite, avec le programme Ytop.*

La figure 6.2 montre la distribution de la probabilité de χ^2 du vertex obtenue avec les programmes RecVtx et Ytop, pour des désintégrations $K^0_S \to \pi^+\pi^-$. La probabilité de χ^2 attendue devrait être plate, or avec le programme RecVtx, 50% des événements donnent une probabilité proche de zéro, dès que la distance de vol du K^0_S dépasse 2.5 cm. Après ajustement des paramètres des traces au vertex commun la distribution de la masse invariante du K^0_S obtenue avec RecVtx est légèrement asymétrique tandis qu'avec YTOP cette distribution est plus régulière (voir figure 6.3). Ceci s'explique par le fait que le rayon de convergence de l'algorithme est de 3 cm. Les prochaines versions de RecVtx, vont donc inclure une étape pour déterminer grossièrement la position du vertex (à moins de 3 cm près), avant de commencer l'ajustement.

Le programme RecVtx donne de plus des valeurs négatives, aberrantes, pour le χ^2 du vertex dans 7% des cas quelque soit le temps de vol de la particule reconstruite.

Toutefois la différence entre les deux algorithmes n'est pas sensible à la résolution selon z de la position du K^0_S. Dans les deux cas on obtient quasiment le même résultat, $\sigma_z \approx 40$ μm avec BBSIM.

Pour les particules qui se désintègrent près du point d'interaction, comme c'est le cas pour les J/ψ, la distribution de χ^2 obtenue est plate aussi bien avec le programme RecVtx que Ytop.

Dans la suite de cette analyse nous avons donc préféré utiliser le programme Ytop en remplacement de RecVtx qui est toujours en cours de développement.

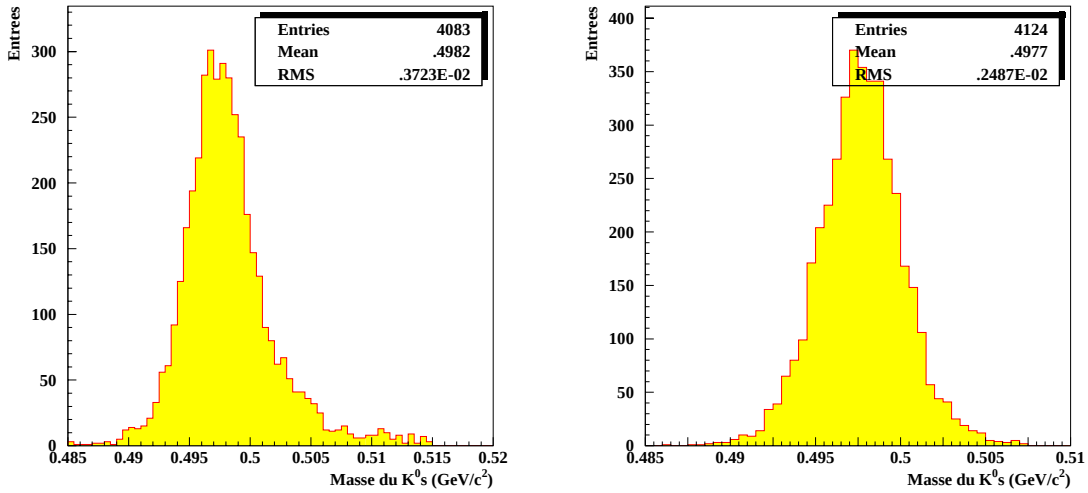

Figure 6.3: *Distribution de la masse des K^0_S reconstruits avec le programme RecVtx, à gauche et Ytop, à droite.*

6.5 Étiquetage de la saveur des mésons B

L'étiquetage de la saveur des mésons B permet de connaître le signe du quark b (b ou $\overline{b}$) du méson au moment de sa désintégration. Lorsque les mésons sont produits par paire dans un état cohérent, la saveur du second méson au même instant est fixée à la saveur opposée.

L'étiquetage du signe du quark b se fait à partir des produits de désintégration et de leur cinématique. Il est ainsi possible de remonter au signe du quark b à partir du signe d'un lepton (un électron ou un muon est reconstruit dans 42% des désintégrations des B) ou d'un kaon (un kaon reconstruit dans 35% des désintégrations) produits lors de la désintégration du méson B. D'autres modes d'étiquetage peuvent être fait à partir des pions chargés de haute impulsion provenant des désintégration $D^{*+} \to \pi^+ D^0$, ou

de la topologie des vertex lorsqu'il est possible de séparer les vertex de désintégration du B et du D, ou à partir des baryons étranges produits.

La performance de l'étiquetage est définie en fonction de la fraction d'événements étiquetés ϵ_t et du facteur de dilution D_t. La performance de l'étiquetage S^2, appelée aussi séparation absolue, est ainsi donnée par :

$$S^2 = \epsilon_t D_t^2$$

Le facteur de dilution D_t est dû au taux, w, de B^0 incorrectement étiquetés. Il se calcule comme :

$$D_t = 1 - 2w$$

On peut aussi définir le facteur de dilution en fonction de la séparation $< s^2 >$ entre événements B et $\overline{B}$, par [78] :

$$D_t = \sqrt{< s^2 >} = \sqrt{\left\langle (\frac{b - \overline{b}}{b + \overline{b}})^2 \right\rangle}$$

où $< s^2 >$ est appelée la séparation moyenne des événements, b est la probabilité que le méson d'étiquetage soit un B^0 et $\overline{b}$ la probabilité qu'il soit un $\overline{B^0}$.

6.5.1 Étiquetage avec un kaon chargé

Le signe des quarks étranges produits lors de la désintégration du méson B peut être déterminé lorsqu'il y a production d'un kaon chargé. Le processus dominant de production des quarks étranges est :

$$b^{-1/3} \to c^{+2/3} W^-,\ c^{+2/3} \to s^{-1/3} W^+,\ s^{-1/3} \overline{u}^{-2/3} \to K^-$$

le signe du K donne ainsi le signe du quark b. Mais des quarks s et $\overline{s}$ peuvent être produits par d'autres processus de désintégration donnant parfois un mauvais signe. Les processus de production des quarks s dans la désintégration des mésons B sont les suivants :

Bons signes	Mauvais signes
$b \to cW^-, c \to sW^+, s \to K^-$	$b \to W^- c, c \to XW^+, W^+ \to u\overline{s}, \overline{s} \to K^+$
$b \to XW^-, W^- \to (\overline{c}/\overline{u})s, s \to K^-$	$b \to XW^-, W^- \to \overline{c}(s/d), \overline{c} \to \overline{s},\ \overline{s} \to K^+$
$b \to Xs\overline{s}, s \to K^-$	$b \to Xs\overline{s}, \overline{s} \to K^+$
$b \to s, s \to K^-$ (pingouin)	

Le signe du kaon donne dans presque 90% des cas le bon signe du quark b. Ce qui correspond à une séparation $< s^2 >$ égale à 60.0%, si les particules sont exactement

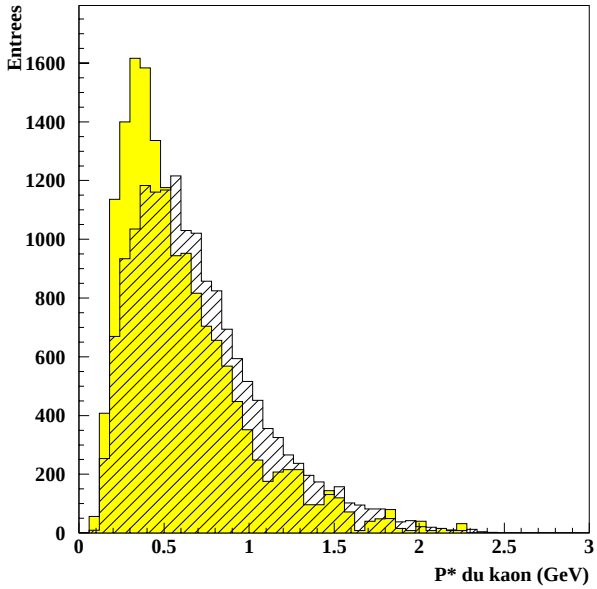

Figure 6.4: *Distribution de l'impulsion des kaons dans le référentiel de masse du méson B. En hachuré pour des kaons de même signe que le quark b et en grisé pour des kaons de mauvais signe.*

identifiées et $< s^2 >$ égale à 39.3%, en tenant compte de l'erreur due à l'identification des kaons (dans l'état actuel de la reconstruction).

Pour améliorer cette séparation il faut essayer de différencier les kaons donnant un bon signe des kaons donnant un mauvais signe. Pour cela on utilise les différences dans les distributions des variables cinématiques de l'événement ou du kaon en particulier. Actuellement seule est utilisée la distribution de l'impulsion p^* du kaon dans le centre de masse du méson B (voir figure 6.4). Pour chaque kaon d'impulsion p^* il est alors possible de donner la probabilité que le kaon soit de même signe ou non que le quark b. Toutefois cette amélioration est très faible. Deux autres variables sont utilisées pour augmenter la performance de l'étiquetage par un kaon : N_{imp} le nombre de traces de paramètre d'impact plus grand que 1 mm et M_{miss} la masse manquante du B d'étiquetage [47].

6.5.2 Étiquetage avec un lepton chargé

Le signe d'un électron ou d'un muon émis lors de la désintégration des W permet également de remonter au signe du quark b. Les leptons primaires émis par le W

provenant directement du quark b sont du même signe que le b :

$$b^{-1/3} \to c^{+2/3} W^-, W^- \to l^- \overline{\nu}$$

Les autres sources de création de leptons peuvent donner des leptons de signe opposé. Les modes de production de leptons (électron ou muons), classé en fonction du signe du lepton sont les suivants :

Bons signes	Mauvais signes
$B \to X W^-, W^- \to l^-$	
$B \to X W^-, W^- \to \tau^-, \tau^- \to l^-$	
$B \to X \overline{D}, \overline{D} \to X W^-, W^- \to l^-$	$B \to X D, D \to X W^+, W^+ \to l^+$
$B \to c\overline{c} X, \overline{c} \to l^-$	$B \to c\overline{c} X, c \to l^+$

Il faut ajouter à ces modes la contribution négligeable des créations de paires $l^+ l^-$ et des désintégrations en vol des pions ou des kaons.

Le nombre de leptons de bon signe produits étant sensiblement le même que le nombre de leptons de mauvais signe, l'information donnée par le signe du lepton est insuffisante pour pouvoir étiqueter la saveur du B.

Il est donc important de pouvoir distinguer les leptons primaires, provenant de la désintégration semi-leptonique d'un B, des leptons secondaires provenant des désintégrations des D. Les leptons provenant de la désintégration des paires $c\overline{c}$ quant à eux ne transportent pas d'information sur le signe du quark b.

Les leptons primaires et secondaires peuvent être séparés en fonction de leurs paramètres cinématiques, dont les principaux sont (voir figures 6.5 et 6.6) :

1. p^*, l'impulsion du lepton dans le centre de masse du B. L'impulsion des leptons primaires, provenant des B, est en moyenne plus importante que celle des leptons secondaires provenant des D.

2. E_{90}, la somme de l'énergie des autres particules dans l'hémisphère du lepton. Un lepton primaire étant plus énergétique, les particules qui l'accompagnent dans son hémisphère transportent une plus petite fraction de l'énergie.

3. θ_{min}, l'angle entre le lepton et la trace chargée de la partie étiquetage la plus proche. Un lepton primaire étant émis avec une plus grande énergie, est en moyenne plus isolé.

4. p_{miss}, l'impulsion manquante dans l'événement, qui correspond à l'impulsion du neutrino accompagnant le lepton. L'impulsion du neutrino émis avec le lepton n'est pas détectée, pour des leptons primaires, cette impulsion manquante est plus importante.

5. $Asym$, l'asymétrie de l'impulsion transverse de la partie d'étiquetage de l'événement entre l'hémisphère du lepton et l'hémisphère opposé.

6. θ_{miss}, l'angle entre l'impulsion manquante et le lepton.

7. Q^2, la masse invariante du W reconstruite à partir de l'impulsion du lepton et l'impulsion manquante.

8. M_{recoil}, la masse de recul du lepton.

Pour mesurer la performance de l'étiquetage par un lepton, on utilise ces 8 variables ainsi que les charges du lepton et si il y a lieu du kaon. Les autres variables possibles sont très fortement corrélées avec les 8 choisies [47].

A partir des distributions de ces variables il est possible de calculer la probabilité pour qu'un lepton donné provienne soit d'un quark b, soit d'un quark $\overline{b}$. La séparation obtenue pour les événements comportant au moins un lepton est de 41.5% si les particules sont exactement identifiées et de 33.4% en tenant compte de l'identification des particules.

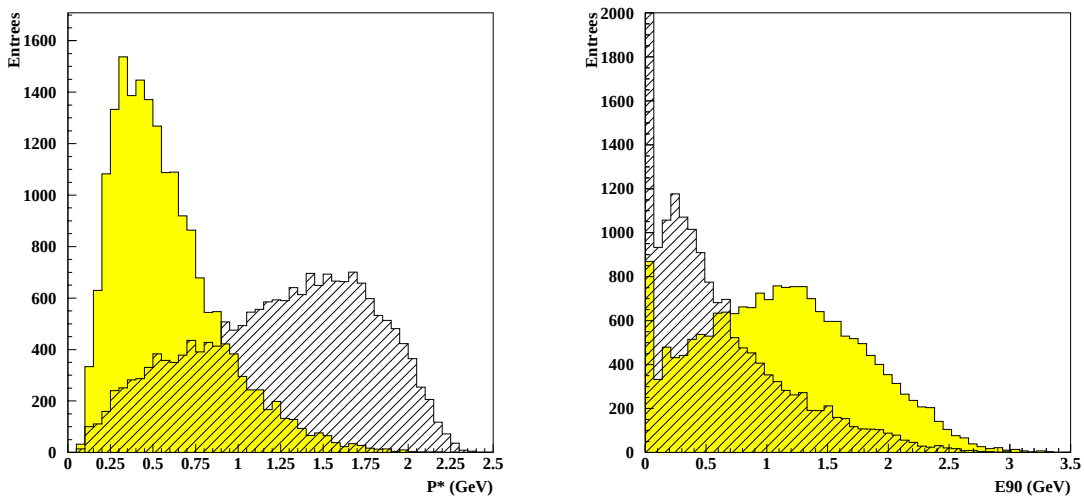

Figure 6.5: *Distribution de l'impulsion des leptons dans le centre de masse du méson B à gauche et de la somme de l'énergie des particules dans l'hémisphère du lepton à droite. En hachuré pour des leptons primaires et en grisé pour des leptons secondaires.*

6.5.3 Le programme d'étiquetage

A l'aide d'une analyse traditionnelle en coupures il est donc possible de séparer les événements B et $\overline{B}$. Mais les distributions des variables discriminantes ne se prêtent

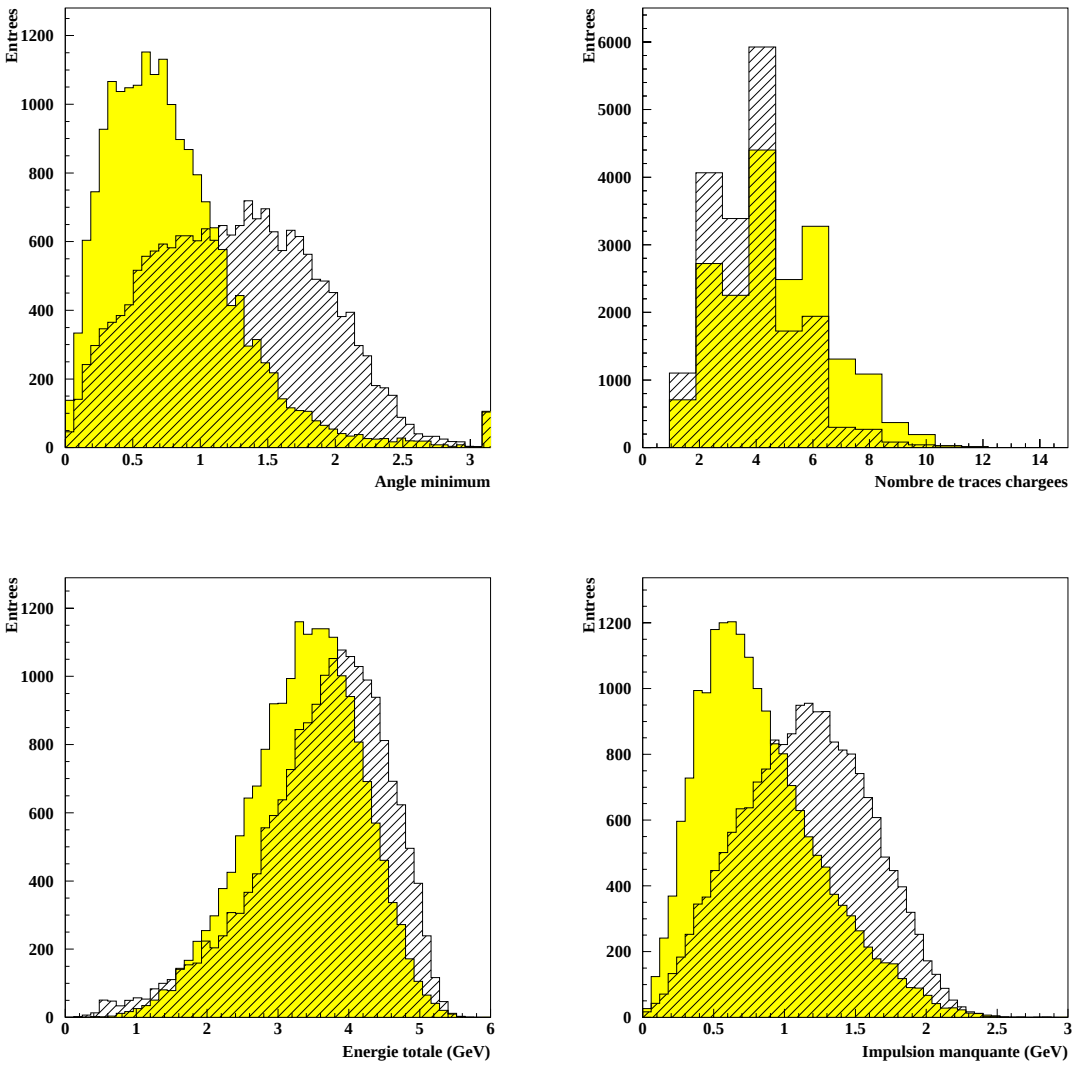

Figure 6.6: *Exemples d'autres variables discriminantes entre leptons primaires, en hachuré et leptons secondaires, en grisé. En haut, à gauche l'angle entre le lepton et la trace la plus proche θ_{min}, à droite la multiplicité des traces chargées. En bas, à gauche la somme de l'énergie des particules dans la partie étiquetage de l'événement et à droite l'impulsion manquante dans l'événement.*

pas toujours à ce type d'analyse. Le *Tagging Group* de BABAR a donc mis au point le programme CORNELIUS [79] qui permet de prendre en compte de manière rigoureuse la forme des distributions des variables discriminantes et les corrélations entre variables.

Le programme CORNELIUS permet de calculer la probabilité de validité de plusieurs hypothèses données. Dans notre cas on défini trois hypothèses correspondant à des classes d'événements :

1. Les événements b, dans le cas où les traces sélectionnées proviennent d'un méson $\overline{B^0}$.

2. Les événements $\overline{b}$, dans le cas où les traces sélectionnées proviennent d'un méson B^0.

3. Les événements q, dans le cas où les traces sélectionnées ne proviennent ni d'un méson B, ni d'un méson $\overline{B}$. Il s'agit des événements $q\overline{q}$ où $q = u, d, s, c$, mais aussi des événements $B^{\pm}$.

Les événements à étiqueter sont rangés en catégories, en fonction des particules utilisées pour l'étiquetage. Pour l'instant seules les catégories d'étiquetage par un lepton, un kaon ou un lepton et un kaon sont implémentées. En utilisant les distributions des variables discriminantes correspondant à la catégorie on calcule alors les probabilités b, $\overline{b}$ et q, qu'un événement appartienne à l'une ou l'autre hypothèse. Pour le moment toutefois l'hypothèse q n'est pas prise en compte, et le bruit de fond fera plus loin l'objet d'une analyse séparée.

