



HAL
open science

L'étude de la violation de CP dans le canal $B^0 \rightarrow D^+D^-$ à l'aide du détecteur BABAR. La mesure des performances du détecteur Cerenkov KIRC de BABAR: Prototype-II et détecteur final

Mehdi Benkebil

► **To cite this version:**

Mehdi Benkebil. L'étude de la violation de CP dans le canal $B^0 \rightarrow D^+D^-$ à l'aide du détecteur BABAR. La mesure des performances du détecteur Cerenkov KIRC de BABAR: Prototype-II et détecteur final. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1999. Français. NNT: . tel-00006622

HAL Id: tel-00006622

<https://theses.hal.science/tel-00006622>

Submitted on 30 Jul 2004

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.

UNIVERSITE PARIS 7 - Denis Diderot

THÈSE

*présentée
pour obtenir*

*le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université Paris 7*

par

Mehdi BENKEBIL

*L'étude de la violation de CP dans le canal
 $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ à l'aide du détecteur BABAR.
La mesure des performances du détecteur Cerenkov DIRC
de BABAR: Prototype-II et détecteur final.*

Thèse soutenue le 16 Avril 1999, devant la commission d'examen:

MM. F. RICHARD, Président
P. BAILLON
F. LE DIBERDER
G. LONDON
L. OLIVER
G. WORMSER

Table des matières

1	La violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.	3
1.1	Introduction.	5
1.2	La violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.	6
1.2.1	Les états propres de masse.	8
1.2.2	L'évolution temporelle des mésons B^0 .	9
1.2.3	L'évolution temporelle des paires $B^0\bar{B}^0$ dans $BABAR$.	11
1.3	Les différents types de la violation de CP dans la désintégration des mésons B^0 .	14
1.3.1	La violation de CP dans le mélange.	14
1.3.2	La violation de CP dans la désintégration.	15
1.3.3	La violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange.	17
1.4	L'explication de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard.	18
1.4.1	Le Lagrangien électrofaible.	18
1.4.2	Les propriétés de la matrice CKM.	22
1.4.3	Le triangle d'unitarité.	24
1.5	La mesure de la violation de CP dans la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	27
1.5.1	Les propriétés du mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	29
1.5.2	Les contributions du type pingouin et les interactions dans l'état final (FSI).	31
1.5.3	Les incertitudes dans la mesure de l'angle β .	32

1.5.4	Les ambiguïtés dans l'extraction de l'angle β .	34
1.6	Conclusion.	36
2	L'expérience <i>BABAR</i> et son environnement.	41
2.1	Introduction.	43
2.2	Le collisionneur PEP-II.	44
2.3	La description du détecteur <i>BABAR</i> .	46
2.3.1	Le détecteur de vertex au Silicium (SVT).	46
2.3.2	La chambre à dérive (DCH).	48
2.3.3	Le détecteur Cerenkov <i>DIRC</i> .	50
2.3.4	Le calorimètre électromagnétique (EMC).	52
2.3.5	L'aimant supraconducteur.	53
2.3.6	Le détecteur de hadrons neutres et de muons (IFR).	53
2.3.7	Le système de déclenchement.	55
2.4	L'environnement informatique de l'expérience <i>BABAR</i> .	55
2.4.1	Le programme de simulation détaillée de <i>BBSIM</i> .	57
2.4.2	Le programme de reconstruction.	58
2.4.3	La simulation rapide: <i>ASLUND</i> .	59
2.4.4	L'assurance qualité des programmes de <i>BABAR</i> .	62
3	L'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ pour la mesure de $\sin 2\beta$.	73
3.1	Introduction.	75
3.2	La réduction du bruit de fond du continuum.	76
3.2.1	Les moments de Fox-Wolfram.	77
3.2.2	La sphéricité.	77
3.2.3	L'aplanarité.	78
3.2.4	La méthode de l'axe de poussée.	78
3.2.5	La méthode de clusterisation.	79

3.2.6	La comparaison entre les méthodes.	79
3.3	L'identification des hadrons chargés.	81
3.4	La reconstruction des particules composites.	83
3.4.1	La méthode de sélection des K_s^0	83
3.4.2	La méthode de sélection des π^0	84
3.5	La reconstruction des mésons D^\pm	87
3.5.1	La coupure de la masse manquante.	88
3.5.2	La reconstruction du point de désintégration de D^\pm	88
3.5.3	Résultats et commentaires.	90
3.6	La reconstruction des mésons B^0	91
3.7	L'étude du bruit de fond pour le canal $B^0 \rightarrow D^+D^-$	95
3.8	Extraction de $\sin 2\beta$ dans le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$	98
3.8.1	Description de la méthode FBAD	99
3.8.2	Description de la méthode du Kin	100
3.8.3	La reconstruction de la position z_{tag}	100
3.8.4	Comparaison des deux méthodes pour la mesure de $\sin 2\beta$	103
3.8.5	L'erreur de la mesure de $\sin 2\beta$ dans $B^0 \rightarrow D^+D^-$	105
3.9	Conclusion.	110
4	Le nouveau détecteur Cerenkov <i>DIRC</i>.	119
4.1	Introduction.	121
4.2	La radiation Cerenkov.	122
4.2.1	Historique de la découverte.	122
4.2.2	Description qualitative du phénomène.	125
4.2.3	Interprétation du phénomène dans le cadre de la théorie de Franck-Tamm.	127
4.3	Le principe du <i>DIRC</i>	127
4.3.1	Les compteurs Cerenkov à image et le <i>DIRC</i>	128

4.3.2	Identification des hadrons chargés grâce au <i>DIRC</i>	128
4.4	Le <i>DIRC</i> de <i>BABAR</i>	130
4.4.1	Les barres de quartz: radiateurs et guides de lumière.	130
4.4.2	Le support mécanique des barres de quartz.	134
4.4.3	Les prismes.	135
4.4.4	La zone d'expansion.	135
4.4.5	Le plan de détection.	136
4.4.6	Les photomultiplicateurs.	136
4.5	L'électronique de lecture du <i>DIRC</i>	138
4.5.1	L'électronique des photomultiplicateurs.	141
4.5.2	La carte électronique de lecture du <i>DIRC</i> (DFB).	141
4.5.3	La puce analogique.	142
4.5.4	Le convertisseur temporel-digital du <i>DIRC</i> (TDC).	143
4.5.5	Le contrôleur de panier du <i>DIRC</i> (DCC).	144
4.5.6	Le système de distribution de protocole (PDB).	144
4.5.7	Les résultats des tests sur la chaîne électronique du <i>DIRC</i>	144
4.6	Les performances du <i>DIRC</i>	145
5	Les tests sur faisceau du prototype-II du détecteur <i>DIRC</i>.	153
5.1	Introduction.	157
5.2	La description du prototype II.	157
5.2.1	Les composants mécaniques.	157
5.3	L'environnement du Prototype II.	161
5.3.1	Les caractéristiques du faisceau.	161
5.3.2	L'identification des particules.	163
5.3.3	La mesure de l'angle d'incidence et de la position des particules.	167
5.3.4	Les scintillateurs pour le déclenchement.	167

5.4	Le système d'acquisition.	167
5.4.1	L'électronique du système d'acquisition.	167
5.4.2	L'électronique du système de déclenchement.	168
5.4.3	Le programme du système d'acquisition.	168
5.4.4	Le système de calibration.	168
5.4.5	Le monitoring des données.	169
5.5	La simulation Monte Carlo du prototype II.	169
5.5.1	La description du programme de simulation.	170
5.5.2	Les paramètres de la simulation.	171
5.6	La description de la prise de données.	172
5.7	La sélection des événements.	174
5.7.1	La sélection des traces.	175
5.7.2	La sélection des photons.	175
5.8	Les performances dans la mesure de l'angle Cerenkov.	179
5.8.1	La mesure de la résolution angulaire par photon.	179
5.8.2	La mesure de la résolution angulaire par trace.	181
5.9	L'étude du nombre de photons Cerenkov.	186
5.10	L'effet d'oscillation du nombre de photons.	190
5.11	L'extraction de l'indice de réfraction.	193
5.12	La mesure temporelle dans le prototype II.	196
5.12.1	Les coupures et les corrections initiales.	197
5.12.2	La calibration des canaux TDC.	197
5.12.3	L'extraction des t_0 des photomultiplicateurs.	201
5.12.4	Les corrections des effets de propagation.	202
5.12.5	Les mesures temporelles de précision.	203
5.13	Le miroir de la zone d'expansion.	208
5.14	Les photomultiplicateurs dans l'eau.	210
5.15	Les performances des réflecteurs.	213

5.16	L'étude du bruit de fond.	215
5.16.1	Le bruit de fond aléatoire.	215
5.16.2	Le bruit de fond lié au faisceau.	218
5.16.3	Le bruit de fond lié à la trace.	218
5.16.4	Le bruit de fond "tortue".	226
6	L'analyse des données cosmiques du détecteur <i>DIRC</i>.	231
6.1	Introduction.	233
6.2	La configuration de la prise de données cosmiques.	235
6.3	Les critères de sélection des données.	237
6.4	Les performances intrinsèques du détecteur <i>DIRC</i>	240
6.4.1	La résolution angulaire.	240
6.4.2	L'étude du nombre de photons Cerenkov.	243
6.4.3	La mesure du temps dans le <i>DIRC</i> et ses performances.	249
6.5	Les performances des composants du <i>DIRC</i>	253
6.5.1	La qualité des barres de quartz.	253
6.5.2	Les performances des réflecteurs.	258
6.6	L'étude du bruit de fond du <i>DIRC</i>	258
6.6.1	Le bruit de fond aléatoire.	258
6.6.2	Le bruit de fond de l'environnement.	259
6.6.3	Le bruit de fond lié à la particule.	259
6.7	Conclusion.	265
A	La relation de Franck et Tamm.	271

Introduction

Les études présentées dans cette thèse ont été réalisées au sein de l'expérience *BABAR* auprès du collisionneur asymétrique e^+e^- PEP-II situé au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC). Le collisionneur fonctionnera à la résonance $\Upsilon(4S)$, de masse $10,58 \text{ GeV}/c^2$, qui est un état lié $b\bar{b}$. Le détecteur *BABAR* débutera la prise de données dès le mois de Mai 1999.

L'expérience *BABAR* aura à étudier la violation de la transformation CP dans le système $B^0\bar{B}^0$. Le Modèle Standard caractérise ce phénomène par l'intermédiaire d'un triangle appelé triangle d'unitarité. La mesure directe de ses angles (α, β, γ) constituera la prochaine étape clé dans la compréhension du phénomène.

Afin d'effectuer la mesure de la violation de CP dans *BABAR*, plusieurs ingrédients sont nécessaires: la reconstruction d'un état final commun à B^0 et \bar{B}^0 (par exemple un état propre de CP), l'étiquetage de l'autre méson beau et la mesure de la distance séparant les deux mésons. Il existe plusieurs modes de désintégration permettant de mesurer un des trois angles du triangle d'unitarité. Ils diffèrent les uns des autres par différents niveaux de complexité théorique ou expérimentale. Par exemple, il existe des états finals dont l'amplitude de désintégration est dominée par des diagrammes dits de pingouins polluant la mesure de l'angle du triangle d'unitarité.

Cette thèse contient deux parties. La première partie concerne l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ qui permet de mesurer l'angle β du triangle d'unitarité. Ce canal est caractérisé par un faible rapport d'embranchement qui n'a jamais été mesuré. Néanmoins, des prédictions théoriques indiquent que ce rapport est de $4,5 \cdot 10^{-4}$. Il offre l'intérêt de fournir une mesure complémentaire de $\sin 2\beta$ par rapport à celle de $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. La comparaison de la mesure de $\sin 2\beta$ dans ces deux modes permet d'obtenir le signe de $\sin \beta$ qui fournit une contrainte supplémentaire sur le triangle d'unitarité. Une autre méthode consiste à mesurer $\cos(2\beta)$ en étudiant le mode $D^+D^-\pi^0$.

La seconde partie aborde l'étude des performances du détecteur d'identification des particules appelé *DIRC*. Ce détecteur d'un type complètement nouveau est

une composante importante de $BABAR$. En effet, il est utilisé dans la séparation K/π à basse et haute impulsion. La séparation dans la gamme des basses impulsions est nécessaire dans l'étiquetage des mésons B^0 . Dans la seconde gamme, elle est indispensable pour la reconstruction des modes permettant la mesure de l'angle α tels que $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Dans le premier chapitre, nous présentons les aspects théoriques de la violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$. Après avoir présenté le formalisme de Weisskopf-Wigner, les différents types de la violation de CP sont énumérés. Nous montrons comment le Modèle Standard prédit cette violation grâce à la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Nous exposons l'intérêt de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$. Cette discussion permet d'introduire les contributions de diagrammes pingouins dans la mesure de $\sin 2\beta$. Enfin, nous mentionnons les ambiguïtés dans l'extraction de l'angle β après une mesure de $\sin 2\beta$. De ce fait, l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-\pi^0$ est présentée comme exemple pour lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi/2 - \beta$. La comparaison avec la valeur de $\sin 2\beta$ mesurée dans le mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ permet de lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi + \beta$.

Le second chapitre aborde la description du détecteur $BABAR$ et son environnement informatique. C'est ainsi que les programmes de simulation et de reconstruction sont décrits.

Le troisième chapitre expose l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ avec les données simulées. Deux programmes de simulation sont utilisés: la simulation rapide de ASLUND et la simulation détaillée BBSIM. Les différentes étapes de l'analyse du mode propre de CP sont décrites. L'étude du bruit de fond y est abordée ainsi que la méthode d'extraction de $\sin 2\beta$.

Les trois derniers chapitres concernent le nouveau type de détecteur Cerenkov à image: $DIRC$ qui est décrit en détail dans le quatrième chapitre.

Le cinquième chapitre donne les résultats de l'analyse des données des tests sur faisceau du prototype-II du $DIRC$. Une étude des performances intrinsèques ainsi que celle du bruit de fond est faite.

Le dernier chapitre aborde l'analyse des données cosmiques du $DIRC$ lors de la première prise de données de $BABAR$ effectuée de novembre 1998 à janvier 1999.

Chapitre 1

La violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.

Contenu du chapitre

1.1	Introduction.	5
1.2	La violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.	6
1.2.1	Les états propres de masse.	8
1.2.2	L'évolution temporelle des mésons B^0 .	9
1.2.3	L'évolution temporelle des paires $B^0\bar{B}^0$ dans <i>BABAR</i> .	11
1.3	Les différents types de la violation de CP dans la désintégration des mésons B^0.	14
1.3.1	La violation de CP dans le mélange.	14
1.3.2	La violation de CP dans la désintégration.	15
1.3.3	La violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange.	17
1.4	L'explication de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard.	18
1.4.1	Le Lagrangien électrofaible.	18
1.4.2	Les propriétés de la matrice CKM.	22
1.4.3	Le triangle d'unitarité.	24
1.5	La mesure de la violation de CP dans la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	27
1.5.1	Les propriétés du mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	29
1.5.2	Les contributions du type pingouin et les interactions dans l'état final (FSI).	31
1.5.3	Les incertitudes dans la mesure de l'angle β .	32
1.5.4	Les ambiguïtés dans l'extraction de l'angle β .	34
1.6	Conclusion.	36

1.1 Introduction.

De nombreuses théories en physique des particules reposent de façon très générale sur l'invariance de Lorentz, groupe de transformations qui contient les translations, les rotations et les transformations de poussée. Il s'agit de transformations continues.

Ce chapitre s'intéressera à un type de transformation discrète: la combinaison de la conjugaison de charge (C) et la parité (P). La première opération transforme une particule en son antiparticule. La seconde transformation, symétrie de miroir, permet de changer le vecteur de position en son opposé. En 1956, T.D. Lee et C.N. Yang [1] ont effectué une synthèse des résultats expérimentaux qui leur a permis de proposer la violation de la parité P dans l'interaction faible. Cette proposition a été faite pour résoudre des contradictions apparentes dans les résultats expérimentaux sur les désintégrations non leptoniques des kaons. Quelques mois plus tard, le groupe de C.S Wu [2] réalise l'expérience de la désintégration β du Cobalt-60 qui montra la violation de P. En effet, ils ont observé que l'électron était émis préférentiellement dans la direction opposée du spin du Co^{60} . La violation de P dans l'interaction faible est décrite par la théorie V-A du courant faible.

La première observation de la violation de la transformation CP a été faite en 1964 par une équipe dirigée par J. H. Christenson [7]. En effet, l'expérience avait mis en évidence le mode de désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-3} . Ce résultat montre clairement la violation de la symétrie CP car l'état final $\pi^+\pi^-$ est un état propre CP=+1 alors que le K_L^0 se désintègre principalement dans un état final à trois pions de valeur propre CP=-1. Cette observation avait surpris la communauté scientifique car on pensait que la transformation CP était une symétrie parfaite de la nature. En effet, la théorie phénoménologique de Fermi [3] de l'interaction faible complétée par la théorie V-A de Feynmann et Gell-Mann respectait cette symétrie. De ce fait, aucune théorie dans le cadre standard ne pouvait expliquer un tel phénomène. En 1964, Wolfenstein proposa un modèle ad-hoc basé sur des courants neutres $d\bar{s} \rightarrow s\bar{d}$ violant la transformation CP (théorie superfaible). En 1972, Kobayashi et Maskawa introduisaient la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard en proposant une troisième famille de quarks et de leptons [18]. Grâce à cette nouvelle famille, la matrice de mélange devient complexe à cause de l'apparition d'une phase. Quelques années plus tard, l'explication du Modèle Standard devenait de plus en plus plausible avec la découverte du lepton τ [8] et le quark beau [9] appartenant à la troisième famille.

Plusieurs expériences ont permis de mesurer dans le système $K^0\bar{K}^0$ des paramètres

du Modèle Standard reliés à la matrice CKM [14] [15] [16]. Malheureusement, aucune expérience n'a permis de confirmer ou de rejeter l'explication de la violation de CP donnée par le Modèle Standard. Le nouveau défi proposé par les nouvelles expériences dans des usines à B, *BABAR* [4] et Belle [5], est de confronter l'expérience à la théorie pour la violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$, où on prédit des effets très importants. Ces expériences se proposent de faire des mesures afin d'apporter des contraintes fortes sur le Modèle Standard dans le secteur violant CP.

1.2 La violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.

Nous étudions dans le paragraphe présent le traitement de l'évolution d'un système composé de deux mésons beaux neutres dans le cadre de la mécanique quantique. Cette discussion ne dépend d'aucun modèle ni même du Modèle Standard électrofaible. Les particules considérées sont les états propres de saveur B^0 et \bar{B}^0 dont la composition en quark est respectivement $\bar{b}d$ et $b\bar{d}$. Dans la suite du problème, on considère un état quelconque qui est une combinaison linéaire de ces deux mésons :

$$|\psi\rangle = a(t) |B^0\rangle + b(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.1)$$

L'évolution temporelle de cet état est régie par l'équation de Schrödinger:

$$i\frac{d}{dt} |\psi\rangle = \mathcal{H} |\psi\rangle \Rightarrow i \begin{pmatrix} \frac{da(t)}{dt} \\ \frac{db(t)}{dt} \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Le Hamiltonien s'écrit en fonction de deux matrices hermitiques M et Γ :

$$\mathcal{H} \equiv M - i\frac{\Gamma}{2} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Nous donnerons, par la suite, les propriétés de l'Hamiltonien et de ses deux matrices.

Les propriétés de la matrice M :

Cette matrice est appelée matrice de masse. Les termes non-diagonaux expriment les transitions entre les états B^0 et \bar{B}^0 avec et sans états intermédiaires virtuels. Les éléments diagonaux de la matrice représentent les masses des mésons beaux neutres qui dépendent des masses de leurs constituants ainsi que du potentiel de liaison. L'Hamiltonien dont dépend ces termes est celui de l'interaction forte,

alors que l'Hamiltonien de l'interaction faible gouverne les termes non-diagonaux. Nous pouvons ainsi exprimer les termes de cette matrice comme suit:

$$M_{ij} = m_{B^0} \delta_{ij} + \langle i | \mathcal{H} | j \rangle + \sum_v \frac{\langle i | \mathcal{H} | v \rangle \langle v | \mathcal{H} | j \rangle}{m_B - E_v} \quad (1.4)$$

Nous pouvons aussi schématiser cette matrice sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} B^0 \rightarrow B^0 & B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \\ \bar{B}^0 \rightarrow B^0 & \bar{B}^0 \rightarrow \bar{B}^0 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Les propriétés de la matrice Γ :

La matrice Γ est dite "matrice de désintégration". Elle décrit les désintégrations des mésons B^0 où des états intermédiaires réels (partie absorptive) sont mis en jeu. Ainsi, les termes Γ_{11} et Γ_{22} représentent respectivement les processus $B^0 \rightarrow f$ et $\bar{B}^0 \rightarrow f$ où f représente un état final quelconque. Les éléments non-diagonaux consistent en des transitions B^0 vers \bar{B}^0 via un état intermédiaire réel f . De la même façon que pour la matrice M , nous pouvons schématiser la matrice Γ comme suit:

$$\begin{pmatrix} B^0 \rightarrow f & B^0 \rightarrow f \rightarrow \bar{B}^0 \\ \bar{B}^0 \rightarrow f \rightarrow B^0 & \bar{B}^0 \rightarrow f \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

L'expression de ces termes s'écrit suivant la formule:

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_f \langle i | \mathcal{H} | f \rangle \langle f | \mathcal{H} | j \rangle \delta(E_f - m_{B^0}) \quad (1.7)$$

Les propriétés de l'Hamiltonien \mathcal{H} :

Afin d'extraire les propriétés de l'Hamiltonien, nous étudierons les conséquences de l'invariance de la symétrie CPT [10], T étant le renversement du temps. En considérant l'élément de matrice de la transition entre les états $| i \rangle$ et $| j \rangle$, l'invariance par CPT implique l'égalité suivante:

$$\langle j | \mathcal{H} | i \rangle = \langle j | (TCP)^\dagger \mathcal{H} (TCP) | i \rangle \quad (1.8)$$

Nous pouvons déduire de la relation ci-dessus l'amplitude de la transition $B^0 \rightarrow B^0$ comme suit:

$$\langle B^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.9)$$

Cette relation implique l'égalité des masses et des largeurs de désintégration de B^0 et \bar{B}^0 :

$$M_{11} = M_{22} \text{ et } \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (1.10)$$

L'hermiticité des deux matrices M et Γ imposent l'égalité suivante sur les termes non-diagonaux:

$$M_{12} = M_{21}^* \text{ et } \Gamma_{12} = \Gamma_{21}^* \quad (1.11)$$

Ainsi, l'invariance de CPT et l'hermiticité simplifient l'expression des matrices M et Γ dans la base des états B^0, \bar{B}^0 :

$$M = \begin{pmatrix} m_{B^0} & M_{12} \\ M_{12}^* & m_{B^0} \end{pmatrix} \text{ et } \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{B^0} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{B^0} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

1.2.1 Les états propres de masse.

La diagonalisation de l'Hamiltonien \mathcal{H} permet d'extraire les états propres de masse qu'on appelle B_H^0 et B_L^0 où le premier état est celui qui possède la plus grande masse. Ces états s'écrivent dans la base des états propres de saveur sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} |B_L^0\rangle &= p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \\ |B_H^0\rangle &= p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.13)$$

où les coefficients complexes p et q vérifient la condition de normalisation $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Les équations aux valeurs propres sont données par la relation suivante:

$$\mathcal{H} |B_{L,H}^0\rangle = \lambda_{L,H} |B_{L,H}^0\rangle \quad (1.14)$$

Ces équations permettent d'extraire les valeurs propres de masse et les paramètres de mélange comme suit:

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{H}_{12}^*}{\mathcal{H}_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i/2\Gamma_{12}^*}{M_{12} - i/2\Gamma_{12}}} \quad (1.15)$$

$$\lambda_{H,L} = M_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L} \quad (1.16)$$

La masse et la largeur des états physiques sont exprimées sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} M_{H,L} &= m_{B^0} \pm \delta m \\ \Gamma_{H,L} &= \Gamma_{B^0} \mp \delta \Gamma \end{aligned} \quad (1.17)$$

où les paramètres δm et $\delta \Gamma$ sont fonctions des éléments de l'Hamiltonien \mathcal{H} :

$$\delta m = \mathcal{R}e Q, \quad \delta \Gamma = 2 \mathcal{I}m Q \quad (1.18)$$

avec:

$$Q = \sqrt{\mathcal{H}_{12} \mathcal{H}_{12}^*}$$

Nous allons voir les conséquences de la conservation de la symétrie CP sur les états propres de masse. En effet, la conservation de CP sur l'Hamiltonien \mathcal{H} s'exprime de la façon suivante:

$$\langle B^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle = \langle B^0 | (CP)^\dagger \mathcal{H} (CP) | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.19)$$

En prenant la convention $CP | B^0 \rangle = | \bar{B}^0 \rangle$, l'équation précédente s'écrit comme suit:

$$\langle B^0 | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad (1.20)$$

Dans l'hypothèse de l'invariance de CP, nous obtenons des contraintes supplémentaires sur les matrices de masse et de désintégration:

$$M_{12} = M_{12}^* \text{ et } \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^* \Rightarrow M_{12} \text{ et } \Gamma_{12} \text{ sont réels.} \quad (1.21)$$

Grâce à ces deux nouvelles conditions, nous pouvons extraire les états propres de CP en utilisant $p/q = 1$ et $|p|^2 + |q|^2 = 1$:

$$| B_{CP+}^0 \rangle = 1/\sqrt{2} (| B^0 \rangle + | \bar{B}^0 \rangle) \quad (1.22)$$

$$| B_{CP-}^0 \rangle = 1/\sqrt{2} (| B^0 \rangle - | \bar{B}^0 \rangle) \quad (1.23)$$

Ainsi, nous pouvons exprimer les deux états propres de masse en fonction des deux états précédents (equs. 1.22 et 1.13):

$$| B_L^0 \rangle = \frac{p+q}{\sqrt{2}} \left(| B_{CP+}^0 \rangle + \frac{p-q}{p+q} | B_{CP-}^0 \rangle \right) \quad (1.24)$$

$$| B_H^0 \rangle = \frac{p+q}{\sqrt{2}} \left(| B_{CP-}^0 \rangle + \frac{p-q}{p+q} | B_{CP+}^0 \rangle \right) \quad (1.25)$$

Ces deux équations montrent que les états propres de masse ne sont pas des états propres de CP. Dans le cas de $| B_L^0 \rangle$, il est principalement dominé par l'état propre de CP=+1 avec une contamination de l'état CP=-1 via le paramètre $p-q/p+q$. Ce dernier, connu comme étant le paramètre ε , n'a pas été mesuré dans le système $B^0-\bar{B}^0$. Il reflète ce que l'on appelle *la violation de CP indirecte* qui n'est pas générée dans la désintégration mais dans le mélange. En revanche, la mesure de ε a été faite dans le mélange $K^0\bar{K}^0$:

$$| \varepsilon_K | = (2,285 \pm 0,019) 10^{-3} [6] \quad (1.26)$$

1.2.2 L'évolution temporelle des mésons B^0 .

Dans ce paragraphe, nous traiterons l'évolution dans le temps des mésons beaux neutres. Ce développement nous sera utile dans le traitement des mésons dans le cas des usines à B et en particulier dans BABAR. Sachant que cette dépendance

est régie par l'équation de Schrödinger (equ. 1.2), nous pouvons écrire la formule suivante:

$$|B_{L,H}^0(t)\rangle = a_{L,H}(t) |B_{L,H}^0(t=0)\rangle \quad (1.27)$$

où:

$$a_{L,H}(t) = a_{L,H}(0)e^{-iM_{L,H}t - \Gamma_{L,H}t/2}$$

Un état physique est une superposition des deux états propres de saveur. En appelant $|B_\phi^0(t)\rangle$ un état physique qui à l'instant $t = 0$ est purement dans l'état B^0 et $|\bar{B}_\phi^0(t)\rangle$ comme étant initialement dans l'état \bar{B}^0 , on peut écrire l'expression de ces deux états physiques comme suit :

$$|B_\phi^0(t)\rangle = a_+(t) |B^0\rangle + (q/p) a_-(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.28)$$

$$|\bar{B}_\phi^0(t)\rangle = (p/q)a_-(t) |B^0\rangle + a_+(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.29)$$

où les expressions des facteurs $a_+(t)$ et $a_-(t)$ s'écrivent sous la forme suivante:

$$a_\pm(t) = \frac{1}{2} \left(e^{-iM_L t - \Gamma_L t/2} \pm e^{-iM_H t - \Gamma_H t/2} \right) \quad (1.30)$$

Ces expressions ont été obtenues en prenant en compte les conditions initiales des deux états physiques. En effet, dans le cas de $|B_\phi^0(t)\rangle$, les valeurs de $a_{L,H}(t=0)$ sont équivalentes et égales à $1/2p$. Dans le second cas, on trouve $a_L(t=0) = -a_H(t=0) = 1/2q$.

Afin de simplifier les calculs nous utiliserons par la suite les approximations suivantes :

- La différence des durées de vie des deux états propres de masse est négligeable car l'espace de phase des désintégrations des deux états B_H^0 et B_L^0 est pratiquement la même. Ainsi, nous pouvons faire l'approximation $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L \ll \Gamma_{B^0}$ sans faire d'hypothèses dépendantes d'aucun modèle [12]. On écrira dans la suite du calcul :

$$\Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma \quad (1.31)$$

- Le résultat de la mesure de $x_d \equiv \Delta m_d / \Gamma_d$ est le suivant [13]:

$$x_d = 0,734 \pm 0,029 \quad (1.32)$$

Nous pouvons ainsi faire l'approximation suivante :

$$\Delta m \equiv \Delta m_d \gg \Delta\Gamma \quad (1.33)$$

En utilisant des approximations (eqs. 1.31 et 1.33) nous pouvons ainsi extraire des expressions plus simplifiées de $a_{\pm}(t)$:

$$a_+(t) = e^{-\Gamma t/2} e^{-iMt} \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \quad (1.34)$$

$$a_-(t) = i e^{-\Gamma t/2} e^{-iMt} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \quad (1.35)$$

où : $M = \frac{M_L + M_H}{2}$

Dans la suite de ce chapitre, nous aurons à utiliser les amplitudes de désintégration des deux états physiques en un état $|f\rangle$. Ces amplitudes s'écrivent sous la forme:

$$\begin{aligned} \langle f | \mathcal{H} | B_{\phi}^0(t) \rangle &= A_f (a_+(t) + \lambda a_-(t)) \\ \langle f | \mathcal{H} | \overline{B}_{\phi}^0(t) \rangle &= \overline{A}_f \frac{q}{p} (a_-(t) + \lambda a_+(t)) \end{aligned} \quad (1.36)$$

où la définition des nouveaux paramètres se fait comme suit:

$$A_f = \langle f | \mathcal{H} | B^0 \rangle, \quad \overline{A}_f = \langle f | \mathcal{H} | \overline{B}^0 \rangle \quad (1.37)$$

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\overline{A}_f}{A_f} \quad (1.38)$$

Toute l'information sur la violation de CP est résumée dans le paramètre λ . Il ne dépend d'aucun choix de phase. En effet, la liberté dans le choix de redéfinition des phases des états propres de saveur n'influe en aucun cas sur ce dernier paramètre. Une telle rotation affecterait le rapport p/q et l'amplitude A_f d'une manière telle que les phases se compenseraient. Dans les paragraphes suivants, nous verrons que les différents types de violation de CP dépendent de la quantité λ .