En premier lieu le programme doit être *entraîné*, c'est à dire qu'il faut obtenir les distributions des variables discriminantes pour les différentes hypothèses et lui apprendre leur forme. Soit à partir de simulations des événements (comme cela est fait actuellement) soit à partir des données réelles (comme cela pourra se faire plus tard).

Avec CORNELIUS, ces probabilités peuvent être évaluées par plusieurs méthodes, dont entre autre une approche paramétrée (PA) et une analyse par réseau de neurones (NN). On obtient alors une distribution de probabilité qu'un événement soit un B^0 ou un $\overline{B^0}$ (voir figure 6.7). L'analyse par réseau de neurones a l'avantage de prendre en compte les corrélations entre les variables discriminantes, la performance est alors légèrement meilleure (de l'ordre de 4%). Nous avons donc opté pour cette méthode dans l'analyse qui va suivre.

Les efficacités d'étiquetage obtenues avec CORNELIUS en fonction des catégories des événements sont résumées dans le tableau suivant, pour des événements simulés et dans l'état actuel de la reconstruction :

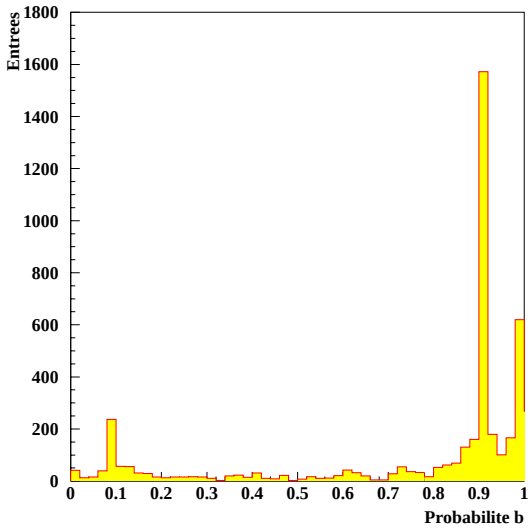

Figure 6.7: *Distribution de la probabilité b qu'un événement* $\overline{B^0}$ *soit étiqueté comme tel. Les pics en* $b = 0.1$ *et* $b = 0.9$ *sont dus aux étiquetages par un kaon, pour lesquels seule la charge ou presque permet de séparer* B^0 *et* $\overline{B^0}$.

Catégorie	Méthode	$< s^2 >$ (%)	ϵ_t (%)	S^2 (%)
Électron	PA	34.6	12.9	4.5
Électron+Kaon	PA	60.2	6.0	3.6
Muon	PA	31.5	7.9	2.5
Muon+Kaon	PA	51.8	4.6	2.4
Kaon	PA	39.3	24.2	9.5
Total	PA	40.5	55.6	22.5
	NN	42.1	55.6	23.4

Dans le cas où les particules sont exactement identifiées la performance de l'étiquetage obtenue avec la méthode du réseau de neurones est de 35.9%, au lieu de 23.4%. Comme le programme de reconstruction des événements (en particulier la partie identification des particules) est encore en phase de développement, nous adopterons, comme performance, la valeur intermédiaire, actuellement admise au sein de la collaboration BABAR :

$$S^2 = (30 \pm 1)\%$$

Il faut de plus noter que CORNELIUS est un programme générique et pourrait avoir d'autres applications dans notre analyse. Il est en effet possible de le transposer pour l'utiliser dans la réjection des bruits de fond spécifiques au canal étudié ou dans l'identification des particules.

Chapitre 7

Analyse du Canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$

7.1 Présentation du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$

Le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ est un canal de violation de CP indirecte dans l'interférence entre le mélange et la désintégration. L'asymétrie en fonction du temps entre les désintégrations $B^0 \to J/\psi K^0_S$ et $\overline{B^0} \to J/\psi K^0_S$ est définie au chapitre 3 par l'équation 3.10. Cette asymétrie prend en compte tous les types de violation de CP. Toutefois, comme nous allons le voir, dans le cas de l'état $J/\psi K^0_S$, qui est état propre de CP, la violation de CP directe peut être négligée et l'asymétrie est alors sensible à la somme de la phase due à la désintégration et de la phase due à l'oscillation.

7.1.1 Amplitudes de désintégration

Sur la figure 7.1 sont représentés les diagrammes de Feynman des processus contribuant à la partie désintégration de la réaction $B^0 \to J/\psi K^0_S$. Il s'agit du diagramme en arbre, à priori dominant, et des diagrammes pingouins. Les diagrammes pingouins font intervenir soit un gluon (pingouin QCD), soit un photon ou un Z (pingouins EW). Les amplitudes représentées par ces 4 diagrammes ont des phases fortes et faibles différentes. Le facteur d'amplitude et la phase provenant des éléments de la matrice CKM à l'ordre λ^3, de ces diagrammes sont rappelés dans le tableau suivant :

Diagramme	Amplitude CKM	Phase CKM (Φ_D)	Phase forte
arbre	$\lvert V^*_{cb}V_{cs}\rvert = A\lambda^2$	$arg(V^*_{cb}V_{cs}) = 0$	indéterminée
pingouin QCD	$\lvert V^*_{tb}V_{ts}\rvert = A\lambda^2$	$arg(V^*_{tb}V_{ts}) = 0$	indéterminée
pingouins EW	$\lvert V^*_{tb}V_{ts}\rvert = A\lambda^2$	$arg(V^*_{tb}V_{ts}) = 0$	indéterminée

La phase dite forte est due à l'interaction forte, la valeur de cette phase est difficilement prévisible de manière théorique, elle est à priori différente pour chaque diagramme. Comme nous l'avons vu avec la relation 3.7, si l'une des différences des

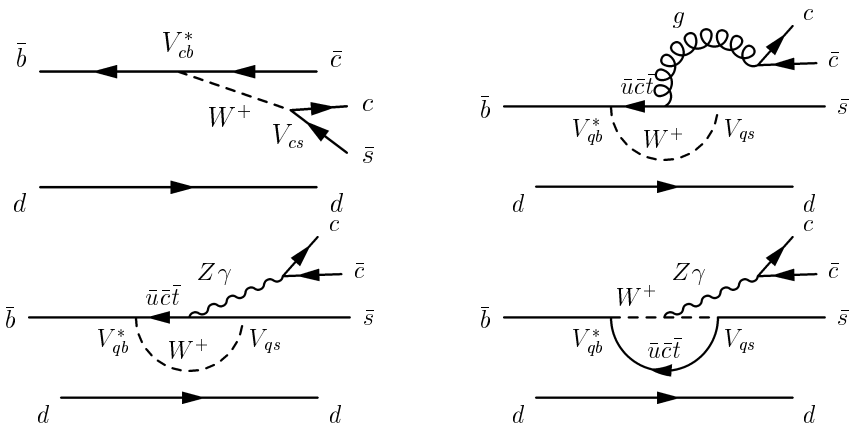

Figure 7.1: *Diagrammes de Feynman de la réaction $B^0 \to J/\psi K^0_S$ à l'ordre de l'arbre et pour les pingouins. En haut à gauche le diagramme en arbre, à droite le diagramme pingouin QCD et en bas les diagrammes pingouins EW. Pour les pingouins les amplitudes avec échange d'un quark* top *sont dominantes.*

phases, fortes ou faibles, est nulle alors le terme de violation de CP directe est supprimé, dans ce cas on a donc, dans l'approximation $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$:

$$\left|\frac{A}{\overline{A}}\right| = 1$$

La contribution des pingouins n'est pas négligeable par rapport au diagramme en arbre, car celui ci est supprimé à cause des contraintes de recombinaison des quarks. En effet les quarks c et $\overline{c}$ sont produits indépendamment dans le diagramme en arbre, donc pour que la paire $c\overline{c}$ puisse former une résonance J/ψ il faudra que les deux quarks soient produits avec des couleurs opposées. A priori, donc, aucun de ces quatre diagrammes n'a une contribution plus importante que les autres. Mais leurs phases faibles étant identiquement nulles ils peuvent être considérés comme une seule et même amplitude de désintégration. dont la phase faible est :

$$\Phi_{D,1} = 0$$

Il faut de plus considérer l'oscillation $K^0 - \overline{K^0}$, provenant du K^0_S. La phase provenant de ces amplitudes est :

$$\Phi_{D,2} = arg\,(V^*_{cd} V_{cs}) = 0$$

La phase des amplitudes de désintégration est donc : $\Phi_D = \Phi_{D,1} + \Phi_{D,2} = 0$.

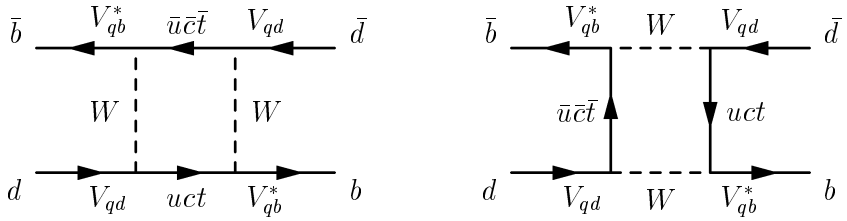

Figure 7.2: *Diagrammes de Feynman de l'oscillation $B^0 - \overline{B^0}$ à l'ordre le plus bas.*

7.1.2 Amplitudes d'oscillation

Pour la partie oscillation, les diagrammes qui interviennent sont représentés sur la figure 7.2. L'importance relative de la contribution des diagrammes mettant en jeu l'échange d'un quark $q = u, c, t$ est proportionnelle à $m_q^2 \, |V_{qb}V_{qd}|$. Le diagramme faisant intervenir le quark *top* est alors dominant. La phase faible induite par l'oscillation peut donc être approximée à l'ordre λ^3 du développement de WOLFENSTEIN de la matrice CKM à :

$$\Phi_M = arg\,(V^*_{tb}V_{td}) = -\beta$$

7.1.3 Asymétrie théorique

Pour le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, en combinant les amplitudes d'oscillation $B^0 - \overline{B^0}$, de désintégration à l'ordre de l'arbre et d'oscillation $K^0 - \overline{K^0}$, le rapport des amplitudes $B^0 \to \overline{B^0} \to J/\psi K^0_S$ et $\overline{B^0} \to B^0 \to J/\psi K^0_S$ est :

$$\frac{A}{\overline{A}} = \left(\frac{V^*_{tb}V_{td}}{V_{tb}V^*_{td}}\right)\left(\frac{V^*_{cs}V_{cb}}{V_{cs}V^*_{cb}}\right)\left(\frac{V^*_{cd}V_{cs}}{V_{cd}V^*_{cs}}\right)$$

et pour les désintégrations liées aux diagrammes pingouins :

$$\frac{A}{\overline{A}} = \left(\frac{V^*_{tb}V_{td}}{V_{tb}V^*_{td}}\right)\left(\frac{V^*_{ts}V_{tb}}{V_{ts}V^*_{tb}}\right)\left(\frac{V^*_{cd}V_{cs}}{V_{cd}V^*_{cs}}\right)$$

Dans les deux cas on a, à l'ordre λ^3 de l'écriture de WOLFENSTEIN de la matrice de CKM :

$$arg(\frac{A}{\overline{A}}) = 2(\Phi_M + \Phi_D) = -2\beta$$

L'asymétrie théorique dans ce canal se réduit donc, en utilisant l'équation 3.12, à :

$$\mathcal{A}(t) = -\eta_{CP} \sin 2(\Phi_M + \Phi_D) \sin \Delta m \Delta t = -\sin 2\beta \sin \Delta m \Delta t$$

car l'état $J/\psi K^0_S$ est état propre de CP avec la valeur propre $\eta_{CP} = -1$.

L'asymétrie étant sensible à $\sin 2\beta$, il y a donc une ambiguïté entre β, $\frac{\pi}{2} - \beta$ et $\beta + \pi$.

7.1.4 Taux de branchement

La section efficace de production du $\Upsilon(4S)$ est (1.07±0.03) nb au pic de résonance. Le $\Upsilon(4S)$ se désintègre dans 50% des cas en une paire $B^0 - \overline{B^0}$, ce qui nous donne autant de B^0 produits que de $\Upsilon(4S)$.

Le taux de branchement BR($B^0 \to J/\psi K^0_S$) mesuré par CLEO [48] est connu à environ 20% près :

$$\mathrm{BR}(B^0 \to J/\psi K^0_S) = (0.425^{+0.070}_{-0.060} \pm 0.030) \times 10^{-3} \tag{7.1}$$

Le canal étudié dans l'analyse qui va suivre se limite aux modes où le J/ψ se désintègre en deux leptons, la signature du J/ψ est alors aisément reconnaissable. Les taux de branchement du J/ψ et du K^0_S dans les modes étudiés sont [18] :

$$\begin{array}{lcl} BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-) & = & (6.01 \pm 0.19)\% \\ BR(J/\psi \to e^+e^-) & = & (6.02 \pm 0.19)\% \\ BR(K^0_S \to \pi^+\pi^-) & = & (68.61 \pm 0.28)\% \\ BR(K^0_S \to \pi^0\pi^0) & = & (31.39 \pm 0.28)\% \end{array} \tag{7.2}$$

Le nombre d'événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$ (avec $J/\psi \to l^+l^-$) attendus pour 30 fb^{-1} est donc de 1641 ± 368 dont 1126 ± 257 pour le mode $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

7.1.5 Bruits de fond

Le bruit de fond du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ peut être séparé en deux classes d'événements :

1. Les événements comportant deux leptons, dont la masse invariante est proche de celle du J/ψ. Dans ce cas le candidat J/ψ reconstruit a toutes les caractéristiques d'un vrai J/ψ. Les sources principales de ce type de bruit de fond sont les événements $B^0 \to J/\psi X$ (autres que $B^0 \to J/\psi K^0_S$) et les désintégrations semi-leptoniques en cascades des B chargés et neutres.

2. Les événements comportant deux pions (ou toute particule autre qu'un lepton) dont la masse invariante est proche de celle du J/ψ. Ce type de bruit de fond peut provenir de tous les types d'événements, $B - \overline{B}$ et $q\overline{q}$. Bien que l'efficacité de sélection de ce type de bruit de fond soit très faible, le nombre important de paires $q - \overline{q}$ produites en fait le bruit de fond principal. Ce bruit de fond peut être réduit en utilisant l'identification des particules et en jouant sur les caractéristiques différentes des événements $B - \overline{B}$ et $q\overline{q}$.

Avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} le nombre attendu d'événements pour ces bruits de fonds, avant toute sélection, est de :

Canal	Section efficace ou Taux de branchement	Nombre pour $\int \mathcal{L}dt = 30$ fb^{-1}
$q\overline{q}$	(3.3 ± 0.1) nb	(99 ± 3) millions
$B - \overline{B}$	(1.07 ± 0.03) nb	(32.1 ± 0.9) millions
$B \to J/\psi X$ $(J/\psi \to l^+l^-)$	$(1 \pm 0.1)\%$	77200 ± 720
$B \to l^+\nu_l X$	$(10.3 \pm 1.0)\%$	(6.6 ± 0.6) millions

où $B - \overline{B}$ désigne le bruit de fond provenant des désintégrations de paires $B - \overline{B}$ à l'exclusion des événements $B \to J/\psi X$ et $B \to l^+\nu_l X$.

Ces nombres d'événements attendus importants n'ont pas pu être simulés, en nombre suffisant, avec la simulation complète du détecteur et la reconstruction. Pour l'étude des bruits de fonds nous avons donc utilisé la simulation rapide ASLUND.

7.1.6 Étapes de l'analyse

Les étapes de l'étude du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ sont :

- Reconstruction de la partie CP, B^0 ou $\overline{B^0} \to J/\psi K^0_S$, et détermination de la résolution obtenue sur la position z_{CP} de désintégration du B^0.
- Étiquetage de l'événement à l'aide des produits de désintégration de l'autre B^0.
- Reconstruction de la position z_{TAG} de désintégration du B^0 d'étiquetage.
- Évaluation du niveau de bruit de fond .
- Extraction de $\sin 2\beta$ à partir de la mesure de $\Delta z = z_{CP} - z_{TAG} \simeq \beta\gamma c\Delta t$, où $\beta\gamma$ est le boost du $\Upsilon(4S)$. Cette dernière étape fera l'objet du chapitre suivant.

7.2 Reconstruction de la partie CP

La reconstruction du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ est faite en trois étapes :

1. **Reconstruction du J/ψ :** C'est la clé de voûte de la reconstruction des canaux $B^0 \to J/\psi X$. D'une part le mode de désintégration $J/\psi \to l^+l^-$ est aisément reconstructible avec un faible niveau de bruit de fond. D'autre part, le temps de vol du J/ψ ($\tau \approx 0.75 \times 10^{-20}$ s) est négligeable, il se désintègre donc sur place et son vertex de désintégration est confondu avec celui du B qui l'a émis.
2. **Reconstruction du K^0_S :** Si un candidat J/ψ est reconstruit, un K^0_S est recherché soit dans le mode $\pi^+\pi^-$ à partir de deux traces chargées, soit dans le mode $\pi^0\pi^0$ à partir de quatre photons.
3. **Reconstruction du B^0 :** la masse invariante et l'impulsion du B sont calculés à partir des quadri-vecteurs quantité de mouvement du J/ψ et du K^0_S. La position de désintégration du B^0 est identifiée à celle du J/ψ.

7.2.1 Reconstruction du J/ψ

Pour reconstruire le J/ψ on ne considère que les traces chargées dont l'impulsion est comprise entre : $0.5\ \mathrm{GeV/c} < p < 4.5\ \mathrm{GeV/c}$. Il s'agit d'une coupure très lâche correspondant à l'impulsion de leptons provenant d'un J/ψ (voir figure 7.3). Les masses des particules sont fixées, à la masse du muon, $m_\mu = 0.1057\ \mathrm{GeV/c^2}$. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (des impulsions comprisent entre 0.5 et 4.5 GeV/c) l'erreur faite sur la masse du J/ψ, dans le cas où les particules issues de la désintégration du J/ψ sont en fait des électrons, est au maximum de $10\ \mathrm{MeV/c^2}$.

On calcule ensuite la masse invariante de toutes les paires de traces de charges opposées, en prenant l'impulsion des traces au point d'interaction. Une coupure sur cette masse invariante est alors effectuée (à quelques 20 écarts types) pour éliminer les masses invariantes trop éloignées de la valeur de la masse du J/ψ ($m_{J/\psi} = 3.097\ \mathrm{GeV/c^2}$) : $2.7\ \mathrm{GeV/c^2} < m < 3.5\ \mathrm{GeV/c^2}$. Cette coupure préliminaire évite d'avoir à utiliser l'algorithme d'ajustement des traces pour toutes les paires de traces, et permet de diminuer le temps nécessaire à l'analyse.

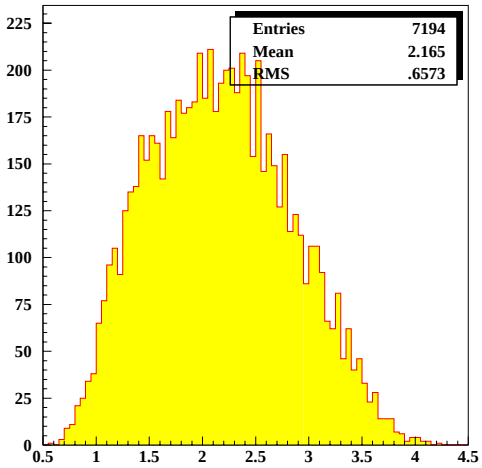

Figure 7.3: *Impulsion des particules issues de la désintégration du J/ψ, dans le référentiel du laboratoire, pour des désintégrations $J/\psi \to l^+l^-$ provenant du signal $B^0 \to J/\psi K^0_s$.*

Les paires de traces restantes sont ajustées sur un vertex commun avec le programme YTOP. Le programme d'ajustement, élimine les paires de traces trop éloignées pour former un vertex, c'est à dire dont le χ^2 du vertex est trop important. Une fois le vertex ajusté, l'impulsion des particules et la masse invariante sont recalculées pour cette position.

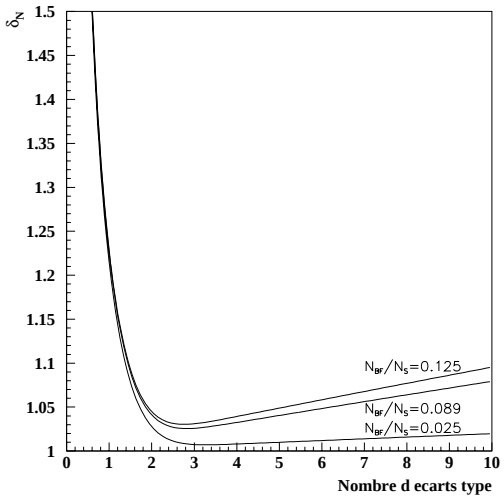

Figure 7.4: *Évolution de l'incertitude statistique sur* $\sin 2\beta$*, normalisé à l'incertitude minimale, en fonction de la coupure appliquée sur la masse du* J/ψ*, dans le mode* $\mu^+\mu^-$*, en nombre d'écarts types, pour 3 niveaux de bruit de fond différents. La distribution en masse du* J/ψ *est approximé par une gaussienne et le bruit de fond est considéré comme plat. Les 3 niveaux de bruit de fond considérés correspondent au niveau atteint après toutes les étapes de sélection et de reconstruction du canal, pour 12.5% (niveau prédit dans l'état actuel de la reconstruction), 8.9% (niveau prédit si le bremsstrahlung des électrons est reconstruit) et 2.5% (niveau le plus optimiste). Ceci pour un nombre d'événements sélectionnés de 248, 350 et 350 respectivement.*

Les candidats J/ψ sont alors sélectionnés en effectuant une coupure sur la masse invariante (voir figure 7.5). Le bruit de fond (hors $B \to J/\psi X$), dans la région de masse du J/ψ a une forme quasiment plate. Pour obtenir une incertitude statistique sur $\sin 2\beta$ la plus faible possible (voir figure 7.4) il faut choisir une coupure sur la masse invariante des paires reconstruites entre 2.5 et 2.8 écarts types :

$$3.05 \text{ GeV} < m_{J/\psi} < 3.15 \text{ GeV}$$

Pour les désintégrations $J/\psi \to e^+e^-$, le bremsstrahlung des électrons n'est pas pris en compte et la distribution de la masse invariante des candidats J/ψ présente une queue vers les faibles masses (voir figure 7.6). Néanmoins nous garderont la même coupure en masse que pour les événements $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Le taux de reconstruction de ces événements pourrait être amélioré en récupérant les photons rayonnés, ceci pourra faire l'objet d'une étude ultérieure.

Avec des événements simulés $B^0 \to J/\psi K^0_S / \overline{B^0} \to X$ et $\overline{B^0} \to J/\psi K^0_S / B^0 \to X$, l'efficacité de reconstruction du J/ψ est :

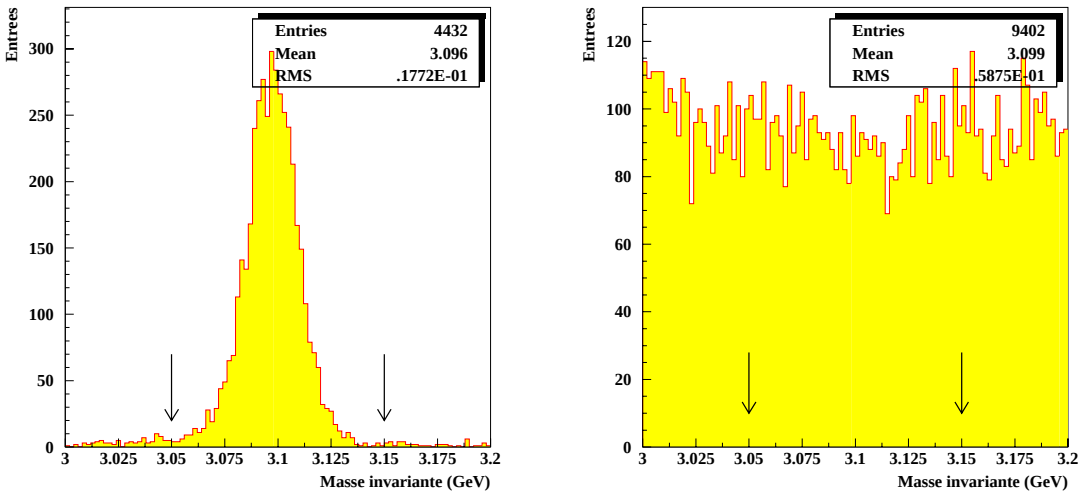

Figure 7.5: *Masse invariante des paires de traces après ajustement sur un vertex commun, dans la région de masse du J/ψ. A gauche pour les désintégrations $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, à droite pour les bruits de fond, autre que $B^0 \to J/\psi X$. Remarque : cette distribution n'est pas normalisée au nombre d'événements de bruit de fond attendus.*

- **Pour le mode $J/\psi \to \mu^+\mu^-$:** Avec ASLUND, la largeur de la masse du J/ψ est de 11 MeV/c^2 contre 12.5 MeV/c^2 avec BBSIM. En appliquant la coupure sur la masse invariante choisie le nombre d'événements sélectionnés est de 84% avec ASLUND et 82% avec BBSIM, en tenant compte de l'acceptance du détecteur. Nous prendrons comme efficacité totale de reconstruction du $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, celle mesurée avec BBSIM :

  $$\epsilon_{J/\psi \to \mu^+\mu^-} = (81.9 \pm 1.0 \pm 0.3)\%$$

  où la première incertitude est due au nombre limité d'événements simulés et la deuxième aux incertitudes systématiques liées aux coupures. Ces incertitudes systématiques sont évaluées en étudiant l'effet d'une variation raisonnable des coupures, sur l'efficacité de sélection.

- **Pour le mode $J/\psi \to e^+e^-$:** Avec ASLUND le bremsstrahlung des électrons n'est pas simulé et le taux de reconstruction est le même que pour le mode $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. Avec BBSIM où le rayonnement bremsstrahlung est simulé, l'efficacité totale de reconstruction tombe à :

  $$\epsilon_{J/\psi \to e^+e^-} = (38.2 \pm 0.7 \pm 0.7)\%$$

  L'incertitude systématique est plus importante que pour le mode $\mu^+\mu^-$ en raison de la queue de la distribution en masse des J/ψ.

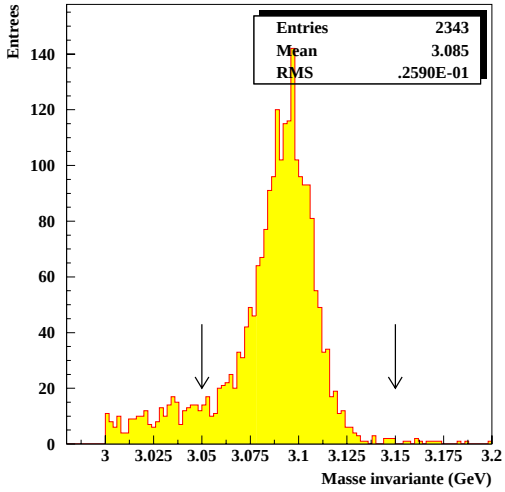

Figure 7.6: *Masse invariante des candidats J/ψ pour les désintégrations $J/\psi \to e^+e^-$. La queue vers les faible masses est due à la perte d'énergie des électrons par bremsstrahlung.*

Avec une reconstruction plus poussée du rayonnement bremsstrahlung des électrons, on peut prévoir une efficacité de reconstruction du $J/\psi \to e^+e^-$ de $\epsilon = (60 \pm 2)\%$.

Un résumé des efficacités obtenues est donné dans le tableau suivant :

Événements	Efficacité de sélection
vrai $J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$(81.9 \pm 1.0 \pm 0.3)\%$
vrai $J/\psi \to e^+e^-$	$(38.2 \pm 0.7 \pm 0.7)\%$
total vrai J/ψ	$(60.0 \pm 1.0 \pm 0.5)\%$
combinatoire	$(7.2 \pm 0.2 \pm 0.5)\%$
$q\overline{q}$	$(6.2 \pm 0.1 \pm 0.2) \times 10{-}3$
$B - \overline{B}$	$(5.6 \pm 0.6 \pm 0.9) \times 10{-}3$
$B \to l^+\nu X$	$(4.1 \pm 1.0 \pm 0.6) \times 10{-}4$

où la première incertitude est due au nombre limité d'événements simulés et la deuxième aux erreurs systématiques de sélection. Le bruit de fond combinatoire est dû aux événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$ pour lesquels le J/ψ n'est pas reconstruit à partir des bonnes traces. Dans la plupart des cas il s'agit d'événements où un des leptons est en dehors de l'acceptance du détecteur.

L'efficacité de reconstruction du $J/\psi \to l^+l^-$ est donc actuellement de $(60.0 \pm 1.1)\%$. Ceci sans avoir utilisé l'identification des particules. Dans le cas plus opti-

miste, où le rayonnement bremsstrahlung des électrons serait reconstruit cette efficacité pourrait passer à $(71.0 \pm 2.5)\%$.

Pour les J/ψ sélectionnés un nouvel ajustement du vertex est effectué en ajoutant une contrainte sur la masse connue du J/ψ, $m = 3.097$ GeV/c^2. Ce nouvel ajustement permet d'obtenir une meilleure résolution sur l'impulsion du J/ψ (voir figure 7.7). L'influence sur la position du vertex du J/ψ est par contre négligeable.

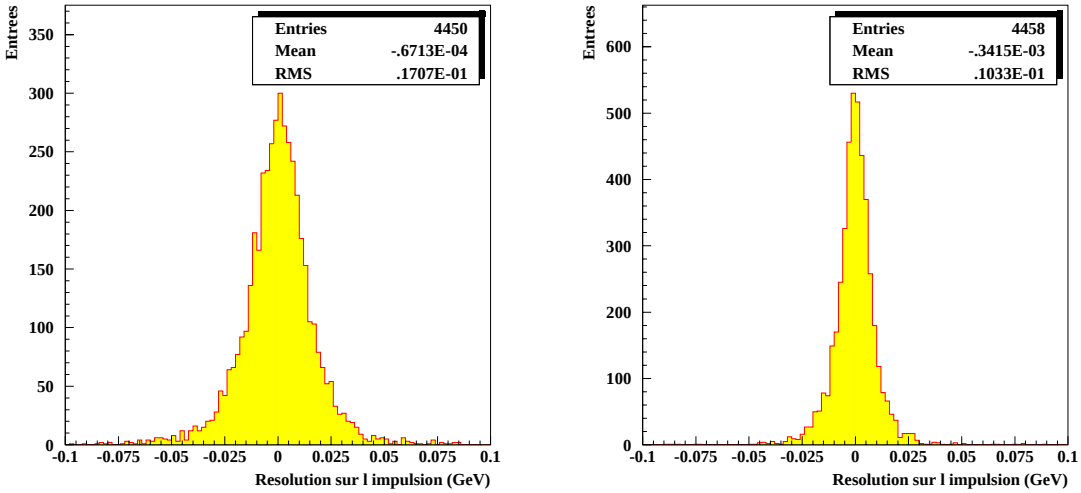

Figure 7.7: *Résolution sur l'impulsion du J/ψ obtenue après l'ajustement du vertex. A gauche sans contrainte sur la masse invariante, à droite avec contrainte.*

Résolution sur la position z du J/ψ

La distribution de $z_{CP} - z_{vrai}$ obtenue pour les J/ψ est représentée figure 7.8. z_{CP} est la position reconstruite du J/ψ et z_{vrai} est la position générée. L'écart type total, obtenu avec BBSIM, est de 88.8 μm, ce qui est légèrement supérieur à la valeur attendue (80 μm). Néanmoins 80% des événements sont dans une gaussienne de 45 μm d'écart type.

Afin de maîtriser l'influence de la résolution sur la position du B lors de l'extraction du paramètre $\sin 2\beta$ on cherche à reproduire au mieux la forme de la résolution en z. Pour cela on ajuste la résolution en z avec la somme de deux gaussiennes. Les résolutions obtenues sont les suivantes :

Gaussienne 1		Gaussienne 2		Total
écart type σ_1	population p_1	écart type σ_2	population p_2	Écart type
(44.7 ± 0.7) μm	$(80.0 \pm 1.2)\%$	(182 ± 5) μm	$(20.0 \pm 0.7)\%$	(88.8 ± 3.7) μm

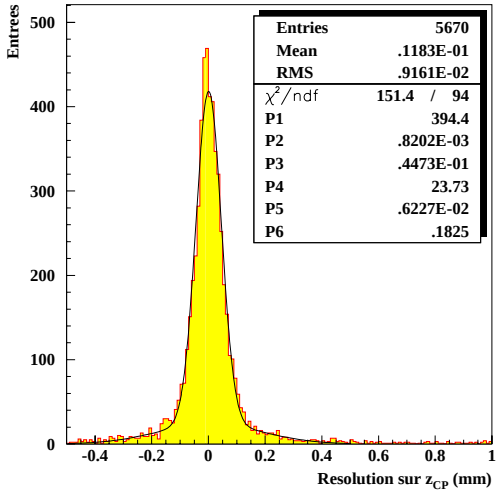

Figure 7.8: *Distribution de $z_{CP} - z_{vrai}$ des vrais J/ψ, ajustée par la somme de deux gaussiennes. Avec z la position du J/ψ selon l'axe du faisceau.*

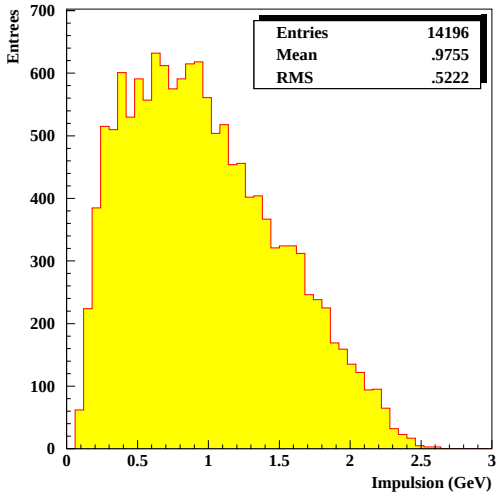

Figure 7.9: *Impulsion des particules issues de la désintégration du K^0_S, dans le référentiel du laboratoire, pour des désintégrations $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ provenant du signal $B^0 \to J/\psi K^0_S$.*

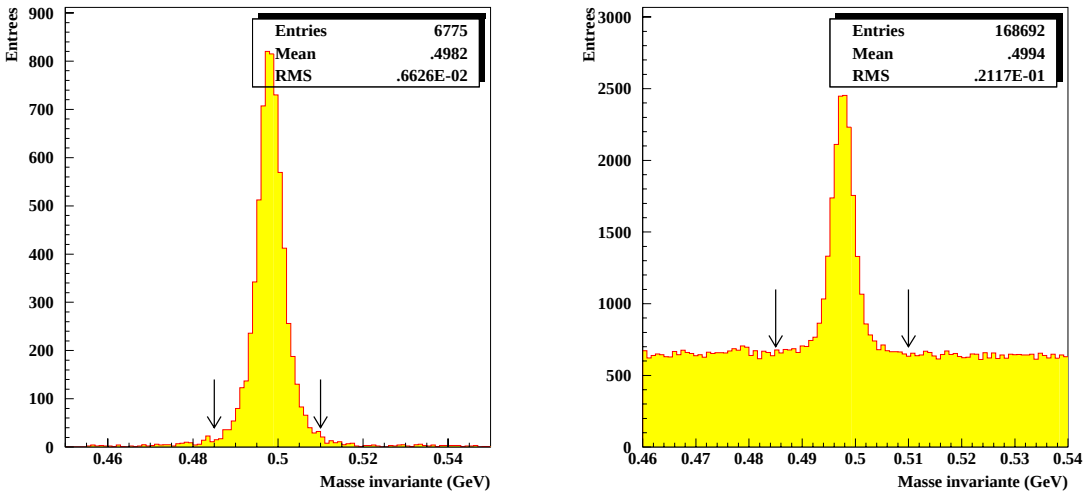

Figure 7.10: *Masse invariante des paires de traces chargées dans la région de masse du K^0_S. A gauche pour des désintégrations $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ provenant d'une désintégration $B^0 \to J/\psi K^0_S$, à droite pour tous les canaux le bruit de fond (vrais et faux K^0_S) ayant passé les coupures de sélection d'un J/ψ. Le bruit de fond n'est pas normalisé par rapport au signal.*

7.2.2 Reconstruction du K^0_S

La position du K^0_S n'apporte pas d'information notable sur la position du B. Toutefois la distance moyenne parcourue par les K^0_S dans le détecteur est de 7.5 cm, il faut donc prendre en compte la position de désintégration du K^0_S afin de pouvoir le reconstruire correctement, que ce soit dans le mode $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ ou $K^0_S \to \pi^0\pi^0$.

Reconstruction du mode $K^0_S \to \pi^+\pi^-$

Afin d'identifier le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, le quadri-vecteur énergie-impulsion du K^0_S doit être reconstruit. Pour prendre en compte la distance de vol importante du K^0_S on utilise l'algorithme de reconstruction des vertex YTOP, ainsi on pourra déterminer l'impulsion des particules filles au point de désintégration du K^0_S.

On procède comme pour le J/ψ avec une coupure préliminaire sur l'impulsion des traces dans le référentiel du laboratoire (voir figure 7.9) :

$$p < 3.0 \text{ GeV/c}$$

La masse des particules est fixée à la masse du π ($m_{\pi^\pm} = 139.6$ MeV/c^2).

Pour les traces de charges opposées, une deuxième coupure préliminaire, très lâche, est effectuée sur la masse invariante des paires de traces, autour de la valeur connue $m_{K_S^0} = 497.7$ MeV/c^2 :

$$400 \text{ MeV/c}^2 < m < 600 \text{ MeV/c}^2$$

Sur la figure 7.10, sont représentés les distributions de la masse invariante des paires de traces chargées pour des événements $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ et pour le bruit de fond. La coupure sur la masse du K_S^0 est effectuée à 2 écarts types :

$$485 \text{ MeV/c}^2 < m_{K_S^0} < 510 \text{ MeV/c}^2$$

Pour le mode $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ l'efficacité de reconstruction obtenue est de :

$$\epsilon_{K_S^0 \to \pi^+\pi^-} = (66.0 \pm 0.9 \pm 0.3)\%$$

où la première incertitude est due au nombre limité d'événements simulés et la deuxième aux incertitudes systématiques liées aux coupures.

Pour le bruit de fond un candidat K_S^0 est reconstruit dans la plupart des événements, c'est lors de la reconstruction du B^0 qu'il sera possible d'éliminer ces événements et la combinatoire.

Comme pour le J/ψ, un nouvel ajustement des K_S^0 sélectionnés est effectué en utilisant la contrainte sur la masse du K_S^0, $m = 497.7$ MeV/c^2.

Reconstruction du mode $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$

Dans le détecteur le vecteur quantité de mouvement des photons émis lors de la désintégration des π^0 est calculée à partir de l'énergie mesurée et en considérant que les photons proviennent du point d'interaction. Or, à cause de la distance de vol du K_S^0, la masse invariante des paires de photons calculée avec cette quantité de mouvement est faussée. Il faudrait donc calculer leur masse invariante au point de désintégration du K_S^0.

A partir de la quantité de mouvement du J/ψ et du boost du $\Upsilon(4S)$ il est possible de prédire la direction d'émission du K_S^0. En négligeant toutefois le boost du B, qui est émis avec une impulsion de l'ordre de 300 MeV/c dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$. On cherche alors à reconstruire les π^0 le long de cette direction.

Toutes les paires de clusters détectés dans le calorimètre sont utilisées. La masse invariante des paires de photons est calculée en fonction de la position présumée de désintégration du K_S^0 entre la position de désintégration du J/ψ et 80 cm au delà dans la direction d'émission du K_S^0. Ensuite pour chaque couple de photons, la position donnant la masse du π^0 la plus proche de la valeur connue $m_{\pi^0} = 135.0$ MeV/c^2 est choisie comme point de désintégration du π^0.