1.2.3 L'évolution temporelle des paires $B^0\overline{B}^0$ dans $B_A\overline{B}_{AR}$.

Ce paragraphe donnera l'expression en temps de l'évolution des mésons beaux dans une usine à B et plus particulièrement dans $B_A\overline{B}_{AR}$. Le collisionneur PEP-II de $B_A\overline{B}_{AR}$ permet la production de la résonance $\Upsilon(4S)$ qui se désintègre dans la moitié des cas en une paire $B^0\overline{B}^0$. Ce système de particules se trouve dans l'état cohérent $L=1$. A tout instant, les mésons B^0 et \overline{B}^0 restent en phase jusqu'à la désintégration de l'un des deux mésons. Dès la désintégration de l'un des deux, l'autre méson peut évoluer de telle façon qu'il peut y avoir deux mésons de même saveur à un instant donné.

Les mésons B^0 étant des bosons, l'état global de la fonction d'onde doit être symétrique. La fonction d'onde spatiale étant antisymétrique, on doit avoir:

$$|\Psi(t_1, t_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|B_{\phi}^0(t_1)\rangle | \overline{B}_{\phi}^0(t_2)\rangle - | \overline{B}_{\phi}^0(t_1)\rangle | B_{\phi}^0(t_2)\rangle \right) \quad (1.39)$$

En utilisant les expressions de $|B_\phi^0\rangle$ et $|\bar{B}_\phi^0\rangle$ (equ. 1.28), nous obtenons une expression de $|\Psi(t_1, t_2)\rangle$ qui est fonction des états propres de saveurs:

$$\begin{aligned} |\Psi(t_1, t_2)\rangle = & e^{-iM(t_1+t_2)} e^{-\Gamma(t_1+t_2)/2} \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \\ & (|B^0(t_1)\rangle |\bar{B}^0(t_2)\rangle - |\bar{B}^0(t_1)\rangle |B^0(t_2)\rangle) \cos(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2})) - \\ & (\frac{p}{q} |B^0(t_1)\rangle |B^0(t_2)\rangle - \frac{q}{p} |\bar{B}^0(t_1)\rangle |\bar{B}^0(t_2)\rangle) \sin(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2})) \} \end{aligned} \quad (1.40)$$

où: t_1 et t_2 sont les temps d'étiquetage et de reconstruction du mode CP ou vice et versa. Nous pouvons déduire de cette formule les deux remarques suivantes:

- Jusqu'à l'instant de désintégration de l'un des deux mésons, il existe dans l'état final un B^0 et un \bar{B}^0 (grâce au terme en $\cos(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2}))$).
- Dès la désintégration de l'un des mésons, l'horloge de ce dernier s'arrête et le terme en $\sin(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2}))$ commence à jouer un rôle en introduisant le mélange $B^0\bar{B}^0$.

Nous pouvons également déduire de l'équation (1.40) l'amplitude de désintégration où l'un des deux B^0 se désintègre vers un état final f_1 et l'autre vers l'état f_2 :

$$\begin{aligned} \langle f_1, f_2 | \mathcal{H} | \Psi \rangle = & e^{-(\Gamma/2+iM)(t_1+t_2)} \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \\ & (A_1 \bar{A}_2 - \bar{A}_1 A_2) \cos(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2})) - (\frac{p}{q} A_1 A_2 - \frac{q}{p} \bar{A}_1 \bar{A}_2) \sin(\Delta m(\frac{t_1-t_2}{2})) \} \end{aligned} \quad (1.41)$$

La mesure de la violation de CP est faite en regardant les événements où l'un des mésons B^0 se désintègre vers un état final commun à B^0 et \bar{B}^0 (par exemple un état propre de CP) et l'autre méson vers un état final permettant l'identification de la saveur de son quark b. Nous considérons le cas où le temps de l'étiquetage est ultérieur au temps de reconstruction de l'état final de CP (*i.e.*, $t_2 = t_{tag} > t_1 = t_{CP}$). Ainsi, si l'étiquetage a permis d'identifier un méson \bar{B}^0 alors on peut extraire l'expression de la probabilité de désintégration $\mathcal{P}(B(t_1) \rightarrow f_{CP}, \bar{B}^0(t_2) \rightarrow X_{tag})$. Cette expression est déduite de l'équation (1.41) où on a posé $A_2 = 0$, $\bar{A}_2 = \bar{A}_{tag}$ et $|p/q| = 1$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(B(t_1 = t_{CP}) \rightarrow f_{CP}, \bar{B}^0(t_2 = t_{tag}) \rightarrow X_{tag}) = & \\ & (1/2) e^{-\Gamma(t_{tag}+t_{CP})} |A_{f_{CP}}|^2 |\bar{A}_{tag}|^2 \{ 1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2 + \\ & \cos(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) \times (1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) - 2 \sin(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) \mathcal{I}m(\lambda_{f_{CP}}) \} \end{aligned} \quad (1.42)$$

De la même façon, on considère le cas où le méson d'étiquetage est un B^0 qui se traduit en terme d'amplitude par les égalités $A_2 = A_{tag}$ et $\bar{A}_2 = 0$. Étant donné le type antisymétrique de la fonction d'onde $\Psi(t)$ (equ. 1.39), l'expression

ci-dessus est affectée par des signes opposés pour les termes en cosinus et sinus :

$$\begin{aligned} & \mathcal{P}(B(t_1 = t_{CP}) \rightarrow f_{CP}, B^0(t_2 = t_{tag}) \rightarrow X_{tag}) = \\ & (1/2)e^{-\Gamma(t_{tag} + t_{CP})} |A_{f_{CP}}|^2 | \overline{A}_{tag} |^2 \{ 1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2 - \\ & \cos(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) \times (1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) + 2 \sin(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) \mathcal{I}m(\lambda_{f_{CP}}) \} \end{aligned} \quad (1.43)$$

Les amplitudes des modes de désintégration d'étiquetage pour deux états conjugués sont les mêmes. Ainsi, nous pouvons déduire les expressions de l'asymétrie CP dépendante du temps comme suit :

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) \equiv \frac{\mathcal{P}(B \rightarrow f_{CP}, \overline{B}^0 \rightarrow X_{tag}) - \mathcal{P}(B \rightarrow f_{CP}, B^0 \rightarrow X_{tag})}{\mathcal{P}(B \rightarrow f_{CP}, \overline{B}^0 \rightarrow X_{tag}) + \mathcal{P}(B \rightarrow f_{CP}, B^0 \rightarrow X_{tag})} \quad (1.44)$$

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) = \frac{\cos(\Delta m \Delta t) \times (1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2) - 2 \sin(\Delta m \Delta t) \mathcal{I}m \lambda_{f_{CP}}}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \quad (1.45)$$

où : $\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$

Ayant obtenu cette expression de l'asymétrie CP, nous pouvons faire les remarques suivantes:

- La même formule peut être obtenue en considérant le cas d'un étiquetage effectué sur un méson B^0 qui se désintègre avant le méson reconstruit dans un mode CP (*i.e.*, $t_1 = t_{CP} > t_2 = t_{tag}$). En utilisant la formule (equ. 1.41), nous pouvons extraire la dépendance des probabilités de désintégration en fonction des termes en sinus et cosinus comme suit:

$$\begin{aligned} & \mathcal{P}(B^0(t_1 = t_{tag}) \rightarrow X_{tag}, B(t_2 = t_{CP}) \rightarrow f_{CP}) \\ & \propto (-C \cos(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) + S \sin(\Delta m(t_{CP} - t_{tag}))) \end{aligned} \quad (1.46)$$

$$\begin{aligned} & \mathcal{P}(\overline{B}^0(t_1 = t_{tag}) \rightarrow X_{tag}, B(t_2 = t_{CP}) \rightarrow f_{CP}) \\ & \propto (+C \cos(\Delta m(t_{CP} - t_{tag})) - S \sin(\Delta m(t_{CP} - t_{tag}))) \end{aligned} \quad (1.47)$$

où C et S sont les facteurs donnés par les équations (1.42) et (1.43).

Ayant obtenu ces relations, nous pouvons constater que l'expression de l'asymétrie dépendante du temps dans cette configuration est identique à celle obtenue dans l'équation (1.45).

- La dépendance par rapport au paramètre de la violation de CP ($\mathcal{I}m \lambda_{f_{CP}}$) est illustrée dans le terme en $\sin(\Delta m \Delta t)$ de l'expression (1.45). Cette caractéristique montre, d'une part, qu'une mesure intégrée sur le temps ne présente aucune dépendance en fonction de la quantité décrivant la violation de CP. Afin de pouvoir effectuer une telle mesure, il est nécessaire de faire une étude dépendante du temps. On peut ainsi comprendre l'intérêt de

la construction des usines à B asymétriques qui permettent de donner une poussée de Lorentz. Dans *BABAR*, la valeur de $\beta\gamma$ est égale à 0,56 ce qui permet de séparer entre le B_{tag} et B_{CP} d'une distance moyenne égale à 250 μm .

L'origine de la dépendance en $t_{CP} - t_{tag}$ de l'expression (1.45) est due au fait que le système $B^0\bar{B}^0$ se trouve dans la fonction d'onde $L=1$ (asymétrique). Le cas d'une fonction d'onde symétrique transformerait $t_{CP} - t_{tag}$ en $t_{CP} + t_{tag}$. On peut citer, comme exemple d'expérience permettant d'obtenir une telle fonction d'onde, un collisionneur fonctionnant au seuil de production de BB^* .

- Le paramètre de la violation de CP dépend de l'état propre de CP choisi dans l'analyse.

1.3 Les différents types de la violation de CP dans la désintégration des mésons B^0 .

Dans cette section, nous ferons une discussion des trois types de la violation de CP dans la désintégration des mésons B. Cette étude ne dépendra d'aucun modèle théorique, elle se basera sur les résultats obtenus dans la section précédente. Les trois types de violation qui seront présentés sont: la violation de CP dans le mélange, la violation de CP dans la désintégration et celle due à l'interférence entre la désintégration et le mélange.

1.3.1 La violation de CP dans le mélange.

Ce type de violation survient à cause du fait que les deux états propres de masse ne sont pas des états propres de CP. Cette catégorie de violation est plus souvent connue sous le nom de *violation de CP indirecte*. En utilisant les relations obtenues dans l'expression (equ. 1.21) et (equ. 1.15), on trouve que la condition de la violation de CP dans le mélange est résumée dans la relation suivante :

$$\left| \frac{p}{q} \right| \neq 1 \quad (1.48)$$

Le test de ce type de violation de CP où $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \neq \bar{B}^0 \rightarrow B^0$ est souvent effectué dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B^0 . En effet, si on considère les deux états physiques définis dans l'équation (1.28), l'asymétrie recherchée s'écrit sous la forme suivante :

$$a_{CP-indirecte} = \frac{\mathcal{P}(\bar{B}_\phi^0 \rightarrow l^+ \nu X) - \mathcal{P}(B_\phi^0 \rightarrow l^- \nu X)}{\mathcal{P}(\bar{B}_\phi^0 \rightarrow l^+ \nu X) + \mathcal{P}(B_\phi^0 \rightarrow l^- \nu X)} \quad (1.49)$$

En utilisant les expressions d'amplitude (equ. 1.36), nous trouvons :

$$a_{CP-indirecte} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4} \quad (1.50)$$

Dans le système $K^0\bar{K}^0$, elle a pu être observée en obtenant une mesure non nulle du paramètre $\mathcal{R}e \varepsilon_K$.

Dans le secteur des mésons beaux neutres, l'hypothèse $|\Gamma_{12}| / |M_{12}| \ll 1$ permet de simplifier les expressions de Δm et $\Delta\Gamma$ comme suit:

$$\begin{aligned} \Delta m &\simeq 2 |M_{12}| \\ \Delta\Gamma &\simeq \frac{2 M_{12} \Gamma_{12}^*}{M_{12}} \end{aligned} \quad (1.51)$$

De la même façon, l'équation (1.15) s'écrit au premier ordre en $|\Gamma_{12}| / |M_{12}|$ sous la forme suivante:

$$\frac{q}{p} \simeq - \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \left(1 - \frac{1}{2} \mathcal{I}m \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) \right) \quad (1.52)$$

L'expression de la violation de CP indirecte est reliée à l'amplitude du rapport $\frac{q}{p}$ (1.52) qui est donné par l'équation suivante:

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1 - \frac{1}{2} \mathcal{I}m \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) \quad (1.53)$$

L'effet de ce type de violation de CP dans le mélange $B^0\bar{B}^0$ présente deux caractéristiques. D'une part, la prédiction pour la valeur de l'asymétrie est faible: $\leq \mathcal{O}(10^{-3})$. Cette valeur est expliquée par le fait que $a_{CP-indirecte}$ ne peut être plus grand que $\mathcal{O}(\Delta\Gamma_B/\Delta m_B)$ qui est dominé les différences introduites par des modes de désintégration accessibles à la fois au B^0 et au \bar{B}^0 . Les rapports d'embranchement de tels modes sont de l'ordre de 10^{-3} . D'autre part, dans l'hypothèse d'une telle mesure, il est nécessaire de la relier aux paramètres de la théorie (par exemple la matrice CKM dans le Modèle Standard). Cette dernière nécessite le calcul des éléments de matrice Γ_{12} et M_{12} qui introduisent de larges incertitudes hadroniques.

1.3.2 La violation de CP dans la désintégration.

Contrairement au premier type, celle-ci peut être observée dans le cas des mésons neutres et chargés. Elle est également appelée *violation de CP directe*. Elle résulte de l'interférence parmi les différents termes de l'amplitude de désintégration :

$$\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1 \quad (1.54)$$

On exprime une telle violation de CP sous la forme suivante :

$$a_{CP-directe} = \frac{\mathcal{P}(B \rightarrow f) - \mathcal{P}(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\mathcal{P}(B \rightarrow f) + \mathcal{P}(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \quad (1.55)$$

On peut écrire la même formule en fonction des amplitudes de désintégration :

$$a_{CP-directe} = \frac{1 - |\bar{A}_f/A_f|^2}{1 + |\bar{A}_f/A_f|^2} \quad (1.56)$$

Jusqu'en Février 1999, il n'existait pas de résultats expérimentaux compatibles pour ce type de violation de CP dans le système de $K^0\bar{K}^0$;

$$\mathbf{NA\ 31:} \quad \mathcal{R}e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (2, 3 \pm 0, 7) 10^{-3} \quad [14] \quad (1.57)$$

$$\mathbf{E\ 731:} \quad \mathcal{R}e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (0, 6 \pm 0, 7) 10^{-3} \quad [15] \quad (1.58)$$

Néanmoins, le récent résultat de l'expérience KTeV [16] a permis de confirmer la mesure de NA 31:

$$\mathbf{KTeV:} \quad \mathcal{R}e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (2, 8 \pm 0, 4) 10^{-3} \quad (1.59)$$

Ce résultat permet de confirmer, à 7 déviations standards, la violation de CP directe.

Les amplitudes de désintégration se décomposent en trois termes : le terme avec la phase faible $e^{i\Phi_i}$, le terme de l'interaction forte $e^{i\delta_i}$ et l'amplitude: $A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i+\Phi_i)}$, $\bar{A}_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i-\Phi_i)}$. La phase faible apparaît dans le Lagrangien de l'interaction comme étant le paramètre complexe qui se transforme en son conjugué sous l'opération CP. Celle-ci n'apparaît dans le Modèle Standard qu'à cause de la matrice CKM. La phase forte conserve la symétrie CP. Elle apparaît dans la rediffusion des états finaux. On peut écrire le rapport d'amplitudes illustré dans l'équation (equ. 1.56) comme suit:

$$\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| = \left| \frac{\sum_i A_i e^{i(\delta_i-\Phi_i)}}{\sum_i A_i e^{i(\delta_i+\Phi_i)}} \right| \quad (1.60)$$

Nous pouvons remarquer dans la formule ci-dessus que la violation de CP se traduit par le fait **qu'au-moins deux termes ayant des phases faibles différentes possèdent également des phases fortes différentes.**

Un exemple du mode de désintégration permettant de faire la mesure de la violation de CP directe dans BABAR est le mode $B^+ \rightarrow K^+\rho^0$ dont le rapport d'embranchement est de l'ordre de 10^{-5} . Pour une asymétrie égale à 10%, une mesure à 3 écarts type pourrait être effectuée avec une luminosité intégrée de $150 fb^{-1}$ en supposant une efficacité de reconstruction de 50%. Si une telle mesure est effectuée, la liaison avec les paramètres de CKM est très difficile à cause des incertitudes théoriques dans le calcul des phases fortes.

1.3.3 La violation de CP dans l'interférence entre la désintégration et le mélange.

La dernière catégorie de violation de CP considère le cas de figure qui n'est pas traité dans les deux types précédents. En effet, la conservation simultanée de la transformation de CP dans les deux types étudiés ci-dessus (equ. 1.48 et 1.54) est résumée dans la relation suivante:

$$|\lambda_f| = 1 \quad (1.61)$$

Dans le troisième type de violation de CP, on considère un état final commun aux deux mésons B^0 et \bar{B}^0 et on recherche le signal d'asymétrie tel que:

$$\mathcal{I}m \lambda_f \neq 1 \quad (1.62)$$

Si, de plus, $|\lambda_f| = 1$ on est dans le cas particulier d'un état final étant propre de CP.

Cette violation de CP est appelée *l'interférence entre le mélange et la désintégration*. Expérimentalement, elle est testée dans le système des B^0 en comparant les taux de désintégration dans un mode de CP d'un méson B^0 qui se trouve initialement dans l'état B^0 avec celui qui se trouve à $t=0$ dans l'état \bar{B}^0 . En utilisant la relation (equ. 1.44), nous pouvons exprimer cette asymétrie comme suit, dans le cas particulier $|\lambda_f| = 1$:

$$a_{f_{CP}}(\Delta t) = \frac{\mathcal{P}(B_\phi^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \mathcal{P}(\bar{B}_\phi^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\mathcal{P}(B_\phi^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \mathcal{P}(\bar{B}_\phi^0(t) \rightarrow f_{CP})} = -\mathcal{I}m \lambda_{f_{CP}} \sin(\Delta m \Delta t) \quad (1.63)$$

L'expression ci-dessus reste valable pour des états finals ayant une seule phase de CP (par exemple $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$), ce qui permet de négliger la contribution de la violation de CP directe. Dans le cas général ($|\lambda_f| \neq 1$), l'expression de l'asymétrie est donnée par la relation (1.45). Dans ce cas, le terme en $\cos \Delta mt$ dont le coefficient est proportionnel à $(1 - |\lambda_f|^2)$, correspond à la violation de CP directe.

La section (1.5) aborde un exemple d'état final qui étudie ce type de violation de CP. On y montre comment $\mathcal{I}m \lambda_{f_{CP}}$ est relié aux paramètres de la matrice de CKM dans le cadre du Modèle Standard.

1.4 L'explication de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard.

1.4.1 Le Lagrangien électrofaible.

Le modèle standard est construit sur la base d'un Lagrangien contenant un terme de la chromodynamique quantique (QCD) décrivant les interactions fortes (groupe de jauge $SU(3)$) et un terme pour les interactions électrofaibles (groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)$) décrites par la théorie de Weinberg, Glashow et Salam [17]. Nous pouvons donner les ingrédients de cette théorie :

- Le Lagrangien fondamental du Modèle Standard s'écrit sous la forme suivante:

$$\mathcal{L}(MS) = \mathcal{L}(SU(3)) + \mathcal{L}(SU(2)_L \otimes U(1)) \quad (1.64)$$

Le groupe $SU(3)$ décrit l'interaction forte et le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)$ est celui de l'interaction électrofaible. Le Lagrangien $\mathcal{L}(SU(2)_L \otimes U(1))$ contient un terme $\mathcal{L}(Higgs)$ qui permet de donner des masses aux champs de jauge et aux fermions grâce au boson de Higgs.

- Les champs intermédiaires dans l'interaction forte sont au nombre de huit gluons. L'interaction électrofaible est caractérisée par quatre bosons de jauge dont trois sont massifs W^\pm , Z^0 et un de masse nulle γ .
- Dans les interactions électrofaibles, les fermions sont regroupés en doublets $SU(2)_L$ pour les leptons et les quarks gauches. Alors que les champs droits sont des singlets:

$$\begin{aligned} \text{Leptons : } \Psi_l = \begin{pmatrix} \nu^i \\ l^i \end{pmatrix}_L &\in (I = 1/2, Y = -1) \\ l^i_R &\in (I = 0, Y = -2) \end{aligned} \quad (1.65)$$

$$\begin{aligned} \text{Quarks : } \Psi_q = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L &\in (I = 1/2, Y = 1/3) \\ u^i_R &\in (I = 0, Y = 4/3) \\ d^i_R &\in (I = 0, Y = -2/3) \end{aligned} \quad (1.66)$$

avec:

$$\begin{aligned} \nu^{i=1,2,3} &= \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau & , & \quad l^{i=1,2,3} = e^-, \mu^-, \tau^- \\ u^{i=1,2,3} &= u, c, t & \quad \text{et} & \quad d^{i=1,2,3} = d, s, b \end{aligned} \quad (1.67)$$

Dans la suite du chapitre, nous nous limiterons à l'étude du Lagrangien qui nous intéresse : le Lagrangien électrofaible dans le secteur des quarks. Ce dernier peut être décomposé sous la forme suivante:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}(G) + \mathcal{L}(q, G) + \mathcal{L}(H, G) + \mathcal{L}(H, q) \quad (1.68)$$

où G sont les bosons de jauge, H est le boson de Higgs et q sont les quarks. Chaque terme du Lagrangien possède un rôle spécifique dans la théorie électrofaible.

Le Lagrangien $\mathcal{L}(G)$ représente le terme cinétique de la théorie et de self-interaction entre les bosons de jauge. Comme dans le cas de l'électromagnétisme, ce terme s'écrit en fonction des tenseurs des champs de jauge $W_{\mu\nu}^{\vec{a}}, B_{\mu\nu}$:

$$\mathcal{L}(G) = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^{\vec{a}}.W^{\vec{a}\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.69)$$

L'expression générale de ces tenseurs s'écrit sous la forme suivante:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu F_\nu - \partial_\nu F_\mu - ig[A_\mu, A_\nu] \quad (1.70)$$

Dans la formule (equ. 1.69), le premier terme correspond au groupe $SU(2)_L$ alors que le second correspond à $U(1)$.

Le Lagrangien d'interaction entre le boson de Higgs et les bosons de jauge a été introduit afin que les bosons de l'interaction électrofaible acquièrent des masses lors de la brisure spontanée de la symétrie. L'expression de ce terme est la suivante:

$$\mathcal{L}(H, G) = D_\mu \Phi (D^\mu \Phi)^\dagger - V(H) \quad (1.71)$$

D_μ représente la dérivée covariante. Le champ scalaire apparaissant dans l'équation ci-dessus représente le doublet de Higgs:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

avec: $Y_\Phi = 1$ et la charge de chaque composante du doublet est spécifiée dans le signe du champ.

Le potentiel de Higgs s'écrit sous la forme suivante:

$$V(H) = -m^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad \text{où } \lambda > 0 \quad (1.73)$$

L'état fondamental de ce potentiel vérifie la relation suivante:

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = v^2/2 \quad \text{où } v = \sqrt{m^2/\lambda} \quad (1.74)$$

Le choix de la solution vérifiant l'équation précédente doit être invariant sous le groupe $U(1)_{EM}$. Cette condition garantit une masse nulle pour les photons après la brisure spontanée de la symétrie. Ainsi, le champ de Higgs de l'état fondamental s'écrit sous la forme suivante:

$$\Phi_0 \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.75)$$

En réécrivant le Lagrangien $\mathcal{L}(H, G)$ autour de l'état fondamental du champ de Higgs (changement de variable $\Phi \rightarrow \Phi + \Phi_0$), nous déduisons les masses des champs de jauge de l'interaction électrofaible W^\pm et Z^0 comme suit:

$$M_W = \frac{g_1 v}{2}, \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} v \quad (1.76)$$

où g_1 et g_2 sont respectivement les constantes de couplage pour le groupe SU(2) et U(1).

Dans la suite de ce chapitre, nous aurons à utiliser le champ Φ^c qui est le conjugué par la transformation C du champ de Higgs:

$$\Phi^c = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix}$$

Par ce choix, les deux champs Φ et Φ^c se transforment en des doublets sous la transformation de jauge de SU(2). L'invariance sous U(1) est assurée par la conservation de l'hypercharge.

L'invariance de jauge exclut des termes de masse de fermions du type $m\bar{\Psi}\Psi$ dans le Lagrangien de la théorie de Glashow-Weinberg-Salam. C'est pourquoi, les masses des fermions sont générées par le mécanisme de Higgs effectué sur le Lagrangien d'interaction entre les fermions et le Higgs $\mathcal{L}(H, f)$. Ce type de couplage est connu sous le nom de couplage de Yukawa et s'écrit dans le cas des quarks sous la forme suivante:

$$\mathcal{L}(H, q) = \sum_{ij} \{ -(h_u)_{ij} \bar{\Psi}_q^i \Phi^c u_R^j - (h_d)_{ij} \bar{\Psi}_q^i \Phi d_R^j \} + h.c \quad (1.77)$$

Les constantes qui apparaissent dans le Lagrangien ne sont pas prédites par la théorie. Comme dans le cas des bosons de jauge, l'écriture du Lagrangien autour de la valeur moyenne dans le vide du Higgs Φ_0 permet d'obtenir les termes de masse des quarks sous la forme suivante:

$$(m_u)_i = (h_u)_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (m_d)_{ij} = (h_d)_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.78)$$

Nous pouvons remarquer que la matrice de masse n'est pas diagonale dans le secteur des quarks. Il est maintenant nécessaire d'écrire le Lagrangien en fonction des états propres de masse. Ainsi, nous introduisons les matrices unitaires V_u et V_d qui effectuent les transformations vers les champs physiques, états propres de masse, c'est à dire:

$$\begin{cases} u'_{L,R} = V_{L,R}^u u_{L,R} \\ d'_{L,R} = V_{L,R}^d d_{L,R} \end{cases} \Rightarrow m_{u,d}^{phys} = V_L^{u,d} m_{u,d} (V_R^{u,d})^\dagger \quad (1.79)$$

Enfin, le Lagrangien $\mathcal{L}(q, G)$ décrivant l'interaction des quarks physiques avec les bosons de jauge exhibera la violation de CP. Il s'écrit en fonction des dérivées covariantes des groupes considérés dans la théorie :

$$\begin{aligned} i\partial_\mu - g_1 \frac{1}{2} \tau \cdot \vec{W}_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu & \text{ pour SU}(2) \\ i\partial_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu & \text{ pour U}(1) \end{aligned} \quad (1.80)$$

A l'aide de ces dérivées, nous pouvons construire le Lagrangien $\mathcal{L}(q, G)$ contenant des termes invariants sous les groupes d'isospin et d'hypercharge:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(q, G) &= \sum_i \bar{\Psi}_q^i \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_1 \frac{1}{2} \tau \cdot \vec{W}_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_q^i \\ &+ \bar{d}_R^i \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) d_R^i \\ &+ \bar{u}_R^i \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) u_R^i \end{aligned} \quad (1.81)$$

Nous considérons dans la suite les termes du Lagrangien liés au courant chargé des interactions des quarks. Pour cela, nous introduisons les champs de jauge physiques qui sont écrits sous la forme suivante:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.82)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (1.83)$$

Nous pouvons ainsi isoler les termes du Lagrangien $\mathcal{L}(q, G)$ pour le courant chargé:

$$\mathcal{L}(q, G)_{cc} = \sum_{ij} \frac{g_1}{\sqrt{2}} \bar{u}_{L,i} \gamma^\mu d_{L,j} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.84)$$

En réécrivant le même Lagrangien dans la base des états propres de masse des quarks, nous trouvons l'expression suivante:

$$\mathcal{L}(q, G)_{cc} = \sum_{ij} \frac{g_1}{\sqrt{2}} \bar{u}'_{L,i} \gamma^\mu V_{ij} d'_{L,j} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.85)$$

où V_{ij} sont les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa donnée par la relation suivante:

$$V_{CKM} \equiv V = (V_L^u) (V_L^d)^\dagger \quad (1.86)$$

La matrice V_{CKM} dépend d'une façon générale de 9 paramètres. Il est toujours possible de faire une redéfinition des phases des états propres de masse. Ceci s'accompagne d'une nouvelle rotation sur la matrice V . Ces nouvelles phases peuvent être choisies telles que 5 phases de la matrice V sont éliminées parce qu'elles sont non-physiques. Nous avons ainsi retrouvé la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [18] qui est responsable du mélange entre les quarks

via les bosons de jauge chargés de l'interaction électrofaible. Cette matrice est caractérisée par la présence d'une phase δ responsable de la violation CP. Ces caractéristiques sont retrouvées uniquement dans une théorie avec trois familles de quarks. Dans le cas d'une théorie avec deux familles, la transformation CP devient une symétrie parfaite. C'est cette observation qui a poussé Kobayashi et Maskawa à proposer une troisième génération [18]. Afin de voir les conséquences de la transformation CP sur le Lagrangien $\mathcal{L}(q, G)_{cc}$, nous rappelons que le terme du type $\bar{\Psi}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\Psi W_\mu$ se transforme comme suit:

$$\bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \Psi_j W_\mu(\vec{x}, t) \xrightarrow{CP} \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \Psi_i W_\mu(-\vec{x}, t) \quad (1.87)$$

Nous pouvons écrire le résultat de la transformation CP sur le Lagrangien de l'équation (1.85) sous la forme suivante:

$$\mathcal{L}(q, G)_{cc} = \sum_{ij} \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{d}'_i \gamma^\mu V_{ij} (1 - \gamma_5) u'_j W_\mu^+ + \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}'_i \gamma^\mu V_{ij}^* (1 - \gamma_5) d'_j W_\mu^- \quad (1.88)$$

Nous remarquons dans l'expression obtenue que, sous l'opération CP, les matrices V et V^* sont interchangeées. Pour que le Lagrangien de l'interaction électrofaible soit invariant sous la symétrie CP, il faut que la matrice de CKM soit réelle. Nous pouvons conclure que la source de la violation de CP dans le Modèle Standard est la présence de la phase de Kobayashi et Maskawa dans la matrice de mélange des quarks.

1.4.2 Les propriétés de la matrice CKM.

Dans la section précédente, nous avons introduit la matrice de mélange de CKM. On a vu que cette matrice permettait de violer la symétrie CP grâce à la présence d'une phase. Cette matrice devient réelle si les quarks de même charge possèdent la même masse. Les six relations de non-égalité des masses peuvent s'écrire sous la forme d'une seule équation :

$$\underbrace{(m_u^2 - m_c^2)(m_u^2 - m_t^2)(m_c^2 - m_t^2)}_{\text{quarks "up"}} \underbrace{(m_d^2 - m_s^2)(m_d^2 - m_b^2)(m_b^2 - m_s^2)}_{\text{quarks "down"}} \neq 0 \quad (1.89)$$

Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour la non-invariance du Lagrangien électrofaible sous la transformation de CP.

La matrice unitaire de CKM peut être décomposée comme le produit de trois matrices de rotation complexe: $R_{12}(\theta_{12}, \delta_{12})$, $R_{23}(\theta_{23}, \delta_{23})$, $R_{13}(\theta_{13}, \delta_{13})$ où les 3 angles θ_{ij} représentent les angles d'Euler et δ_{ij} sont des phases. Nous savons par ailleurs que la matrice de mélange ne contient qu'une unique phase. C'est

pourquoi nous poserons deux des trois phases égales à zéro. Ayant posé ces conditions, on trouve 36 conventions possibles pour exprimer la matrice CKM. Nous utiliserons celle qui est la plus généralement utilisée [19]:

$$V = R_{23}(\theta_{23}, 0) \times R_{13}(\theta_{13}, -\delta) \times R_{12}(\theta_{12}, 0) \quad (1.90)$$

En posant $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, nous pouvons écrire les trois matrices unitaires comme suit:

$$\begin{aligned} R_{23}(\theta_{23}, 0) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \\ R_{13}(\theta_{13}, -\delta) &= \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{23} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \\ R_{12}(\theta_{12}, 0) &= \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.91)$$

Enfin, nous donnons l'expression de la paramétrisation de la matrice CKM:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ -s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.92)$$

Nous pouvons extraire des expressions des matrices de rotation deux conditions supplémentaires pour la violation de CP. D'une part, il faut que les angles de mélange aient des valeurs différentes de 0 et $\pi/2$. D'autre part, la phase doit être différente de 0 et π . Ainsi, nous pouvons écrire ces deux conditions :

$$\theta_{ij} \neq 0, \frac{\pi}{2} \text{ et } \delta \neq 0, \pi \quad (1.93)$$

C. Jarlskog [20] a proposé une unique relation résumant les 14 conditions (equ. 1.89 et 1.93). En effet, nous pouvons voir dans les expressions des matrices de rotation (equ.1.91) que la partie imaginaire du produit des termes de toute sous-matrice 2×2 contient toute l'information sur la condition de la violation de CP. En rappelant l'unitarité de la matrice V, nous pouvons écrire ce produit comme suit:

$$\mathcal{I}m(V_{\alpha i} V_{\beta j} V_{\alpha j}^* V_{\beta i}^*) = J \sum_{\gamma=u,k=d} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{ijk} \quad (1.94)$$

Nous pouvons conclure que l'existence de la violation de CP dans le Modèle Standard est liée à la vérification de l'équation (1.89) et une valeur non nulle de

la quantité J . Cette quantité est exprimée dans la paramétrisation choisie (equ. 1.92) sous la forme suivante:

$$J = c_{12} c_{23} c_{13}^2 s_{12} s_{23} s_{13} \sin\delta \neq 0 \quad (1.95)$$

On notera également que le paramètre J est indépendant des choix de phase des états physiques.

1.4.3 Le triangle d'unitarité.

Avant d'aborder les caractéristiques de la violation de CP dans le Modèle Standard, nous introduirons une paramétrisation approchée dite de Wolfenstein [21], de la matrice CKM. Cette paramétrisation s'écrit en fonction de 4 paramètres (λ, A, ρ, η) où $\lambda = |V_{us}| = 0,2205 \pm 0,0018$ [11] est le paramètre d'expansion, A est proche de 1 et $Arg[\rho - i\eta]$ est la phase de la violation de CP. La matrice s'écrit sous la forme suivante:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.96)$$

où les nouveaux paramètres sont définis comme suit:

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.97)$$

Nous pouvons remarquer que le mélange est de plus en plus faible lorsque l'on s'éloigne de la diagonale. Actuellement, les éléments de la matrice de CKM possèdent les valeurs suivantes [22]:

$$\begin{pmatrix} 0,9745 - 0,9757 & 0,219 - 0,224 & 0,002 - 0,005 \\ 0,218 - 0,224 & 0,9736 - 0,9750 & 0,036 - 0,046 \\ 0,004 - 0,014 & 0,034 - 0,046 & 0,9989 - 0,9993 \end{pmatrix} \quad (1.98)$$

Le terme de couplage entre les quarks b et u est connu avec de large incertitude. Nous remarquons que plus les termes sont loin de la diagonale, plus l'incertitude des mesures est grande. L'amélioration de ces mesures rentre dans le cadre des sujets de physique accessibles aux expériences auprès des usines à B.

L'unitarité de la matrice CKM implique des relations intéressantes pour tester la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard:

$$V V^\dagger = 1 \Rightarrow \sum_{\alpha=u,c,t} V_{\alpha i} V_{\alpha j}^* = 0 \quad \text{où } i \neq j = d, s, b \quad (1.99)$$

De cette dernière équation, nous pouvons extraire trois relations importantes:

$$\begin{aligned} V_{ud} V_{us}^* + V_{cd} V_{cs}^* + V_{td} V_{ts}^* &= 0 \\ V_{us} V_{ub}^* + V_{cs} V_{cb}^* + V_{ts} V_{tb}^* &= 0 \\ V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* &= 0 \end{aligned} \quad (1.100)$$

Ces équations se traduisent dans le plan complexe par des triangles dont la longueur de chaque côté est égale au module d'un des termes de l'équation considérée. L'aire de tous les triangles est égale à $|J/2|$. Ayant les ordres de grandeur des termes de la matrice CKM, nous pouvons remarquer que les deux premières équations se traduisent par des triangles presque plats. Ces derniers sont caractérisés par deux côtés ayant des longueurs presque égales et grandes par rapport au troisième côté. En effet, les rapports de longueurs sont respectivement de l'ordre de $\lambda : \lambda^5$ et $\lambda^4 : \lambda^2$ pour la première et la deuxième équation. Ces deux équations représentent la violation de CP dans les systèmes $K^0\bar{K}^0$ et $B_s^0\bar{B}_s^0$. Le dernier triangle possède des côtés de même ordre $\mathcal{O}(\lambda^3)$. Il est manifestement le système idéal pour la mesure de la violation de CP. Il représente le système $B^0\bar{B}^0$.

Dans la suite, nous nous concentrerons sur l'étude de la troisième équation (1.100). La figure (1.1) montre le triangle d'unitarité correspondant. Nous remarquerons qu'il a été transformé de sa forme initiale (fig. 1.1.a). En effet, toutes les longueurs ont été divisées par $|V_{cd}V_{cb}^*|$ afin d'avoir la longueur de ce dernier côté égale à 1 et alignée sur l'axe réel. Ainsi, les trois vertex du triangle possèdent les coordonnées suivantes: $A(\rho, \eta)$, $B(1, 0)$, $C(0, 0)$.

Les quantités physiques qui seront mesurées dans BABAR sont les angles du triangle d'unitarité α , β , γ :

$$\alpha \equiv \text{Arg} \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right], \quad \beta \equiv \text{Arg} \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \gamma \equiv \text{Arg} \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right] \quad (1.101)$$

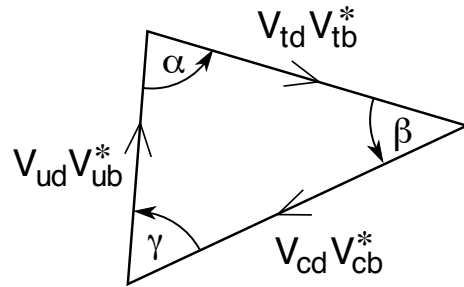
L'expression de l'asymétrie s'écrit en fonction de $\sin(2\Phi_{CP})$. On donnera l'expression de $\sin 2\beta$:

$$\begin{aligned} \sin 2\beta &= \mathcal{I}m \left(\frac{V_{cb}^*V_{cd}}{V_{cb}V_{cd}^*} \frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} \right) \\ &= \frac{2\bar{\eta}(1-\bar{\rho})}{\bar{\eta}^2+(1-\bar{\rho})^2} \end{aligned} \quad (1.102)$$

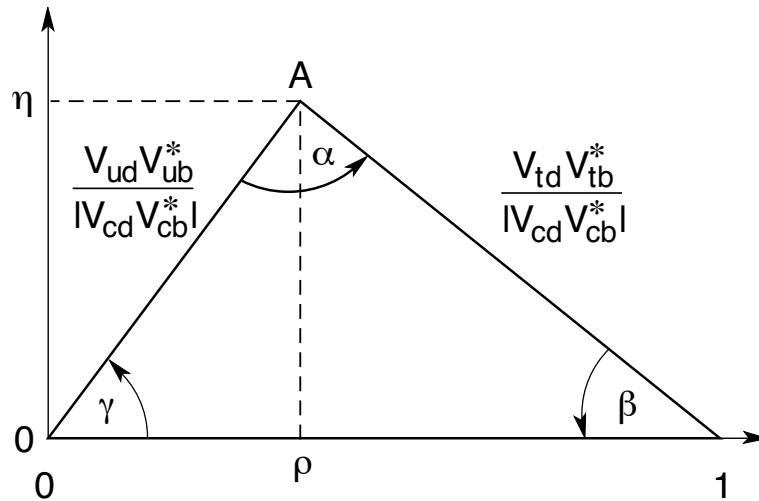
où:

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2), \quad \bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$$

Dans ce développement théorique, nous avons pu montrer comment le Modèle Standard prédit la **violation de CP** via la matrice de mélange de **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)**. Nous avons montré les caractéristiques et les invariants de cette matrice. Nous avons démontré la raison du choix du système $B^0\bar{B}^0$ et d'un **collisionneur asymétrique** pour effectuer une telle mesure. Enfin, nous avons schématisé le phénomène de la violation de CP sous la forme du **triangle d'unitarité**.



(a)



7-92

(b)

7204A5

Figure 1.1: La figure montre le triangle d'unitarité dans le système $B^0\bar{B}^0$. La figure du bas (b) a été obtenue après normalisation des côtés du triangle (a) par $|V_{cb} V_{cb}^*|$ et l'alignement du côté de norme 1 avec l'axe des réels.

1.5 La mesure de la violation de CP dans la désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

L'expérience *BABAR* [4] a en particulier pour but de mesurer [23] les deux angles du triangle d'unitarité: α , β . La mesure de l'angle α pourrait être effectuée par exemple dans le mode $B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$ et celle de β dans le mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ [23]. Néanmoins, il existe d'autres modes de désintégration permettant d'effectuer les mêmes mesures comme par exemple $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ pour l'angle β .

Dans cette section, nous expliquerons l'intérêt de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. Une telle mesure permet d'apporter une mesure complémentaire pour contraindre le triangle d'unitarité. Nous discuterons de la levée d'une ambiguïté dans l'extraction de l'angle β grâce à l'étude du diagramme de Dalitz pour le mode $B^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0$ [28].

Les mesures indirectes des paramètres du Modèle Standard donnent la contrainte suivante sur l'angle β [23]:

$$10^\circ \leq \beta \leq 35^\circ \quad (1.103)$$

Les modes permettant de mesurer $\sin 2\beta$ sont répertoriés dans trois catégories [23]. Le premier type concerne les désintégrations du type $b \rightarrow c\bar{c}s$ caractérisées par des diagrammes en arbre qui sont "supprimés de couleur"¹ comme par exemple $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ (fig. 1.2). Le deuxième type est dominé par les diagrammes pingouin dont le processus de désintégration des quarks est $b \rightarrow s(s\bar{s})/s(d\bar{d})$ (fig. 1.3). Un exemple est le mode $B^0 \rightarrow \eta' K^*$. Enfin, la troisième catégorie, dont fait partie le mode $B^0 \rightarrow D^+ D^-$, contient les désintégrations de type "Cabibbo-suppressed"² où le sous-processus mis en jeu est $b \rightarrow c\bar{c}d$ (fig. 1.5). Ce type de désintégration sera étudié plus en détail dans la suite.

Avant d'aborder les caractéristiques du mode étudié, nous rappellerons l'expression de l'asymétrie (equ. 1.45):

$$a_{CP}(t) = C_f \cos \Delta m \Delta t + S_f \sin \Delta m \Delta t \quad (1.104)$$

où:

$$C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad S_f = -\frac{2 \operatorname{Im} \lambda_f}{1 + |\lambda_f|^2}$$

¹Ce sont des diagrammes dont l'amplitude possède un facteur $1/N_c$ où N_c est le nombre de couleur.

²L'amplitude de ces diagrammes est de l'ordre de $\mathcal{O}(\lambda)$.

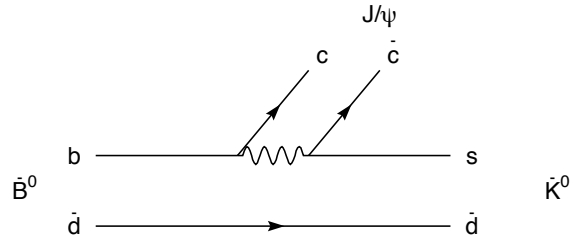


Figure 1.2: Le diagramme de Feynman pour le type de désintégration $b \rightarrow \bar{c}s$ permettant la mesure de $\sin 2\beta$.

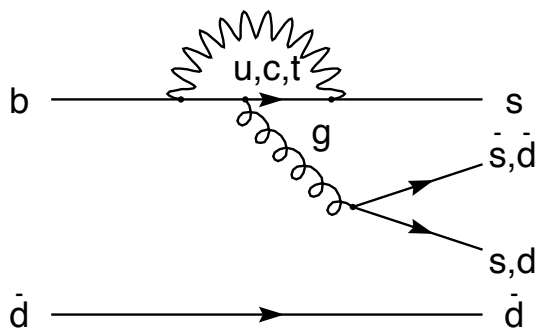


Figure 1.3: Le diagramme de Feynman pour le type de désintégration $b \rightarrow s(\bar{s})/s(d\bar{d})$ permettant la mesure de $\sin 2\beta$.

1.5.1 Les propriétés du mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

La figure (1.5) montre le diagramme de Feynman de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$. Nous remarquerons qu'il est du type "Cabibbo-suppressed" et "color-allowed". La désintégration mise en jeu à l'échelle des quarks est $b \rightarrow c\bar{c}d$. La valeur propre de CP de l'état final D^+D^- est +1.

En supposant que le diagramme dominant est celui indiqué dans la figure (1.5), le rapport d'amplitude entre la désintégration du \bar{B}^0 et celle du B^0 est donné par formule suivante:

$$\frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{cd}^* V_{cb}}{V_{cd} V_{cb}^*} \quad (1.105)$$

Afin d'avoir l'expression du paramètre de la violation de CP, $\mathcal{I}m\lambda_{D^+D^-}$, il est nécessaire d'extraire le paramètre q/p du mélange $B^0\bar{B}^0$. En effet, ce rapport est donné à $\mathcal{O}(10^{-2})$ près par la relation suivante (equ. 1.15):

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \quad (1.106)$$

Le paramètre M_{12} est l'élément de matrice $\langle B^0 | H^{\Delta B=2} | \bar{B}^0 \rangle$ où $H_{eff}^{\Delta B=2}$ est le Hamiltonien effectif du mélange $B^0\bar{B}^0$. Ce dernier est dominé par l'échange du quark top dans le diagramme en boîte (fig. 1.4). Le calcul de l'élément de matrice [24] mène au résultat suivant:

$$M_{12} = \frac{G_F^2 M_W^2 \eta_B m_B B_B f_B^2}{12\pi^2} (V_{td}^* V_{tb})^2 S_0(x_t) e^{i(\pi-2\theta_{CP}(B^0))} \quad (1.107)$$

où $x_t = m_t^2/m_W^2$, f_B est la constante de désintégration du méson B, η_B est un facteur de correction QCD, B_B paramétrise la valeur de l'élément de matrice hadronique, et enfin la fonction:

$$S_0(x_t) = \frac{4x_t - 11x_t^2 + x_t^3}{4(1-x_t)^2} - \frac{3x_t^3 \ln x_t}{2(1-x_t)^3} \quad (1.108)$$

vient de la contribution de la boucle avec le quark top.

En utilisant l'expression de M_{12} , nous pouvons avoir l'expression de q/p :

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{td}^* V_{tb}} \quad (1.109)$$

Ayant tous les ingrédients pour extraire le paramètre de la violation de CP, la combinaison des expressions de \bar{A}/A et q/p donne la relation suivante:

$$\lambda_{D^+D^-} = \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{td}^* V_{tb}} \frac{V_{cd}^* V_{cb}}{V_{cd} V_{cb}^*} \quad (1.110)$$

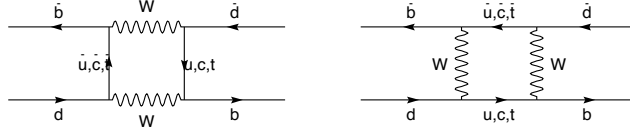


Figure 1.4: Les diagrammes en boîte responsables du mélange $B^0\bar{B}^0$.

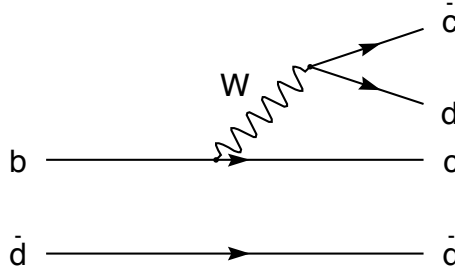


Figure 1.5: Le diagramme en arbre du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

La comparaison avec l'équation (1.102) montre que l'état final D^+D^- permet de mesurer l'angle d'unitarité β avec:

$$\mathcal{I}m\lambda_{D^+D^-} = -\sin 2\beta \quad (1.111)$$

Contrairement au mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, l'amplitude de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ contient une contribution non négligeable des diagrammes pingouin (fig. 1.6). En effet, les coefficients CKM de ces termes d'amplitude sont du même ordre que ceux du diagramme en arbre. L'amplitude en arbre est proportionnelle à $V_{cb}V_{cd}^*$ alors que l'amplitude due aux diagrammes pingouin est proportionnelle à $V_{tb}V_{td}^*$. Ainsi, la relation entre la mesure de l'asymétrie et $\sin 2\beta$ (equ. 1.104) ne serait pas immédiate à cause du fait qu'en général $|\lambda_{D^+D^-}| \neq 1$. Nous verrons plus loin la forme de cette formule à cause de la contribution des diagrammes pingouin. L'estimation de l'amplitude due aux diagrammes pingouin est difficile parce qu'elle dépend des interactions fortes et donc des modèles théoriques. On voit donc apparaître des incertitudes théoriques. Néanmoins, la comparaison de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode D^+D^- avec les autres modes permet d'avoir une estimation de l'ordre de grandeur des pingouins.

1.5.2 Les contributions du type pingouin et les interactions dans l'état final (FSI).

Le Hamiltonien effectif [25] des désintégrations du type $b \rightarrow c\bar{c}d$ est écrit en fonction des opérateurs et des coefficients de Wilson. La partie due aux diagrammes de Feynman en arbre comporte un coefficient multiplicatif égal à $V_{cb}V_{cd}^*$. Le facteur $V_{tb}V_{td}^*$ dans le terme des diagrammes pingouin est du même ordre en puissances du paramètre de Wolfenstein λ que le premier terme d'ordre λ^3 . Grâce à l'unitarité de la matrice CKM, nous pouvons écrire en toute généralité l'amplitude de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ comme suit:

$$A(B^0 \rightarrow D^+D^-) = V_{cb}V_{cd}^*\mathcal{T} + V_{tb}V_{td}^*\mathcal{P} \quad (1.112)$$

Pour tenir compte des effets des interactions dans l'état final (FSI), nous introduisons une phase forte relative δ entre les amplitudes en arbre et les pingouins. Ainsi, en utilisant l'expression de l'angle β du triangle d'unitarité (equ. 1.101), nous pouvons mettre la formule ci-dessus sous la forme suivante:

$$A(B^0 \rightarrow D^+D^-) = V_{cb}V_{cd}^*\mathcal{T} \left(1 + \mathcal{R} e^{-i\beta} e^{i\delta} \right) \quad (1.113)$$

où le paramètre \mathcal{R} tient compte du taux des amplitudes d'interaction forte du pingouin par rapport au diagramme en arbre:

$$\mathcal{R} = \left| \frac{V_{cb} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right| \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{T}} \quad (1.114)$$

Enfin, nous pouvons exprimer de la même façon l'amplitude de désintégration $A(\bar{B}^0 \rightarrow D^+D)$ et extraire le paramètre de la violation de CP, $\lambda_{D^+D^-}$, en tenant compte des pingouins et des interactions dans l'état final:

$$\lambda_{D^+D^-} = \frac{e^{-i\beta} - |\mathcal{R}| e^{i\delta}}{e^{i\beta} - |\mathcal{R}| e^{i\delta}} \quad (1.115)$$

Finalement, les coefficients C_f et S_f utilisés dans l'expression de l'asymétrie (1.104) s'écrivent comme suit:

$$C_f = \frac{-2 |\mathcal{R}| \sin\beta \sin\delta}{1 + |\mathcal{R}|^2 - 2 |\mathcal{R}| \cos\beta \cos\delta} \quad (1.116)$$

$$S_f = \frac{\sin 2\beta - 2 |\mathcal{R}| \sin\beta \cos\delta}{1 + |\mathcal{R}|^2 - 2 |\mathcal{R}| \cos\beta \cos\delta} \quad (1.117)$$

Nous remarquerons que l'introduction de ces effets peut avoir un impact important dans l'extraction de $\sin 2\beta$. En effet, ils introduisent des déviations dans la mesure de l'angle. Le calcul du paramètre \mathcal{R} dépend du modèle théorique utilisé. Dans le prochain paragraphe, nous donnerons les incertitudes théoriques

qui affectent la mesure de $\sin 2\beta$ dans le cadre de l'approximation de factorisation des amplitudes hadroniques. Dans l'approximation de $|\mathcal{R}|$ petit, les expressions (1.116) deviennent au premier ordre:

$$C_f \simeq -2 |\mathcal{R}| \sin\beta \sin\delta \quad (1.118)$$

$$S_f \simeq \sin 2\beta + 2 |\mathcal{R}| \sin\beta \cos\delta \cos 2\beta \quad (1.119)$$

1.5.3 Les incertitudes dans la mesure de l'angle β .

Dans la présente section, nous ferons une discussion de l'effet des diagrammes pingouin dans l'extraction de $\sin 2\beta$. De ce fait, nous aurons besoin d'avoir des informations sur le rapport \mathcal{R} entre l'amplitude des pingouins et le diagramme en arbre. Les résultats de cette discussion sont basés sur le modèle de factorisation des amplitudes hadroniques [27]. Ainsi, les résultats qui seront énoncés sont dépendants du modèle en question. Dans la suite, les corrections dues à ces effets seront paramétrisées comme étant le décalage $\Delta\beta$ du aux diagrammes pingouin par rapport à la valeur attendue de l'angle β .

La factorisation utilise l'hypothèse que l'amplitude d'un processus $B \rightarrow M_1 M_2$ se factorise sous la forme:

$$A(B \rightarrow M_1 M_2) \equiv \langle M_1 M_2 | H_{eff} | B \rangle \simeq \langle M_1 | J^\mu | B \rangle \langle M_2 | J_\mu | 0 \rangle \quad (1.120)$$

où le Hamiltonien effectif s'écrit comme le produit des courants qui peuvent être aussi des opérateurs de type pingouin ($H_{eff} \sim J_\mu J^\mu$). Cette approximation implique que les interactions dans l'état final sont absentes. De ce fait, la phase due aux FSI est nulle et les diagrammes du type pingouin à longue distance (fig. 1.6.b) sont alors supposés nuls. Dans le cas de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$, le Hamiltonien effectif dans l'approximation de factorisation et en négligeant les corrections QCD s'écrit sous la forme suivante (fig. 1.5) :

$$H_{eff} = \frac{G}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cd}^* [\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b] [\bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c] \quad (1.121)$$

On peut ainsi extraire l'expression de l'amplitude de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$:

$$\langle D^+ D^- | H_{eff} | \bar{B}^0 \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cd}^* \langle D^+ | \bar{c} \gamma^\mu b | \bar{B}^0 \rangle \langle D^- | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 c | 0 \rangle \quad (1.122)$$

L'expression explicite de chacun des deux termes est donnée par les relations suivantes:

$$\langle D^- | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 c | 0 \rangle = f_D p_\mu^{D^-} \quad (1.123)$$

$$\begin{aligned} \langle D^+ | \bar{c} \gamma^\mu b | \bar{B}^0 \rangle &= f_+(q^2) (p_{\bar{B}^0}^\mu + p_{D^+}^\mu - \frac{m_{\bar{B}^0}^2 - m_{D^+}^2}{q^2} q^\mu) \\ &+ f_0(q^2) (\frac{m_{\bar{B}^0}^2 - m_{D^+}^2}{q^2} q^\mu) \end{aligned} \quad (1.124)$$

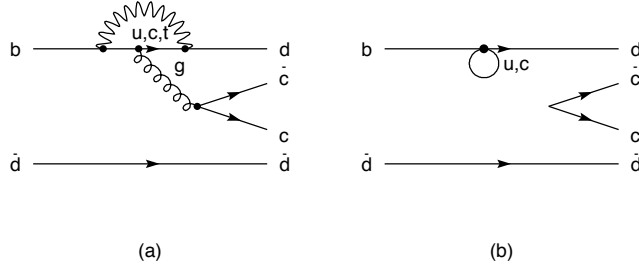


Figure 1.6: Les diagrammes pingouin à courte (a) et longue (b) distance contribuant à l'amplitude de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

où f_D est la constante de désintégration du méson D^\pm , $q_\mu^{D^\pm}$ et $q_\mu^{\bar{B}^0}$ sont les quadrivecteurs de D^\pm et \bar{B}^0 et $q_\mu = p_\mu^{\bar{B}^0} - p_\mu^{D^+}$.

Enfin, nous obtenons les expressions explicites de l'amplitude [27]:

$$A(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_D (m_B^2 - m_D^2) f_0^{cb}(m_D^2) \times \left[V_{cd}^* V_{cb} a_1 - V_{td}^* V_{tb} \left(a_4 + a_6 \frac{2M_D^2}{(m_b - m_c)(m_c + m_d)} \right) \right]. \quad (1.125)$$

où les paramètres a_1 , a_4 et a_6 sont écrits en fonction des coefficients de Wilson et sont respectivement de l'ordre de 1,04, -0,031 et -0,042 (avec des incertitudes théoriques).

Nous remarquerons dans l'expression de l'amplitude l'existence de deux termes. Le premier, avec le facteur $V_{cd}^* V_{cb}$, est purement dû au diagramme en arbre. Le second, avec le facteur $V_{td}^* V_{tb}$, contient le diagramme pingouin à courte distance (fig. 1.6.a).

On peut écrire l'expression de $\Delta\beta$ comme suit:

$$\lambda \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A} = \frac{|\bar{A}|}{|A|} \times e^{-2i(\beta + \Delta\beta)} \quad (1.126)$$

Ayant la relation (1.125), nous pouvons écrire le paramètre $\Delta\beta$ sous la forme suivante:

$$\Delta\beta = Arg \left[1 + \frac{V_{td}^* V_{tb}}{V_{cd}^* V_{cb}} \frac{1}{a_1} \left(a_4 + a_6 \frac{2 M_D^2}{(m_b - m_c)(m_c + m_d)} \right) \right] \quad (1.127)$$

En utilisant les valeurs numériques $m_b = 4,7 \text{ GeV}/c^2$, $m_c = 1,2 \text{ GeV}/c^2$, nous obtenons:

$$\Delta\beta \approx Arg[1 - 0,088(1 - \rho - i\eta)]. \quad (1.128)$$

La figure (1.7) montre le décalage introduit dans $\Delta\beta$ en fonction de $\sin 2\beta$. Elle a été obtenue en utilisant les contraintes actuelles dans le plan $\rho - \eta$ venant des mesures de ε_K , le mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $|V_{ub}|$. Nous pouvons remarquer que les décalages introduits varient entre 30 et 40 mrad selon la valeur de $\sin 2\beta$.

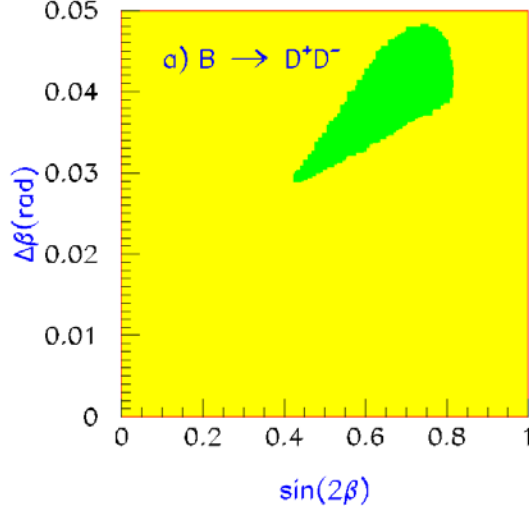


Figure 1.7: Le décalage sur la valeur de $\sin 2\beta$ introduit par la présence de pingouins dans l'état final $B^0 \rightarrow D^+D^-$. Ces estimations sont données dans le cadre de la factorisation.

1.5.4 Les ambiguïtés dans l'extraction de l'angle β .

La mesure de $\sin 2\alpha$ et $\sin 2\beta$ permet d'obtenir les valeurs des angles α , β à des ambiguïtés près. En effet, elles permettent d'obtenir α et β avec les ambiguïtés $\{\alpha, \pi/2 - \alpha\}$, $\{\beta, \pi/2 - \beta\}$, $\{\alpha, \pi + \alpha\}$ et $\{\beta, \pi + \beta\}$ [26]. Dans le cadre du Modèle Standard, les mesures des côtés du triangle d'unitarité, c'est à dire des mesures de quantités conservant CP, ont permis d'avoir une contrainte sur l'angle β : $0 < \beta < \pi/2$. La levée des ambiguïtés dans l'extraction des angles α et β permet de contraindre fortement le Modèle Standard et/ou de détecter tout signal d'une physique au-delà du Modèle Standard. De ce fait, il est intéressant de trouver des modes permettant de lever ces ambiguïtés.

La résolution de l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi/2 - \beta$ est faite en obtenant le signe de $\cos 2\beta$ ce qui est possible en étudiant le diagramme de Dalitz pour l'état final $B^0 \rightarrow D^+D^-\pi^0$ [28]. L'analogie de cette méthode est faite avec celle utilisée avec l'état final $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ pour l'angle α [29].

Analyse du diagramme de Dalitz $B^0 \rightarrow D^+D^-\pi^0$ pour l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi/2 - \beta$.

Nous considérons un état final $D^+D^-\pi^0$ obtenu via une résonance intermédiaire d'un état excité du D^\pm qu'on appellera $D^{x\pm}$:

$$B^0, \bar{B}^0 \rightarrow D^+D^{x-}, D^{x+}D^- \rightarrow D^+D^-\pi^0$$

L'amplitude dépendante du temps des événements qui à l'instant $t=0$ ont été étiquetés comme un méson B^0 possède l'expression suivante:

$$|A(B^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0, t)|^2 = \frac{1}{2} [G_0(s^+, s^-) + G_c(s^+, s^-) \cos \Delta mt - G_c(s^+, s^-) \sin \Delta mt] \quad (1.129)$$

avec:

$$G_0(s^+, s^-) = |\mathcal{A}(s^+, s^-)|^2 + |\overline{\mathcal{A}}(s^+, s^-)|^2 \quad (1.130)$$

$$G_c(s^+, s^-) = |\mathcal{A}(s^+, s^-)|^2 - |\overline{\mathcal{A}}(s^+, s^-)|^2 \quad (1.131)$$

$$G_s(s^+, s^-) = -2 \sin 2\beta \operatorname{Re}(\overline{\mathcal{A}}\mathcal{A}^*) + 2 \cos(2\beta) \operatorname{Im}(\overline{\mathcal{A}}\mathcal{A}^*) \quad (1.132)$$

où $\mathcal{A}(s^+, s^-)$ et $\overline{\mathcal{A}}(s^+, s^-)$ sont respectivement les amplitudes de désintégration de $B^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0$ et $\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0$ écrits en fonction des variables du diagramme de Dalitz:

$$s^+ = (p_{D^+} + p_{\pi^0})^2, \quad s^- = (p_{D^-} + p_{\pi^0})^2$$

On obtient trivialement l'expression conjuguée par la transformation CP en transformant $s^+ \leftrightarrow s^-$, $\mathcal{A} \leftrightarrow \overline{\mathcal{A}}$ et $\beta \leftrightarrow -\beta$. L'équation (1.129) montre l'existence d'un nouveau terme qui est en $\cos 2\beta$ permettant de lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi/2 - \beta$ dans l'extraction de l'angle β . Le facteur $\operatorname{Im}(\overline{\mathcal{A}}\mathcal{A}^*)$ joue un rôle important dans cette étude. Il est exprimé en fonction de la fonction de Breit-Wigner de la désintégration $D^{x\pm} \rightarrow D^\pm \pi^0$. Dans le cas où l'état excité considéré est D^* , le terme d'interférence sera très faible à cause de la petite largeur de $B^0 \rightarrow D^* \pi^0$. De ce fait, la mesure du terme $\cos 2\beta$ grâce à ce mode est impossible. En revanche, les états excités D^{**} permettraient de faire une telle mesure. Ces états sont au nombre de deux: $D_{1/2}^{**}(0^+, 1^+)$, $D_{3/2}^{**}(1^+, 2^+)$. La figure (1.8) illustre le diagramme de Dalitz pour les désintégrations $B^0 \rightarrow D_{1/2}^{**}(0^+) D^-$, $D_{3/2}^{**}(3^+) D^- \rightarrow D^+ D^- \pi^0$ et montre clairement la région d'interférence.