Seules les paires de photons dont la masse invariante, calculée pour une particule se désintégrant au centre du détecteur, est autour de la masse connue du π^0 sont

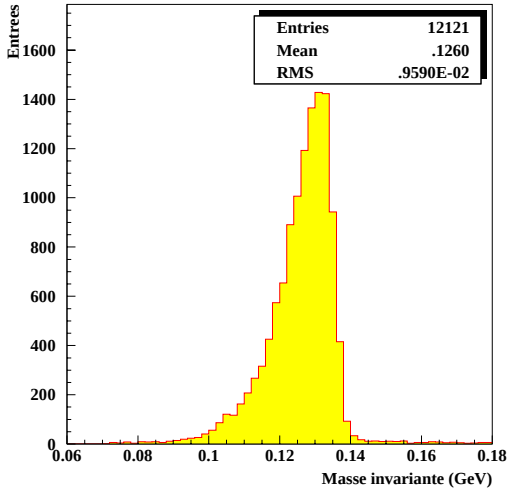

Figure 7.11: *Distribution de la masse des paires de photons provenant d'un π^0 du signal, avant ajustement.*

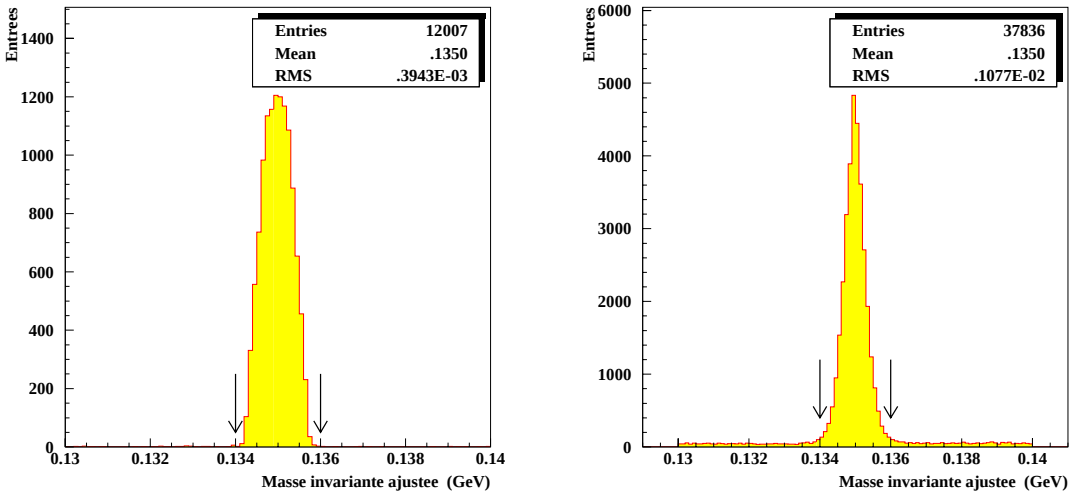

Figure 7.12: *Distribution de la masse ajustée des paires de photons. A gauche pour des photons provenant des π^0 du K^0_S et à droite pour le bruit de fond combinatoire.*

utilisés. Une coupure préliminaire sur cette masse invariante est donc effectuée (voir

figure 7.11 :

$$60 \text{ MeV/c}^2 < m_{\gamma\gamma} < 200 \text{ MeV/c}^2$$

Après l'ajustement, les paires de photons dont il n'était pas possible d'ajuster la masse invariante avec celle du π^0 sont éliminées (voir figure 7.12) :

$$134 \text{ MeV/c}^2 < m_a < 136 \text{ MeV/c}^2$$

Une dernière coupure pour sélectionner les candidats π^0 est appliquée sur la position l des π^0 le long de l'axe d'émission du K_S^0. Elle permet de rejeter une partie de la combinatoire (voir figure 7.13) :

$$-20 \text{ cm} < l < 80 \text{ cm}$$

Avec cette méthode on obtient une efficacité totale de reconstruction des π^0 provenant du K_S^0 de $(59.6 \pm 0.6 \pm 0.3)\%$. Cependant cette analyse a été réalisé avec ASLUND et les photons sont toujours parfaitement reconstruits, quelque soit leur séparation angulaire.

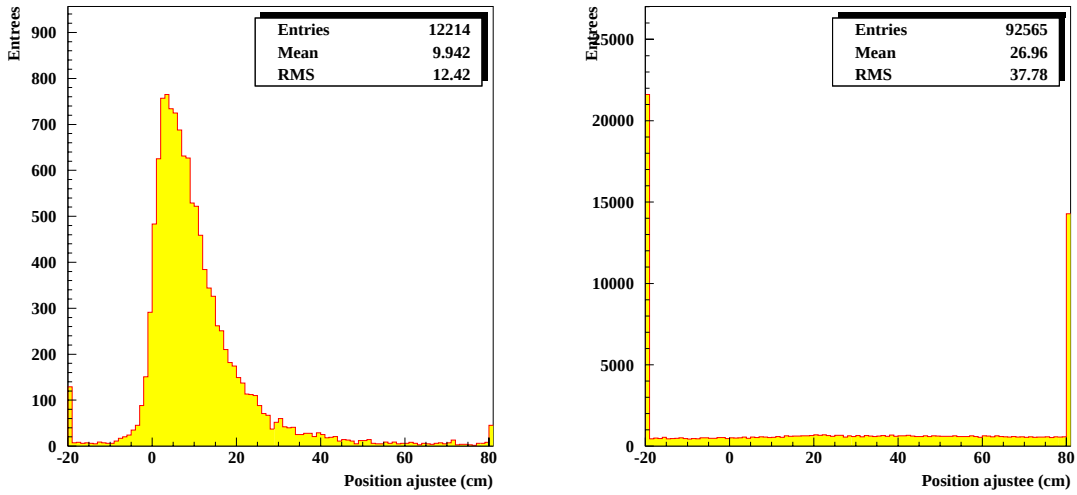

Figure 7.13: *Position selon l'axe du K_S^0 des π^0. A gauche pour des π^0 provenant du K_S^0 et à droite pour le bruit de fond combinatoire.*

Le K_S^0 est ensuite reconstruit en sommant les quadri-vecteurs énergie quantité de mouvement de toutes les paires de candidats π^0 possible (voir figure 7.14). La distribution de la position du premier π^0 en fonction du second est représentée figure 7.15 ainsi que la distribution de la position moyenne des π^0 en fonction de la position générée du K_S^0.

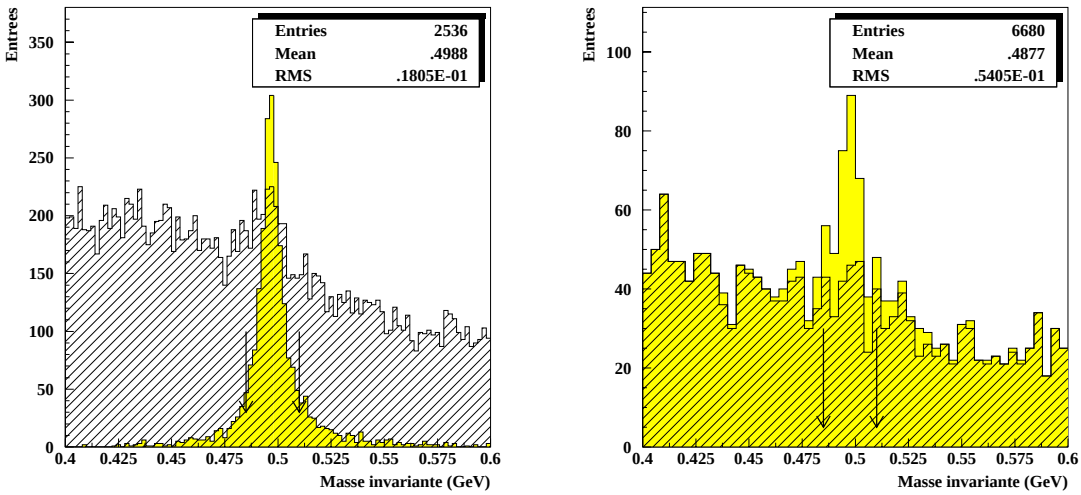

Figure 7.14: *Distribution en masse du $K^0_S \to \pi^0\pi^0$. A gauche pour le signal, en grisé les K^0_S reconstruits correctement à partir des quatres photons, en hachuré le bruit de fond combinatoire qui conduit le plus souvent à un double comptage. A droite pour le bruit de fond, le pic (la partie grisé, non hachurée) correspond aux K^0_S provenant d'autres canaux.*

Pour réduire le niveau du bruit de fond on effectue une coupure sur les positions respectives (x_1 et x_2) des candidats π^0 :

$$-20 \text{ cm} < (x_1 - x_2) < 20 \text{ cm} \quad \text{et} \quad -5 \text{ cm} < (x_1 + x_2) < 50 \text{ cm}$$

Les candidats K^0_S sont alors sélectionnés en effectuant une coupure sur la masse invariante des paires de candidats π^0 :

$$485 \text{ MeV/c}^2 < m_{K^0_S} < 510 \text{ MeV/c}^2$$

Les valeurs des coupures sont ajustées afin de réduire le bruit de fond a un niveau comparable à celui du mode $\pi^+\pi^-$.

L'efficacité de reconstruction obtenue avec cette méthode est de :

$$\epsilon_{K^0_S \to \pi^0\pi^0} = (33.2 \pm 0.6 \pm 0.8)\%$$

Avec un bruit de fond comparable à celui obtenu pour le mode $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

Toutefois cette étude à été réalisée avec la simulation rapide, ASLUND, et l'efficacité est peut être légèrement surestimée.

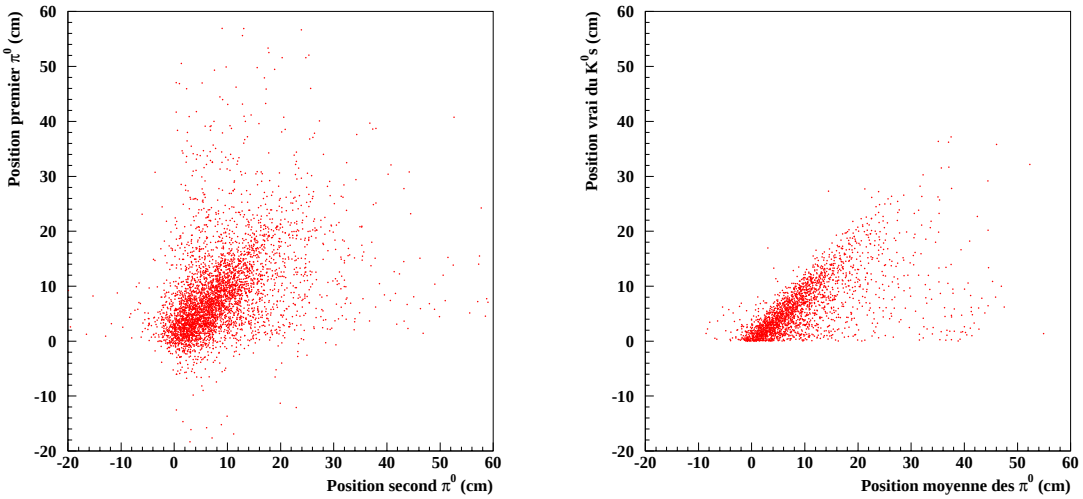

Figure 7.15: *A gauche, distribution de la position du premier* π^0 *en fonction du second selon l'axe du* K^0_S*. A droite distribution de la position moyenne des deux* π^0 *en fonction de la position générée de désintégration du* K^0_S*. Remarque : la position générée est bien sûr toujours positive.*

7.2.3 Reconstruction du B^0

Le B^0 est reconstruit en sommant les quadri-vecteurs énergie quantité de mouvement du J/ψ et du K^0_S. Pour le signal on obtient un pic de masse invariante à la masse du B^0, $m_{B^0} = 5.28$ GeV (voir figure 7.16). Pour le bruit de fond $B^0 \to J/\psi X$ la distribution a une forme de queue. Pour les autres bruits de fond, cette distribution est à peu près plate. De plus les B^0 produits lors de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ ont une impulsion dans le centre de masse de l'ordre de 300 MeV/c. On peut utiliser cette particularité pour éliminer une grande partie du bruit de fond (voir figure 7.17).

Les candidats B^0 sont sélectionnés après une coupure sur leur masse, que l'on détermine en fonction du niveau de bruit de fond, comme pour la coupure sur la masse des candidats J/ψ :

$$5.24 \text{ GeV/c}^2 < m_B < 5.32 \text{ GeV/c}^2$$

et une coupure sur l'impulsion du B, dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$ (voir figure 7.18) :

$$p_{CM} < 420 \text{ MeV/c}$$

Après ces coupures les efficacités de sélection sur le signal et les bruits de fond sont :

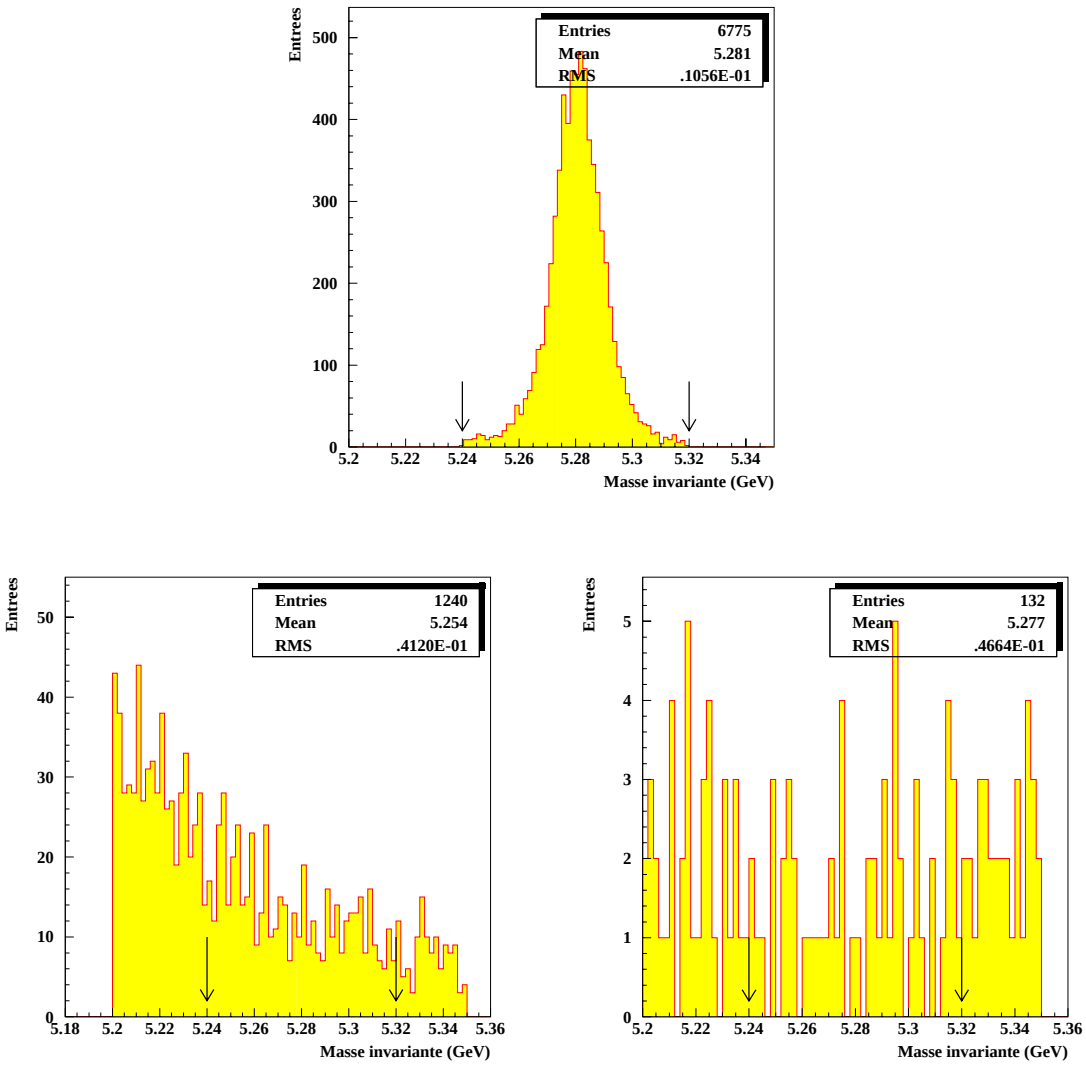

Figure 7.16: *Distribution de la masse invariante des candidats B^0. En haut pour le signal. En bas, à gauche pour le bruit de fond $B^0 \to J/\psi X$ et à droite pour les autres bruits de fonds.*

Événements	Efficacité de sélection
B^0 $(J/\psi \to \mu^+\mu^-, K^0_S \to \pi^+\pi^-)$	$(51.3 \pm 1.2 \pm 0.4)\%$
B^0 $(J/\psi \to \mu^+\mu^-, K^0_S \to \pi^0\pi^0)$	$(27.2 \pm 0.9 \pm 0.8)\%$
B^0 $(J/\psi \to e^+e^-, K^0_S \to \pi^+\pi^-)$	$(28.3 \pm 0.9 \pm 0.6)\%$
B^0 $(J/\psi \to e^+e^-, K^0_S \to \pi^0\pi^0)$	$(12.6 \pm 0.6 \pm 0.6)\%$
B^0 (Total)	$(33.6 \pm 1.0 \pm 0.6)\%$
combinatoire	$(0.2 \pm 0.1)\%$
$q\overline{q}$	$(5.0 \pm 0.5 \pm 0.25) \times 10^{-6}$
$B - \overline{B}$	$(2.5 \pm 0.5 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
$B \to J/\psi X$	$(1.0 \pm 0.1 \pm 0.1) \times 10^{-4}$
$B \to l^+\nu_l X$	$(2.1 \pm 1.0 \pm 0.4) \times 10^{-7}$

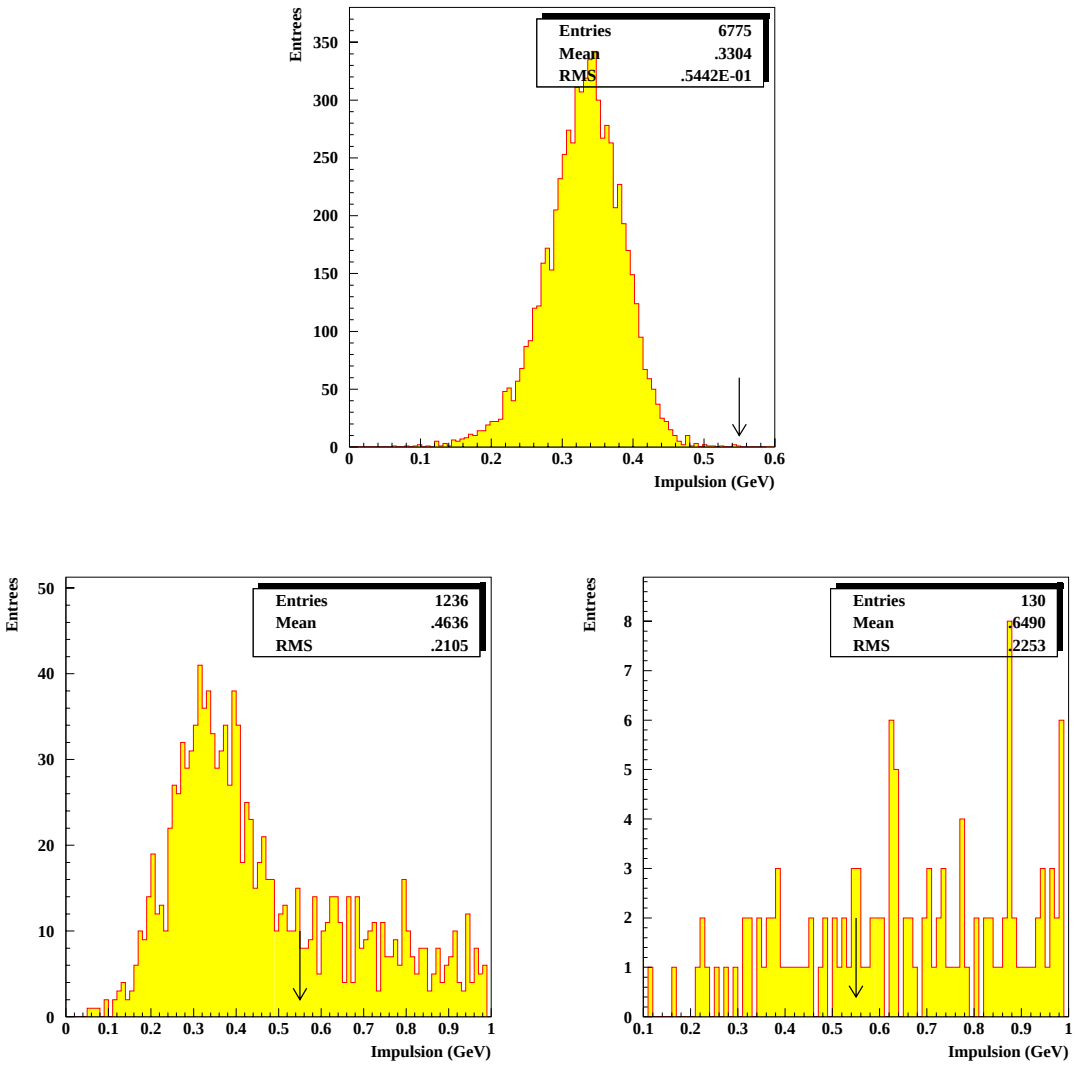

Figure 7.17: *Distribution de l'impulsion des candidats B^0 dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$. En haut pour le signal. En bas, à gauche pour le bruit de fond $B^0 \to J/\psi X$ et à droite pour les autres bruits de fonds.*

Parmi les événement du signal, le taux d'événements où le candidat J/ψ n'est pas reconstruit avec les bonnes traces est de 0.2%. Ces événements doivent être comptés avec les bruits de fonds car le vertex de désintégration de la partie CP est incorrect. Les événements du signal où le K^0_S reconstruit est faux (1.5% des cas) sont au contraire comptabilisés dans l'efficacité. En effet, la position du vertex du B^0 ne dépend que de la reconstruction du J/ψ.