La levée de l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi + \beta$.

La détermination du signe de $\sin \beta$ permet de lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi + \beta$ dans l'extraction de l'angle β . Une telle analyse peut être effectuée en comparant les asymétries obtenues dans des modes dont l'amplitude de désintégration ne contient pas de contributions pingouins (par exemple $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$) et des modes ayant des petites contaminations pingouins (par exemple $B^0 \rightarrow D^+ D^-$). Néanmoins, une telle comparaison est dépendante d'une certaine donnée théorique. Les termes proportionnels à $\sin \Delta mt$ dans les deux modes choisis sont donnés par les relations suivantes:

$$S_{CP}(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) = -\sin 2\beta \quad (1.133)$$

$$S_{CP}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = \sin 2\beta + 2 |\mathcal{R}| \sin \beta \cos \delta_{D^+ D^-} \cos 2\beta \quad (1.134)$$

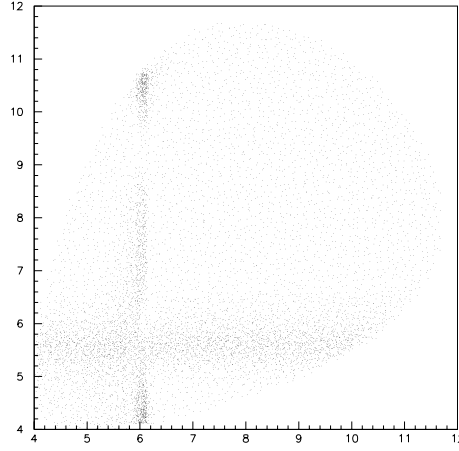


Figure 1.8: Le diagramme de Dalitz pour l'analyse $B^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0$ via les résonances $D_{1/2}^{**}(0^+)$ et $D_{3/2}^{**}(2^+)$ [28]. L'abscisse correspond à $M(D^+ \pi^0)$ et l'ordonnée à $M(D^- \pi^0)$.

Le signe négatif dans la première équation vient du fait que $J/\psi K_S^0$ est un état propre de $CP=-1$. La seconde équation est celle obtenue de la formule (1.118). En effectuant la somme des deux expressions, on peut isoler le terme en $\sin\beta$ comme suit:

$$S_{CP}(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + S_{CP}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = 2 |\mathcal{R}| \sin\beta \cos\delta_{D^+ D^-} \cos 2\beta \quad (1.135)$$

Dans la limite des petites valeurs de la phase forte $\delta_{D^+ D^-}$ (hypothèse de la factorisation), le signe de la somme des asymétries est donné par la formule suivante:

$$\text{signe} \left(S_{CP}(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + S_{CP}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) \right) = \text{signe}(\sin\beta \cos 2\beta) \quad (1.136)$$

Le signe de $\cos 2\beta$ est obtenu avec l'analyse du diagramme de Dalitz de $B^0 \rightarrow D^+ D^- \pi^0$. On peut donc conclure que la détermination du signe de $\sin\beta \cos 2\beta$ permet d'obtenir celui de $\sin\beta$ et donc de lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi + \beta$.

1.6 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons montré le mécanisme qui génère la violation de CP et décrit les trois types de violation de CP qui pourraient être mesurés.

Par la suite, nous avons donné l'explication de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. Cela a permis d'introduire la matrice de mélange de

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) responsable de cette non-invariance grâce à un paramètre physique complexe apparaissant dans le couplage des trois générations de quarks au boson W^\pm .

L'unitarité de la matrice CKM a permis de schématiser cette violation sous forme d'un triangle d'unitarité. Nous avons montré que le système $B^0\bar{B}^0$ est le plus favorable à la mesure des paramètres de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. Dans cette théorie, cette non-conservation est illustrée et résumée grâce aux trois angles α, β, γ du triangle d'unitarité.

La mesure de $\sin 2\beta$ ne permet pas d'extraire directement l'angle β . De ce fait, nous avons décrit une méthode permettant de résoudre l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi/2 - \beta$ dans l'extraction de cet angle. Cette méthode consiste à analyser le diagramme de Dalitz de l'état final $D^+D^-\pi^0$.

Enfin, nous avons donné un exemple d'application pour la mesure de l'angle β dans *BABAR*. Le mode de désintégration choisi est $B^0 \rightarrow D^+D^-$. Malgré la présence des diagrammes pingouin, ce mode est particulièrement intéressant. Il permet d'apporter une mesure supplémentaire de $\sin 2\beta$ et de donner une contrainte supplémentaire sur le triangle d'unitarité. De plus, La comparaison des mesures de $\sin 2\beta$ dans les modes $B^0 \rightarrow D^+D^-$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ (qui ne contient pas de pollution hadronique) devrait permettre, en faisant de simples hypothèses théoriques, de mesurer le signe de $\sin \beta$ et donc de lever l'ambiguïté $\beta \rightarrow \pi + \beta$.

Bibliographie

- [1] T. D. Lee et C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **106** (1957) 340.
- [2] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.*, **105** (1957) 1413.
- [3] E. Fermi, *Ric. Sci.*, **4** (1933) 491;
traduit dans: *Am. J. Phys.*, **36** (1968) 1150.
- [4] The *BABAR* Collaboration, "Technical Design Report", SLAC-REP-950457 (1995).
- [5] The Belle Collaboration, "Technical Design Report", KEK-Report 95-1, April 1995.
- [6] C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. Jour.*, **C3**, vol. **1** (1998) 468.
- [7] C. Christenson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 138.
- [8] M.L. Perl *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1489.
- [9] S.W. Herb *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977) 252.
- [10] G. Luders, "Proof of the TCP theorem", *Ann. of Phys.*, vol **2** (1957) 1-15.
- [11] C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. Jour.*, **C3**, vol. **1** (1998).
- [12] I. I. Bigi *et al.*, "CP Violation", *ed. C. Jarlskog*, World Scientific, Singapore (1992).
- [13] J. Alexander, talk given at 29th International Conference on High Energy Physics in Vancouver, July 22-29, (1998).
- [14] H. Burckhardt *et al.*, *Phys. Lett.*, **206B** (1988) 169.
- [15] J.R. Patterson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1491.
- [16] <http://fnphyx-www.fnal.gov/experiments/ktev/epsprime/epsprime.html>

- [17] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.*, **22** (1961) 579.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19** (1967) 1264.
A. Salam, Nobel Symposium, ed. N. Svartholm (1968).
- [18] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963) 531.
M. Kobayashi et T. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.*, **49** (1973) 65.
- [19] L.L. Chau and W.Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984) 1802.
- [20] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 1039.
- [21] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983) 1945.
- [22] R. M. Barnett *et al.*, *Phys. Rev.*, **D54** (1996) 1.
- [23] "The BaBar Physics Book", Physics at an Asymmetric B-Factory, SLAC-R-504, October, 1998.
- [24] A. J. Buras and R. Fleisher, *Heavy Flavours II*, World Scientific, Singapore (1997).
- [25] A. J. Buras, M. Jamin, M. E. Lautenbacher and P. H. Weisz, *Nucl. Phys.*, **B370** (1992) 69.
- [26] Y. Grossman and H. R. Quinn, *Phys. Rev.*, **D56** (1997) 7259.
- [27] R. Aleksan *et al.*, *Phys. Lett.*, **B317** (1993) 173.
- [28] J. Charles *et al.*, *Phys. Lett.*, **B425** (1998) 375;
433 (1998) 441 (E).
- [29] A. E. Snyder and H. R. Quinn, *Phys. Rev.*, **D48** (1993) 2139.

Chapitre 2

L'expérience *BABAR* et son environnement.

Contenu du chapitre

2.1	Introduction.	43
2.2	Le collisionneur PEP-II.	44
2.3	La description du détecteur <i>BABAR</i>.	46
2.3.1	Le détecteur de vertex au Silicium (SVT).	46
2.3.2	La chambre à dérive (DCH).	48
2.3.3	Le détecteur Cerenkov <i>DIRC</i> .	50
2.3.4	Le calorimètre électromagnétique (EMC).	52
2.3.5	L'aimant supraconducteur.	53
2.3.6	Le détecteur de hadrons neutres et de muons (IFR).	53
2.3.7	Le système de déclenchement.	55
2.4	L'environnement informatique de l'expérience <i>BABAR</i>.	55
2.4.1	Le programme de simulation détaillée de BBSIM.	57
2.4.2	Le programme de reconstruction.	58
2.4.3	La simulation rapide: ASLUND.	59
2.4.4	L'assurance qualité des programmes de <i>BABAR</i> .	62

2.1 Introduction.

Le détecteur *BABAR* est installé au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) sur le collisionneur PEP-II. Son but premier est de permettre la mesure et l'étude de la violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$. Cet état final est obtenu grâce à la production de la résonance $\Upsilon(4S)$ qui est un état lié $b\bar{b}$, et qui, dans 50% des cas se désintègre en une paire $B^0\bar{B}^0$. L' $\Upsilon(4S)$, de masse $10,58 \text{ GeV}/c^2$, est produit en mettant en collision des faisceaux d'électrons de $9,0 \text{ GeV}/c$ et de positrons de $3,1 \text{ GeV}/c$. Il est donc créé avec une poussée de Lorentz $\beta\gamma = 0,56$ dans le centre de masse du laboratoire. Les deux mésons B^0 et \bar{B}^0 sont donc séparés d'une distance proportionnelle à celle de la poussée de Lorentz. Ainsi, la mesure de la violation de CP est réalisée en reconstruisant l'un des mésons beaux neutres dans un état final commun à B^0 et \bar{B}^0 (par exemple un état propre de CP), en étiquetant le second méson B de l'événement comme un B^0 ou \bar{B}^0 et enfin, en mesurant la différence de distance entre les deux mésons et donc le temps entre les deux désintégrations. Les modes propres de CP présentent de faibles rapports d'embranchement de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} , un état final contenant entre 2 et 6 traces chargées et, suivant le mode, zéro, un ou plusieurs π^0 . Il est donc important que le détecteur ait les caractéristiques suivantes :

- Une bonne précision dans la reconstruction de l'impulsion des particules chargées de basse ou haute impulsion.
- Une mesure précise des points de désintégration des particules primaires.
- Une bonne efficacité dans l'identification des hadrons chargés.
- Une bonne mesure des photons de basses énergies.
- Une couverture maximale de l'angle solide.

Le détecteur *BABAR* fonctionnera dans un environnement à basse énergie. Ainsi, le seuil en impulsion dans la détection des traces chargées et des particules neutres est un paramètre important. Ces valeurs sont estimées à une impulsion transverse de $60 \text{ MeV}/c$ pour les particules chargées et à une énergie de 20 MeV pour les neutres. La majorité des particules issues des collisions sont poussées vers la région avant du détecteur qui est définie comme étant la direction du faisceau le plus énergétique. Cette topologie est due à la nature asymétrique du collisionneur.

Dans la réalisation du détecteur, le choix des composants était motivé en premier lieu par l'optimisation de la mesure de la violation de CP mais également par la physique du B , du charme, du tau et de la physique $\gamma - \gamma$. Nous essayerons dans

les sections suivantes de décrire les différents sous-détecteurs de *BABAR* en montrant leurs performances (tab. 2.1). Nous présenterons par la suite le collisionneur PEP-II auprès duquel le détecteur *BABAR* opérera. Enfin, nous donnerons une vue générale de l'environnement informatique de l'expérience. Nous décrivons les programmes utilisés dans l'analyse physique décrite dans le chapitre suivant. Finalement, nous donnerons un aperçu des programmes d'assurance qualité.

Détecteur	Type	Paramètre	Valeur
Détecteur de vertex	5 couches double face en silicium	Acceptance σ_{z_0} (μm) σ_θ (mrad)	0,95 $15 + 50/p_t$ (GeV/c) $1,6/p_t$
Chambre à dérive	40 couches	Acceptance dE/dx (%) Mélange de gaz σ_{p_t}/p_t (%) (1 GeV, 90°)	0,92 7 Helium-Isobutane 0,36
Calorimètre électromagnétique	Cristaux CsI	Acceptance X_0 à l'entrée σ_E/E (%) (1 GeV, 90°) $\varepsilon(\gamma)$ (100 MeV)	0,90 0,2 - 0,4 1,8 0,92
Identification de hadrons chargés	Cerenkov (<i>DIRC</i>)	Acceptance Séparation $K/\pi \geq 3 \sigma$ Radiateur	0,87 0,5 - 4,2 GeV/c Quartz synthétique
Identification hadrons neutres et muons	Plaques résistives (RPC)	$\varepsilon(\mu^\pm)$ (600 MeV/c) $\varepsilon(K_L^0)$ (1,5 GeV/c)	0,5 0,5

Tableau 2.1: *Les performances du détecteur BABAR.*

2.2 Le collisionneur PEP-II.

L'étude de la violation de CP dans une usine à B nécessite une machine asymétrique. L'usine construite à SLAC bénéficie de l'existence sur le site de l'accélérateur linéaire qui sert d'injecteur des faisceaux dans les deux anneaux. Ces derniers sont appelés respectivement anneau de haute énergie (HER) et anneau de basse énergie (LER). Le premier est utilisé pour le faisceau d'électrons de 9,0 GeV/c et le second pour le faisceau de positrons de 3,1 GeV/c. Le collisionneur PEP-II a bénéficié de l'existence de l'anneau HER qui été utilisé pour PEP-I, ainsi que quelques éléments nécessaires pour la construction de l'anneau HER. Le LER a été uniquement construit pour l'usine à B.

Le faisceau d'électrons a été stocké pour la première fois durant le mois de juin 1997. Un an plus tard, le second anneau était mis en fonction avec succès. Avant

- 1 Détecteur au silicium (SVT)
- 2 Chambre à fils (DCH)
- 3 Détecteur Cerenkov (DIRC)
- 4 Calorimètre Electromagnétique (EMC)
- 5 Aimant Supraconducteur
- 6 Détecteur de hadrons neutres et muons (IFR)

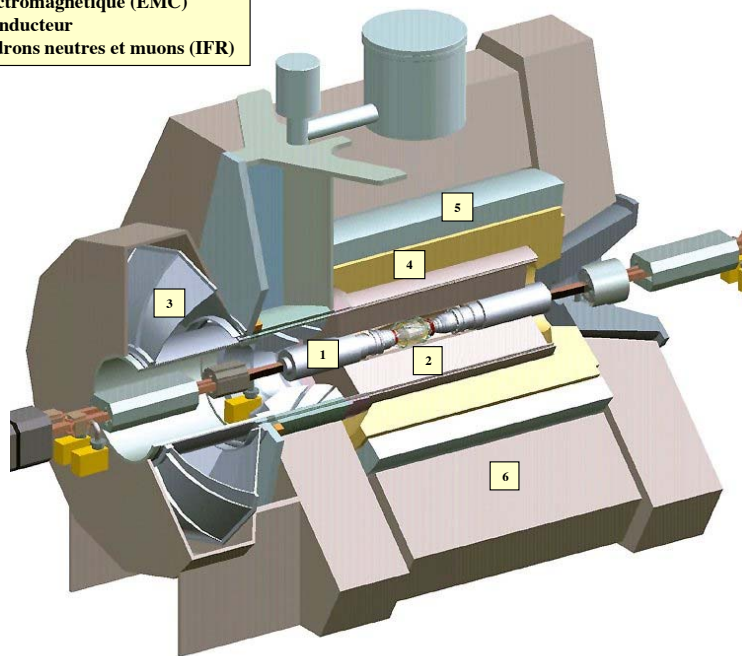


Figure 2.1: Une schématisation des différents composants du détecteur BABAR. Les chiffres dans le dessin se réfèrent à la légende.

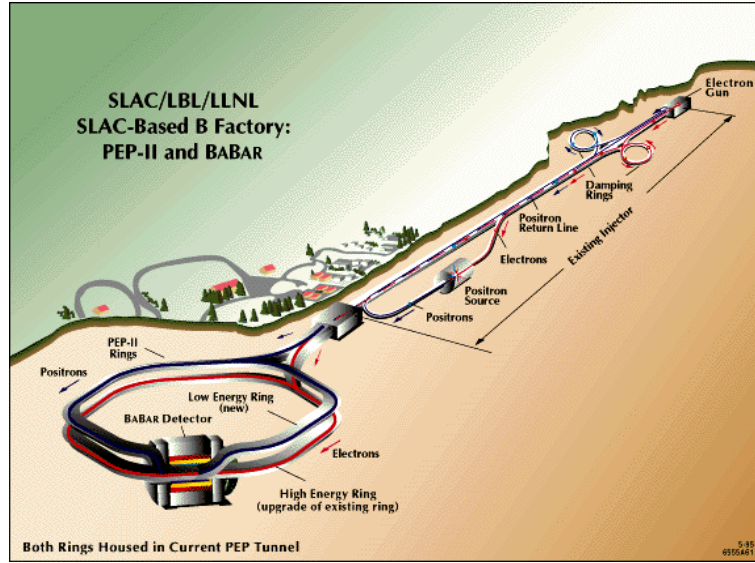


Figure 2.2: La photographie montre une vue aérienne du collisionneur PEP-II. Nous pouvons apercevoir l'injecteur linéaire du LINAC et les deux anneaux HER et LER.

le début des prises de données dans la résonance $\Upsilon(4S)$, la machine reste en fonction pour trouver les réglages optimum et pour étudier le bruit de fond.

La machine PEP-II offre un environnement propice aux études de physique prévues dans *BABAR*. L'état final des événements collectés sera très propre. Il est caractérisé par une faible multiplicité de l'ordre de 11 traces chargées. Le taux d'interactions est peu élevé de l'ordre de 10 Hz. A la résonance du $\Upsilon(4S)$, les sections efficaces pour les états liés $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ valent respectivement 1,05 nb et 1,3 nb.

Étant donné les faibles rapports d'embranchement des modes à étudier, le collisionneur PEP-II devra fonctionner à haute luminosité. La valeur nominale prévue est égale à $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. A cette valeur, le nombre de mésons beaux neutres produits par année est égal à 30 millions.

2.3 La description du détecteur *BABAR*.

2.3.1 Le détecteur de vertex au Silicium (SVT).

L'acronyme venant de l'anglais signifie: "*The Silicon Vertex Tracker*". Le détecteur de vertex au silicium de *BABAR* possède une caractéristique particulière. Son rôle ne se limite pas seulement à la reconstruction des points de désintégration des mésons B, il permet aussi la reconstruction des trajectoires. Cette car-

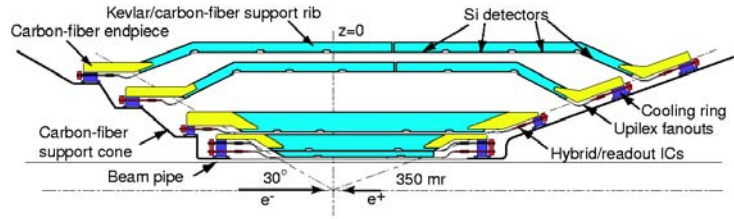


Figure 2.3: Une vue coupée du détecteur au silicium. On peut distinguer les cinq couches composant le détecteur.

actéristique est particulièrement nécessaire pour les particules d'impulsion transverse inférieure à 100 MeV/c comme par exemple les pions mous venant de la désintégration des D^* . Le rayon de courbure de ces particules ne leur permet pas d'atteindre la chambre à dérive. Pour les autres impulsions, les paramètres des particules sont obtenus en combinant les mesures des deux sous-détecteurs: le détecteur au silicium et la chambre à dérive.

La distance moyenne de séparation entre les deux mésons beaux est de l'ordre de 250 μm le long de l'axe z . Afin de pouvoir séparer les points de désintégration des deux mésons B^0 , la résolution sur leurs positions doit être inférieure à 80 μm . Une telle résolution est réalisable grâce à la technologie micro-strip. L'acceptance du détecteur $BABAR$ est fortement liée à celle du sous-détecteur au silicium. La couverture angulaire polaire du détecteur de vertex s'étale de $20,1^\circ$ à $150,2^\circ$. Cette limitation est due à la fois à la présence d'un quadrupôle de focalisation pour PEP-II, au support mécanique et à l'électronique du détecteur.

On peut voir dans la figure (2.3) une vue coupée du détecteur de vertex. Il est composé de cinq couches cylindriques et concentriques à double face de silicium. Chaque couche possède une division azimutale en modules. Alors que les trois premières couches internes ne contiennent que six modules, les deux autres couches en possèdent respectivement 16 et 18. Le détecteur totalise 340 détecteurs au silicium couvrant une surface de l'ordre de 1 m^2 et un nombre de canaux de lecture égal à 150000 (tab. 2.2). Les modules situés aux extrémités des deux couches externes ont une forme pliée. Cette géométrie permet d'augmenter l'acceptance du détecteur tout en conservant des angles d'incidence peu importants.

La coordonnée en z des particules est mesurée dans le détecteur au silicium grâce aux faces internes qui possèdent des pistes de lecture perpendiculaires à la direction du faisceau. Les pistes orientées longitudinalement au faisceau permettent de mesurer la coordonnée en Φ des traces. La distance séparant deux pistes dépend du type (lecture en z ou Φ) et de la couche. Elle varie entre 50 et 100 μm pour la lecture en Φ et entre 100 et 210 μm pour les pistes en z (tab. 2.2). Le tableau (2.2) résume les caractéristiques et performances du détecteur au silicium calculées pour des particules incidentes de 90° en supposant un rap-

	Couche 1	Couche 2	Couche 3	Couche 4a	Couche 4b	Couche 5a	Couche 5b
Rayon (mm)	32	40	54	124	127	140	144
Modules/couche	6	6	6	8	8	9	9
Séparation-pistes en Φ (μm)	50	50	50	65–100		65–100	
Séparation-pistes en z (μm)	100	100	100	200		200	
Canaux de lecture	18432	24576	30720	32768		36864	
σ (ϕ) (μm)	10	10	10	10–12		10–12	
σ (z) (μm)	12	12	12	25		25	

Tableau 2.2: *Le tableau montre les caractéristiques du détecteur au silicium de BABAR.*

port signal sur bruit de 20/1. Le SVT permet d'accomplir des résolutions en z de $12\ \mu\text{m}$ et $25\ \mu\text{m}$ pour respectivement les trois premières couches et les deux dernières couches. La résolution en ϕ est de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. La particularité du détecteur de vertex de *BABAR* est la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx). Une telle mesure est faite grâce aux cinq couches de silicium.

Le détecteur SVT est maintenu par le tube de support qui sert pour les aimants de la région d'interaction, les masques pour réduire le bruit de fond et le tube à vide. Cette structure introduit un taux de matière égal à $0,005\ X_0$.

Des tests sur faisceaux ont été effectués au SPS-CERN sur un prototype ayant la géométrie de la face z des couches internes du détecteur final. L'analyse de données [1] a montré une mesure de la résolution en z égale à $13\ \mu\text{m}$ pour des traces incidentes de 90° . Cette performance est en parfait accord avec les résultats obtenus avec la simulation Monte Carlo du détecteur.

2.3.2 La chambre à dérive (DCH).

Ce détecteur possède le rôle principal dans la reconstruction des particules chargées. Il fournit jusqu'à 40 mesures pour reconstruire avec une grande efficacité la trajectoire des particules de plus de 100 MeV d'impulsion transverse. Il permet aussi l'identification des particules par la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx) qui peut être utilisée dans la discrimination entre les pions et les kaons de basse impulsion. A haute impulsion, il fournit une information supplémentaire au *DIRC* dans la discrimination π/K . Enfin, la chambre à fils contribue au système de déclenchement de l'expérience *BABAR*.

Le détecteur dispose de 10 super-couches de 4 couches chacune. Pour obtenir une mesure spatiale en 3 dimensions, ces super-couches ont une configuration axiale(A) et stéréo (U,V). Le pattern choisi est du type AUVAUVAUVA. L'angle stéréo varie de 40 mrad pour les couches internes à 70 mrad pour les couches externes. Les cellules sont de forme hexagonale avec une dimension typique de

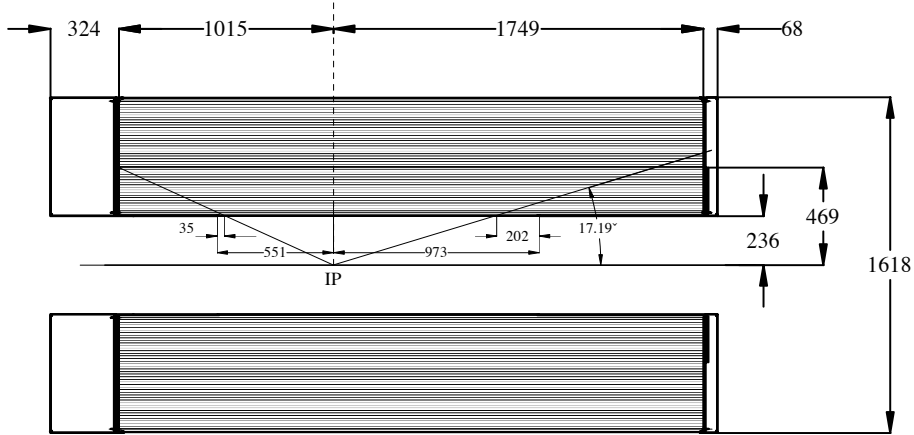


Figure 2.4: Une vue coupée de la chambre à dérive de BABAR. Les dimensions sont indiquées en millimètres.

$1,2 \times 1,8 \text{ cm}^2$. Chaque cellule possède un fil sensible fabriqué avec du plaqué or de tungsten-rhenium et ayant un diamètre de $20 \mu\text{m}$. Les fils de champ, de diamètre $80\text{-}120 \mu\text{m}$, sont fabriqués avec du plaqué-or d'aluminium. Le nombre total de cellules dans le détecteur est de 7104 (fig. 2.5). Le détecteur (fig. 2.4) est de forme cylindrique de 280 cm de longueur, de rayon interne de 23,6 cm et de rayon externe de 80,9 cm. Ces dimensions correspondent à une couverture angulaire allant de 17° à 150° . Une plaque fine en aluminium de 12 mm a été choisie pour l'anneau situé vers l'avant. Ce choix a été motivé pour la minimisation du taux de matière vers la partie avant du détecteur où la plupart des particules passent. La plaque d'épaisseur de 28 mm située vers l'arrière permet d'accrocher l'électronique. Les cylindres interne et externe représentent un taux de matière égal respectivement à $0,28\%X_0$ et $1,5\%X_0$. Le mélange gazeux utilisé dans la chambre à dérive de BABAR est à base d'hélium et d'isobutane (80%:20%). Il présente à la fois de bonnes performances dans la mesure spatiale et de dE/dx , un court temps de dérive ($\simeq 2 \mu\text{m}$) et peu de diffusions multiples.

Les performances attendues en terme de résolution spatiale avec la chambre à dérive de BABAR sont de l'ordre de $140 \mu\text{m}$ moyennées sur la cellule dans le plan $R - \phi$. L'impulsion des particules sera mesurée avec une résolution de $\sigma(p_t) \approx 0,3\% \times p_t$. Enfin, la résolution sur la mesure du dE/dx pour les particules à basse énergie est de 7% (en utilisant 40 mesures). Un prototype a été construit en 1996 afin de vérifier les résultats de la simulation Monte Carlo. Sa géométrie reproduisait une partie des 4 super couches du détecteur final. La résolution spatiale mesurée est de $100 \mu\text{m}$ dans la partie centrale de la cellule et de $131 \mu\text{m}$ en moyennant sur toute la cellule. Une extrapolation des résultats de l'étude du dE/dx dans le prototype a montré qu'une résolution de 6,8% pourrait être obtenue avec la géométrie finale et le mélange de gaz hélium-isobutane choisi pour la chambre à dérive de BABAR. Lors de la première prise de données

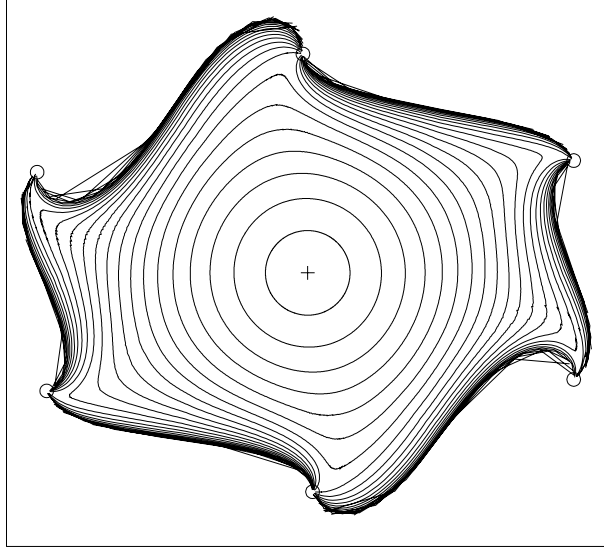


Figure 2.5: *Les isochrones de 50 ns dans une cellule de la chambre à dérive de BABAR.*

cosmiques, la chambre à dérive de *BABAR* a enregistré avec succès ses premiers événements. La figure (fig. 2.6) est une illustration de cette prise de données avec un champ magnétique de 1,5 Tesla. L'ajustement des deux morceaux de traces produits par un muon a été effectué avec le programme de reconstruction de *BABAR*. L'analyse de ces données a permis de mesurer une résolution sur dE/dx égal à $6,47 \pm 0,03\%$.

2.3.3 Le détecteur Cerenkov *DIRC*.

L'expérience *BABAR* a porté son choix sur un nouveau type de détecteur Cerenkov pour son système d'identification de particules, ce détecteur est appelé *DIRC*. L'acronyme venant de l'anglais signifie : **D**etection of **I**nternally **R**elected **C**erenkov [light]. Ce nouveau type de détecteur se distingue des autres détecteurs Cerenkov par l'utilisation du quartz comme milieu radiateur et propagateur de la lumière Cerenkov. Cette lumière est piégée dans le quartz et s'y propage par réflexion interne et totale jusqu'à ce qu'elle atteigne le plan de détection. Les résultats du *DIRC* dans la séparation π/K sont performants non seulement à basse impulsion (pour l'étiquetage des B^0) mais aussi à haute impulsion jusqu'à 4 GeV/c (par exemple pour distinguer les deux désintégrations $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$). Dans le chapitre 4 couvrant le détecteur *DIRC*, nous discuterons plus en détail les composants du détecteur et ses performances.

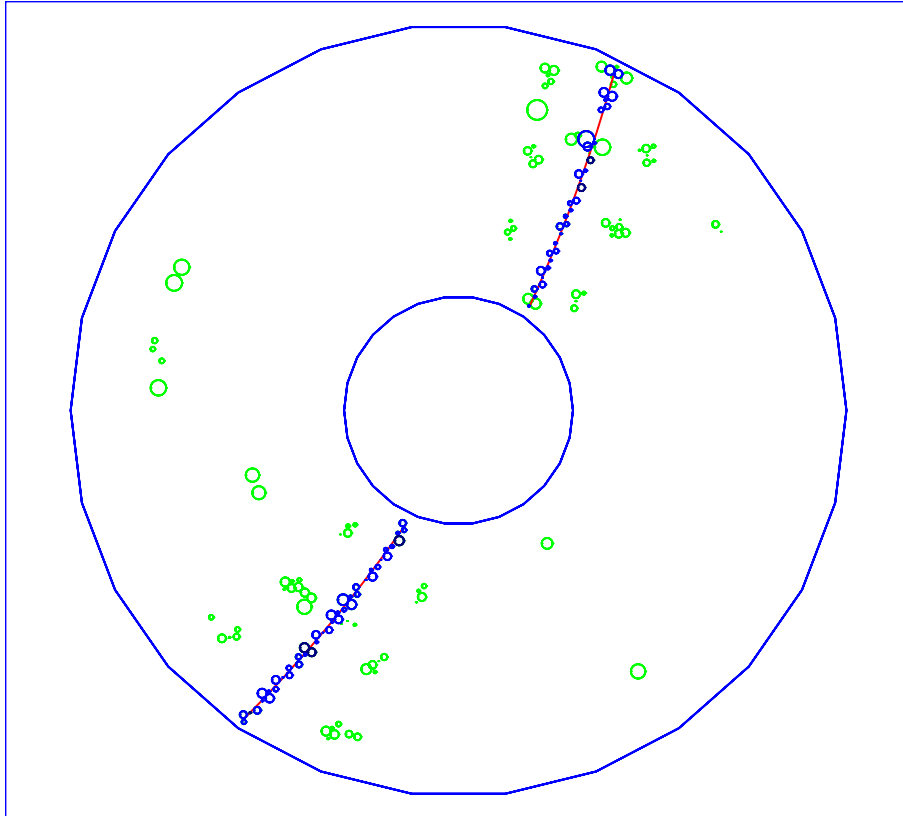


Figure 2.6: La figure montre l'un des premiers événements enregistré par la chambre à dérive de BABAR lors de la prise des données cosmiques en Décembre 1998. Le champ magnétique correspond à la valeur de 1,5 Tesla.

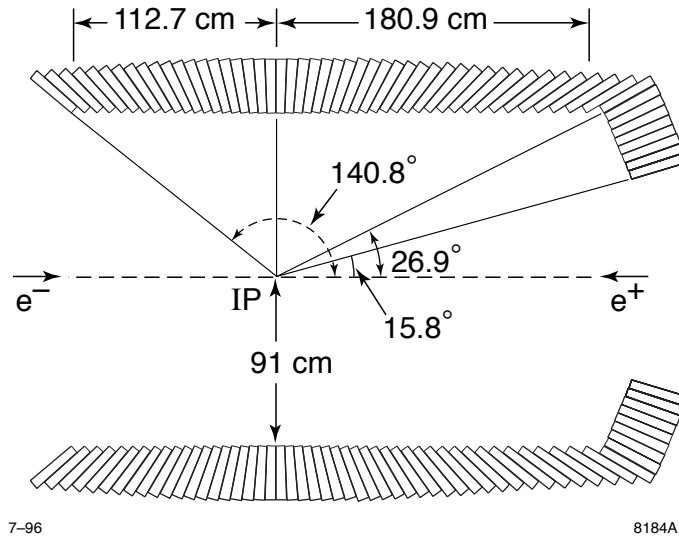


Figure 2.7: Une vue coupée du calorimètre électromagnétique de BABAR. Nous pouvons voir la partie du tonneau et celle du bouchon situé vers l'avant.

2.3.4 Le calorimètre électromagnétique (EMC).

Le calorimètre électromagnétique choisi par BABAR utilise les cristaux de CsI(Tl) dans une configuration quasi projective. La lumière de scintillation produite dans les cristaux est collectée par des photodiodes placées à l'arrière des cristaux. Le détecteur couvre un angle solide de $-0,775 < \cos\theta < 0,962$. Le taux moyen de matière se trouvant à l'entrée du calorimètre électromagnétique est de $25\%X_0$. Il est composé (fig. 2.7) de deux parties: le tonneau et le bouchon vers l'avant. La partie située à l'arrière sera vide mais pourra être instrumentée dans le futur comme le bouchon avant. Le tonneau est composé de 5760 cristaux rangés dans les 48×120 divisions en angle polaire et azimutal. Les cristaux sont regroupés dans 280 modules fabriqués de composites de fibres de carbone (CFC). Ils sont fixés à la structure de l'aimant supraconducteur par un support en aluminium. Le bouchon vers l'avant permet de couvrir un angle solide allant de 468 mrad à 275 mrad. Il est mécaniquement lié au tonneau afin de minimiser les zones mortes ($\approx 2\text{mm}$) et d'effectuer un alignement précis par rapport au tonneau. Les 820 cristaux composant le bouchon sont groupés dans 8 anneaux en θ . La segmentation azimutale n'est pas identique dans tous les anneaux. Elle varie de 120 pour les anneaux externes à 80 cristaux pour les anneaux internes. Enfin, les cristaux sont regroupés dans 20 modules qui sont similaires à ceux utilisés pour le tonneau.

Le calorimètre électromagnétique de BABAR permet de faire des mesures d'énergie

et d'angle avec les précisions suivantes :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus 1,2\% \quad (2.1)$$

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{3 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 2 \text{ mrad}. \quad (2.2)$$

L'énergie minimale de détection des photons est de l'ordre de 10-20 MeV. Cette valeur est dépendante du taux de bruit de fond produit par le collisionneur PEP-II.

2.3.5 L'aimant supraconducteur.

La conception de l'aimant supraconducteur de $BABAR$ est classique [2]. Il bénéficie de l'expérience acquise dans d'autres détecteurs de physique des particules. Il utilise la technique de l'aluminium stabilisé. Il est refroidi avec de l'hélium liquide. Les câbles supraconducteurs utilisés sont en NbTi et de type Rutherford. Le choix de l'intensité et de l'uniformité du champ magnétique optimise la reconstruction de la trajectoire des particules dans la chambre à dérive. La valeur nominale du champ dans lequel est plongée la chambre à dérive est égale à 1,5 Tesla. Cette intensité est obtenue avec un courant de 6833 A. L'uniformité du champ magnétique dans la chambre à fils est de $\pm 2\%$. L'épaisseur de l'aimant supraconducteur est fixée par les dimensions des détecteurs situés avant et après. Les rayons optimaux interne et externe sont égaux respectivement à 140 cm et 173 cm.

2.3.6 Le détecteur de hadrons neutres et de muons (IFR).

La technique utilisée pour l'identification des muons (en tandem avec le calorimètre électromagnétique) et des hadrons neutres consiste en une large structure en fer segmentée et instrumentée avec des compteurs à plaque résistive (RPC). Le système est appelé *le retour de flux instrumenté* et il est composé d'un tonneau et de deux bouchons (fig. 2.8).

Le fer est segmenté en 18 plaques formant une épaisseur de 65 cm dans le tonneau et de 60 cm dans le bouchon. L'épaisseur des segments augmente graduellement de 2 cm à 10 cm avec le rayon. Cette nouvelle technique de segmentation dégradée utilisée dans $BABAR$ est le résultat d'une étude de la simulation Monte Carlo du détecteur. Cette géométrie augmente l'efficacité d'identification des K_L^0 et des muons à basse impulsion. Les RPC sont placées dans des espaces séparant deux

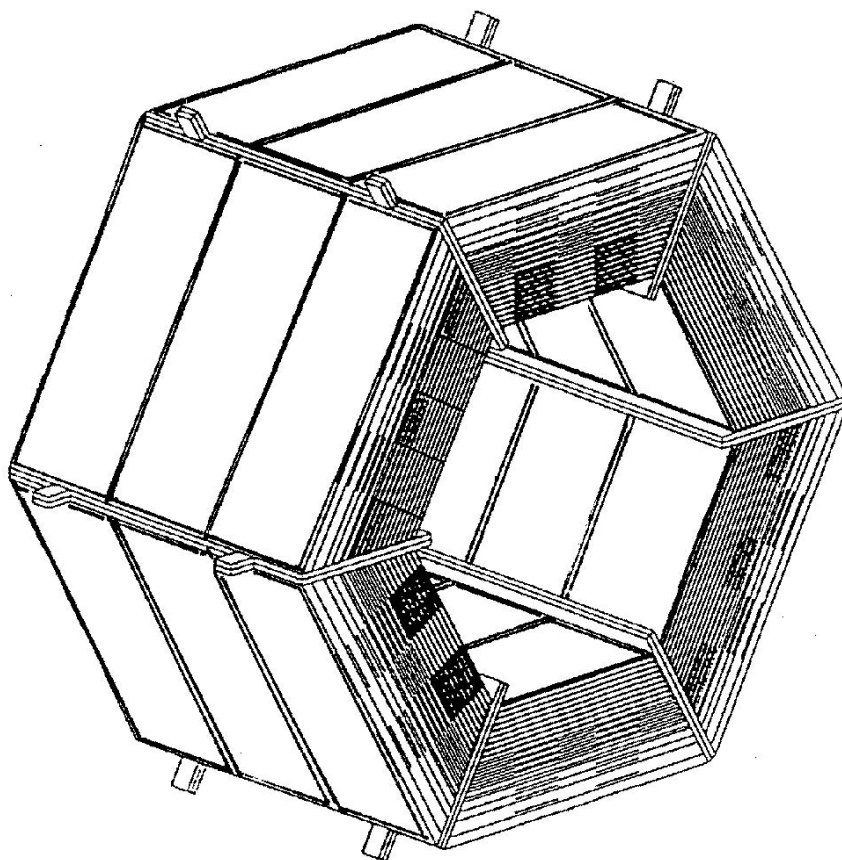


Figure 2.8: *Une vue du tonneau du détecteur de hadrons neutres et de muons.*

plaques.

Dans la partie du tonneau, 21 couches de détection sont utilisées. Dans l'ordre, on trouve une double couche cylindrique entourant le calorimètre électromagnétique, puis une couche planaire située entre le solénoïde et le fer et enfin, les 17 dernières plaques situées dans les espaces séparant les segments de fer. La surface totale occupée par ces plaques résistives dépasse les 1000 m². Les espaces séparant la partie du tonneau et du bouchon sont remplis de 3 modules planaires de RPC.

Les bouchons ont une forme hexagonale et sont divisés verticalement en deux parties pour faciliter l'accès aux autres détecteurs. Chaque partie est divisée horizontalement en trois sections. Au total, les bouchons sont composés de 18 couches de détecteurs.

La partie active du détecteur est remplie d'un mélange gazeux composé principalement d'Argon, de Freon 134A ($C_2H_2F_4$) et d'une petite quantité d'isobutane. Les tests d'efficacité de détection des plaques résistives effectués sur une période de deux ans ont montré une efficacité moyenne de 97,2% pour une tension de 8

kV [3].

2.3.7 Le système de déclenchement.

Deux types de système de déclenchement sont utilisés dans l'expérience *BABAR*: le niveau-1 exécuté en "*hardware*" et le niveau-3 en "*software*". Le trigger de niveau-1 est conçu afin d'obtenir une bonne efficacité dans tous les processus physiques que l'expérience *BABAR* étudiera. Il consiste à requérir à la fois deux traces chargées reconstruites dans la chambre à dérive: une longue trace de $p_t > 0,18 \text{ GeV}/c$ et une courte trace de $p_t > 0,12 \text{ GeV}/c$, et deux dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique avec un seuil permettant la détection des muons. La simulation montre que le taux de déclenchement obtenue avec un niveau de bruit de fond égal à la valeur nominale est de 1,5 kHz. L'efficacité de détection pour la physique du B et τ est de 100%. Pour la physique $\gamma - \gamma$, elle est supérieure à 99%. Sans appliquer aucune autre coupure, le taux de déclenchement pour 10 fois le niveau de bruit de fond nominal devient égal à 16 kHz ce qui serait bien supérieur à la spécification de 2 kHz. Dans un tel cas, pour réduire cette valeur, il suffirait d'introduire des coupures supplémentaires comme, par exemple, augmenter le seuil sur l'impulsion transverse de la trace la plus longue et effectuer une coupure sur l'énergie de l'amas électromagnétique le plus énergétique.

Le système de déclenchement du niveau-3 est une collection d'outils pour la réduction du bruit de fond sans affecter la physique. Sous des conditions de bruit de fond nominales, la fréquence d'événements qui seront stockés dans les bases de données est de 100 Hz ce qui est en accord avec les spécifications.

2.4 L'environnement informatique de l'expérience *BABAR*.

Avant d'aborder le chapitre sur l'analyse physique, nous donnerons dans cette section une vue générale des outils de simulation et de physique utilisés dans l'expérience *BABAR*. Nous pouvons voir schématiquement dans la figure (2.9) l'organisation de l'environnement informatique de *BABAR*.

Il existe deux programmes de simulation Monte Carlo du détecteur. Le premier s'appelle BBSIM et il est basé sur le logiciel GEANT 3.21 [6]. Il se caractérise par une simulation détaillée des processus physiques qui peuvent survenir dans le détecteur. Il tient compte de la géométrie exacte du détecteur ainsi que de son environnement de la machine PEP-II. Ces paramètres géométriques sont contrôlés

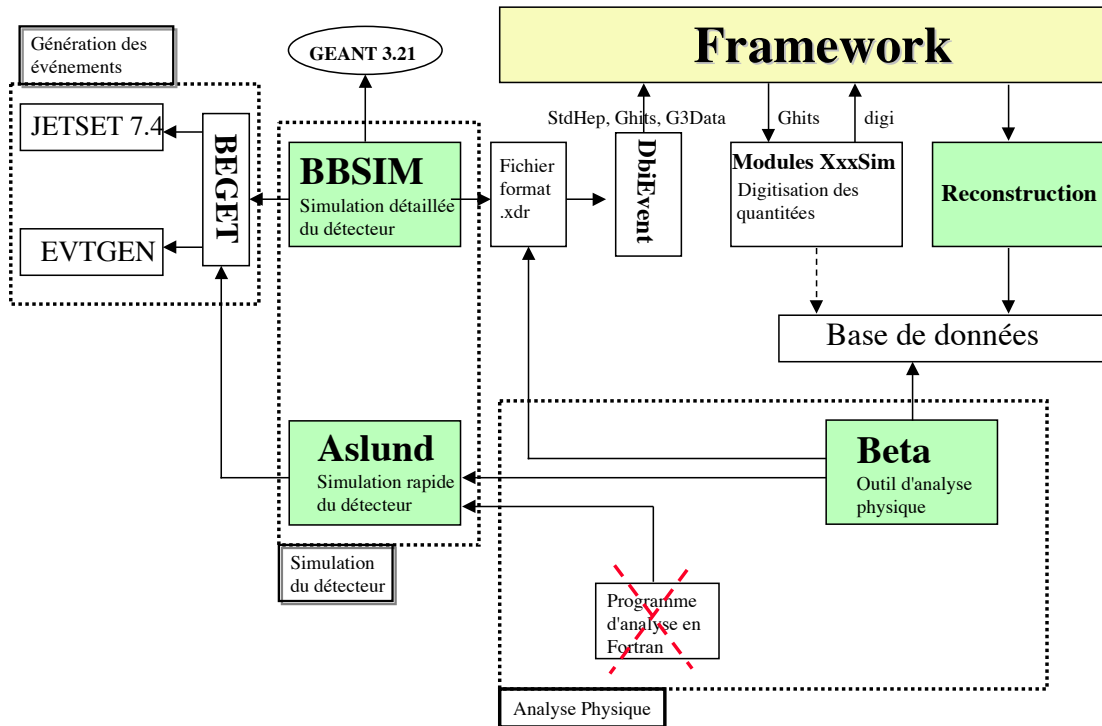


Figure 2.9: L'organigramme de l'environnement informatique de l'expérience BABAR. Nous pouvons y voir l'évolution de la simulation du détecteur (à gauche du schéma) jusqu'au programme de reconstruction et l'outil d'analyse (à droite).

par un fichier généré par l'utilisateur. La seconde simulation ASLUND [10] est une simulation rapide. Elle est caractérisée la paramétrisation des réponses des différents sous-détecteurs. Ces paramétrisations résultent des études effectuées sur la simulation BBSIM. Elle est également contrôlée par un fichier de constantes contenant, d'une part, les paramètres de la géométrie et d'autre part, les variables des paramétrisations.

Pour l'étude du bruit de fond physique, notre analyse s'est basée sur la simulation rapide à cause du nombre important d'événements nécessaires. En revanche, l'analyse du signal a été étudiée avec les deux simulations permettant ainsi de faire une comparaison directe des performances des deux programmes.

Le schéma (2.9) montre que les deux simulations du détecteur utilisent le logiciel BEGET [7] dans la génération des processus physiques. Selon le type de processus produit, ce programme utilise soit le programme JETSET 7.4 [8] soit

le tout nouveau outil EVTGEN [9]. Le programme EVTGEN a été créé pour la physique $B\bar{B}$ dans l'environnement de la résonance $\Upsilon(4S)$. Il introduit dans la désintégration de $\Upsilon(4S)$ un mélange d'état final $B^0\bar{B}^0$, $\bar{B}^0\bar{B}^0$, B^0B^0 et ce avec la distribution temporelle correcte. Il est aussi utilisé dans les désintégrations exclusives des mésons beaux. La production des événements du continuum ($c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$) et les désintégrations non exclusives du B sont faites par le programme JETSET 7.4.

La simulation BBSIM stocke ses quantités dans un fichier appelé type **xdr**. Il est lu, par la suite, par le programme de digitisation. Enfin, il passe par le programme de reconstruction. L'outil d'analyse physique de *BABAR* s'appelle BETA.¹ C'est un outil d'analyse performant écrit dans le langage orienté objet. Il permet l'accès aux objets stockés dans la base de données. Il peut être utilisé soit avec la simulation rapide ASLUND soit à la sortie du programme de reconstruction.

2.4.1 Le programme de simulation détaillée de BBSIM.

Le programme BBSIM écrit principalement en Fortran est un outil de simulation détaillée du détecteur *BABAR*. Il est composé de routines appelées à partir du "framework" dans les différentes étapes de la simulation. BBSIM est basé sur l'outil de GEANT 3.21 qui permet de simuler l'interaction des particules avec le détecteur et de les désintégrer. Cette simulation est effectuée sur la base des paramètres de la géométrie obtenus d'un fichier de données.

Dans notre analyse, les données ont été générées avec des faisceaux d'électrons et de positrons avec une énergie moyenne valant respectivement à 9,0 GeV/c et 3,1 GeV/c avec un écart type de 5,5 MeV et 3,1 MeV. La variation de la position au point d'interaction dans le plan x et y était respectivement égale à 160 μm et 6 μm . La position en z avait une distribution plate de largeur de 1 cm. Enfin, le champ magnétique était uniforme avec une intensité $B_z = 1,5 \text{ Tesla}$.

Après l'étape de la génération de l'événement via le programme BEGET, deux types d'informations sont produits par le logiciel BBSIM: **G3Data** et **GHits**. Ces données sont sauvegardées dans un fichier pour être utilisées par la suite par le framework afin d'effectuer la digitisation et la reconstruction. Les données de type **G3Data** représentent la généalogie des particules issues des désintégrations successives dans GEANT 3.21. Les **GHits** sont les impacts enregistrés par les différents sous-détecteurs. Ils sont stockés avec d'autres d'informations comme la position, la perte d'énergie ou encore l'index de la trace Monte Carlo correspondante.

¹Ce nom a été donné comme une suite à l'outil d'analyse de l'expérience Aleph qui est appelé Alpha.

2.4.2 Le programme de reconstruction.

Le programme de reconstruction est composé de modules écrits en langage orienté objet. Chaque module est exécuté dans l'ordre défini dans le framework. La liste des modules considérés dans la reconstruction est contrôlée par des scripts en Tcl/Tk. Cette flexibilité évite les longues durées de compilation du code lorsque l'utilisateur souhaite supprimer des étapes du programme de reconstruction. Les modules sont organisés en séquences de sous-détecteurs. Par exemple, la séquence de la chambre à dérive consiste dans l'ordre en un module de calibration, un module recherche des impacts, une reconstruction des segments dans chaque super-couche et enfin une mesure de la trajectoire complète de la trace. Dans l'organisation des logiciels de *BABAR*, les quantités calculées dans le programme de reconstruction sont stockées dans des bases de données orientées objets. L'outil utilisé est fourni par une compagnie appelée Objectivity [4]. Cette base de données contiendra non seulement les données issues de la reconstruction mais aussi les constantes de calibrations. Au moment où nous avons effectué notre analyse physique, cette branche de l'organigramme était en cours de développement et devait être prête pour les prises de données. Une solution provisoire a été utilisée pour sauvegarder les données du programme de reconstruction. Cette solution consiste à utiliser un format appelé cartouches de *beast*². Ces cartouches contenaient des informations limitées mais suffisantes pour effectuer une analyse physique. Les analyses physiques faites sur ces données n'ont pas été optimisées et ce pour deux raisons: à cause des informations limitées d'une part et à cause de l'état préliminaire du code de reconstruction, d'autre part. En effet, la version du programme utilisée est l'une des premières qui fonctionnait et elle ne reflète pas toutes les performances qu'offrira le détecteur *BABAR*. Dans le chapitre suivant, nous essayerons de montrer les performances obtenues ainsi que les limitations rencontrées.

La gestion de tous ces programmes est faite avec l'outil appelé CVS [5]. Des mises à jour sont faites périodiquement avec des versions données de ces modules. Ils sont compilés, liés et testés. Avant que la nouvelle version soit déclarée **officielle**, *i.e.*, utilisable pour effectuer les analyses physiques, elle est soumise à des séries de tests par le groupe d'assurance qualité. Nous pouvons voir dans la figure (2.10) l'évolution de la largeur de la masse du B^0 reconstruit dans le mode $J/\psi K_s^0$ en fonction de la version du programme de reconstruction. Ce type d'étude est également effectué sur d'autres paramètres. Il permet de vérifier la qualité et les performances des programmes utilisés dans *BABAR*.

²Nom venant de l'anglais pour BaBar Event Analysis Summary Tapes

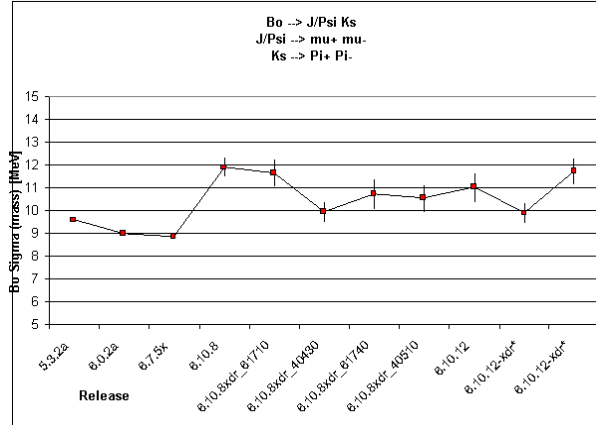


Figure 2.10: Évolution de la largeur de la masse du B^0 en $J/\psi K_s^0$ en fonction de la version du programme de reconstruction. Ce type de courbe représente un exemple des figures de performances produites par le groupe d'assurance qualité.

2.4.3 La simulation rapide: ASLUND.

L'expérience *BABAR* devra collecter des millions d'événements par année. Les canaux de désintégration qui seront étudiés ont des rapports d'embranchement peu élevés, les événements recherchés sont donc rares. Il est par conséquent nécessaire d'effectuer les analyses physiques sur un très grand nombre d'événements. Le temps d'exécution de la chaîne complète (la simulation détaillée de BBSIM plus reconstruction) est long. C'est pourquoi, une simulation rapide était nécessaire. Cette simulation Monte Carlo paramétrisée dont nous avons assuré la maintenance est appelée ASLUND. Elle utilise comme programme de simulation Monte Carlo des processus physiques les deux logiciels suivants: JETSET 7.4 [8] et EVTGEN [9] via le programme BEGET. Une fois l'événement produit, ASLUND simule la réponse du détecteur aux différentes particules stables chargées ou neutres. Ces paramétrisations sont les suivantes: la reconstruction des traces, l'identification des hadrons chargés par le dE/dx , le *DIRC*, la réponse du calorimètre électromagnétique pour les particules neutres et enfin, à la simulation des hadrons neutres et des muons dans le retour du flux. Dans la suite, nous essayerons de donner un aperçu des ces paramétrisations.

Dans notre analyse physique, le logiciel ASLUND nous a permis de faire une étude détaillée du signal ainsi que de son bruit de fond. Ces études furent possibles grâce au grand nombre d'événements générés.

La reconstruction des traces.

La paramétrisation conjointe des deux sous-détecteurs de silicium et de la chambre à dérive est faite grâce au programme appelé TRACKERR [12]. Le logiciel permet de calculer la matrice de corrélation ainsi que les paramètres de la trace pour tout système de "tracking" cylindrique plongé dans un champ magnétique uniforme et parallèle aux faisceaux. Le calcul de ces quantités tient en compte la description de la géométrie des détecteurs au silicium et de la chambre à dérive. Lors de la reconstruction de la trajectoire des traces chargées, les pertes d'énergie dans les couches ainsi que les diffusions multiples ne sont pas prises en considération dans le calcul de l'hélice. Néanmoins, ces effets sont inclus par la suite dans le calcul des paramètres de la trace qui sont retournés à l'utilisateur. Les particules chargées sont reconstruites si, d'une part, elles se trouvent dans l'acceptance du détecteur et si, d'autre part, elles produisent au moins quatre impacts dans le détecteur au silicium ou dans la chambre à dérive. L'efficacité de détection des impacts est supposée parfaite et donc égale à 100%. Une étude comparative entre le programme de BBSIM et d'ASLUND a montré sur la reconstruction du mode $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ un accord entre les deux simulations de 15% sur la masse du mésons B^0 .

La paramétrisation du DIRC.

La simulation rapide du DIRC utilise, d'une part, la description exacte de la géométrie du détecteur comme les dimensions des barres de quartz et, d'autre part, les paramètres fondamentaux du DIRC comme le facteur de qualité N_0 . La géométrie utilisée est principalement celle décrite dans le TDR. Ainsi, la limitation importante de cette simulation est l'absence prise en compte de l'effet du prisme inclus après le TDR (voir section 4.4.3). L'absence de cette paramétrisation rend les résultats un peu plus pessimistes à cause de l'augmentation du nombre de photons Cerenkov avec la nouvelle géométrie. La paramétrisation utilise la valeur et l'erreur sur l'impulsion de la particule chargée traversant le détecteur. Elle inclut également dans le calcul les angles d'incidence polaire et azimutal. Le programme fournit à sa sortie le nombre de photons Cerenkov détectés par les photomultiplicateurs ainsi que l'erreur sur cette mesure. Il calcule également le nombre d'écart type par rapport aux cinq hypothèses de masses (K^\pm , π^\pm , μ^\pm , e^\pm , p). En utilisant la géométrie du TDR, les performances de cette simulation en terme de séparation $K - \pi$ est en bon accord avec celle de la simulation détaillée pour des kaons de plus de 1 GeV/c qui est la gamme d'impulsion des kaons utilisée dans notre analyse physique.

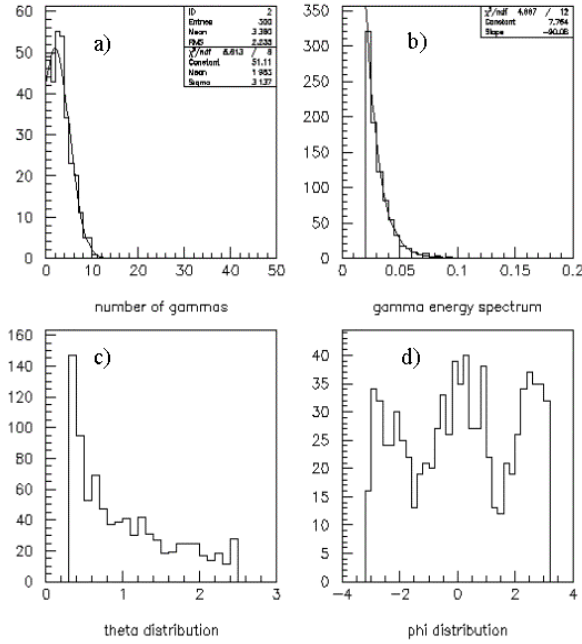


Figure 2.11: Les caractéristiques des photons venant du bruit de fond de PEP-II: le nombre de coups par événement (a), le spectre en énergie (b) et la distribution en θ (c) et ϕ (d).

La paramétrisation du calorimètre électromagnétique.

La simulation rapide du calorimètre de *BABAR* ne traite que les particules neutres (photons). Le programme est basé sur des distributions obtenues de la simulation BBSIM. En effet, les quantités fournies à la sortie du programme comme l'énergie déposée dans les cristaux et les coordonnées de l'amas électromagnétique sont calculées à partir de ces distributions. Les distributions sont divisées en 8 intervalles en énergies et $\cos\theta_{lab}$ variant respectivement de 0,02 GeV à 5,12 GeV et de -0,92 à 0,96. La simulation ne traite pas les photons des π^0 qui ne sont pas résolus *i.e.*, ceux qui créent des gerbes électromagnétiques confondues.

La simulation inclut également une paramétrisation des photons venant du bruit de fond de PEP-II. Le nombre de ces photons est caractérisé par une gaussienne ayant une valeur moyenne de 1,6 et une largeur de 3,1. La distribution en énergie est exponentielle et celle en θ est piquée vers l'avant et l'arrière du détecteur (fig. 2.11).

La paramétrisation du détecteur de hadrons et de muons.

Les quantités calculées dans cette simulation n'ont pas été utilisées dans notre analyse. L'efficacité de détection des hadrons neutres (K_L^0 et neutrons) est fonction de l'impulsion et de l'angle d'incidence. Cette efficacité est basée sur des paramètres extraits de la simulation BBSIM. La seule quantité calculée est la direction des hadrons. L'efficacité de reconstruction des muons de plus de 400 MeV ainsi que la contamination des pions sont extraites des algorithmes décrits dans la référence [13].

2.4.4 L'assurance qualité des programmes de $BABAR$.

Dans l'organisation de l'environnement informatique de $BABAR$, l'assurance qualité apparaît à deux endroits:

- lorsqu'une nouvelle version est déclarée en état de test pour être par la suite utilisée par la collaboration, le groupe d'assurance qualité effectue des séries de tests afin de valider les performances des différents programmes.
- la production des lots d'événements est testée en ligne pour s'assurer de leur qualité.

Pour remplir cette tâche, quatre logiciels ont été créés chacun avec un but particulier. Le premier est appelé QaBetaTools, il est basé sur l'outil d'analyse BETA. Il permet de tester les performances des outils d'analyse physique mais aussi du programme de reconstruction. Les trois autres ensembles appelés QaSimTools, QaSimAppTools et QaRecoTools sont respectivement dédiés à l'assurance qualité des codes de simulation, de digitisation et de reconstruction. Dans les sections suivantes, nous décrirons ces outils d'assurance qualité.

Le logiciel QaBetaTools.