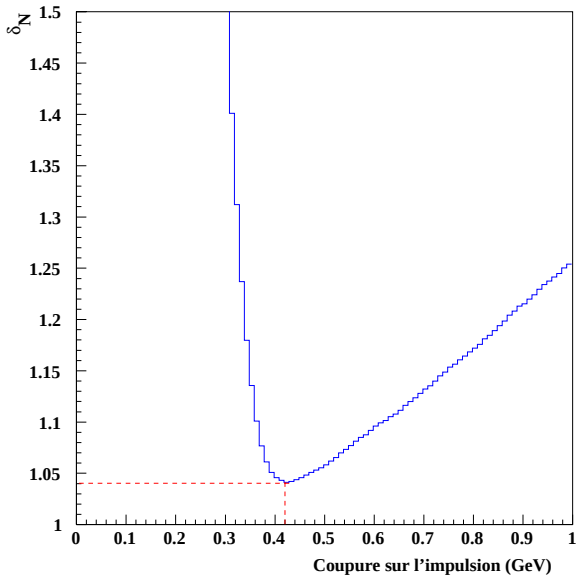

Figure 7.18: *Évolution de l'incertitude statistique sur* $\sin 2\beta$*, normalisé à l'incertitude minimale, en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion du méson B dans le centre de masse du* $\Upsilon(4S)$*. Le niveau de bruit de fond considéré correspond au niveau atteint après toutes les étapes de sélection et de reconstruction du canal.*

Avec cette efficacité de $(33.6 \pm 1.2)\%$ le nombre d'événements $B^0 \to J/\psi K^0_s$ dans le mode $J/\psi \to l^+ l^-$, attendu pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}, est de 551 ± 144. Où l'incertitude est dominée par l'erreur sur le taux de branchement $BR(B^0 \to J/\psi K^0_s)$. Dans le cas où le bremsstrahlung des électrons est reconstruit, l'efficacité est de $(47.4 \pm 1.8)\%$.

7.3 Le B^0 d'étiquetage

7.3.1 Étiquetage de l'événement

L'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage est due principalement aux travail restant à faire sur le programme de reconstruction des événements et notamment sur la combinaison des mesures provenant des différents sous détecteurs pour l'identification des particules.

L'étiquetage des événements est réalisé avec l'analyse par réseau de neurones de CORNELIUS. Le taux d'événements du signal étiquetés, ϵ_t est :

$$\epsilon_t = (55.6 \pm 0.3)\%$$

Comme nous l'avons vu précédemment, la performance S^2 de l'étiquetage que nous

adopterons est :

$$S^2 = \epsilon_t D_t^2 = (30 \pm 1)\%$$

Les erreurs systématiques dues, entre autres, aux biais dans l'*entraînement* du programme CORNELIUS ou à l'asymétrie de charge du détecteur sont négligeables devant l'incertitude actuelle.

Avec les événements $q\overline{q}$, sélectionnés dans l'analyse, le taux d'événements étiquetés comme B ou $\overline{B}$ est de $(34.0 \pm 0.2)\%$. Ce qui réduit d'un facteur 3 supplémentaire ce bruit de fond.

Après étiquetage le nombre d'événements $B^0 \to J/\psi K_s^0$ dans le mode $J/\psi \to l^+l^-$, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} est 310 ± 82. Soit en tenant compte du facteur de dilution D_t, 167 ± 49 événements effectifs.

7.3.2 Reconstruction du vertex de désintégration du B d'étiquetage

Le vertex du B^0 d'étiquetage est reconstruit à partir des traces de l'événement à l'exclusion des traces utilisées dans la reconstruction du canal étudié.

Les traces trop éloignées du point d'interaction sont exclues à l'aide d'une coupure sur le paramètre d_0 des traces :

$$|d_0| < 0.09 \text{ cm}$$

Ainsi les traces dont le paramètre d'impact est plus grand que 0.9 mm sont exclues de l'ajustement. Ceci permet d'éliminer les traces provenant de K_s^0 ou de Λ à durée de vie relativement longue ($\tau \approx 10^{-10}$ s) par rapport au B.

Afin d'exclure les traces avec un angle faible par rapport à l'axe z dont la position en z est moins bien mesurée on applique une coupure :

$$28^\circ < \theta < 137^\circ$$

Avec de telles coupures il est possible de reconstruire la position du B^0 d'étiquetage pour $(94.0 \pm 0.5)\%$ des événements étiquetés. Nous noterons cette quantité :

$$\epsilon_{ztag} = (94.0 \pm 0.5)\%$$

La résolution obtenue sur la position en z du B^0, représentée figure 7.19, est ajusté avec la somme de deux gaussiennes, comme pour la position du B^0 du canal étudié.

L'exploitation de coupures plus restrictives peut permettre d'obtenir une meilleure résolution mais pour un nombre plus faible d'événements. Le nombre d'événements étant un facteur beaucoup plus limitant que la résolution en z pour l'extraction des paramètres de violation de CP, nous avons utilisé des coupures lâches.

Notons qu'il pourrait tout de même être intéressant de séparer les événements en plusieurs classes, selon la qualité des coupures appliquées. Chaque classe ayant alors une résolution en z différente.

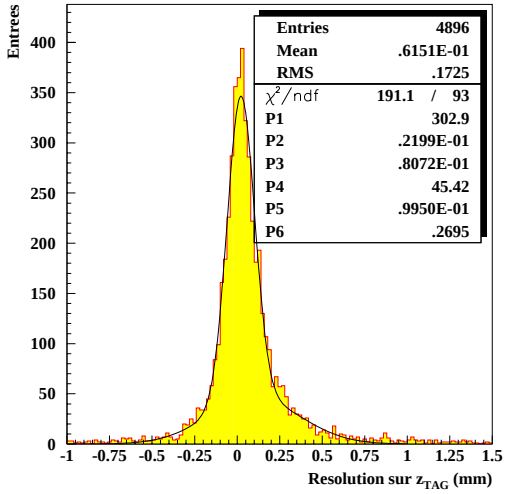

Figure 7.19: *Distribution de la résolution sur la position du B^0 d'étiquetage selon l'axe z, ajustée par la somme de deux gaussiennes.*

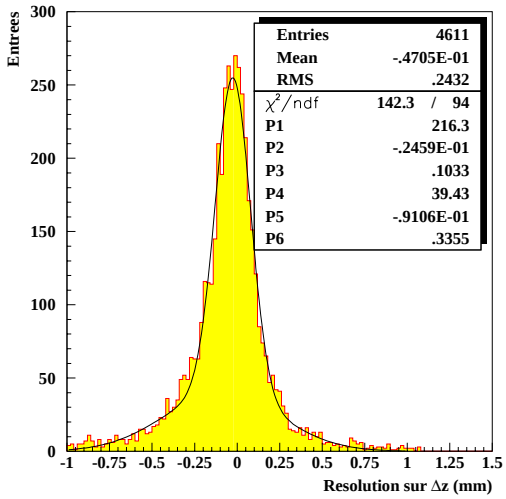

Figure 7.20: *Distribution de la résolution sur $\Delta z = z_{CP} - z_{TAG}$, ajustée par la somme de deux gaussiennes.*

7.3.3 Résolution sur Δz

Dans le tableau suivant sont résumées les résolutions obtenues sur la position selon z des B^0, avec la simulation complète du détecteur, ainsi que la résolution sur

$\Delta z = z_{CP} - z_{TAG}$ (figure 7.20) :

	Gaussienne 1		Gaussienne 2		Total
	écart type σ_1	population p_1	écart type σ_2	population p_2	Écart type
z_{CP}	(42 ± 2) μm	$(80.0 \pm 0.5)\%$	(180 ± 5) μm	$(20.0 \pm 0.5)\%$	(88.8 ± 3.7) μm
z_{TAG}	(80 ± 2) μm	$(66.4 \pm 0.5)\%$	(270 ± 2) μm	$(33.6 \pm 0.5)\%$	(180.1 ± 2.8) μm
Δz	(100 ± 4) μm	$(62.1 \pm 1.0)\%$	(335 ± 7) μm	$(37.9 \pm 1.0)\%$	(203.6 ± 7.8) μm

La résolution obtenue sur z_{TAG} est très importante, mais cela est dû au fait que nous avons préféré conserver une grande efficacité de reconstruction du vertex du B d'étiquetage.

7.4 Réjection des bruits de fond

Après les coupures de sélection du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, dans le mode $J/\psi \to l^+l^-$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, décrites plus haut et l'étiquetage de l'événement (qui élimine une partie du bruit de fond $q\overline{q}$ de par sa construction), la contribution des différentes sources de bruit de fond est :

Canal	Efficacité de sélection	Nombre pour $\mathcal{L} = 30$ fb^{-1}
$q\overline{q}$	1.6×10^{-6}	159
$B - \overline{B}$	1.3×10^{-7}	4.2
$B \to J/\psi X$	5.0×10^{-5}	3.8
$B \to l^+\nu_l X$	1.1×10^{-7}	0.8

A comparer avec les 289 événements attendus pour le signal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ dans le mode $J/\psi \to l^+l^-$, après sélection et reconstruction du B^0 d'étiquetage. Le bruit de fond $B \to J/\psi X$ est plus difficilement réductible, mais son niveau est relativement faible. Par contre il apparaît comme primordial de pouvoir réduire encore plus le bruit de fond provenant de candidats J/ψ reconstruits à partir de paires $\pi^+\pi^-$. Pour cela nous allons utiliser l'identification des particules et tenter de rejeter les événements $q\overline{q}$ à l'aide de critères cinématiques.

7.4.1 Utilisation de l'identification des particules (PID)

Afin d'éliminer les candidats J/ψ reconstruits à partir de deux traces ne provenant pas d'un lepton, il est possible d'utiliser l'information de l'identification des particules provenant du DIRC et de la chambre à fils. Soit en demandant qu'une au moins des traces chargées utilisées est identifiée comme un lepton, soit en demandant que les deux traces ne soient pas identifiées comme des pions.

Toutefois, l'identification des particules dans le programme de reconstruction est encore en cours de développement. Donc les efficacités obtenues à ce jour sont susceptibles d'être améliorées. Les résultats obtenus pour des particules entre 0.5 et 4.5 GeV/c sont résumés dans le tableau suivant :

Particules	Identification des électrons	Identification des muons
$e^{\pm}$	93%	-
$\mu^{\pm}$	-	80%
$\pi^{\pm}$	4.0%	22%
$K^{\pm}$	3.5%	17%
$p^{\pm}$	3.5%	8%

La sélection des leptons est faite en utilisant des critères lâches, la sélection des autres particules en utilisant des critères serrés.

En utilisant l'identification des leptons sur une des particules filles des candidats J/ψ on obtient les efficacités suivantes :

Candidats	Efficacité de sélection
paires e^+e^-	$(96.4 \pm 0.5)\%$
paires $\mu^+\mu^-$	$(90 \pm 1)\%$
autres paires	$(44 \pm 3)\%$

En conservant 90% du signal il est donc possible de réduire le bruit de fond de 65%. Sauf, bien sûr, pour les bruits de fonds $B \to J/\psi X$ et $B \to l^+\nu X$ pour lesquels les candidats J/ψ sont formés avec des paires de photons.

7.4.2 Caractéristiques des événements $q\overline{q}$

Les événements $q\overline{q}$ peuvent être différencié des événements $\Upsilon(4S) \to B^0 - \overline{B^0}$ à partir de la répartition et de l'impulsion des particules finales émises. Les événements $q\overline{q}$ sont en général plus collimés, surtout pour les quarks les plus légers. Tandis que pour les événements $B^0 - \overline{B^0}$, le flot d'énergie et d'impulsion, dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$, est réparti de façon plus homogène, dans toutes les directions. Il est ainsi possible à partir de grandeurs telles que la sphéricité ou l'acoplanarité de l'événement de faire une étude probabiliste pour étiqueter les événements $q\overline{q}$. Une variable intéressante est l'angle entre le *Thrust* du B de la partie CP et du B de la partie d'étiquetage. Si il n'est pas possible de séparer les événements $q\overline{q}$ des événements $B^0 - \overline{B^0}$ en procédant par des coupures, il est toutefois possible de séparer les événements en deux lots, ceux indissociable du bruit de fond $q\overline{q}$ et ceux sans bruit de fond $q\overline{q}$. Dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_s$, le bruit de fond étant relativement faible, cette étude n'apporterait pas d'amélioration notable.

La décomposition sur les harmoniques sphériques Y_l^m proposée par FOX et WOLFRAM [80] est plus intéressante. Les moments de FOX et WOLFRAM sont définis par :

$$H_l = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} \left| \sum_{i=0}^{n} Y_l^m(\Omega_i) \frac{|p_i|}{E_{tot}} \right|^2 = \sum_{i,j} \frac{|p_i|\,|p_j|}{E_{tot}^2} P_l(\cos\Phi_{ij})$$

où les P_l sont les polynômes de LEGENDRE, E_{tot} est l'énergie totale de l'événement, n est le nombre de particules détectées, p_i est l'impulsion de la particule i, Ω_i est la position angulaire de la particule i et Φ_{ij} est l'angle entre les particules i et j.

Cette décomposition permet d'obtenir une séparation entre événements $e^+e^- \to q\overline{q}$ et les résonances de paires de quarks $e^+e^- \to J/\psi, \Upsilon$.

Pour séparer les événements $\Upsilon(4S)$ du bruit de fond $q\overline{q}$ il est alors possible de procéder par coupures sur les moments H_1 à H_4 (voir figure 7.21). Les coupures appliquées dans la suite de cette analyse sont :

$$0.0 < H_1 < 0.25$$

$$0.0 < H_2 < 0.5$$

$$0.0 < H_3 < 0.55$$

$$0.0 < H_4 < 0.3$$

Avec ces coupures on obtient un facteur de réjection de $(66.5 \pm 4)\%$ sur des événements $q\overline{q}$ et une efficacité de sélection de $(93.2 \pm 1)\%$ sur des événements $B^0 \to J/\psi K_S^0/\overline{B^0} \to X$. L'incertitude est due essentiellement à la forme des distributions.

7.5 Conclusion

Les efficacités obtenues au cours des étapes de reconstruction (REC), d'élimination du bruit de fond, par identification des particules (PID) et à l'aide des moments de FOX et WOLFRAM (FW), et d'étiquetage, sont résumés dans le tableau suivant :

Événements	ϵ_{rec}	ϵ_{PID}	ϵ_{FW}	$\epsilon_t \times \epsilon_{ztag}$
$B^0 \to J/\psi K_S^0$	$(33.6.0 \pm 1.2)\%$	$(92.2 \pm 0.8)\%$	$(93.2 \pm 1.0)\%$	$(52.3 \pm 0.6)\%$
combinatoire	$(0.2 \pm 0.1)\%$	$(92.2 \pm 0.8)\%$	$(93.2 \pm 1.0)\%$	$(52.3 \pm 0.6)\%$
$q\overline{q}$	$(5.0 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(44 \pm 3)\%$	$(33.5 \pm 4.0)\%$	$(32.0 \pm 0.4)\%$
$B - \overline{B}$	$(2.5 \pm 0.7) \times 10^{-7}$	$(44 \pm 3)\%$	$(93.2 \pm 1.0)\%$	$(52.3 \pm 0.6)\%$
$B \to J/\psi X$	$(1.0 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	$(92.2 \pm 0.8)\%$	$(93.2 \pm 1.0)\%$	$(52.3 \pm 0.6)\%$
$B \to l^+ \nu_l X$	$(2.1 \pm 1.1) \times 10^{-7}$	$(92.2 \pm 0.8)\%$	$(93.2 \pm 1.0)\%$	$(52.3 \pm 0.6)\%$

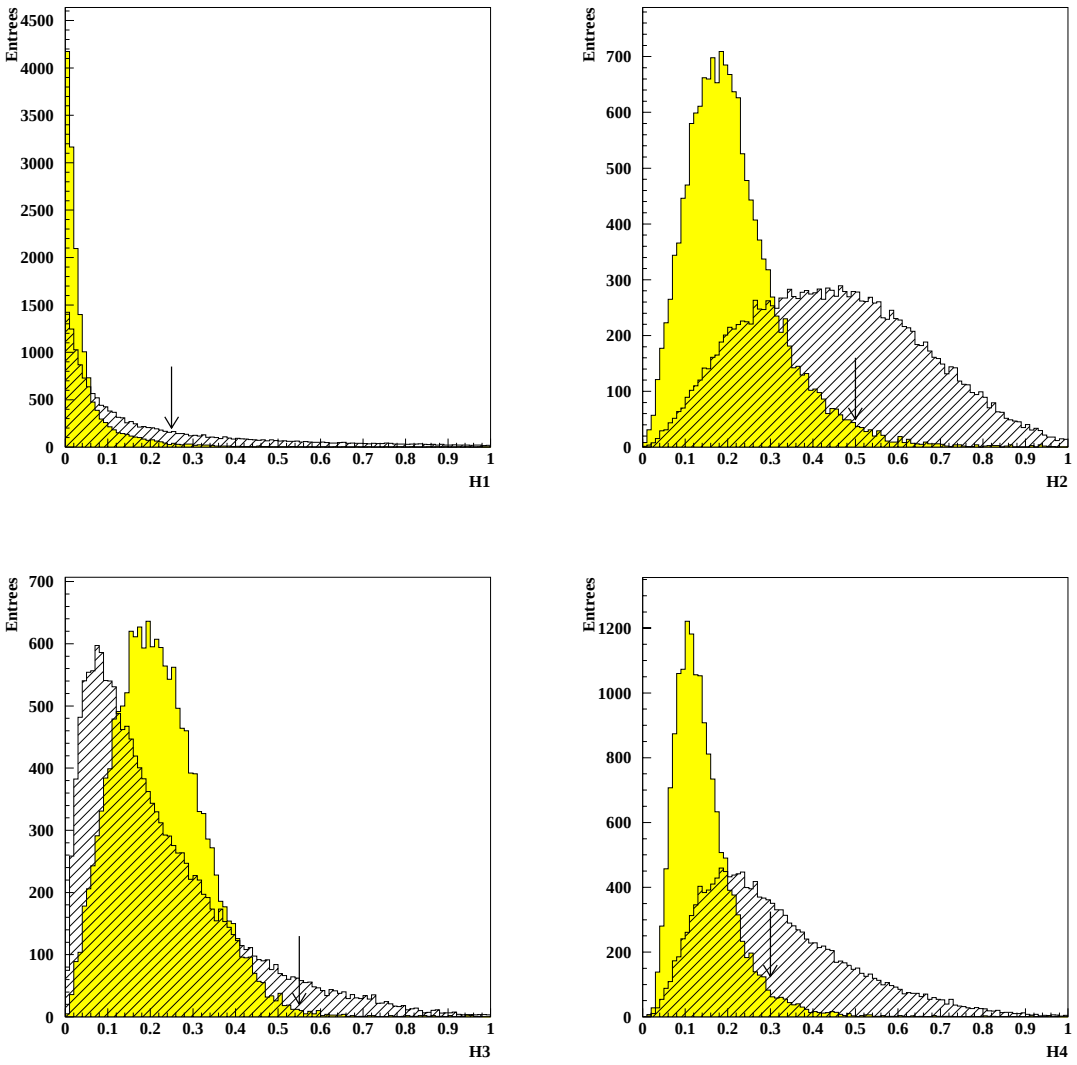

Figure 7.21: *Distribution des moments de* Fox *et* Wolfram *normalisés* H_1 *à* H_4 *pour des événements* $B^0 \to J/\psi K^0_S / \overline{B^0} \to X$ *en grisé et* $q\overline{q}$ *en hachuré.*

Comme nous allons le voir dans le prochain chapitre, l'incertitude que l'on peut obtenir sur $\sin 2\beta$ est proportionnelle à $\delta_N = \sqrt{(1 + N_{BF}/N)/N}$. Avec N_{BF} le nombre d'événements de bruit de fond et N le nombre d'événements du signal sélectionnés. Pour savoir si les sélections effectuées à l'aide de l'identification des particules et des moments de FOX et WOLFRAM sont pertinentes, évaluons le facteur δ_N avant et après ces sélections. Pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}, on a :

Méthodes de sélection	N	N_{BF}	δ_N
Reconstruction et étiquetage	289	168	0.0740
avec les moments de FW	269	61	0.0675
avec le PID sur 1 lepton	266	76	0.0695
avec le PID sur 1 lepton et FW	248	29	0.0671
avec le PID sur les 2 leptons et FW	228	16	0.0685

Les différentes sélections appliquées permettent donc d'obtenir une meilleure incertitude sur $\sin 2\beta$. En appliquant l'identification des leptons aux deux particules formant les candidats J/ψ, δ_N se dégrade sensiblement.