L'ensemble QaBetaTools a été créé pour permettre d'effectuer les tests sur les nouvelles versions. Il est composé de 6 modules d'analyse physique simple. Ces modules sont basés sur BETA et produisent une série d'histogrammes tels que ceux de masse et d'impulsion qui sont comparés à des données de référence. Ces modules peuvent être exécutés à partir des fichiers **xdr** ou bien à la sortie du programme de reconstruction. Chaque module utilise un type d'état final physique donné choisi selon le type d'analyse physique effectuée. Les modules composant QaBetaTools sont les suivants:

- **QaTrack** : Ce module permet de produire des distributions permettant d'extraire les résolutions des paramètres fondamentaux des particules chargées tels que le paramètre d'impact ou le quadrivecteur d'impulsion.
- **QaBetaMassPeaks** : Il utilise un lot d'événements de type $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ sans bruit de fond. Il produit principalement des distributions de masse de K_s^0 , de J/ψ et de B^0 . Le module permet de voir d'une manière rapide et efficace l'état des programmes de *BABAR*.
- **QaJpsiK0s** : Contrairement au module précédent, celui-ci effectue une analyse typique de reconstruction du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ en incluant le bruit de fond. La reconstruction des K_s^0 est faite dans le mode $\pi^+\pi^-$ et les J/ψ dans le mode leptonique $\mu^+\mu^-$. Il permet de tester non seulement la reconstruction mais aussi les algorithmes d'analyse physique comme la reconstruction des K_s^0 .
- **QaRhoPi** : Ce module consiste à reconstruire un autre état propre de CP qui est la désintégration du méson B^0 en $\rho^+\pi^-$. Il permet de tester la reconstruction des π^0 qui sont combinés aux pions chargés pour constituer la résonance ρ^\pm . Il permet aussi de valider le programme de reconstruction dans le calorimètre électromagnétique et les algorithmes de reconstruction des π^0 .
- **QaDFinder** : La physique des mésons charmés est riche dans l'expérience *BABAR*. C'est pourquoi, le logiciel d'assurance qualité inclut un module pour la reconstruction des mésons D^0 dans les trois modes de désintégration $K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $K^+\pi^-\pi^0$. Les mésons charmés neutres considérés dans l'analyse sont ceux issus de $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$. La reconstruction de ces canaux de désintégration nécessite l'identification des kaons. Ainsi, ce module permet en particulier de tester les performances du programme d'identification des particules et l'algorithme de reconstruction des points de désintégration des particules instables.
- **QaTestElecId** : Le programme regarde les performances des algorithmes d'identification des électrons et des muons obtenues dans les cinq sous-systèmes du détecteur : le détecteur au Silicium, la chambre à dérive, le *DIRC*, le calorimètre électromagnétique et l'IFR (dans le cas des muons). Le module extrait les efficacités d'identification de ces hadrons en fonction de la contamination en pions. Cette étude est faite pour différentes énergies des particules: 500 MeV, 1200 MeV et 3000 MeV.
- **QaPidPlots** : Ce dernier module permet de tester l'identification des kaons. Il produit une série de figures représentant l'efficacité et la pureté d'identification des K^\pm en fonction de l'impulsion. Elles sont produites pour

les trois systèmes utilisés dans cette identification que sont le détecteur au silicium, la chambre à dérive et le *DIRC*.

L'exécution de tous ces modules est contrôlée par un script interactif. Il permet, par exemple, de choisir la liste des modules à exécuter, le type d'exécution (interactive ou batch) ou encore le type de données à utiliser *i.e.*, la sortie directe de la reconstruction ou alors la chaîne complète en partant de la sortie du programme de BBSIM. Cette automatisation permet d'effectuer tous les tests dans une durée maximum égale à deux semaines.

En conclusion, l'ensemble QaBetaTools comprend une variété de modules permettant de tester des quantités fondamentales du programme de reconstruction mais aussi les outils d'analyse physique tels que le programme d'identification des particules. Le rôle de cet outil servait également à d'autres vérifications. En effet, il est utilisé par exemple dans l'étude des performances du programme de reconstruction sur les différents systèmes.

L'assurance qualité des programmes de simulation, de digitisation et de reconstruction.

Les trois étapes importantes dans l'organisation du *software* de *BABAR* (fig. 2.9) sont la simulation détaillée BBSIM, la digitisation et la reconstruction. Il est donc essentiel de vérifier la qualité de la sortie de ces programmes. Ces tests de performance sont principalement effectués lors des productions Monte Carlo d'une manière automatique à la fin de chaque "run". Le programme d'assurance qualité doit satisfaire les trois critères suivants:

- Produire un résumé explicite de l'état des trois programmes sous forme de tableaux et de figures.
- Détecter les problèmes éventuels dans chaque sous-système et informer le responsable du programme d'une manière automatique.
- Enfin, rendre les résultats de ces tests accessibles à toute la collaboration d'une manière rapide.

C'est ce but que nous nous sommes fixés avant de commencer à écrire le logiciel. Les trois programmes QaSimTools, QaSimAppTools et QaRecoTools sont utilisés respectivement pour la simulation, la digitisation et la reconstruction. Ils utilisent les mêmes types d'outils qui sont regroupés dans un programme appelé QaToolsUtils. Les trois logiciels sont écrits en langage orienté objet ce qui offre une grande facilité d'abstraction. Au moment du développement des outils, les logiciels d'ajustement de distributions et de tests statistiques écrits en C++

n'existaient pas. C'est pourquoi, nous avons utilisé les bibliothèques existantes appelées `minuit` [14] et `hbook` [15]. De plus, nous avons utilisé une conception des programmes qui permettait d'effectuer une transition facile aux outils écrits en C++ alors en cours de développement.

Chaque programme contient des modules analysant chacun un sous-système du détecteur. Dans le cas de la simulation, deux modules supplémentaires sont inclus. Il s'agit du test au niveau de la génération des processus physiques et de la simulation au point d'interaction. Chaque module de ces logiciels contient une liste d'histogrammes à analyser et le type d'analyse à effectuer. En effet, les types d'analyses effectuées sur ces distributions dépendent de leur forme. Les distributions possédant des formes qui peuvent être ajustées avec des fonctions connues sont analysées grâce à `minuit`. Les fonctions utilisées sont de divers types : une simple ou double gaussienne, une gaussienne avec un fond polynômial ou alors la fonction de Tchebetchev pour les spectres d'énergies du calorimètre électromagnétique. Pour les distributions non paramétrisables, elles sont analysées en effectuant un test statistique de type Kolmogorov-Smirnov [16]. Dans ce test, l'histogramme étudié est comparé à une référence donnée. Pour toutes les distributions analysées, un test de Kolmogorov-Smirnov est effectué afin de détecter tout désaccord avec les références sur la base de la probabilité calculée. En cas de désaccord dans une distribution, un message électronique est envoyé automatiquement au responsable du programme en spécifiant la raison et en donnant toutes les informations importantes. Le même message est envoyé au groupe d'assurance qualité. Les trois outils fournissent, à la fin de leur exécution, les informations suivantes:

- Un fichier contenant des tableaux résumant les résultats de l'analyse de chaque histogramme (fig. 2.12).
- Un autre fichier contenant les distributions avec les résultats de l'ajustement et du test de Kolmogorov-Smirnov.
- Une mise à jour de la base des données contenant les résultats et l'historique des tests faits durant la production.
- Enfin, cette base de données est utilisée pour produire les *runchart* accessibles par le web [17] (fig. 2.13). Ces *runcharts* représentent l'évolution des paramètres mesurés en fonction du temps (du numéro de "run").

Le test de Kolmogorov-Smirnov peut être appliqué sur un échantillon fini ou infini. En général, le test consiste à calculer le maximum de la différence cumulative des deux ensembles de points des échantillons. Dans le cas d'un test entre deux histogrammes, ce paramètre s'écrit sous la forme suivante:

$$Z_{max} = \max | C_{ana}(x) - C_{ref}(x) | \quad (2.3)$$

Simulation Summary

R 6.10.6a – Run: 062001

EMCQASIMHIST

	Analysis results		Comparison with reference histos				
	mean	sigma	mean	sigma	P(shape)	P(norma)	P(tot)
Number of GHits (EMC)	268.48	84.82	267.92	83.47	0.99	1.00	1.00
r GHits (EMC) Barrel	102.99	7.91	102.92	7.87	0.09	0.98	0.30
phi GHits (EMC) Barrel	0.01	1.83	0.00	1.82	0.19	0.98	0.49
z GHits (EMC) Barrel	55.73	72.84	55.90	73.73	0.04	0.98	0.16
r GHits (EMC) Endcap	80.12	11.32	80.22	11.43	0.07	1.00	0.25
phi GHits (EMC) Endcap	0.09	1.84	0.04	1.83	0.00*	1.00	0.02
z GHits (EMC) Endcap	200.00	10.12	200.07	10.17	1.00	1.00	1.00
Energy GHits (EMC) Barrel	0.02	0.06	0.02	0.06	0.86	0.98	0.99
Energy GHits (EMC) Barrel E _{0.100}	0.01	0.01	0.01	0.01	0.68	0.98	0.93
Energy GHits (EMC) Barrel E _{0.100}	0.23	0.16	0.23	0.16	0.86	1.00	0.99
Energy GHits (EMC) Barrel E _{0.010}	0.00	0.00	0.00	0.00	0.60	0.97	0.90
Energy GHits (EMC) Endcap	0.02	0.06	0.02	0.06	1.00	1.00	1.00
Energy GHits (EMC) Endcap E _{0.100}	0.01	0.01	0.01	0.01	0.70	1.00	0.95
Energy GHits (EMC) Endcap E _{0.100}	0.24	0.18	0.24	0.17	0.94	0.99	1.00
Energy GHits (EMC) Endcap E _{0.010}	0.00	0.00	0.00	0.00	0.38	1.00	0.75

Table 7: $P(\text{shape})$ and $P(\text{norma})$ are the probabilities of compatibility in shape and normalization between the input and the reference histograms. $P(\text{tot})$ is the combined probability. A value of Prob close to one indicates very similar to one indicates very similar histograms, and a value near zero means that it is very unlikely that the input and the reference histograms arose from the same parent distribution.

Figure 2.12: *La figure montre un exemple des tableaux produits afin de résumer les résultats obtenus dans l'analyse des histogrammes issus du programme de simulation du calorimètre électromagnétique. Le tableau est extrait d'une série de pages produite par le programme d'assurance qualité.*

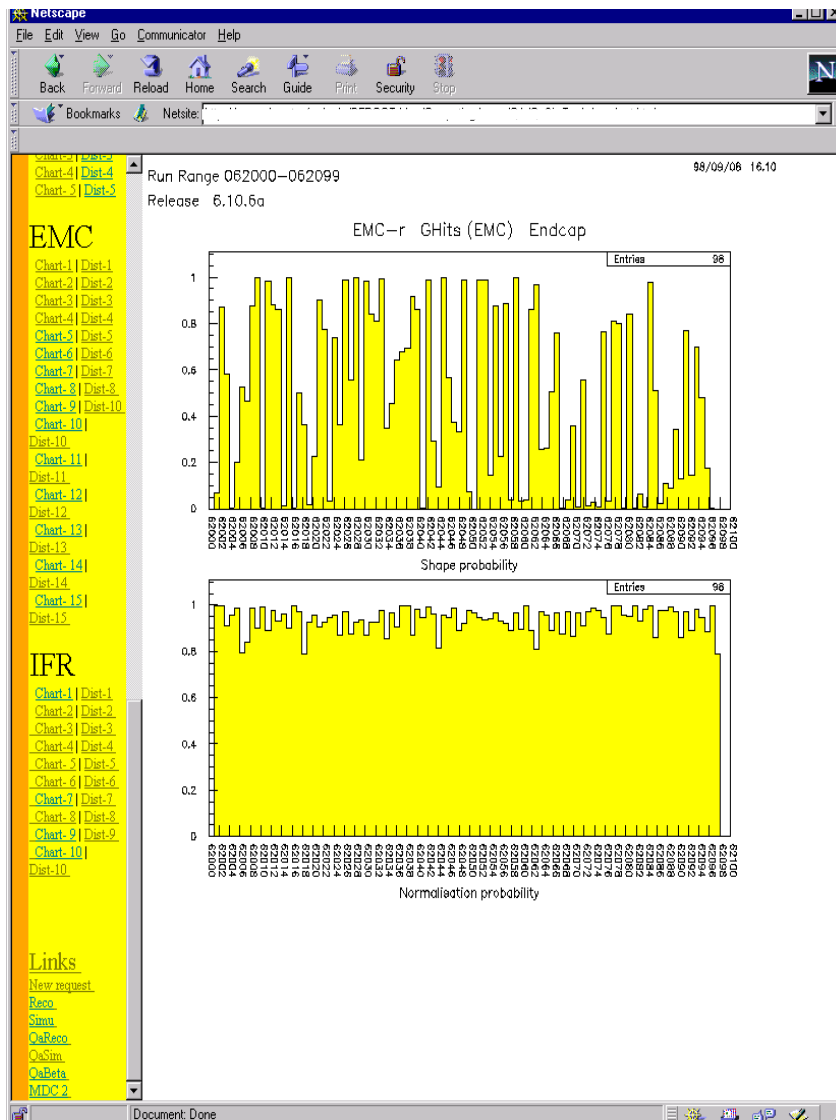


Figure 2.13: La photo montre une illustration de la page WWW qui permet d'accéder à l'évolution des paramètres obtenus avec le programme d'assurance qualité au cours du temps. Ces informations sont accessibles par l'utilisateur en effectuant une simple requête à son navigateur internet.

où $C_{ana}(x)$ et $C_{ref}(x)$ sont respectivement les distributions des points cumulatifs de l'histogramme analysé et celui de référence. Le paramètre Z_{max} permet par la suite de calculer une probabilité appelée probabilité de forme. La distribution de cette probabilité est, par construction, uniforme entre 0 et 1 et elle s'écrit:

$$P_{forme} = P_{KS} \left(Z_{max} \times \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} \right) \quad (2.4)$$

où N_1 et N_2 représentent respectivement le nombre de données accumulées dans l'histogramme analysé et de référence. La fonction qui permet de calculer cette probabilité s'écrit sous la forme:

$$P_{KS}(\lambda) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j e^{-2j^2 \lambda^2} \quad (2.5)$$

Le calcul de ce paramètre fournit une information sur la compatibilité de deux distributions. En revanche, si un déficit dans le nombre d'entrées dans l'histogramme est observé par rapport à la référence, la probabilité de forme ne pourra pas détecter ce type de désaccord. En d'autres termes, cet estimateur ne dépend pas de la normalisation des deux distributions. C'est pourquoi, nous avons inclus dans notre programme un autre estimateur appelé probabilité de normalisation qui s'écrit de la façon suivante:

$$P_{norm} = \frac{(N_1 - N_2)^2}{N_1 + N_2} \quad (2.6)$$

Enfin, les deux probabilités sont combinées comme suit:

$$P_{total} = 2 P_{forme} P_{norm} (1 - \log(2 P_{forme} P_{norm})) \quad (2.7)$$

Les distributions en désaccord avec la référence possèdent une probabilité inférieure à une certaine valeur limite. Ce seuil est fixé par défaut à 0,1% mais il peut être modifié individuellement pour des distributions via un fichier externe.

Les histogrammes de référence sont produits au début de chaque série de production Monte Carlo. Pour chaque type de processus physique, ces distributions sont produites pour un nombre d'événements égal à 10000 qui équivaut à 10 "run" de production. Dans le cas de la simulation, l'erreur sur le nombre de points accumulés dans un intervalle donné de l'histogramme est multipliée par un facteur correctif. Cette correction est nécessaire car les erreurs sur le nombre d'entrées ne suivent pas la loi binomiale. En effet, si on prend l'exemple du détecteur de hadrons neutres, l'histogramme de l'angle ϕ des **Ghits** (sec. 2.4.1) dans les bouchons est rempli autant que le nombre de couches traversées par la particule. Ainsi, l'erreur sur ce nombre d'entrées n'est plus la racine carrée de ce dernier. Le facteur correctif est obtenu lors de la production des histogrammes de référence. A cet effet, le lot de 10000 événements est décomposé en deux. Les histogrammes

de chacun de ces deux lots sont comparés et une probabilité de χ^2 est extraite. Enfin, la racine carrée de ce paramètre représente le facteur correctif.

Nous avons effectué avec succès les premiers tests des logiciels. Toute la chaîne suivie dans les logiciels d'assurance qualité qui comprend l'analyse, les comparaisons, la production des tableaux et des figures et l'envoi des messages électroniques ont été toutes validées. Nous avons pu accéder aux informations par le web. Lors des productions des événements Monte Carlo, le logiciel a pu détecter quelques problèmes dans le programme de simulation. Nous citerons par exemple la différence de la réponse du détecteur des hadrons neutres dans les deux systèmes d'exploitation (Sun-Solaris et Alpha-OSF). Cette différence a été observée lors du processus de l'assurance qualité ³.

En gardant la même architecture des logiciels, nous avons, par la suite, effectué la migration vers les outils de l'histogramming distribué. En effet, dans le programme en ligne, les histogrammes seront accumulés d'une manière distribuée dans différentes machines. Cette méthode a nécessité la création d'outils spécifiques à cet environnement particulier. Notamment, un outil d'ajustement des distributions et des tests statistiques a été développé en vue de cet environnement. Notre démarche a consisté à faire une migration vers ces outils de façon à basculer de manière rapide et transparente des méthodes initiales basées sur les bibliothèques du CERN vers les nouveaux outils et vice versa. Cette flexibilité est réalisable en programmation orientée objets. Les tests du nouveau programme incluant ces changements ont montré des résultats similaires entre les deux méthodes utilisées.

³Ce problème était dû au fait que le fichier décrivant la géométrie du détecteur était tronqué lors de l'exécution sur le système d'exploitation Alpha-OSF.

Bibliographie

- [1] M. Bari *et al.*, "Results from the *BABAR* Silicon Vertex Tracker Test Beam", *BABAR Note # 278*.
- [2] M. Baynham *et al.*, "Design Study For the *BABAR* Superconducting Solenoid", *BABAR Note # 233*.
- [3] F. Anulli, Proceedings of La Biodola.
- [4] Page web de Objectivity Co. <http://www.objectivity.com/>
- [5] "CVS: Concurrent Versions System", User guide :
http://hill.ucs.ualberta.ca/Documentation/cvs-1.8.1/cvs_toc.html
- [6] "GEANT, Detector Description and Simulation Tool", CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [7] D. Wright, "BEGET: The B-Factory event generator version 21", *BABAR Note # 149*.
- [8] T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual", CERN-TH 7112/93.
- [9] A. Ryd *et al.*, EvtGen User Guide:
<http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/doc/LIGHT/6.7.5/src/EvtGen/guide>
- [10] Aslund web page: <http://www.lal.in2p3.fr/BaBar/Aslund/aslund.html>
- [11] B. Jacobsen, "Beta: A High-level Toolkit for *BABAR* Physics Analysis", submitted to Comp. Phys. Comm.
- [12] W. Innes, "TRACKERR: A program for calculating tracking errors.", *BABAR Note # 121*.
- [13] L. Lista, "Muon identification in the IFR", *BABAR Note # 413*.
- [14] "MINUIT: Reference manual", CERN Program Library Long Writeup D506.

- [15] "HBOOK: Reference manual", CERN Program Library Long Writeup Y250.
- [16] V. Mises, R. 1964, "Mathematical Theory of Probability and Statistics",
Chapitres IX C-E, New York: Academic Press.
W. T. Eadie *et al.*, "Statistical methods in experimental physics", North-
Holland, 1971.
- [17] Pour la simulation voir :
<http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/doc/Computing/www/QA/QaSimTools/runchart.html>
Pour la reconstruction voir :
<http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/doc/Computing/www/QA/QaRecoTools/runchart.html>

Chapitre 3

L'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ pour la mesure de $\sin 2\beta$.

Contenu du chapitre

3.1	Introduction.	75
3.2	La réduction du bruit de fond du continuum.	76
3.2.1	Les moments de Fox-Wolfram.	77
3.2.2	La sphéricité.	77
3.2.3	L'aplanarité.	78
3.2.4	La méthode de l'axe de poussée.	78
3.2.5	La méthode de clusterisation.	79
3.2.6	La comparaison entre les méthodes.	79
3.3	L'identification des hadrons chargés.	81
3.4	La reconstruction des particules composites.	83
3.4.1	La méthode de sélection des K_S^0 .	83
3.4.2	La méthode de sélection des π^0 .	84
3.5	La reconstruction des mésons D^\pm.	87
3.5.1	La coupure de la masse manquante.	88
3.5.2	La reconstruction du point de désintégration de D^\pm .	88
3.5.3	Résultats et commentaires.	90
3.6	La reconstruction des mésons B^0.	91
3.7	L'étude du bruit de fond pour le canal $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	95
3.8	Extraction de $\sin 2\beta$ dans le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	98
3.8.1	Description de la méthode FBAD.	99
3.8.2	Description de la méthode du Kin.	100
3.8.3	La reconstruction de la position z_{tag} .	100
3.8.4	Comparaison des deux méthodes pour la mesure de $\sin 2\beta$.	103
3.8.5	L'erreur de la mesure de $\sin 2\beta$ dans $B^0 \rightarrow D^+D^-$.	105
3.9	Conclusion.	110

3.1 Introduction.

L'extraction de l'angle β du triangle d'unitarité dans le mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ représente un défi important. La mesure obtenue grâce à ce canal pourrait concurrencer celle obtenue dans les autres modes comme $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Le canal de désintégration qui est étudié dans ce chapitre n'a jamais été observé. Les résultats de CLEO [1] n'ont pas mis en évidence le signal $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. Cette expérience a pu établir une limite supérieure égale à $1,3 \times 10^{-3}$ à 90% de niveau de confiance.

Néanmoins, nous pouvons estimer le rapport d'embranchement du mode dans la limite de l'hypothèse HQET (*Heavy Quark Effective Theory*). En effet, ce nombre est déduit à partir du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow D^+ D_s^-$ en utilisant la formule suivante:

$$Br(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = \left(\frac{f_D}{f_{D_s}} \right)^2 \tan^2 \theta_c Br(B^0 \rightarrow D^+ D_s^-) \quad (3.1)$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo ($\sin \theta_c = 0,22$), et f_D et f_{D_s} sont respectivement les facteurs de désintégration de D^\pm et D_s^\pm . Le rapport entre ces deux facteurs est égal à 0,9. En utilisant la dernière mesure de CLEO [2] $Br(B^0 \rightarrow D^+ D_s^-) = 1,2 \pm 0,5\%$, nous obtenons le rapport d'embranchement suivant:

$$Br(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = 4,5 \times 10^{-4} \quad (3.2)$$

Ce résultat sera utilisé dans l'analyse pour l'estimation du nombre d'événements attendus. L'analyse décrite dans ce chapitre a été effectuée sur un lot de données simulées qui représente une luminosité intégrée de 3 fb^{-1} collectée dans le pic de la résonance $\Upsilon(4S)$.

Les rapports d'embranchement des désintégrations du méson charmé chargé sont faibles. De ce fait, six modes sont considérés dans cette analyse. Les critères de choix sont, d'une part, le taux de rapport d'embranchement et, d'autre part, le nombre de particules instables dans l'état final. En effet, nous avons choisi des modes qui contiennent au plus un π^0 et un K_s^0 . La liste de ces modes se trouve dans le tableau (3.1).

Nous remarquerons que le canal $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ présente une multiplicité importante dans l'état final. Elle est d'au-moins six particules chargées. Cette caractéristique complique la topologie de l'état final avec ses multiples points de désintégration à reconstruire. L'analyse a été effectuée sur les deux types de programmes de simulation: la simulation rapide (sec. 2.4.3) et la simulation détaillée (sec. 2.4.1)

Le présent chapitre est organisé comme suit. Il débute avec une description

détaillée des méthodes qui ont été utilisées dans la réduction du bruit de fond dit du *continuum*. En effet, la section efficace de cette composante est très importante et bien plus grande que celle du signal $b\bar{b}$. Puis, nous passerons à la description des méthodes de reconstruction des particules composites: K_s^0 , π^0 . Nous donnerons également les efficacités d'identification des kaons ainsi que les avantages et inconvénients d'une telle sélection. Une fois que les particules chargées neutres et instables ont été reconstruites, nous passerons à la sélection des D^\pm et par la suite des B^0 . Nous finirons le chapitre en donnant une estimation du bruit de fond physique et des méthodes utilisées dans l'extraction de $\sin 2\beta$.

Mode	Br. [3]
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9,1 \pm 0,6\%$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$6,4 \pm 1,1\%$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	$2,89 \pm 0,26\%$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	$9,7 \pm 3,0\%$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ \pi^+$	$7,0 \pm 0,9\%$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$5,4 \pm 1,4\%$

Tableau 3.1: Les modes de désintégration utilisés dans l'analyse du canal $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

3.2 La réduction du bruit de fond du continuum.

Le bruit de fond du continuum comprend les quatres types de paires de quark: $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$. Le rapport de section efficace entre le signal ($b\bar{b}$) et le bruit de fond est de 1 pour 3. Ainsi, nous pouvons comprendre l'importance de réduire ce bruit de fond. Cette élimination devra se faire lors des premières étapes du programme d'analyse. En effet, elle permet d'avoir un gain considérable dans le temps de calcul bien avant de s'engager dans le coeur de l'analyse.

Les méthodes de discrimination entre le signal et le bruit de fond $q\bar{q}$ exploitent les caractéristiques de chacune des deux topologies. Dans le cas du signal, les résultats des désintégrations des paires $b\bar{b}$ sont distribués isotropiquement dans le référentiel de centre de masse. Cette propriété est due aux faibles impulsions des mésons B^0 produits. Dans le cas du bruit de fond, les événements ont une structure de deux jets. Cette topologie est d'autant plus prononcée que la masse des quarks est petite. De ce fait, le bruit de fond $c\bar{c}$ possède une topologie de deux jets moins importante, ce qui rend sa discrimination un peu plus difficile.

Dans les sections à suivre, nous aurons à présenter ces méthodes afin d'en déduire les plus performantes. La comparaison entre ces méthodes a été effectuée en utilisant une variable appelée *séparation* qui est donnée par la formule suivante [4]:

$$s(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[g^s(x) - g^b(x)]^2}{g^s(x) + g^b(x)} \quad (3.3)$$

où $g^{s,b}(x)$ représente respectivement la distribution du signal et du bruit de fond. Cette relation montre que plus la valeur de séparation est grande, plus la discrimination entre les deux composantes est importante. Notre étude de ces méthodes a débuté par l'extraction de la valeur de la séparation entre le signal et chacune des quatre composantes du bruit de fond. Ainsi, nous avons pu isoler les méthodes les plus discriminantes en utilisant cette variable. L'optimisation du choix peut être effectuée en appliquant une méthode multivariante telle que: les réseaux de neurones et la méthode de la vraisemblance. Ces méthodes statistiques permettent de combiner toutes ces variables et de baser ces critères de sélection sur une coupure de la variable de sortie.

Le calcul des variables discriminantes n'utilise que les traces chargées.

3.2.1 Les moments de Fox-Wolfram.

Il s'agit de la méthode la plus performante pour éliminer le bruit de fond $q\bar{q}$. Les différents ordres de ces moments s'écrivent sous la forme suivante:

$$H_l = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E_{vis}^2} \times P_l(\cos\theta_{ij}) \quad (3.4)$$

où P_l est le polynôme de Legendre, E_{vis} l'énergie visible dans le détecteur et θ_{ij} l'angle entre les deux traces chargées. Ces moments sont souvent normalisés par le moment d'ordre nul.

Pour un événement ayant une structure en jet, les moments d'ordre pairs ont tendance à avoir une valeur égale à 1 alors que les ordres impairs acquièrent une valeur nulle. En revanche, pour les événements sphériques, les ordres pairs prennent une valeur égale à 0. De ce fait, la discrimination entre le signal et le bruit de fond $b\bar{b}$ est plus importante avec les moments de Fox-Wolfram d'ordres pairs.

3.2.2 La sphéricité.

Cette quantité est mesurée comme étant la somme des carrés des impulsions transverses pour chacune des particules chargées relatives à la direction de l'événement.

Elle est écrite sous la forme suivante:

$$S = \frac{3}{2} (\lambda_2 + \lambda_3) \quad (3.5)$$

où λ_2 et λ_3 sont les valeurs propres du tenseur de sphéricité défini ci-dessus. Cette variable est écrite en fonction des valeurs propres du tenseur de sphéricité tel que: $0 < \lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1 < 1$ et $\sum_i \lambda_i = 1$. L'expression de ce tenseur est la suivante:

$$S^{\alpha \beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_j |p_j|^2} \text{ où } \alpha, \beta = x, y, z \quad (3.6)$$

La sphéricité prend des valeurs entre 0 et 1. Les petites valeurs caractérisent les événements avec une structure en jet, alors que la distribution des événements isotropiques possèdent des pics vers 1.

3.2.3 L'aplanarité.

Elle mesure la composante transverse de l'impulsion par rapport au plan de l'événement. Nous obtenons donc une valeur nulle de ce paramètre dans le cas d'un événement complètement planaire. Cette variable est exprimée en fonction de la plus petite valeur propre du tenseur de sphéricité (equ. 3.6):

$$A = \frac{3}{2} \lambda_3 \quad (3.7)$$

Par construction, l'aplanarité varie entre 0 et 1/2. Dans un événement sphérique, les trois valeurs propres sont égales à 1/3 ce qui permet d'avoir la valeur maximale pour l'aplanarité.

3.2.4 La méthode de l'axe de poussée.

Cette quantité est liée à la direction de l'événement. Elle s'écrit en fonction de l'axe de poussée, \vec{n} , défini comme étant la direction qui maximise la somme des impulsions longitudinales. Dès lors, nous pouvons donner l'expression de cette variable comme suit:

$$T = Max \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (3.8)$$

Cette variable varie entre 0,5 et 1. Les événements de bruit de fond $q\bar{q}$ se caractérisent par une valeur égale à 1, et les événements $b\bar{b}$ avec la valeur minimale.

3.2.5 La méthode de clusterisation.

Cette méthode a pour but de reconstruire les jets de particules. Elle consiste à combiner les traces chargées deux par deux jusqu'à ce que le poids du jet d_{ij} atteigne la valeur maximale d_{join} . Ce poids représente la distance entre deux particules et s'écrit sous la forme suivante:

$$d_{ij}^2 = \frac{(2 |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \sin(\theta_{ij}/2))^2}{|\vec{p}_i|^2 + |\vec{p}_j|^2} \quad (3.9)$$

Le choix du paramètre d_{join} dépend de l'environnement expérimental et plus particulièrement des énergies mises en jeu. Dans la suite, nous avons utilisé trois valeurs: 2,5 GeV, 2 GeV et 1,5 GeV. Dès lors que les jets sont reconstruits, nous avons utilisé des variables afin de discriminer le signal $b\bar{b}$ et le bruit de fond $q\bar{q}$. La première variable représente la distance minimale, D_{min} , entre deux jets dans le plan transverse. La seconde quantité s'appelle l'axe de poussée généralisé qui représente la somme des impulsions des jets formés par rapport à l'impulsion totale:

$$T_{gen} = \frac{\sum_{jet} |p_{jet}^{\vec{}}|}{\sum_{traces} |p_{trace}^{\vec{}}|} \quad (3.10)$$

3.2.6 La comparaison entre les méthodes.

L'étude des performances des méthodes de discrimination du bruit de fond a été effectuée sur différents types de continuum. La séparation (equ. 3.3) entre le signal $b\bar{b}$ et chaque type de bruit de fond a été calculée pour chacune des variables discriminantes. Le résultat de cette étude est montré dans le tableau (3.2). On peut remarquer que la variable la plus discriminante est incontestablement H_2/H_0 et celle qui donne les plus mauvais résultats est comme attendu H_3/H_0 .

Dans la méthode de clusterisation, le choix optimisé du paramètre de résolution d_{join} est 2,5 GeV. L'axe de poussée généralisé permet d'atteindre des séparations plus importantes que la distance minimum entre deux jets.