Nous utiliserons donc pour sélectionner nos événements les sélections à partir de l'identification des particules et des moments de FOX et WOLFRAM. Dans ces conditions et pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}, le nombre d'événements attendu est :

Événements	Efficacité totale	Nombre d'événements pour $\mathcal{L} = 30$ fb^{-1}
$B^0 \to J/\psi K^0_s$	$(15.1 \pm 1.0)\%$	248 ± 73
combinatoire	$(8.7 \pm 4.6) \times 10^{-2}$	1.4 ± 0.7
$q\overline{q}$	$(2.4 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	23.8 ± 8.7
$B - \overline{B}$	$(5.4 \pm 2.0) \times 10^{-8}$	1.7 ± 0.7
$B \to J/\psi X$	$(4.5 \pm 0.8) \times 10^{-5}$	3.5 ± 0.7
$B \to l^+ \nu_l X$	$(0.9 \pm 0.5) \times 10^{-7}$	0.6 ± 0.4
BF total	-	31.0 ± 11.2

Le nombre d'événements $B^0 \to J/\psi K^0_s$ attendus pour 30 fb^{-1} est donc de 248 sans toutefois tenir compte de la dilution due à l'étiquetage. En tenant compte de cette dilution on obtient 133 ± 40 événements effectifs.

Si le niveau du bruit de fond est faible (12.5%), il ne doit pas pour autant être négligé. Pour pouvoir prendre en compte la dilution de l'asymétrie de violation de CP induite par les événements du bruit de fond il faut estimer le mieux possible leur nombre. Ceci pourra être fait à partir d'événements réels pour une mesure exacte.

Ces chiffres sont toutefois relativement pessimistes, puisque le bremsstrahlung des électrons n'est pas reconstruit, que les algorithmes d'identification des particules sont encore en cours de développement et que la réjection des événements $q\overline{q}$ est faite par une analyse en coupures.

Pour l'estimation de l'incertitude sur $\sin 2\beta$, nous préférerons considérer que l'efficacité de reconstruction du J/ψ en e^+e^- est de $(60.0 \pm 1.1)\%$ après reconstruction du bremsstrahlung. Ce qui nous donne une efficacité totale de reconstruction du canal de $(21.3 \pm 2.5)\%$, soit 350 ± 120 événements reconstruits puis étiquetés.

Chapitre 8

Extraction du Paramètre $\sin 2\beta$

8.1 Asymétrie mesurée

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'asymétrie théorique du canal $B^0 \to J/\psi K^0_s$ est donnée par :

$$\mathcal{A}_{th}(\Delta t) = -\sin(2\beta)\sin(\Delta m \Delta t)$$

avec $\Delta m = 0.464 \pm 0.018\ \hbar\ \mathrm{ps}^{-1}$ [18].

L'asymétrie que nous allons mesurer, à partir des événements est :

$$\mathcal{A}_{mes}(\Delta t) = \frac{N_S(\Delta t) - N_{\overline{S}}(\Delta t)}{N_S(\Delta t) + N_{\overline{S}}(\Delta t)}$$

où $N_S(\Delta t)$ est le nombre d'événements $B^0 \to f$, $N_{\overline{S}}(\Delta t)$ le nombre d'événements $\overline{B^0} \to \overline{f}$ pour un temps d'oscillation Δt.

Mais en pratique cette asymétrie est diluée, c'est à dire qu'elle est multipliée par un facteur D, plus petit que 1. Les causes de dilution principales sont, la résolution du détecteur en z, la qualité de l'étiquetage et le niveau du bruit de fond. De plus des erreurs systématiques peuvent être, elles mêmes sources d'asymétries, comme l'asymétrie de charge du détecteur, ou des biais dans les étapes de reconstruction et d'étiquetage des événements.

Pour extraire $\sin 2\beta$ de l'asymétrie mesurée, nous avons à notre disposition deux approches différentes. Soit, pour un certain nombre d'événements de même type, ajuster la distribution de l'asymétrie par une fonction sinusoïdale. Soit, construire à l'aide d'une approche probabiliste une détermination de l'asymétrie événement par événement.

8.2 Dilution de l'asymétrie

- **La résolution en z :** la valeur de Δt est évaluée à partir de la mesure de Δz, avec $\Delta z = z_{CP} - z_{TAG} \approx \beta\gamma c \Delta t$, dans l'approximation où le boost des B^0

est le même que celui du $\Upsilon(4S)$ ($\beta\gamma = 0.5568$). Or Δz est mesuré avec une certaine résolution, de forme complexe, que l'on reproduit par l'ajustement de deux gaussiennes, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. L'asymétrie est donc convoluée par la forme de cette résolution :

$$\mathcal{A}_{mes}(\Delta z) = -\sin(2\beta)\frac{e^{-\Gamma\left|\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}\right|}\sin(\Delta m\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}) * \left(\frac{p_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}}e^{-\frac{(\Delta z)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{p_2}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}}e^{-\frac{(\Delta z)^2}{2\sigma_2^2}}\right)}{e^{-\Gamma\left|\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}\right|} * \left(\frac{p_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}}e^{-\frac{(\Delta z)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{p_2}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}}e^{-\frac{(\Delta z)^2}{2\sigma_2^2}}\right)}$$

Ce qui a pour conséquence de diluer l'asymétrie mais aussi de modifier légèrement la fréquence d'oscillation observée.

- **La séparation de l'étiquetage :** si un B^0 est incorrectement identifié, il est compté parmi les B^0 de beauté opposée. Dans ce cas, la perte d'information est double. Si w est la probabilité qu'un B^0 soit mal étiqueté, alors l'asymétrie s'écrit :

$$\mathcal{A}_{mes}(\Delta t) = \frac{(1-2w)N_S(\Delta t) - (1-2w)N_{\overline{S}}(\Delta t)}{N_S(\Delta t) + N_{\overline{S}}(\Delta t)}$$

  la dilution due à l'étiquetage, D_t, est donc :

$$D_t = 1 - 2w$$

- **Le bruit de fond :** en considérant que le bruit de fond est réparti équitablement entre les événements étiquetés B^0 et $\overline{B^0}$, l'asymétrie mesurée est :

$$\mathcal{A}_{mes}(\Delta t) = \frac{N_S(\Delta t) - N_{\overline{S}}(\Delta t)}{N_S(\Delta t) + N_{\overline{S}}(\Delta t) + N_{BF}(\Delta t)}$$

  avec $N_{BF}(\Delta t)$ le nombre d'événements de bruit de fond. Dans l'approximation où le taux de bruit de fond est indépendant du temps de désintégration mesuré, l'asymétrie est donc diluée par un facteur :

$$D_{BF} = \frac{N_S + N_{\overline{S}}}{N_S + N_{\overline{S}} + N_{BF}} = \frac{1}{1 + \frac{N_{BF}}{N}}$$

  avec $N = N_S + N_{\overline{S}}$ le nombre d'événements de signal.

  Du fait de l'approximation faite, cette expression surestime la dilution entraînée par le bruit de fond. En effet, le niveau relatif de bruit de fond est plus important pour les Δz petits. Les événements du signal, avec un Δz proche de zéro, sont donc plus dilués, or ces événements sont justement les moins significatifs en terme d'asymétrie (voir figures 8.1 et 8.2).

  En prenant en compte la forme de la distribution en Δz du bruit de fond, la mesure est plus précise, c'est ce que nous ferons à l'aide de l'approche probabiliste.

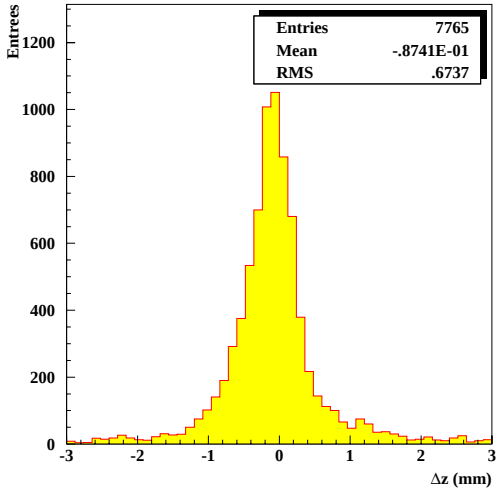

Figure 8.1: *Distribution de Δz mesuré, pour des événements $B^0 \rightarrow J/\psi K^0_S$. L'asymétrie de cette distribution est maximum pour $\Delta z/(360\ \mu m) = n\pi$, avec n entier et $\beta\gamma c/\Delta m \approx 360\ \mu m$.*

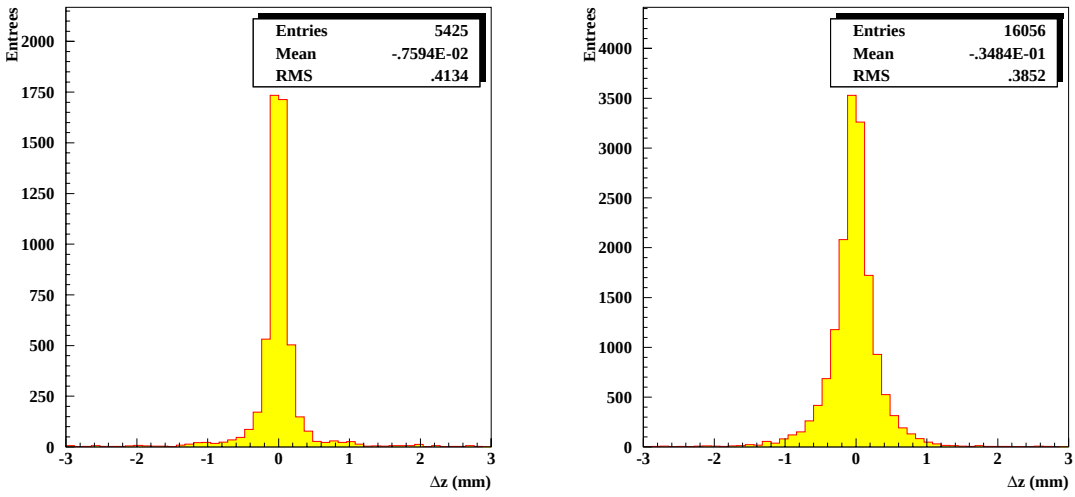

Figure 8.2: *Distribution de Δz mesuré, pour le bruit de fond $q\overline{q}$ à gauche et $B^0 \rightarrow J/\psi X$ à droite. Ces distributions sont symétriques et piquées à zéro, surtout dans le cas du bruit de fond $q\overline{q}$.*

- **Superposition d'états propres de CP :** dans le cas où l'état final étudié est une superposition d'états propres de CP, l'asymétrie est diluée d'un facteur qui dépend des taux respectifs des états de valeur propre +1 et de valeur propre -1, et qu'il faut estimer. C'est ce qui se produit pour les modes de désintégration du B^0 en deux particules vectorielles. Le moment cinétique des particules dans l'état final peut alors prendre plusieurs valeurs, et la valeur propre de CP de l'état s'en trouve changée. Ce n'est pas le cas pour le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ où le K^0_S est une particule scalaire, donc de spin nul.

Cas du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$

Avec les résultats du chapitre précédent (voir pages 141, 143 et 147), on a :

$$D_z = 0.762 \pm 0.010$$

La fréquence d'oscillation ne varie que de 1%.

$$D_t = 0.745 \pm 0.017$$

$$D_{BF} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{N_{BF}}{N}}} = 0.92 \pm 0.25$$

Ainsi, en tenant compte des différentes dilutions, l'asymétrie mesurée est :

$$\mathcal{A}_{mes}(t) = -D_z D_t D_{BF} \sin(2\beta) \sin(\Delta m \Delta t) = -0.539 \cdot \sin(2\beta) \sin(\Delta m \Delta t)$$

8.3 Ajustement de l'asymétrie

8.3.1 Extraction de $\sin 2\beta$

La méthode la plus directe pour extraire la valeur de $\sin 2\beta$ est d'ajuster l'asymétrie mesurée par une fonction sinusoïdale, puis de déduire $\sin 2\beta$ du coefficient de la fonction ajustée en tenant compte des différentes dilutions.

Sur la figure 8.3, sont représentés les distributions des asymétries obtenues pour une valeur de $\sin 2\beta$ générée de 0.8. Les événements à Δz négatif sont reportés du coté positif, pour augmenter la statistique dans chaque intervalle. Ces asymétries sont ensuite ajustées par une fonction sinusoïdale de pulsation $\Delta m/\beta\gamma c$, par une méthode de minimisation de χ^2.

L'asymétrie réalisée à partir de l'information générée est faite sur 100000 événements. L'amplitude de la fonction sinusoïdale ajustée est alors, compte tenu de l'erreur statistique, approximativement la même que la valeur générée :

$$a_{vrai} = 0.8021 \Rightarrow sin2\beta_{vrai} = 0.8021 \pm 0.0054$$

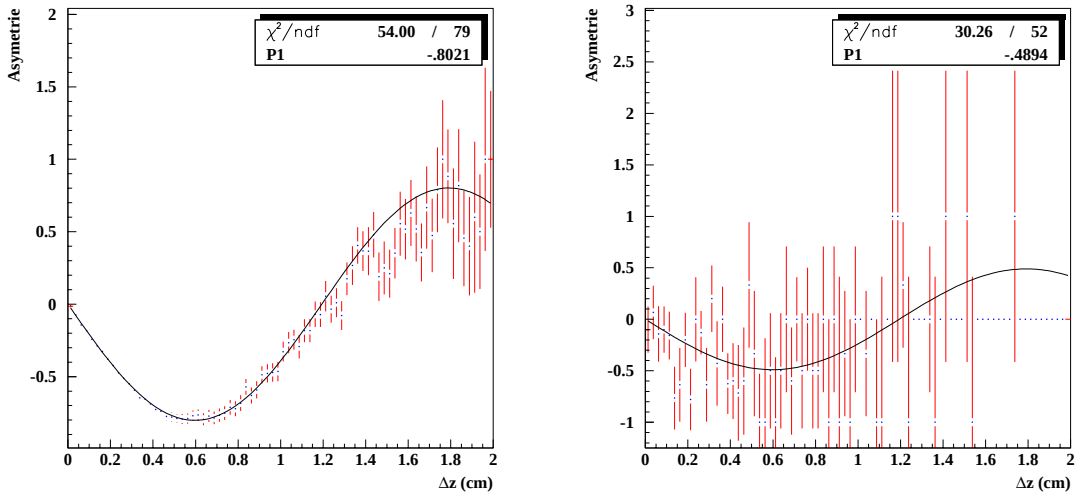

Figure 8.3: *Ajustement de l'asymétrie par une fonction sinusoïdale pour une valeur de* $\sin 2\beta$ *générée de 0.8. A gauche à partir de l'information vraie (pour 100000 événements), à droite à partir de l'information reconstruite (pour 350 événements, correspondants à une luminosité intégrée de 30* fb^{-1}*). Le paramètre* p_1 *de l'ajustement correspond à l'amplitude du sinus.*

où a est la valeur de l'amplitude de l'asymétrie ajustée. L'erreur donnée est purement statistique dans ce cas.

L'asymétrie obtenue pour le nombre prévu d'événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$ (350), est beaucoup moins évidente. Tout d'abord à cause du nombre restreint d'événements, ensuite à cause des facteurs de dilution. Les facteurs de dilution pour ces événements étaient de $D_z = 0.762 \pm 0.010$, $D_t = 0.820 \pm 0.010$ et $D_{BF} = 0$, ce qui nous donne :

$$a_{rec} = 0.4894 \Rightarrow sin2\beta = 0.4894/0.625 = 0.78 \pm 0.13 \pm 0.03$$

8.3.2 Incertitude statistique

Avec la méthode de l'ajustement de l'asymétrie diluée, l'incertitude statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$, pour un pur état propre de CP, est de la forme :

$$\delta \sin 2\beta = \frac{1}{dD}\sqrt{N_{eff}}$$

où $N_{eff} = N/(1 + N_{BF}/N)$ est le nombre effectif d'événements reconstruits puis étiquetés, du signal, D englobe tous les facteurs de dilution sauf le bruit de fond, d est un facteur de dilution supplémentaire qui dépend de la fréquence de la fonction

sinusoïdale à ajustée, donc de x_d :

$$d = \sqrt{\frac{2x_d^2}{1+4x_d^2}} = 0.580 \pm 0.049$$

avec $x_d = 0.72 \pm 0.03$ [38].

En tenant compte des dilutions exposées, on a :

$$\delta \sin 2\beta = \frac{1}{dD_z(1-2w)}\sqrt{\frac{1+\frac{N_{BF}}{N}}{N}}\xi(\sin 2\beta)$$

où ξ est une fonction dépendante de $\sin 2\beta$, qui est maximale pour $\sin 2\beta = 0$.

En utilisant cette expression il est ainsi possible de faire une prédiction sur l'incertitude atteinte sur $\sin 2\beta$ par l'expérience BABAR avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. Pour la valeur mesurée, actuelle, de $\sin 2\beta$ (0.67), on a $\xi = 0.92$. Pour le canal $B^0 \to J/\psi K_S^0$, on trouve :

$$\delta \sin 2\beta = \frac{1}{0.33\sqrt{0.92 \times 350}} \cdot 0.914 = 0.154 \pm 0.070$$

L'incertitude est dominée par l'erreur sur le taux de branchement de la désintégration $B^0 \to J/\psi K_S^0$.

8.4 Méthode probabiliste

8.4.1 La variable Kin

Pour limiter les effets des dilutions il est possible de prendre en compte l'effet de l'étiquetage et du bruit de fond de manière plus rigoureuse, événement par événement. Pour cela, on associe à chaque événement une variable pour mesurer la quantité et la qualité de l'information contenue dans l'événement. Cette variable, appelée Kin [81,82], est calculée à partir des distributions attendues et pondérée par la qualité de l'événement donnée par les résultats de l'étiquetage et le niveau de bruit de fond.

On attribue à chaque événement la probabilité qu'il soit un événement B^0, $\overline{B^0}$ ou du bruit de fond :

- b la probabilité que le B d'étiquetage soit effectivement un B^0.
- $\overline{b}$ la probabilité que le B d'étiquetage soit un $\overline{B^0}$.
- q la probabilité qu'un événement provienne du bruit de fond.

avec $b + \overline{b} + q = 1$.

Puis on définit (ici dans le cas du canal $B^0 \to J/\psi K_S^0$), pour les trois types d'événements une distribution de probabilité :

- $\rho_b(\Delta z)$ pour les événements où le B d'étiquetage est un B^0.
- $\rho_{\overline{b}}(\Delta z)$ pour les événements où le B d'étiquetage est un $\overline{B^0}$.
- $\rho_q(\Delta z)$ pour les événements de bruit de fond.

$\rho_b(\Delta z)$ est égal à la distribution théorique convoluée par la réponse du détecteur, soit pour un événement $B^0 \to J/\psi K_S^0$:

$$\rho_b(\Delta z) = (e^{-\Gamma|\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}|}(1 - \sin 2\beta \sin \Delta m \frac{\Delta z}{\beta\gamma c})) * \text{Résolution}(\Delta z)$$

La distribution selon Δz d'un événement reconstruit est donc :

$$\rho_{mes}(\Delta z) = b\rho_b(\Delta z) + \overline{b}\rho_{\overline{b}}(\Delta z) + q\rho_q(\Delta z)$$

Et pour le même événement, transformé par l'opérateur CP, on a :

$$\overline{\rho}_{mes}(\Delta z) = b\rho_{\overline{b}}(\Delta z) + \overline{b}\rho_b(\Delta z) + q\rho_{\overline{q}}(\Delta z)$$

On construit alors la variable $\mathcal{K}$, appelée Kin, à partir de l'asymétrie entre les distributions ρ_{mes} et $\overline{\rho}_{mes}$:

$$\mathcal{K}(\Delta z) = \frac{\rho_{mes}(\Delta z) - \overline{\rho}_{mes}(\Delta z)}{\rho_{mes}(\Delta z) + \overline{\rho}_{mes}(\Delta z)}$$

Soit, dans le cas où le bruit de fond a une distribution symétrique ($\rho_q = \rho_{\overline{q}}$) :

$$\mathcal{K}(\Delta z) = \frac{(b - \overline{b})(\rho_b(\Delta z) - \rho_{\overline{b}}(\Delta z))}{(b + \overline{b})(\rho_b(\Delta z) + \rho_{\overline{b}}(\Delta z)) + 2q\rho_q(\Delta z)}$$

Pour notre canal, la variable Kin, s'écrit :

$$\mathcal{K}(\Delta z) = -\sin(2\beta)\frac{(b - \overline{b})\sin(\Delta m\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}) * \text{Résolution}(\Delta z)}{((b + \overline{b})e^{-\Gamma|\frac{\Delta z}{\beta\gamma c}|} + q\rho_q(\Delta z)) * \text{Résolution}(\Delta z)} \tag{8.1}$$

Une propriété intéressante de cette variable, de part sa distribution est [82] :

$$\frac{\langle\mathcal{K}\rangle}{\langle\mathcal{K}^2\rangle} = 1$$

où $\langle\rangle$ désigne la valeur moyenne sur Δz, pour tous les événements.

Cependant, cette variable dépend du paramètre $\sin 2\beta$ que nous voulons mesurer. Puisque ce paramètre nous est inconnu, la variable pertinente à utiliser, est le Kin normalisé :

$$\hat{\mathcal{K}}(\Delta z) = \frac{\mathcal{K}}{\sin(2\beta)} = -\frac{(b-\overline{b})(\sin(\Delta m \frac{\Delta z}{\beta\gamma c})}{(b+\overline{b}) + q\rho_q(\Delta z)} * \text{Résolution}(\Delta z)$$

Cette variable est indépendante du paramètre cherché, $\sin 2\beta$, elle ne dépend que de paramètres que nous avons mesurés lors de l'étape de reconstruction du canal. Pour $\hat{\mathcal{K}}$, et pour le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, la relation 8.1 devient :

$$\frac{< \hat{\mathcal{K}} >}{< \hat{\mathcal{K}}^2 >} = -\sin 2\beta$$

Ainsi, après avoir construit la variable $\hat{\mathcal{K}}$, pour chaque événement, il est possible de calculer la valeur moyenne de $\hat{\mathcal{K}}$ et $\hat{\mathcal{K}}^2$, pour tous les événements sensibles au même paramètre, même si leurs caractéristiques (bruit de fond, résolution en z et autres facteurs de dilution) sont différentes.

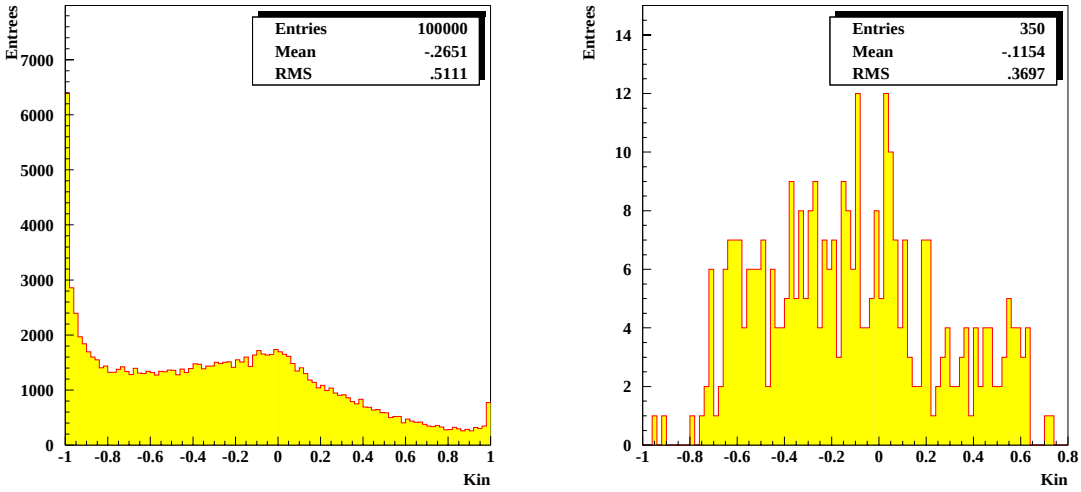

Figure 8.4: *Distribution de la variable Kin. A gauche en utilisant l'information vraie (pour 100000 événements), à droite avec l'information reconstruite (pour 350 événements). L'effet des dilutions se traduit alors par le fait que la valeur maximum du Kin est inférieure à 1.*

Sur les figures 8.4 et 8.5 sont représentées les distributions obtenues pour $\hat{\mathcal{K}}$ et $\hat{\mathcal{K}}^2$ respectivement. A partir de l'information vraie, le Kin est calculé en utilisant les

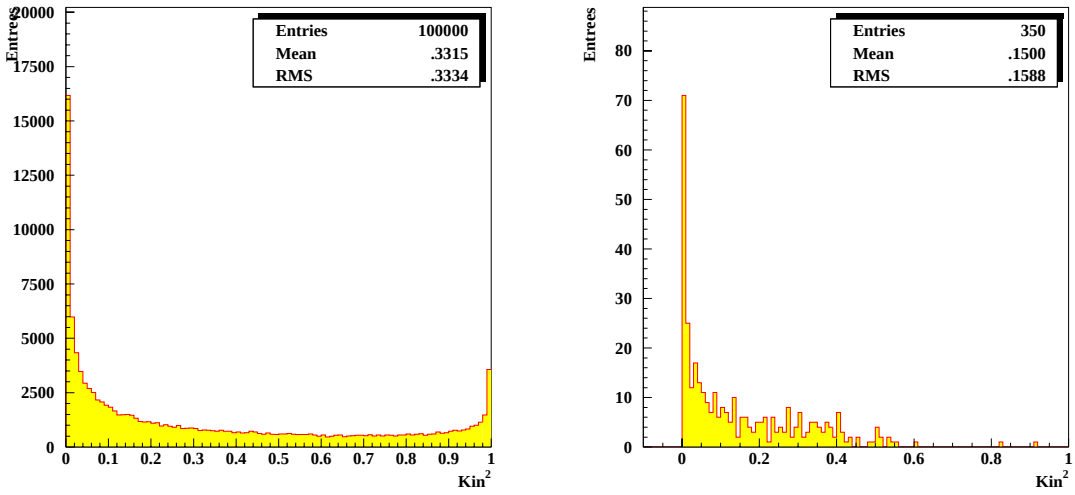

Figure 8.5: *Distribution de la variable Kin^2. A gauche en utilisant l'information vraie, à droite avec l'information reconstruite, L'effet des dilutions est nettement visible, car la valeur moyenne de $\hat{\mathcal{K}}^2$ est plus faible en utilisant l'information reconstruite.*

distributions théoriques avec une résolution sur Δz nulle et un étiquetage parfait. Pour 100000 événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$, avec une valeur générée de $\sin 2\beta$ de 0.8, on obtient, en calculant le rapport de la moyenne des distributions de $\hat{\mathcal{K}}$ et $\hat{\mathcal{K}}^2$:

$$\left\langle \hat{\mathcal{K}} \right\rangle_{vrai} = -0.2651 \quad \text{et} \quad \left\langle \hat{\mathcal{K}}^2 \right\rangle_{vrai} = 0.3315 \Rightarrow sin2\beta = 0.7997 \pm 0.0055$$

L'erreur donnée est purement statistique et bien sûr identique à celle obtenue avec la méthode de l'ajustement.

Pour 350 événements reconstruits, le Kin est calculée à partir des probabilités b et $\overline{b}$, données par le programme d'étiquetage, CORNELIUS (le bruit de fond n'est pas pris en compte dans cet exemple), et les positions des B mesurées. Avec une valeur générée de $\sin 2\beta$ de 0.8, on obtient :

$$\langle \mathcal{K} \rangle_{rec} = -0.1154 \quad \text{et} \quad \left\langle \mathcal{K}^2 \right\rangle_{rec} = 0.1500 \Rightarrow sin2\beta_{mes} = 0.77 \pm 0.12 \pm 0.03$$

Ceci sur le même lot de 350 événements qu'avec la méthode d'ajustement.

8.4.2 Incertitude statistique

La variable Kin étant construite à partir d'un formalisme rigoureux, l'incertitude sur $\sin 2\beta$ peut se calculer analytiquement :

$$\delta \sin(2\beta) = \frac{1}{\sqrt{N \cdot < \hat{\mathcal{K}}^2 >}} \cdot \xi(\sin 2\beta)$$

où N est le nombre d'événements total sélectionnés et ξ est une fonction, inférieure à 1 et qui tend vers 1 lorsque $\sin 2\beta$ tend vers 0. ξ est donné par :

$$\xi(\sin 2\beta) = \sqrt{1 - \left(\frac{< \hat{\mathcal{K}} >}{< \hat{\mathcal{K}}^2 >}\right)^2 \cdot \frac{< \hat{\mathcal{K}}^4 >}{< \hat{\mathcal{K}}^2 >}}$$

A l'aide de cette expression une prédiction sur l'incertitude obtenue sur $\sin(2\beta)$, d'après les résultats établis au chapitre précédent, est :

$$\delta \sin(2\beta) = \frac{1}{\sqrt{350.0 \times 0.1304}} \cdot 0.914 = 0.135 \pm 0.055$$

où on a calculé la valeur de $\xi(\sin 2\beta)$ pour la valeur centrale actuelle, $\sin 2\beta = 0.67$.

8.5 Incertitudes systématiques

Les erreurs systématiques sur la mesure de l'asymétrie peuvent être due soit à des asymétries autres que celle dues à la violation de CP, soit aux méthodes d'extraction et aux paramétrisations utilisées.

8.5.1 Systématiques dans l'asymétrie

L'asymétrie mesurée ne provient pas en totalité de la violation de CP, il faut aussi tenir compte des asymétries induites par le détecteur et les étapes de la reconstruction. Les nombres d'événements $B^0 \to f$ et $\overline{B^0} \to \overline{f}$, reconstruits s'écrivent :

$$N_S = \epsilon^+ \sigma^+ \mathcal{L}$$

$$N_{\overline{S}} = \epsilon^- \sigma^- \mathcal{L}$$

avec ϵ l'efficacité de reconstruction totale (sélection des événements et étiquetage), σ la section efficace de production $B^0 \to f$ et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée. On mesure donc une asymétrie :

$$\mathcal{A} = \frac{\epsilon^+ \sigma^+ - \epsilon^- \sigma^-}{\epsilon^+ \sigma^+ + \epsilon^- \sigma^-}$$

L'asymétrie que l'on veut mesurer est l'asymétrie due à la violation de CP, caractérisée par σ^+ différent de σ^-. Si ϵ^+ est différent de ϵ^-, on a une asymétrie parasite, cause d'erreur systématique. Cette asymétrie peut être liée à :

- l'étape de reconstruction du canal. Cette asymétrie est nulle dans le cas où l'état final étudié est son propre conjugué, comme c'est le cas pour l'état $J/\psi K^0_S$.

- l'étape d'étiquetage si la performance dépend de la saveur du B. Cette asymétrie peut provenir soit d'une asymétrie de charge du détecteur (dans la reconstruction des paramètres cinématiques ou dans l'identification des particules), soit de biais dans la procédure d'étiquetage. L'effet de l'asymétrie de charge pourra être évalué sur les données réelles en inversant le sens de circulation du courant dans les bobines de l'aimant, puis prise en compte dans l'entraînement du programme d'étiquetage, CORNELIUS.

- la reconstruction du vertex d'étiquetage. Pour les mêmes raisons que celles énoncées ci-dessus, car cette étape est dépendante de l'étape d'étiquetage, ou bien à cause de biais dans la procédure de reconstruction du vertex.

Les erreurs systématiques dues à ces asymétries sont toutefois très faibles comparées à l'erreur statistique, vu les nombres d'événements considérés dans BABAR.

8.5.2 Autres sources d'erreurs systématiques

Les sources d'erreurs systématiques dues à la reconstruction sont inclues dans l'incertitudes sur le nombre d'événements attendu. L'incertitude donnée sur les facteurs de dilution comprend elle aussi les nombreuses erreurs systématiques qui y sont liées :

- Pour la résolution en z, essentiellement l'erreur faite sur la détermination de la résolution sur z_{CP} et z_{TAG}.

- Pour l'étiquetage, les incertitudes liées au nombre d'événements étiquetés et à la qualité de l'étiquetage.

- Pour le bruit de fond, les incertitudes dues au taux de branchements des différents bruits de fond et à leur simulation dans JETSET.

Il aussi prendre en compte les paramètres utilisés, soit dans l'ajustement, soit dans l'expression des distributions ρ :

- Le boost $\beta\gamma c$: compte tenu de la largeur de l'$\Upsilon(4S)$ (21 ± 4 MeV) et du fait que le boost des B est déjà approximé à celui du $\Upsilon(4S)$, l'erreur sur $\beta\gamma_{\Upsilon(4S)}$ n'a que peu d'influence. Par contre l'approximation $\beta\gamma_B = \beta\gamma_{\Upsilon(4S)}$ doit être prise en compte. Une expression moins approchée de la distance parcourue par le méson B dans le référentiel du laboratoire est :

$$\Delta z = \beta\gamma_{\Upsilon(4S)} c(t_1 - t_2) + \beta\gamma_{cm} c(t_1 + t_2)\cos\theta_{cm}$$

  où $\beta\gamma_{cm}$ est le boost du méson B et θ_{cm} est l'angle d'émission du méson avec l'axe z, dans le référentiel de masse du $\Upsilon(4S)$. Les mésons B étant émis avec une

impulsion dans le référentiel de masse du $\Upsilon(4S)$ de 300 MeV, l'erreur commise sur Δz est en moyenne de :

$$\beta\gamma_{cm}c(t_1+t_2)\cos\theta_{cm} = \frac{0.300}{5.28}\frac{2\times 260\ \mu\text{m}}{0.5568}\cdot 0.5 = 26.7\ \mu\text{m}$$

Ce qui est négligeable devant la résolution obtenue sur Δz qui est de $(220.8 \pm 7.8)\ \mu$m.

- La différence de masse des B^0, $\Delta m = 0.464 \pm 0.018$: l'influence de l'incertitude sur Δm est estimée en réalisant plusieurs mesures du paramètre $\sin 2\beta$ avec des valeurs différentes de Δm. On obtient :

$$\Delta m = 0.464 \pm 0.018 \Rightarrow \delta\sin(2\beta) = \sin(2\beta)\cdot 0.012$$

8.6 Incertitude sur la mesure de $\sin 2\beta$

8.6.1 Mesure de $\sin 2\beta$ avec BABAR

La précision que l'on peut obtenir sur $\sin 2\beta$, par une étude du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} dans l'expérience BABAR, est, selon nos prévisions :

$$\delta\sin 2\beta = 0.135 \pm 0.055$$

D'autres canaux ont étés analysés, ou sont en cours d'analyse dans BABAR. La précision que l'on peut obtenir sur $\sin 2\beta$ dans ces canaux est résumée dans le tableau suivant [47], pour $\sin 2\beta = 0.67$:

Mode	État propre de CP	Pingouins	$\delta \sin 2\beta$
$J/\psi K^0_S$	oui	non	0.135
$J/\psi K^0_L$	oui	non	0.125
$J/\psi K^{*0}$	non	non	0.49
$\psi' K^0_S$	oui	non	0.24
$\psi' K^0_L$	oui	non	
$\chi_{c1} K^0_S$	oui	non	
$\chi_{c1} K^0_L$	oui	non	
$D^+ D^-$	oui	oui	0.38
$D^{*+} D^{*-}$	non	oui	0.36
ϕK^0_S	oui	-	
ϕK^0_L	oui	-	0.41
ϕK^{*0}	non	-	0.75
ηK^0_S	oui	-	
ηK^0_L	oui	-	
$\eta' K^0_S$	oui	-	0.38
$\eta' K^0_L$	oui	-	0.39
Total			0.075

Ceci pour les modes de reconstruction suivants : $J/\psi \to l^+l^-$, $K^{*0} \to K^0\pi^0$, $\psi' \to \pi^+\pi^- J/\psi$, $\chi_{c1} \to \gamma J/\psi$, $\phi \to K^+K^-$, $\eta \to \gamma\gamma, 3\pi$, $\eta' \to \gamma\rho, \eta\pi\pi$. Les modes ϕK et ηK ne sont accessibles que par les diagrammes pingouins, leurs taux de branchements sont donc en général, plus faibles.

Les canaux où les diagrammes pingouins, ont une contribution à l'asymétrie différente du diagramme en arbre, sont indiqués dans la colonne correspondante. Pour les canaux dont l'état final comprend plus d'une particule vectorielle et peut donc prendre une valeur propre de CP +1 ou -1, la dilution due à cette superposition augmente l'incertitude obtenue.

En comptabilisant tous les canaux, la précision qui pourra être atteinte par l'expérience BABAR, avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}, est de :

$$\delta \sin 2\beta = 0.075$$

Cette luminosité de 30 fb^{-1} correspond à une année de prise de donnée. Il est toutefois communément admis que l'année de démarrage de l'expérience, correspondra à une luminosité intégrée plus faible. L'évolution de la précision sur $\sin 2\beta$ dans les quatres prochaines années, avec l'expérience BABAR est résumée dans le tableau suivant :

	Luminosité	$\delta \sin 2\beta$
1 an	5 fb^{-1}	0.18
2 ans	30 fb^{-1}	0.075
3 ans	60 fb^{-1}	0.053
4 ans	100 fb^{-1}	0.041

8.6.2 Évolution future de la mesure de $\sin 2\beta$

Dans les cinq prochaines années d'autres expériences que BABAR pourront mesurer $\sin 2\beta$, tout d'abord les expériences auprès des collisioneurs e^+e^- à l'$\Upsilon(4S)$, BELLE (collisioneur asymétrique) et CLEO-III (collisioneur symétrique), ensuite les expériences CDF et D0 au Tevatron (collisioneur proton-antiproton symétrique) et HERA-B sur HERA (mais en cible fixe). Les expériences à l'$\Upsilon(4S)$ auront l'avantage de produire les mésons B dans un environnement propre, donc avec une plus grande efficacité de reconstruction et d'étiquetage. Pour les expériences auprès des collisioneurs hadroniques, les efficacités seront plus faibles, mais le nombre de B produits, beaucoup plus important. Les expériences auprès des collisioneurs asymétriques auront, de plus, l'avantage d'allonger le temps de vol des mésons B, diminuant ainsi le facteur de dilution. Pour une année de prise de donnée, l'incertitude atteinte sur $\sin 2\beta$ par ces expériences, dans le canal $B^{\rightarrow} J/\psi K^0_S$ ($J/\psi \rightarrow l^+l^-$ et $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ seulement), est :

Expériences	Nombre de B^0 et $\overline{B^0}$	Nombre de $B^0 \rightarrow J/\psi K^0_S$	Efficacité $\epsilon_{rec} \times S^2$	Dilution	$\frac{\delta \sin 2\beta}{\delta \sin 2\beta}$
BABAR	3.6×10^7	1640	0.159	0.46	0.135
BELLE [72,83]	3.6×10^7	1640	0.148	0.54	0.12
CLEO-III [84]	1.2×10^7	550	0.14	0.33	0.35
CDF/D0 [85]	4×10^{10}	1.3×10^6	7×10^{-4}	0.26	0.13
HERA-B [86]	3.2×10^8	10560	2.5×10^{-2}	0.36	0.17

A partir de 2005, les expériences LHC, produiront un grand nombre de mésons B. L'expérience LHCB, conçue spécialement pour l'étude de la physique des B, permettra d'obtenir une précision exceptionnelle sur $\sin 2\beta$:

Expériences	Nombre de B^0 et $\overline{B^0}$	Nombre de $B^0 \rightarrow J/\psi K^0_S$	Efficacité $\epsilon_{rec} \times S^2$	Dilution $d \times D_z$	$\frac{\delta \sin 2\beta}{\delta \sin 2\beta}$
ATLAS/CMS [87,88]	2×10^{12}	6.6×10^7	1.8×10^{-4}	0.26	0.035
LHCB [89]	2×10^{12}	6.6×10^7	2.9×10^{-3}	0.35	0.007

Tout comme avec l'expérience BABAR, d'autres canaux de mesure de $\sin 2\beta$ pourront être explorés dans les autres collaboration. La précision de la mesure de $\sin 2\beta$ qui sera atteinte au cours des prochaines années par ces expériences est représenté sur la figure 8.6. Au cours de la période 1999 à 2004, l'expérience BABAR sera l'une des expériences les plus importantes pour la mesure de $\sin 2\beta$.