La coupure sur le moment de Fox-Wolfram (fig. 3.1) du second ordre qui a été choisie est $H_2/H_0 < 0,3$. Cette coupure permet de rejeter 70% du bruit de fond $q\bar{q}$ avec une efficacité sur le signal égale à 93%. Après le choix de la première coupure, nous avons cherché une autre variable permettant de réduire un peu plus le bruit de fond. Néanmoins, toutes ces variables souffrent d'une forte corrélation entre elles (fig. 3.2). De ce fait, une contrainte supplémentaire devait être prise en compte dans le choix du second paramètre. L'étude a montré

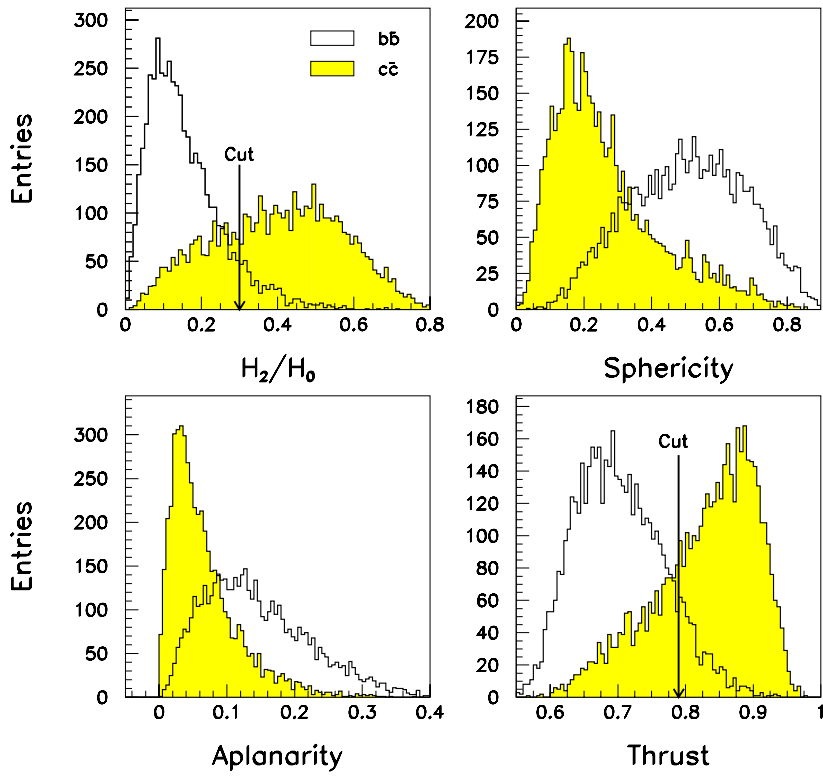


Figure 3.1: Les figures montrent les distributions des méthodes de discrimination du bruit de fond $q\bar{q}$. Les exemples illustrent la discrimination $b\bar{b}$ (en clair)/ $c\bar{c}$ (en gris) pour quatre variables: moment de Fox-Wolfram du second ordre (haut-gauche), la sphéricité (haut-droite), l'aplanarité (bas-gauche) et la méthode de l'axe de poussée.

que la variable la moins corrélée à H_2/H_0 est le paramètre de l'axe de poussée. La coupure choisie, $T < 0,79$, permet de rejeter un peu plus de bruit de fond. Elle permet d'obtenir une réjection totale de 75% sur le bruit de fond et une efficacité totale de 91%. Les deux coupures introduites dans notre analyse peuvent être utilisées dans d'autres types d'analyse. Les résultats donnés ont été obtenus sur des événements $b\bar{b}$. On a vérifié que les chiffres donnés étaient les mêmes dans le cas d'un état final D^+D^- . Enfin, la dernière caractéristique topologique exploitée pour discriminer le bruit de fond du signal est la multiplicité de l'événement. Le bruit de fond possède un petit nombre de particules dans l'état final. Dans notre analyse, ce nombre devrait être d'au-moins 7 traces chargées. En effet, on peut remarquer dans la liste des canaux de désintégrations de D^\pm que le nombre minimum de traces à reconstruire est de 3 par méson. A ceci, on rajouterait au moins une trace pour l'étiquetage. En combinant toutes ces coupures, nous obtenons un taux de réjection du bruit de fond $q\bar{q}$ égal à 82% tout en gardant 90% du signal $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

Variable	$b\bar{b}$.vs. $u\bar{u}$	$b\bar{b}$.vs. $d\bar{d}$	$b\bar{b}$.vs. $s\bar{s}$	$b\bar{b}$.vs. $c\bar{c}$
H_2/H_0	$0,50 \pm 0,09$	$0,46 \pm 0,07$	$0,53 \pm 0,10$	$0,56 \pm 0,09$
H_3/H_0	$0,07 \pm 0,05$	$0,09 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,05$	$0,06 \pm 0,04$
H_4/H_0	$0,32 \pm 0,09$	$0,31 \pm 0,07$	$0,35 \pm 0,09$	$0,27 \pm 0,08$
Méthode de l'axe de poussé	$0,48 \pm 0,09$	$0,44 \pm 0,08$	$0,51 \pm 0,09$	$0,56 \pm 0,09$
Sphéricité	$0,42 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,08$
Aplanarité	$0,33 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,08$	$0,30 \pm 0,07$
$D_{min}(d_{join} = 2, 5)$	$0,33 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,07$	$0,25 \pm 0,07$	$0,28 \pm 0,06$
$D_{min}(d_{join} = 2, 0)$	$0,32 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,06$	$0,24 \pm 0,06$	$0,26 \pm 0,06$
$D_{min}(d_{join} = 1, 5)$	$0,28 \pm 0,05$	$0,24 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,05$
$T_{gen}(d_{join} = 2, 5)$	$0,47 \pm 0,09$	$0,47 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,09$	$0,54 \pm 0,09$
$T_{gen}(d_{join} = 2, 0)$	$0,48 \pm 0,08$	$0,47 \pm 0,08$	$0,50 \pm 0,08$	$0,53 \pm 0,08$
$T_{gen}(d_{join} = 1, 5)$	$0,39 \pm 0,07$	$0,37 \pm 0,07$	$0,39 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,07$

Tableau 3.2: La séparation entre les événements $b\bar{b}$ et les différents types de bruit de fond mesurée pour les méthodes discriminantes étudiées.

3.3 L'identification des hadrons chargés.

L'efficacité de reconstruction des traces chargées dans le détecteur *BABAR* est de 100% dans la simulation paramétrisée ASLUND (sec. 2.4.3). L'état final de quelques canaux de désintégrations de D^\pm contient des kaons chargés dont le spectre en impulsion peut aller jusqu'à 3 GeV/c (fig. 3.3). Dans la présente analyse, nous avons appliqué une méthode simple de sélection dont l'algorithme est le suivant:

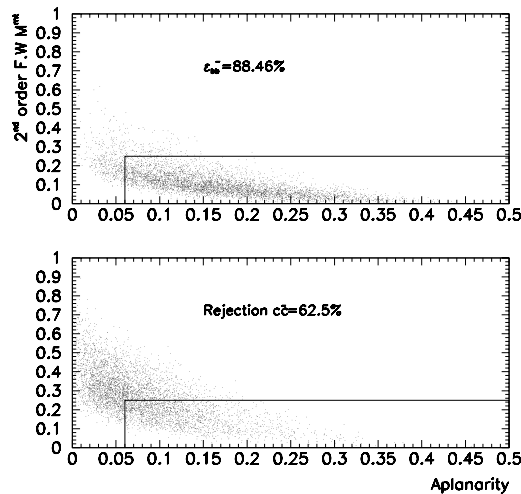


Figure 3.2: Les corrélations entre le moment de Fox-Wolfram et l'aplanarité pour les deux types d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Nous avons également montré les coupures appliquées dans l'analyse (avec les traits) et les efficacités obtenues.

- Dans le cas où le *DIRC* fournit une réponse, la particule est considérée comme un kaon dans le cas où la mesure est consistante à $\pm 3\sigma$ avec l'hypothèse d'un kaon et en dehors de l'hypothèse d'un pion à $\pm 3\sigma$.
- Dans le cas où le *DIRC* ne donne aucune information, nous avons utilisé le même algorithme que ci-dessus mais avec la mesure du dE/dx .

Le résultat de la sélection des kaons grâce à cet algorithme a une efficacité qui approche les 99%.

Avec les données du programme de reconstruction, nous avons utilisé une autre approche pour l'identification des hadrons. En effet, cette sélection était faite avec l'outil officiel [5] de la collaboration qui possède plusieurs critères de sélection pour chaque hadron. Le critère choisi est appelé "*very loose*" et il permet d'atteindre une efficacité de sélection des kaons égale à 82%. Le critère d'identification des kaons qui a été choisi est l'une des trois possibilités fournies par le programme d'identification de particules de *BABAR*. Cet outil identifie les kaons en utilisant la mesure de dE/dx pour les particules en dessous d'une impulsion de 700 MeV/c et utilise le *DIRC* pour les plus grandes impulsions. Le critère "*very loose*" est optimisé pour la sélection des kaons avec la plus grande efficacité mais avec une importante contamination de pions de l'ordre de 30%.

La différence des efficacités de sélection des kaons entre la simulation rapide et le programme de reconstruction est due à une paramétrisation un peu optimiste dans *ASLUND*.

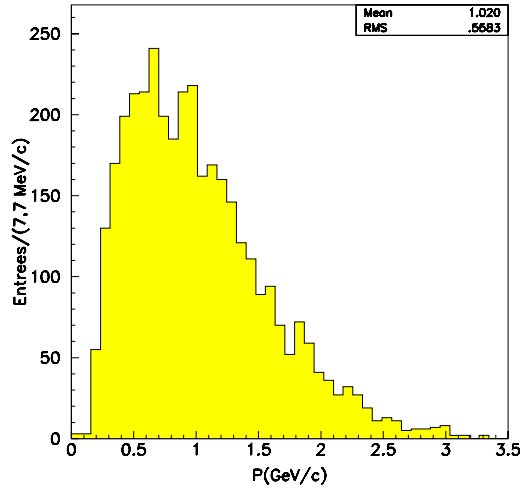


Figure 3.3: Le spectre en impulsion des kaons issus des désintégrations de D^\pm .

3.4 La reconstruction des particules composites.

3.4.1 La méthode de sélection des K_s^0 .

La procédure suivie dans la reconstruction des K_s^0 consistait à combiner des traces chargées de signes opposés. Afin de mesurer le point de désintégration de la particule (vertex), nous avons adapté le programme de l'expérience ALEPH [6] pour être utilisé dans l'environnement *BABAR*. Ce logiciel permet de reconstruire le point de désintégration commun aux particules chargées et neutres (stables ou composites). Il fournit l'impulsion des particules mères et filles au point de vertex trouvé. La recherche de ce point est effectuée en faisant varier les paramètres de la particule selon la précision de mesure jusqu'à l'obtention du point d'intersection. Pour que deux traces chargées aient un point de désintégration commun, nous avons appliqué une coupure sur la probabilité de χ^2 du résultat de l'ajustement tel que $\mathcal{P}(\chi^2) > 1\%$ (fig. 3.4). Nous avons aussi considéré une coupure sur la longueur de vol transverse du K_s^0 supérieure à 3σ où σ est l'erreur sur cette longueur calculée dans le programme de vertex. L'efficacité globale du signal après les coupures reliées à la reconstruction du vertex est de 95%. La figure (3.5) montre la distribution de la masse de K_s^0 avec une résolution de $2 \text{ MeV}/c^2$. Enfin, les candidats K_s^0 étaient considérés dans la suite de l'analyse si la masse invariante des paires de traces était dans la fenêtre à $\pm 3\sigma$ de la masse de K_s^0 . Le tableau (3.3) montre les efficacités de sélection du signal lors des différentes étapes de l'analyse. L'efficacité totale obtenue avec le programme de simulation ASLUND est de 69%.

La même méthode de sélection a été appliquée sur le programme de simulation et de reconstruction. Les résultats sont illustrés dans le tableau (3.3). La com-

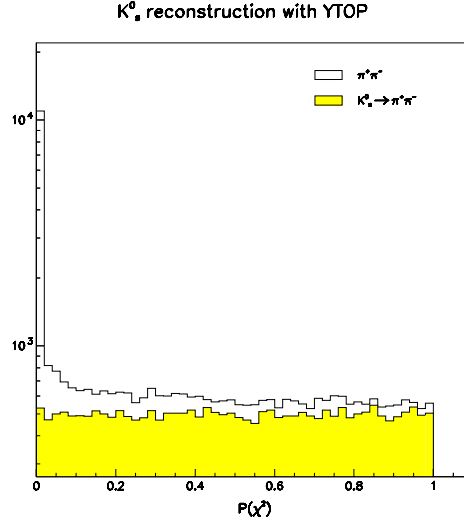


Figure 3.4: La distribution en échelle logarithmique de la probabilité de χ^2 du point de désintégration des K_S^0 issus de D^\pm . Nous remarquons une distribution uniforme pour le signal (en gris). Le bruit de fond combinatoire possède un pic vers 0.

paraison entre les deux résultats nous mène aux conclusions suivantes:

- En utilisant le programme de reconstruction, l'efficacité de reconstruction des traces chargées qui sont dans l'acceptance du détecteur est de 99%.
- L'efficacité de la coupure sur la longueur de vol transverse est plus faible dans le cas du programme de reconstruction. Cette différence est due aux incertitudes du vecteur de position des traces qui sont mal calculées.
- La plus grande inefficacité obtenue avec le programme de reconstruction vient de la coupure sur la masse invariante. En effet, on peut remarquer de longues queues à grande et petite masse (fig. 3.6) qui sont liées à la mauvaise mesure du vecteur impulsion de quelques traces chargées.

La résolution sur la masse de K_S^0 est passée de 2 MeV/c^2 avec ASLUND à 3,2 MeV/c^2 avec le programme de reconstruction. L'efficacité globale de reconstruction des K_S^0 en utilisant la chaîne complète allant de la simulation jusqu'au programme de reconstruction est égale à 50%. Ainsi, cette valeur ne s'est pas trop dégradée par rapport à celle obtenue avec ASLUND. La valeur optimale entre la valeur actuelle et celle de ASLUND pourrait être atteinte en améliorant les logiciels de reconstruction.

3.4.2 La méthode de sélection des π^0 .

Dans le cadre de la simulation rapide, la sélection des π^0 est simple, d'une part, parce qu'il n'y a que les photons qui sont traités dans le calorimètre électroma-

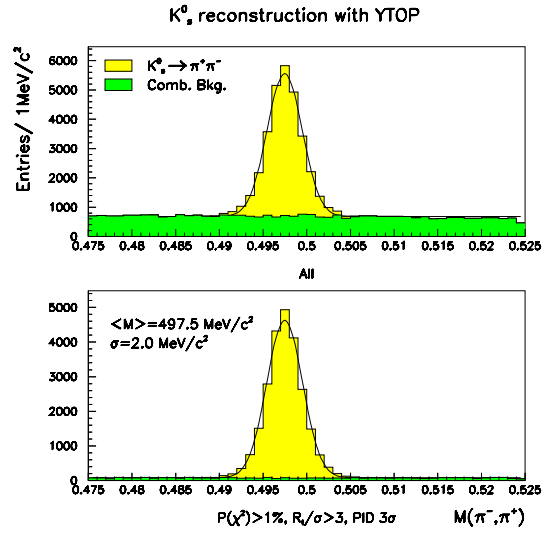


Figure 3.5: L'effet de nos critères de sélection sur le bruit de fond dû à la combinatoire. La figure du haut a été réalisée avant d'avoir appliqué les coupures. Les figures ont été obtenues avec la simulation rapide de ASLUND.

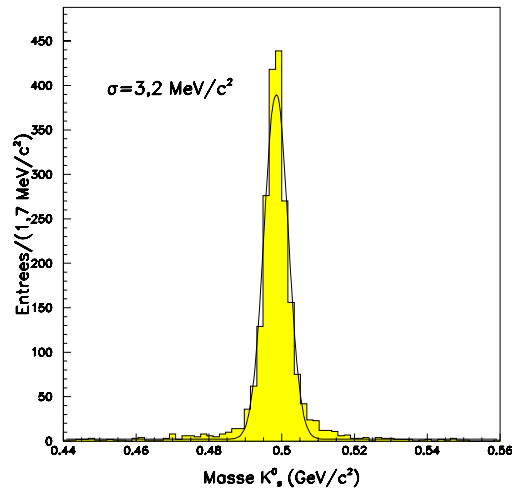


Figure 3.6: La distribution de masse des K_s^0 obtenue avec le programme de reconstruction. Nous pouvons remarquer les queues à grande et petite masse .

Coupure	ε (%)	
	ASLUND	Prog. Reco.
Acceptance+Tracking	74	71
$\mathcal{P}(\chi^2) > 1\%$	99	97
$R_t/\sigma_t > 3$	96	85
Masse invariante	99	85
Total	69	50

Tableau 3.3: L'efficacité de reconstruction des K_S^0 obtenue à chaque étape de l'analyse.

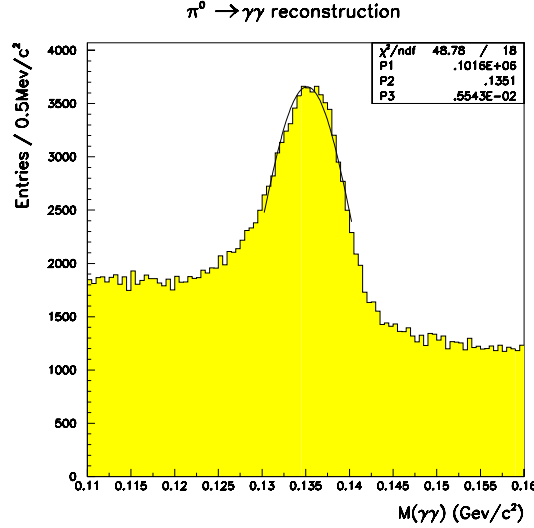


Figure 3.7: La distribution de masse des π^0 obtenue avec le programme de simulation rapide de ASLUND.

gnétique, et d'autre part, parce que tous ces photons sont résolus. Ainsi, nous avons considéré dans cette sélection les combinaisons de deux amas électromagnétiques dont l'énergie est supérieure au seuil de détection de 20 MeV. La figure (fig. 3.7) représente la masse des π^0 issus des désintégrations de D^\pm . Elle présente une large queue à petites masses qui est due aux matériaux présents à l'entrée du calorimètre électromagnétique. A cause de cet effet, la position du pic est décalée par rapport à la valeur attendue de la masse π^0 . L'effet est plus important à petite énergie (fig. 3.8). Nous avons appliqué une correction sur l'énergie des photons issus de la désintégration du π^0 . La correction dépendait de l'impulsion du π^0 . La résolution en masse obtenue est de 5,4 MeV/ c^2 moyennée sur toute la gamme d'impulsion des π^0 issues des mésons charmés chargés. Enfin, nous avons appliqué une coupure en masse de $\pm 3\sigma$ autour de la masse du π^0 .

Afin d'éliminer les photons de bruit de fond dus à PEP-II, nous avons considéré une coupure sur le cosinus de l'angle de désintégration du π^0 . En effet, la distribution de cette quantité est plate pour le signal à cause du spin nul de la particule. En revanche, elle est piquée vers ± 1 pour le bruit de fond. Cette coupure permet de rejeter 35% du bruit de fond et d'avoir une efficacité sur le signal égale

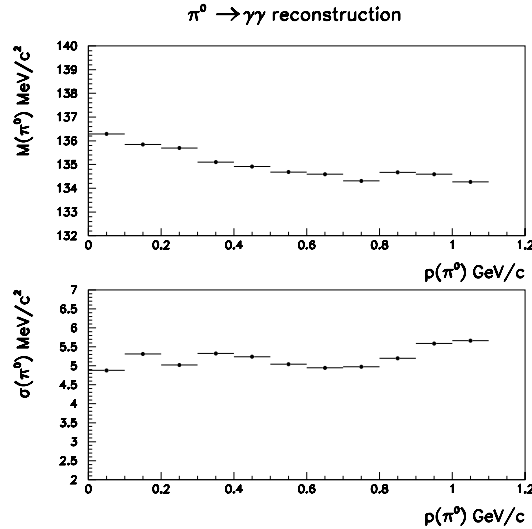


Figure 3.8: La figure du haut montre la dépendance de la valeur centrale de la distribution de masse des π^0 en fonction de l'impulsion. La figure du bas représente la dépendance en terme de résolution. Les figures ont été obtenues avec la simulation ASLUND.

à 80%. Cette valeur est la même pour ASLUND et pour le programme de reconstruction. A l'aide du programme de reconstruction, nous avons considéré les mêmes critères de sélection. La résolution en masse mesurée est de $7,5 \text{ MeV}/c^2$ et l'efficacité de reconstruction après une coupure sur la masse invariante à $\pm 3\sigma$ de la masse nominale des π^0 est de 50%. Cette baisse sensible de l'efficacité est due au fait que le programme de reconstruction du calorimètre électromagnétique ne traitait pas le cas des photons confondus. L'efficacité sur le signal de la coupure sur le cosinus de l'angle de désintégration ($\cos\theta^*$) est identique à celle obtenue avec ASLUND. Il est important de noter que cette coupure permet de réduire plus de bruit de fond dans ASLUND que dans le programme de reconstruction. En effet, la reconstruction n'inclut pas la simulation du bruit de fond venant de la machine PEP-II.

3.5 La reconstruction des mésons D^\pm .

Selon le mode de désintégration, la sélection des mésons D^\pm est effectuée en faisant les différentes combinaisons possibles sur les traces chargées, les K_S^0 et les π^0 . Les bonnes combinaisons sont considérées dans la suite de l'analyse si elles satisfont les critères de sélection décrits dans les sections suivantes.

3.5.1 La coupure de la masse manquante.

Nous avons déjà fait remarquer que les états finals des désintégrations de D^\pm possèdent une grande multiplicité. Afin de gagner du temps de calcul, nous avons appliqué une coupure dès l'obtention du premier candidat méson charmé chargé. Cette méthode de sélection consiste à utiliser la masse manquante au D^\pm reconstruit. Cette masse est donnée par l'expression suivante:

$$M_{miss}^2 = (P_{B^0} - P_{D_{reco}})^2 \quad (3.11)$$

où P_{B^0} , $P_{D_{reco}}$ sont respectivement les quadrivecteurs de B^0 et du premier D^\pm reconstruit.

Le calcul de cette quantité est effectué dans le référentiel de centre de masse de $\Upsilon(4S)$ et en faisant l'approximation que le B^0 est au repos:

$$M_{miss} \approx \sqrt{M_{B^0}^2 + M_{D_{reco}}^2 - 2E_{B^0}^* E_{D_{reco}}^*} \quad (3.12)$$

La figure (3.9) montre la distribution de la masse manquante des événements $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. La distribution obtenue possède une forme gaussienne dont la largeur est de l'ordre de 180 MeV/ c^2 . Cette largeur est dominée par le fait qu'on ait fait l'approximation d'un méson B^0 au repos dans l'équation (3.12). La coupure considérée est $1,2 < M_{miss} < 2,2$ ce qui permet d'obtenir une efficacité sur le signal de l'ordre de 99% avec la simulation rapide ASLUND et de 95% avec le programme de reconstruction. La figure (3.10) montre une plus large distribution de M_{miss} dans le cas du programme de reconstruction. Le facteur de réjection du bruit de fond varie entre 6 et 20 selon le type de bruit de fond et le mode de désintégration. On peut remarquer dans le tableau (3.4) que le facteur de réjection du bruit de fond est plus importante dans le cas $b\bar{b}$. Parmi le bruit de fond de type $b\bar{b}$ qui est irréductible avec ce critère de sélection, on trouve celui qui est dû aux événements $B^0 \rightarrow D^+ D_s^-$ car la différence entre les masses de D^+ et D_s^- est de 100 MeV/ c^2 et elle donc inférieure à la largeur sur la masse manquante.

3.5.2 La reconstruction du point de désintégration de D^\pm .

Le second critère de sélection appliqué dans la reconstruction des mésons charmés est la coupure sur la probabilité de χ^2 du point de vertex du D^\pm (fig. 3.11). La méthode consiste à reconstruire ce point en n'utilisant que les traces chargées et les K_s^0 . Les π^0 n'étaient pas considérés dans cet ajustement puisqu'ils n'apportaient aucune information supplémentaire dans la reconstruction du point de désintégration. Le programme utilisé dans cette procédure est YTOP [6]. La coupure sur la probabilité de vertex considérée dans l'analyse est de 1%. Cette coupure est d'une

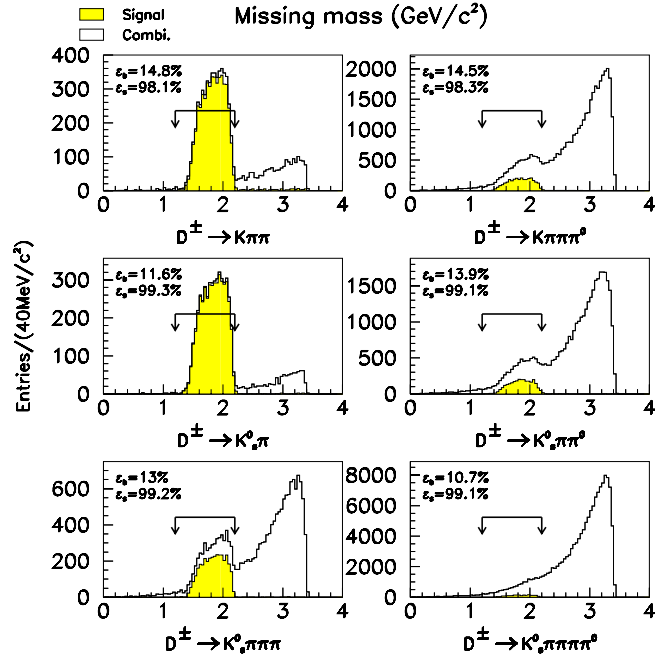


Figure 3.9: Les distributions de la masse manquante pour le signal et le bruit de fond combinatoire des événements de signal. Elles sont représentées pour les 6 modes de désintégration. Les données utilisées sont issues de ASLUND.

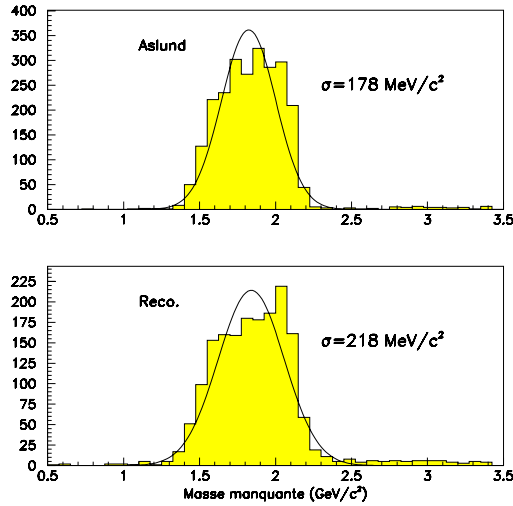


Figure 3.10: Comparaison de la distribution de la masse manquante dans ASLUND (haut) et la reconstruction (bas).

Mode	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$	signal	
						ASLUND	Reco.
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	12,8%	18,1%	12,1%	13,6%	13,4%	98,1%	96,4%
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	5,6%	13,2%	10,5%	11,3%	13,5%	98,3%	95,9%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^+$	12,4%	14,1%	11,6%	13,2%	15,4%	99,3%	94,0%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^+ \pi^0$	7,4%	12,8%	11,0%	11,4%	14,0%	99,1%	95,0%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^+$	5,9%	15,2%	11,8%	11,6%	15,4%	99,2%	94,7%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	3,0%	10,8%	10,6%	9,9%	12,8%	99,1%	89,5%

Tableau 3.4: Les efficacités de sélection sur les différents types du bruit de fond et le signal ayant été obtenues après la coupure sur la masse manquante au D^\pm . Les mesures sur le signal ont été faites avec le programme ASLUND et la reconstruction. Les incertitudes sur les efficacités pour les événements bruit de fond sont de l'ordre de 0,1 – 2,8% et pour le signal de 0,1 – 0,5% avec ASLUND et de 0,5 – 2,9% avec le programme de reconstruction.

grande utilité pour les modes contenant un nombre important de traces chargées dans l'état final où le bruit de fond est important. En effet, plus le nombre de traces mises en jeu dans l'ajustement est grand, plus l'information apportée par le programme de vertex est contraignante. Le bruit de fond $q\bar{q}$ est plus dur à discriminer dans le cas des quarks légers car toutes les traces de l'événement possèdent un point de désintégration commun. On trouve dans le tableau (3.5) les résultats quantitatifs de la coupure sur la probabilité de vertex obtenue pour tous les modes de désintégrations de D^\pm . Les facteurs de réduction du bruit de fond varient entre 1,25 et 2 avec une efficacité moyenne sur le signal de l'ordre 99% avec les données de la simulation rapide et 93% avec les données de la reconstruction. Cette perte d'efficacité est principalement due à la matrice de covariance des traces chargées qui est incomplète dans le programme de reconstruction. En effet, les termes non-diagonaux étaient nuls.

3.5.3 Résultats et commentaires.

Ayant appliqué les deux coupures de sélection, nous considérons une troisième coupure sur $\cos\theta^*$ pour les modes de désintégration contenant un π^0 dans l'état final. La coupure $|\cos(\theta^*)| < 0,7$ permet d'obtenir une efficacité de l'ordre de 80%. La figure (3.12) montre la distribution en masse des six modes de désintégration du D^\pm . Les résolutions varient entre 4 et 10 MeV/ c^2 selon le nombre de π^0 dans l'état final. L'efficacité effective totale de reconstruction d'un méson D^\pm est égale à 10,5% dans le cas de ASLUND et à 7,3% avec le programme de reconstruction. Le tableau (3.6) résume les résultats dans la reconstruction des mésons D^\pm lors de notre analyse. Nous remarquons dans ce tableau que le mode $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ représente plus de la moitié de l'efficacité effective totale:

Mode	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$	signal	
						ASLUND	Reco.
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	73,7%	76,7%	82,6%	83,1%	72,1%	98,9%	91,3%
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	76,2%	79,2%	81,2%	80,7%	73,6%	99,1%	92,9%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^+$	73,9%	77,8%	81,2%	79,5%	80,9%	98,9%	96,1%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^+ \pi^0$	72,9%	76,6%	82,0%	80,5%	79,1%	99,0%	97,0%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^+$	51,9%	52,9%	61,8%	62,0%	49,2%	98,7%	92,3%
$D^+ \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	50,9%	52,9%	63,5%	64,0%	51,7%	99,1%	87,5%

Tableau 3.5: Les efficacités de sélection sur les différents types du bruit de fond et le signal obtenues après la coupure sur la probabilité de χ^2 du vertex des D^\pm ($\mathcal{P}(\chi^2) > 1\%$). Les erreurs absolues sur les efficacités pour les événements bruit de fond sont de l'ordre de 0,6 – 3,2% et pour le signal de 0,2–0,5% avec ASLUND et de 0,9–4,4% avec le programme de reconstruction.

52% pour ASLUND et 59% pour le programme de reconstruction.

La comparaison faite dans le tableau (3.6) montre deux résultats importants. Le premier concerne les modes ayant un π^0 dans l'état final. En effet, on remarque une perte d'efficacité avec le programme de reconstruction qui est de l'ordre de 50%. Celle-ci s'explique par le fait que la première version du programme de reconstruction utilisable pour la physique ne traitait pas les π^0 non-résolus¹. Le second résultat montre que la perte d'efficacité dans les modes n'ayant que des traces chargées dans l'état final n'est que de 20%.

3.6 La reconstruction des mésons B^0 .

Les candidats D^\pm obtenus lors de la section ci-dessus sont combinés deux à deux afin de former le B^0 et ce en choisissant deux mésons de charges opposées. Le taux d'événements $b\bar{b}$ sélectionnés ayant un ou au moins deux candidats D^\pm est respectivement égal à 7,1% et 0,2% du total. La première coupure appliquée dans cette sélection concerne l'impulsion du B^0 dans le référentiel du centre de masse. La distribution de cette quantité est une gaussienne centrée sur 300 MeV/c et d'une largeur de 50 MeV/c. La coupure appliquée $0,15 < p^* < 0,45$ GeV/c permet de sélectionner les combinaisons D^+D^- venant d'un vrai B^0 .

L'étape suivante dans l'analyse consiste à ajuster le point de désintégration du B^0 en utilisant les paramètres des vertex de D^+ et D^- . Le but de cet ajuste-

¹C'est à dire les cas où les deux photons ne forment qu'un seul amas dans le calorimètre électromagnétique.