Actuellement, comme nous l'avons exposé dans la première partie de cette thèse, la précision de la mesure de $\sin 2\beta$ est :

$$\sin 2\beta = 0.67^{+0.12}_{-0.23}$$

Ainsi dès la première année de prise de données de BABAR à la luminosité nominale, l'incertitude sur $\sin 2\beta$ sera améliorée, passant à 0.075, soit un facteur $\sqrt{2.5}$, équivalent à une statistique plus que double.

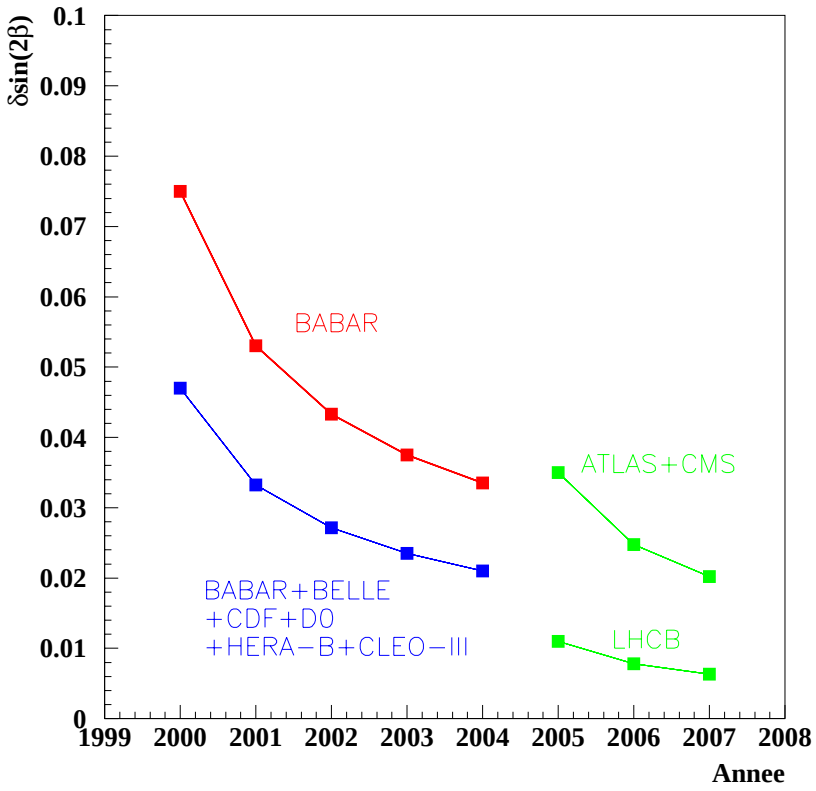

Figure 8.6: *Évolution de la précision de la mesure de* $\sin 2\beta$ *dans les 10 ans à venir.*

Conclusion

Le travail effectué dans cette thèse a porté sur deux sujets. Premièrement, le développement d'un compteur Tcherenkov à aérogel pour l'identification des particules et deuxièmement, l'étude de la violation de CP dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, dans l'expérience BABAR.

Nous avons vu que l'identification des particules est une condition importante pour l'étude de la physique des mésons B, auprès des usines à B. Dans le but d'optimiser le détecteur BABAR, nous avons donc étudié un projet de compteur Tcherenkov à aérogel pour identifier les particules produites sur l'avant du détecteur. Nous avons étudié les qualités de différents aérogels, utilisé de nouveaux types de photo-détecteurs, déterminé les meilleurs revêtements pour les parois des cellules et les guides de lumière, et testé l'utilisation d'un décaleur de longueur d'onde. Nous avons réalisé un programme de simulation, qui nous a permis de mieux comprendre la collection de lumière dans le détecteur. Les simulations ont montré un bon accord avec les données. Même si sur certains paramètres des mesures précises seraient nécessaires, ce programme peut être utilisé pour réaliser des prédictions pour des détecteurs du même type.

Toutes ces études ont démontré la faisabilité d'un compteur Tcherenkov à seuil en aérogel pour séparer les pions des kaons à 3 écarts types gaussiens pour des impulsions entre 0.5 et 4.3 GeV/c. A cause des changements survenus dans la disposition des aimants autour du point d'interaction de l'accélérateur PEP-II, la collaboration BABAR a toutefois dû renoncer à l'installation de ce détecteur. Ce développement de l'aérogel ainsi que la simulation ont étés repris et poursuivis par l'expérience AMS [71].

Dans notre étude de la violation de CP, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, dit le canal roi, qui permet de mesurer le paramètre $\sin 2\beta$, du triangle d'unitarité, avec un nombre relativement grand d'événements et un niveau de bruit de fond faible.

Nous avons établi que dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$, le nombre d'événements attendu, avec l'expérience BABAR, est de 350 ± 120 événements reconstruits puis étiquetés pour une luminosité intégrée sur une année de 30 fb^{-1}. Ceci pour les modes de désintégration leptoniques du J/ψ. Nous avons vu que cela correspond à une efficacité de reconstruction de $(40.7 \pm 2.3)\%$ avec une performance d'étiquetage de $(30 \pm 1)\%$

et un niveau de bruit de fond de 8.9%.

En étudiant l'asymétrie entre ces événements B^0 et $\overline{B^0}$, il est possible de mesurer $\sin 2\beta$. Il faut noter que la précision de cette mesure est limitée par les différents facteurs de dilution de l'asymétrie. Nous avons montré que le facteur provenant du bruit de fond est certainement le plus faible. La dilution due à l'étiquetage est elle difficilement réductible. Enfin nous devons tenir compte de la dilution due à la résolution en z qui n'est pas négligeable, lorsque l'on utilise la simulation complète du détecteur, $D_z = 0.762 \pm 0.010$. L'état d'avancement de cette simulation et des outils de reconstruction du vertex d'étiquetage, laissent cependant espérer quelques améliorations. Des études plus poussées sur les classes d'événements en fonction du niveau de bruit de fond ou de la qualité du vertex du B d'étiquetage pourraient permettre de gagner encore en précision.

En utilisant une méthode dite du Kin, équivalente à une méthode de maximum de vraisemblance non *biné*, nous avons obtenu une précision sur $\sin 2\beta$ dans le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ de

$$\delta \sin 2\beta_{J/\psi K^0_S} = 0.135$$

pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}.

La précision actuelle sur ce paramètre, mesuré indirectement par les expériences sur la violation de CP dans le système des kaons et les oscillations des mésons B, est :

$$\text{Mesure actuelle :} \quad \sin 2\beta = 0.67^{+0.12}_{-0.23}$$

Le détecteur BABAR est actuellement en phase finale de construction, il sera installé sur le collisioneur PEP-II en Janvier 1999 et commencera à prendre des données en collision au début Avril 1999. Dès la première année de prise de données de BABAR à pleine luminosité, l'incertitude sur $\sin 2\beta$ sera améliorée, passant de 0.12 à 0.075, en tenant compte de tous les canaux étudiés dans BABAR [47].

Plusieurs scénarios sont alors possibles. L'observation de la violation de CP dans le système des B en accord avec les valeurs actuelles ou bien en désaccord, ce qui pourrait donner lieu à la découverte d'une nouvelle physique. Ou encore, l'observation d'une absence de violation de CP dans le système des B, ce qui serait en contradiction avec le Modèle Standard et les mesures actuelles. Dans tous les cas il s'agira de la première mesure directe de violation de CP en dehors du système des mésons K.

Bibliographie

[1] A.D. Sakharov. *JETP Lett.*, **4** 24, (1967).

[2] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay. «Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson». *Phys. Rev. Lett.*, **13** 138, (1964).

[3] L. Wolfenstein. *Phys. Rev. Lett.*, **13** 562, (1964).

[4] S. Glashow. *Nucl. Phys.*, **22** 569, (1961).

[5] A. Salam. *Elementary Particle Theory.* ed. N. Svaratholm Stockholm: Almquist and Forlag, 1968.

[6] S. Weinberg. «A Model of Leptons». *Phys. Rev. Lett.*, **19** 1264, (1967).

[7] E. Noether. *Nachr. Kgl. Geo. Wiss. Gottinger*, **235**, (1918).

[8] G. Lüders. *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **28** 5, (1954).

[9] W. Pauli. *Niels Bohr and the developpement of Physics.* Perganon Press, London, 1955.

[10] R.F. Streater et A.S. Wightman. *PCT Spin Statistic and All That.* W.A. Benjamin, New York and Amsterdam, 1964.

[11] C.N. Yang et R.L. Mills. *Phys. Rev.*, **96** 191, (1954).

[12] P.W. Higgs. «Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons». *Phys. Rev.*, **145** 1156, (1966).

[13] H. Yukawa. *Prog. Phys. Math. Soc. of Japan*, **17** 48, (1935).

[14] N. Cabibbo. «Unitary Symmetry and Leptonic Decays». *Phys. Rev. Lett.*, **10** 413, (1963).

[15] M. Kobayashi et K. Maskawa. «CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». *Prog. Theor. Phys.*, **49** 652, (1973).

[16] J. KIM. *Phys. Rev.*, **150** 1, (1987).

[17] T.P. CHENG et L.F. LI. *Gauge Theory in Particle Physics.* Oxford University Press, 1984.

[18] PARTICLE DATA GROUP. «Review of Particle Properties». *Phys. Rev.*, **D54**, (1996).

[19] L. WOLFENSTEIN. «Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix». *Phys. Rev. Lett.*, **51** 1945, (1983).

[20] R. ALEKSAN. «La Violation de CP». *Ecole d'été de physique des particules*, **GIF**, (1991).

[21] A.J. BURAS et R. FLEISHER. «Quark Mixing, CP Violation and Rare Decays after the Top Quark Discovery». *hep-ph/9704376*, , (1997).

[22] E. HAGBERG *et al.* «Degree to which CVC is Established Through Beta Decay Alone». *nucl-ex/9609002*, , (1996).

[23] H. LEUTWYLER et M. ROOS. «Determination of the Elements V_{us} and V_{ud} of the Kobayashi-Maskawa matrix». *Z. Phys.*, **C25** 91, (1984).

[24] H. ABRAMOWICZ *et al.* «Experimental Study of Opposite-Sign Dimuons Produced in Neutrino and Anti-Neutrino Interactions». *Z. Phys.*, **C15** 19, (1982).

[25] CCFR COLLABORATION. «Determination of the Strange Quark Content of the Nucleon from a Next-To-Leading-Order QCD analysis of neutrino charm production». *Z. Phys.*, **C65** 189, (1995).

[26] A. BEAN *et al.* «Measurement of Exclusive Semileptonic Decays of D Mesons». *Phys. Lett.*, **B317** 647, (1993).

[27] Z. BAI *et al.* «Measurement of the Hadronic Structure of Semileptonic D^0 and D^+ Decays». *Phys. Rev. Lett.*, **66** 1011, (1991).

[28] Rencontres de MORION. Moriond QCD (France), 1998.

[29] M. NEUBERT. «Theoretical Update on the Model Independent Determination of $|V_{cb}|$ Using Heavy Quark Symmetry». *Phys. Lett.*, **B338** 84, (1994).

[30] P. BALL, M.N. BENEKE et V.M. BROWN. «Resummation of Running Coupling Effects in Semileptonic B Meson Decays and Extraction of $|V_{cb}|$». *Phys. Rev.*, **D52** 3929, (1995).

[31] I. BIG, M. SHIFTMAN et N.G. URALTSEV. «Aspect of Heavy Quark Theory». *hep-ph/9703290*, , (1997).

[32] J.P. Alexander *et al. CLNS 96/1419, CLEO 96-9*, , (1996).

[33] T. Inami et C.S. Lim. *Prog. Theor. Phys.*, **65** 297, (1981).

[34] D. Ward. «Test of the Standard Model, W Mass and WWZ Coupling». International Europhysics Conference on High Energy Physics, Jerusalem (Israël), 1997.

[35] F. Abe *et al* (CDF Collaboration). «Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions With the Collider Detector at Fermilab». *Phys. Rev. Lett.*, **74** 2626, (1995).

[36] S. Abachi *et al* (D0 Collaboration). «Observation of the Top Quark». *Phys. Rev. Lett.*, **74** 2632, (1995).

[37] P. Tipton. «Conférence plénière». International Europhysics Conference on High Energy Physics, Varsovie (Pologne), 1996.

[38] L. Gibbons. «Conférence plénière». International Europhysics Conference on High Energy Physics, Varsovie (Pologne), 1996.

[39] B Oscillation LEP Working Group. Moriond QCD (France), 1997.

[40] G. Bebek *et al* (CLEO Collaboration). «Evidence for New Flavor at the $\Upsilon(4S)$». *Phys. Rev. Lett.*, **46** 84, (1981).

[41] K. Chadwick *et al* (CLEO Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, **46** 88, (1981).

[42] L.J. Spencer *et al* (CUSB Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, **47** 771, (1981).

[43] Barr *et al.*. *Phys. Lett.*, **B317** 233, (1993).

[44] L.K. Gibbons *et al.*. «Measurement of the CP Violation Parameter $\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon)$». *Phys. Rev. Lett.*, **70** 1203, (1993).

[45] E. de Rafael. BaBar Physics Workshop, Orsay (France), 1997.

[46] BaBar Collaboration. «BaBar Technical Design Report».

[47] BaBar Collaboration. BaBar *Physics Book*. SLAC, 1998.

[48] C. P. Jessop *et al* (CLEO Collaboration). «Measurement of the Decay Amplitudes and Branching Fractions of $B \to J/\psi K^*$ and $B \to J/\psi K$ Decays». *Phys. Rev. Lett.*, **79** 4533, (1997).

[49] D.M. Asner *et al* (CLEO Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, **79** 799, (1997).

[50] M. Artuso (CLEO Collaboration). «Experimental Facilities for b-Quark Physics». *B Decays 2nd ed. S Stone World Sci., Singapore*, , (1994).

[51] The BaBar DIRC Collaboration. «DIRC, The Internally Reflecting Ring Imaging Cherenkov Detector for BaBar».

[52] T. Ferbel. *Experimental Techniques in High Energy Physics*. Frontier in Physics, 1987.

[53] R. Aleksan *et al.*. «A Fast Rich Prototype with a CsI Photocathode». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A385** 438, (1997).

[54] S. Kisler. *J. Phys. Chem.*, **34**, (1932).

[55] P. Carlson. «Aerogel Cherenkov Counters Construction Principles and Applications». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 248** 110, (1986).

[56] G. Poelz. «Aerogel Cherenkov Counters at DESY». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 248** 118, (1986).

[57] R. Enomoto *et al.*. «Feasibility Study of Single-Photon Counting Using a Fine-Mesh Phototube for an Aerogel Readout». *KEK-preprint*, **93-3**, (1993).

[58] G. Anzivino *et al.*. «Review of the Hybrid Photo Diode Tube (HPD), an Advanced Light Detector for Physics». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A365** 76, (1995).

[59] R. Lafaye et G. Orazi. «Etude d'un Détecteur Tcherenkov à Seuil en Aérogel pour l'Expérience BaBar». *Rapport de DEA, Université d'Aix-Marseille II et Strasbourg*, , (1995).

[60] P. Schuster, H. Gustën et W. Seitz. *J. Phys. Chem.*, **82** 459, (1978).

[61] C. D'Ambrosio *et al.* «Organic Scintillators with Large Stokes Shifts Dissolved in Polystyrene». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 307** 430, (1991).

[62] R. Brun *et al.* *GEANT 3.15*. CERN DD/78-2, 1985.

[63] Novossibirsk BaBar Aerogel Group. Private communication, 1995.

[64] Padova BaBar Aerogel Group. Private communication, 1995.

[65] K. Arisaka *et al.* «Performances of a Prototype Aerogel Counter Read out by Fine Mesh Photo-Tubes». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A385** 74, (1997).

[66] R. Lafaye. «Recent Results on Prototype Aerogel Threshold Counters for Particle Identification in the Region 0.5-4.3 GeV/c for the BaBar experiment.». *Nucl. Phys.*, **B54**, (1997).

[67] K. Arisaka *et al.* «Recent Results on Prototype Aerogel Threshold Counters for Particle Identification in the Region 0.5-4.3 GeV/c.». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A379**, (1996).

[68] D. Boutigny *et al.* «Performances of an Arogel Threshold Particle Identification Detector Read out by Hybrid Photon Detectors». *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, **44** 1621, (1997).

[69] K. Arisaka *et al.* «Prototype Performance of s 4-Layer Aerogel Cherenkov Detector». 1998.

[70] M. Bourquin. «AMS Collaboration». $25^{ème}$ International Cosmic Ray Conference, Durban (Afrique du Sud), 1997.

[71] J. Favier *et al* (AMS Collaboration). «Aerogel Threshold Counter for AMS, Technical Design Report». 1998.

[72] BELLE Collaboration. «BELLE Technical Design Report».

[73] T. Sjöstrand. «Jetset 7.4 and Pythia 5.7». *Computer Physics Commun*, **82** 74, (1994).

[74] A. Bellerive *et al.*. «EvtGen». 1998.

[75] Tom Glanzman *et al.*. «Using Aslund at SLAC». BaBar *Note*, **117**, (1993).

[76] R. Luchsinger et C. Grab. «Vertex Reconstruction by Means of the Method of Kalman Filter». *Comput.Phys.Commun.*, **76** 263, (1993).

[77] G. Lutz. «Topological Vertex Search in Collider Experiments». *ALEPH Note*, **92-015 SOFTWR 92-003**, (1992).

[78] BaBar Tagging Group. «Basic Definitions». BaBar *Tagging-Note*, **1**, (1997).

[79] BaBar Tagging Group. *CORNELIUS*. http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/internal/Physics/Tagging/Cornelius/index.html.

[80] G.C. Fox et S. Wolfram. «Event Shapes in e^+e^- Annihilation». *Nucl. Phys.*, **B 149** 413, (1979).

[81] S. Versillé et F. le Diberder. «The Kin Variable». BaBar *Note*, **406**, (1998).

[82] S. Versillé et F. le Diberder. «The Kin Variable or CP-Thinking Revisited». BaBar *Note*, **421**, (1998).

[83] A.K. MOHAPATRA *et al.*. «Simulation study of $B^0 \to J/\psi K^0_S \to l^+l^-\pi^+\pi^-$ and $l^+l^-\pi^0\pi^0$». *BELLE Note*, **102**, (1995).

[84] CLEO-III COLLABORATION. «CLEO-III Detector Design and Physics Goal». *CLNS-94-1277*, , (1994).

[85] A. MADEL. «The CDF and D0 Physics Upgrade». Conference on B physics and CP violation, Honolulu (Etats-Unis), 1997.

[86] HERA-B COLLABORATION. «Technical Proposal». *DESY-PRC-94-02*, , (1994).

[87] ATLAS COLLABORATION. «Technical Porposal». *CERN-LHCC-94-38*, , (1994).

[88] CMS COLLABORATION. «Technical Proposal». *CERN-LHCC-94-43*, , (1994).

[89] LHCB COLLABORATION. «Technical Proposal». *CERN-LHCC-98-4*, , (1998).