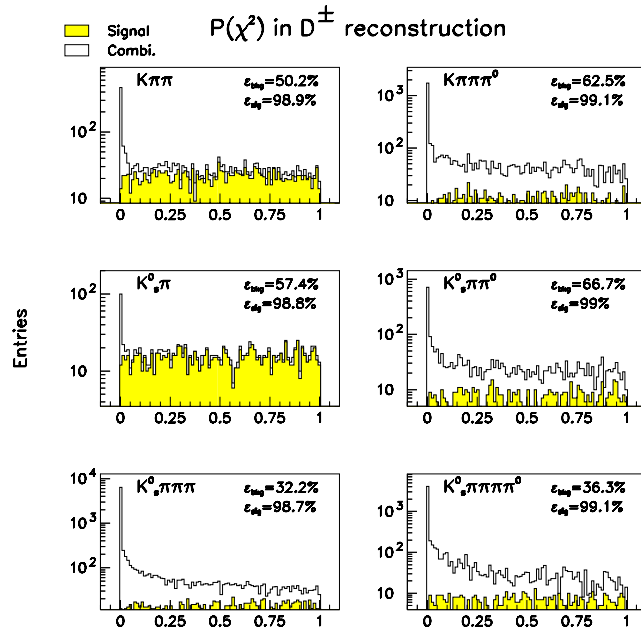


Figure 3.11: Les probabilités de χ^2 du vertex de D^\pm pour les six modes de désintégration. La comparaison est faite entre le signal et le bruit de fond dû à la combinatoire des événements de signal.

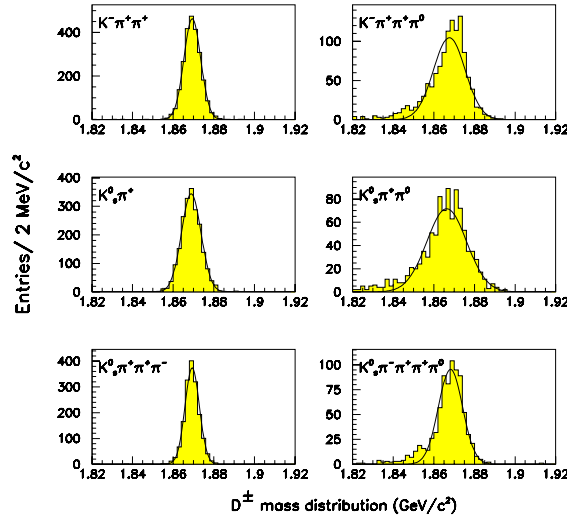


Figure 3.12: Les distributions de masse des candidats D^\pm reconstruits dans les six modes de désintégration.

Variable	$K^- \pi^+ \pi^+$	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$K_s^0 \pi^+$	$K_s^0 \pi^+ \pi^0$	$K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+$	$K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$
Br. (%) *	9,1	6,4	1,4	4,9	3,5	2,7
ASLUND						
ε (%)	60,5	33,2	56,4	31,0	42,0	23,5
σ_D (MeV/c ²)	4,3	8,1	4,7	10,9	3,5	6,2
$\varepsilon \times \text{Br}$ (%)	5,5	2,1	0,5	1,0	1,0	0,4
Reco.						
ε (%)	47,4	18,4	47,0	15,9	28,1	10,5
σ_D (MeV/c ²)	5,7	13,4	6,5	14,8	6,8	7,7
$\varepsilon \times \text{Br}$ (%)	4,3	1,2	0,4	0,5	0,7	0,2
R_ε (Reco./Aslund) (%)	78,3	57,0	80,0	50,0	70	50

* Dans les modes ayant un K_s^0 dans l'état final, le rapport d'embranchement donné ne tient pas compte du rapport d'embranchement $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Tableau 3.6: L'efficacité de reconstruction des mésons D^\pm dans l'analyse $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. R_ε représente le rapport d'efficacité de reconstruction entre le programme de reconstruction et ASLUND.

ment est double. D'une part, il permet de réduire le bruit de fond qui possède une topologie où les deux mésons charmés ne possèdent pas un vertex commun. D'autre part, il est nécessaire pour calculer la distance de vol entre le B_{CP} et le B_{tag} . Cette distance de vol est directement reliée à la différence de temps, Δt , qui permet d'extraire le paramètre de la violation de CP $\sin 2\beta$ (equ. 1.104). Ainsi, l'étude des performances de reconstruction de z_{CP} est importante. Nous avons défini trois catégories en fonction du nombre de traces chargées dans l'état final. La première classe est du type 3. Elle contient 6 traces qui proviennent d'une manière égale de la désintégration de chacun des deux mésons. La seconde classe de type 3×1 rassemble les modes contenant 3 traces chargées pour l'un des deux D^\pm et 1 trace pour le second D. Enfin, la dernière classe est de type 1×1 . La figure (3.13) montre des distributions de $\mathcal{P}(\chi^2)$ uniformes pour les trois catégories. La résolution sur la position en z obtenue avec ASLUND (fig. 3.14) dans les trois catégories est de l'ordre de $55 \mu\text{m}$. Dans le cas des données du programme de reconstruction, les résolutions se dégradent légèrement dans les trois catégories en passant à $60,4 \pm 3,6 \mu\text{m}$, $73,3 \pm 6,8 \mu\text{m}$ et $100,5 \pm 18,1 \mu\text{m}$. Ces performances en terme de résolution en z permettent d'obtenir les résultats escomptés dans la mesure de $\sin 2\beta$. En effet, l'erreur sur $\sin 2\beta$ due à la résolution de Δz est dominée par l'incertitude sur la position de B_{tag} .

L'étude de la résolution en masse de B^0 est faite en fonction du nombre de π^0 dans l'état final. Les résultats de ces mesures obtenus avec ASLUND (programme de reconstruction) sont $6,3$ ($8,3$) MeV/c^2 pour un état final sans π^0 , $8,8$ ($18,6$) MeV/c^2 pour $N(\pi^0)=1$ et $9,6$ ($20,7$) MeV/c^2 pour $N(\pi^0)=2$. Les figures (fig. 3.15) et (fig. 3.16) représentent respectivement les distributions de masses

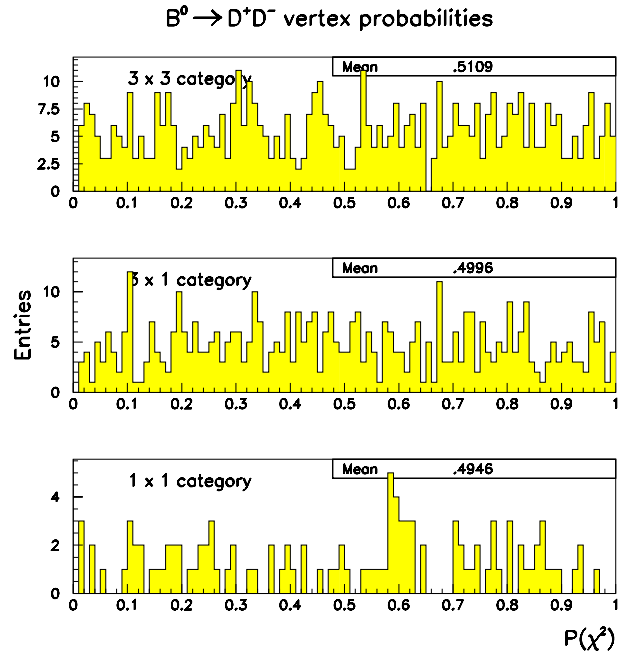


Figure 3.13: Les distributions de la probabilité de χ^2 du vertex du B^0 obtenues dans les trois catégories définies dans le texte. Les données utilisées sont celles de la simulation rapide ASLUND.

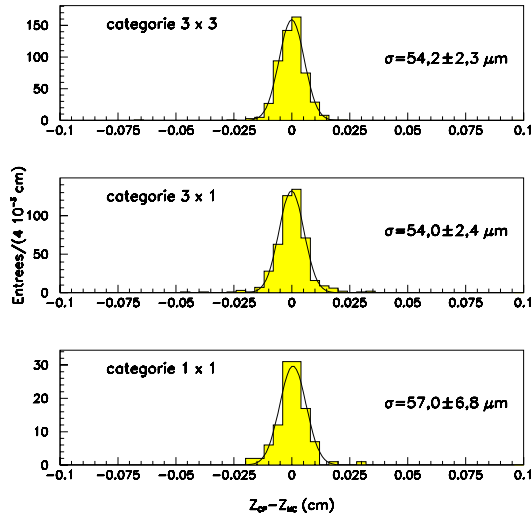


Figure 3.14: Les distributions de résolution du vertex du B^0 obtenues dans les trois catégories définies dans le texte. Les données utilisées sont celles de la simulation rapide ASLUND.

invariantes pour ASLUND et le programme de reconstruction.

Le tableau (3.7) montre les efficacités de reconstruction dans les 21 combinaisons de modes de désintégrations. La première ligne dans chaque case correspond à l'efficacité de reconstruction, la seconde au rapport d'embranchement et enfin, la dernière ligne à l'efficacité effective. Nous remarquons que la majorité des canaux contribuant le plus à l'état final se trouve dans la première ligne du tableau. L'efficacité totale dans la reconstruction du mode $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ est $\sum_i Br_i \varepsilon_i = 1,15\%$ pour la simulation rapide et $0,50\%$ avec la simulation détaillée.

	$K_{\pi\pi}$	$K_{\pi\pi\pi^0}$	$K_s^0\pi$	$K_s^0\pi\pi^0$	$K_s^0\pi\pi^+\pi^-$	$K_s^0\pi\pi^+\pi^-\pi^0$
$K_{\pi\pi}$	40% 0,83% 0,33%	20% 1,2% 0,24%	37% 0,17% 0,06%	18% 0,61% 0,11%	28% 0,44% 0,13%	14% 0,34% 0,05%
$K_{\pi\pi\pi^0}$		11% 0,41% 0,04%	18% 0,12% 0,02%	9,1% 0,43% 0,04%	12% 0,31% 0,04%	6,4% 0,24% 0,02%
$K_s^0\pi$			32% 0,0086% 0,003%	18% 0,062% 0,01%	28% 0,044% 0,009%	12% 0,0034% 0,004%
$K_s^0\pi\pi^0$				9,5% 0,11% 0,01%	10% 0,16% 0,02%	5,1% 0,12% 0,006%
$K_s^0\pi\pi^+\pi^-$					15% 0,058% 0,009%	9,0% 0,089% 0,008%
$K_s^0\pi\pi^+\pi^-\pi^0$						6,1% 0,0034% 0,0002%

Tableau 3.7: Les résultats de mesure des différentes quantités pour la reconstruction du mode $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. Dans chaque case, le premier chiffre est l'efficacité de reconstruction, le second représente le rapport d'embranchement du mode et le dernier l'efficacité effective ($\varepsilon \times BR$). Les chiffres donnés sont ceux obtenus avec la simulation ASLUND.

3.7 L'étude du bruit de fond pour le canal $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

Dans la présente section, nous montrerons les différentes sources de bruit de fond de l'analyse $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. Cette étude a été effectuée sur un grand nombre d'événements ASLUND: $15,5 \cdot 10^6$ pour le continuum et $2,2 \cdot 10^6$ pour le bruit de

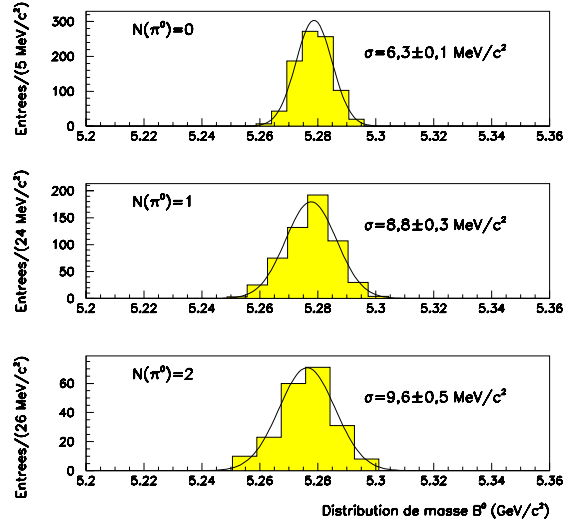


Figure 3.15: Les distributions de masse des $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ obtenues avec le programme de simulation rapide de ASLUND. Les résultats sont divisés selon le nombre de π^0 dans l'état final.

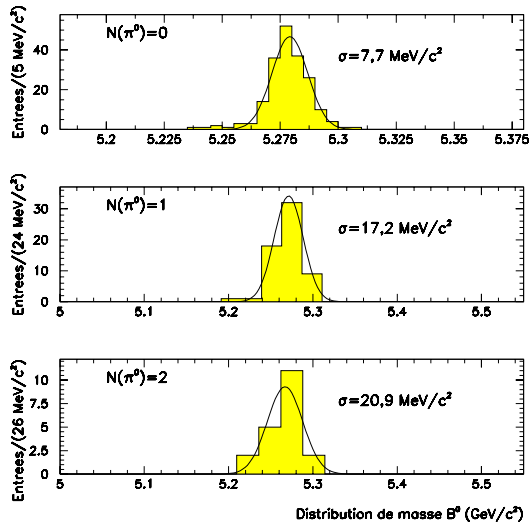


Figure 3.16: Les distributions de masse des $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ obtenues avec le programme de reconstruction. Les résultats sont divisés selon le nombre de π^0 dans l'état final.

fond $b\bar{b}$. Cette différence est due au temps de calcul qui est plus important dans le cas du $b\bar{b}$. La répartition de ce nombre d'événements se trouve dans le tableau (3.8).

Lors de l'étape de reconstruction des mésons charmés, le taux de bruit de fond total mesuré est de 8,7 D^\pm pour 100 événements de tous types. L'étude a montré que, d'une part, le bruit de fond dominant vient des événements génériques $\Upsilon(4S)$ et que, d'autre part, ce taux augmente avec la multiplicité de l'état final et surtout pour les modes contenant des π^0 . En tenant compte des rapports de section efficace², la répartition de ce bruit de fond est identique dans les six modes de désintégration et s'écrit sous la forme suivante:

$$b\bar{b} : c\bar{c} : u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} \cong 4,0 : 1,0 : 0,6 : 0,2 : 0,2 \quad (3.13)$$

Ainsi, le bruit de fond $b\bar{b}$ est quatre fois plus important que le bruit de fond du continuum $c\bar{c}$.

Dans la reconstruction des candidats $B^0 \rightarrow D^+D^-$, le bruit de fond est principalement issu de $b\bar{b}$. On trouve qu'il est essentiellement concentré dans les modes contenant au moins un π^0 dans l'état final. Le tableau (3.9) montre le rapport signal sur bruit de fond pour les 21 états finals étudiés. Le bruit de fond représente la somme du bruit de fond $b\bar{b}$ et du continuum. On peut remarquer que l'état final ($D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$) possède un taux S/B relativement grand égal à 1,24. En revanche, l'état final ($D^+ \rightarrow \bar{K}_S^0\pi^-\pi^+\pi^0$, $D^- \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\pi^0$) a un rapport signal sur bruit de fond assez petit égal à $9,4 \cdot 10^{-5}$. C'est pourquoi, nous avons éliminé dans la suite de l'analyse la liste des modes suivants:

$$\begin{aligned} B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^0 \\ B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K_S^0\pi^-\pi^0 \\ B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\pi^- \\ B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 \\ B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow \bar{K}_S^0\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 \\ B^0 \rightarrow D^+D^-, & \quad D^+ \rightarrow \bar{K}_S^0\pi^-\pi^+\pi^+\pi^0, & \quad D^- \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

La contribution totale de ces modes de désintégration dans l'efficacité totale effective ne représente que 0,15%. En revanche, le taux du bruit de fond serait huit fois plus important en présence de ces états finals. Ainsi, le taux du bruit de fond mesuré dans une fenêtre de $\pm 3\sigma$ autour de la masse du B^0 est montré dans le tableau (3.10). Le rapport bruit de fond sur signal est au total de 2,8. On peut

²Les sections efficaces des différentes contributions pour une prise de données au pic de $\Upsilon(4S)$ sont reliées par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) &= \sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}) \cong \sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}) \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow d\bar{d}) &= \sigma(e^+e^- \rightarrow s\bar{s}) \cong \sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})/4 \end{aligned}$$

remarquer que le bruit de fond $b\bar{b}$ représente 85% du bruit de fond du continuum. Nous pouvons conclure que le bruit de fond du continuum est largement négligeable par rapport à celui dû aux événements génériques $\Upsilon(4S)$.

Type	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$
Nombre d'événements	$2,2 \times 10^6$	$3,6 \times 10^6$	$3,9 \times 10^6$	$4,1 \times 10^6$	$3,9 \times 10^6$

Tableau 3.8: *Le nombre d'événements utilisés pour l'étude du bruit de fond.*

	$K\pi\pi$	$K\pi\pi\pi^0$	$K_s^0\pi$	$K_s^0\pi\pi^0$	$K_s^0\pi\pi^+\pi^-$	$K_s^0\pi\pi^+\pi^-\pi^0$
$K\pi\pi$	1,24	0,25	0	0,55	1,53	0,30
$K\pi\pi\pi^0$		0,0067	1,74	0,032	0,031	0,0027
$K_s^0\pi$			0	0,10	0	0,052
$K_s^0\pi\pi^0$				0,05	0,07	0,044
$K_s^0\pi\pi^+\pi^-$					0,10	0,01
$K_s^0\pi\pi^+\pi^-\pi^0$						$9,4 \cdot 10^{-5}$

Tableau 3.9: *Le rapport signal du bruit de fond obtenu avec la simulation ASLUND. Le bruit de fond est la somme du bruit de fond $b\bar{b}$ et du continuum.*

	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
$\frac{S}{B}$	24,6	7,4	16,4	5,7	0,42

Tableau 3.10: *Le rapport signal sur bruit de fond obtenu dans l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$.*

3.8 Extraction de $\sin 2\beta$ dans le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

Dans cette section, nous ferons deux hypothèses. D'une part, la contribution des pingouins et des interactions dans l'état final est négligeable dans le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$. D'autre part, la violation de CP directe ne contribue pas dans notre mode d'analyse. Ainsi, l'expression de l'asymétrie s'écrit sous la forme suivante (eqs. 1.44 et 1.45):

$$a_{CP}(\Delta t) = \frac{\mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+D^-) - \mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^-)}{\mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+D^-) + \mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^-)} = \sin 2\beta \sin(\Delta m \Delta t) \quad (3.15)$$

Expérimentalement, la mesure qui est faite est celle de la position en z et non pas le temps. C'est pourquoi, l'expression de l'asymétrie dépendante du temps

sera faite en fonction de z et non pas en fonction de t . Ainsi, nous obtenons la formule suivante:

$$a_{CP}(\Delta z = z_{CP} - z_{tag}) = \sin 2\beta \sin(\Delta m_z \Delta z) \quad (3.16)$$

où $\Delta m_z = \Delta m / \beta \gamma c$

Deux méthodes ont été utilisées pour la mesure de $\sin 2\beta$. La première est appelée *la méthode d'asymétrie avant-arrière* (en anglais FBAD pour Forward Backward asymmetry) [7]. La seconde méthode est appelée la variable du Kin [8].

Dans la présente section, nous commencerons par décrire les deux méthodes d'extraction de l'asymétrie de CP. Ensuite, nous ferons une comparaison entre les deux méthodes. Enfin, nous finirons par donner l'incertitude de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

3.8.1 Description de la méthode FBAD .

Elle consiste à faire la différence entre la distribution Δz pour les événements $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ et celle des événements $\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^-$. Ainsi, la distribution obtenue sera ajustée avec une fonction contenant toute l'information sur la violation de CP.

Afin d'obtenir la définition de cette méthode, nous rappellerons l'expression dépendante du temps de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. Dans le cas simple où l'effet de détecteur d'étiquetage et de bruit de fond ne sont pas inclus, cette expression s'écrit sous la forme suivante:

$$\mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) = C e^{-\Gamma_z (z_{tag} + z_{CP})} \times [1 + \sin 2\beta \sin(\Delta m_z \Delta z)] \quad (3.17)$$

où C est la constante de normalisation et $\Gamma_z = 1/\beta \gamma c \tau_{B^0}$.

Une expression similaire est obtenue pour la désintégration $\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^-$ en mettant un signe négatif devant le terme en $\sin 2\beta$. Enfin, la différence entre ces deux expressions permet d'isoler le terme contenant la violation de CP:

$$\begin{aligned} \text{FBAD} &\equiv \mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) - \mathcal{P}(\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^-) \\ &= 2 C e^{-\Gamma_z (z_{tag} + z_{CP})} \sin 2\beta \sin(\Delta m_z \Delta z) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Nous pouvons conclure que l'ajustement de la différence des deux distributions avec la fonction sinusoïdale modifiée ci-dessus permet de mesurer $\sin 2\beta$.

3.8.2 Description de la méthode du Kin .

Cette variable est définie par la relation suivante:

$$Kin = \frac{R(\Delta z) - \overline{R}(\Delta z)}{R(\Delta z) + \overline{R}(\Delta z)} \quad (3.19)$$

En prenant en compte les effets du détecteur, elle est écrite en fonction de $R(\Delta z)$ ($\overline{R}(\Delta z)$) qui est la convolution des probabilités de désintégration des mésons B^0 (\overline{B}^0) en D^+D^- avec une gaussienne. Ainsi, dans le cas d'un étiquetage parfait et d'un bruit de fond nul, $R(\Delta z)$ est exprimé comme suit:

$$R(\Delta z) = \mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+D^-) \otimes G(\Delta z, \sigma_{det}) \quad (3.20)$$

où $G(\Delta z, \sigma_{det})$ est la fonction de convolution qui tient compte de la résolution du détecteur, et $\mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+D^-)$ est l'expression dépendante du temps de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ donnée par la relation (equ. 3.17).

Pour chaque événement, la variable réduite du Kin, $\mathcal{K} = Kin / \sin 2\beta$, est calculée suivant la formule ci-dessus. Afin de mesurer $\sin 2\beta$, les valeurs moyennes de la distribution du Kin ainsi que ses moments d'ordres supérieurs sont calculés. Enfin, les mesures de la valeur de $\sin 2\beta$ et de son erreur sont faites trivialement en utilisant les formules suivantes:

$$\sin 2\beta = \frac{\langle \mathcal{K} \rangle}{\langle \mathcal{K}^2 \rangle} \quad (3.21)$$

$$\sigma(\sin 2\beta) = \frac{1}{\sqrt{N} \langle \mathcal{K}^2 \rangle} \sqrt{1 - \sin^2 2\beta \frac{\langle \mathcal{K}^4 \rangle}{\langle \mathcal{K}^2 \rangle^2}} \quad (3.22)$$

où N est le nombre d'événements.

Nous remarquerons, au passage, la simplicité de la mesure de $\sin 2\beta$ en utilisant la méthode du Kin .

3.8.3 La reconstruction de la position z_{tag} .

La mesure de $\sin 2\beta$ nécessite la mesure de la position de z de l'autre méson B^0 . Deux alternatives ont été utilisées pour la mesure de ce paramètre. La première méthode consiste à utiliser le lepton venant des désintégrations semi-leptoniques du B^0 . La seconde méthode considère toutes les traces chargées de l'événement qui ne sont pas issues de la désintégration du mode CP dans l'analyse.

La méthode du lepton.

Les critères de sélection du lepton ont été choisis afin de ne sélectionner que ceux provenant du méson d'étiquetage. En ayant identifié une trace chargée comme

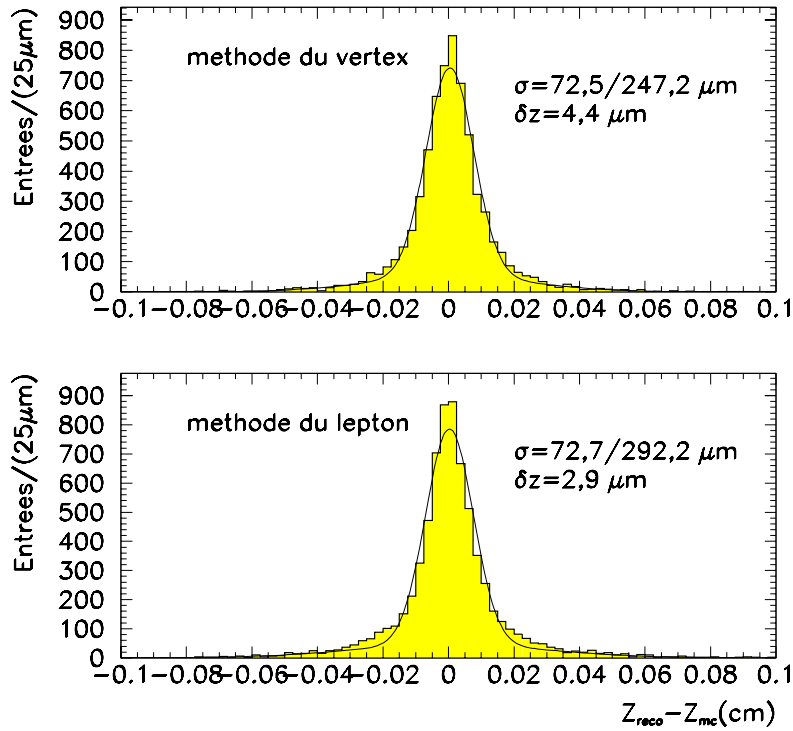


Figure 3.17: Les résolutions sur le point de désintégration d'étiquetage obtenues avec les deux méthodes: vertex (figure du haut) et lepton (figure du bas).

étant un lepton grâce à l'information Monte Carlo, la variable utilisée dans la discrimination entre les leptons primaires et secondaires est l'impulsion dans le référentiel de centre de masse du $\Upsilon(4S)$. En effet, les leptons primaires possèdent des impulsions beaucoup plus grandes. Une simple coupure à $1 \text{ GeV}/c$ permet d'éliminer une large partie des leptons secondaires. Ensuite, une coupure sur l'angle polaire de la trace est appliquée afin de rejeter les particules qui possèdent de mauvaises résolutions en z . La coupure $0,5 < \theta < 2,4 \text{ rad}$ rejette les leptons ayant des résolutions 2 à 3 fois plus grandes. Enfin, nous obtenons notre échantillon d'événements ayant un lepton d'étiquetage. L'efficacité de sélection est de 64% des étiquetages leptoniques et en supposant une identification parfaite du lepton. Le z_{tag} est la coordonnée selon l'axe z du point de la trajectoire du lepton le plus proche de l'origine du détecteur. La figure (3.17) montre la résolution de z_{tag} à l'aide de cette méthode. L'ajustement de la distribution est faite avec deux gaussiennes où la surface de la première représente 80% de la surface totale. La principale gaussienne possède une résolution égale à $72,7 \mu\text{m}$ et la seconde une résolution égale à $292,2 \mu\text{m}$. La distribution est décalée par rapport à zéro de $2,9 \mu\text{m}$. Ce rapport de surface des gaussiennes sera utilisé pour tous les ajustements de résolution faits dans cette section.

La méthode du point de désintégration.

Cette méthode consiste à reconstruire le point de vertex de toutes les traces chargées ne venant pas de la désintégration du mode CP. Elle s'inspire du fait que les deux mésons B^0 ont une différence de longueur de vol moyenne égale à $250 \mu\text{m}$. Néanmoins, il existe dans l'événement des traces dont le point de désintégration est déplacé. Ces traces résultent de la désintégration des particules à longue durée de vie comme par exemple: K_s^0 , Λ . De ce fait, il est nécessaire de considérer des critères de sélection afin d'éliminer ces traces qui pourraient détériorer la résolution de la mesure de z .

Les critères de sélection des traces chargées de qualité sont les suivants:

- Une coupure sur l'angle polaire de la trace chargée permet de ne garder que celles mesurées dans la partie tonneau. Le critère de sélection est le suivant: $0,5 < \theta < 2,4 \text{ rad}$.
- La coupure sur le paramètre d'impact, $D < 0,9 \text{ mm}$, permet de rejeter les traces venant des désintégrations des particules à longue durée de vie.

Ainsi, le lot de traces chargées (au moins deux) est passé au programme de reconstruction du vertex. Ensuite, deux coupures supplémentaires ont été appliquées. La première permet de rejeter les événements avec une mauvaise probabilité de χ^2 du vertex ($\mathcal{P}(\chi^2) > 1\%$). La seconde consiste à couper sur la masse invariante des traces telles que $M_{inv} > 0,9 \text{ GeV}/c^2$. La distribution de la résolution en z (fig. 3.17) est ajustée avec la même fonction que précédemment. La valeur de z_{tag} du Monte Carlo est obtenue à partir du point de désintégration du méson d'étiquetage. Les valeurs mesurées sont $72,5 \mu\text{m}$ pour la première gaussienne, $247,2 \mu\text{m}$ pour la seconde et le décalage est égal à $4,4 \mu\text{m}$. L'efficacité de la méthode par rapport à un échantillon étiqueté est de $63,7\%$ pour les événements de type $B^0 \rightarrow l^+ X$ et $74,4\%$ pour les événements $B^0 \rightarrow X$.

Nous constatons que les deux méthodes étudiées permettent d'obtenir des performances équivalentes. Afin d'optimiser nos résultats, nous avons introduit une nouvelle variable Z_{best} (fig. 3.18) qui combine les deux méthodes tel que:

$$Z_{best} = w_l Z_l + w_v Z_v \quad (3.23)$$

où Z_l et Z_v sont respectivement la position en z obtenue avec la méthode du lepton et celle obtenue avec la méthode du vertex. w_l et w_v sont les poids respectifs donnés à chacune des deux méthodes.

La nouvelle variable se réduit à la valeur de l'un des deux Z si l'autre valeur est nulle. Dans le cas où les deux méthodes fournissent une valeur de Z , le poids donné est égal à $1/2$ pour chacune des deux valeurs mesurées. Ainsi, cette

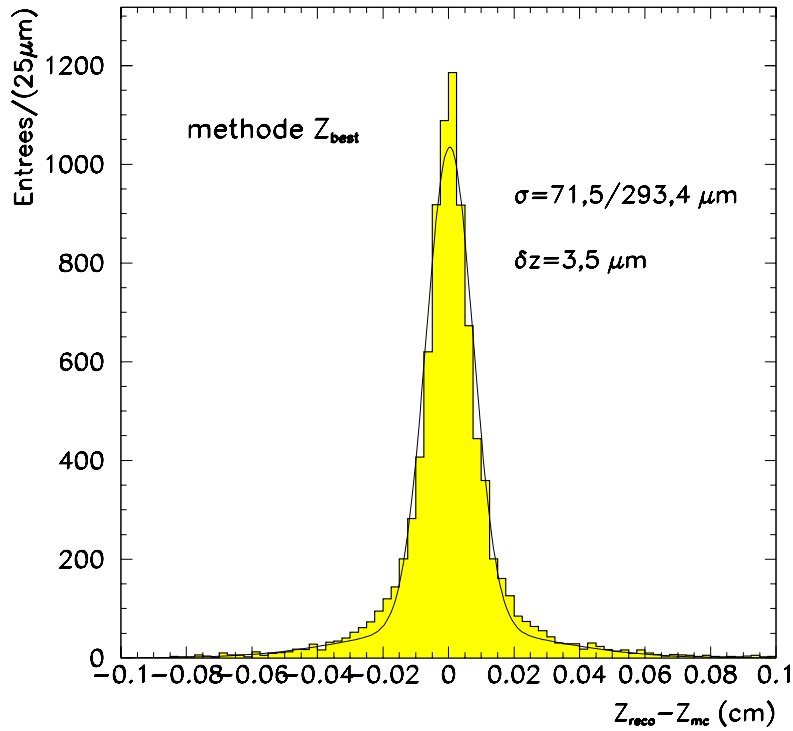


Figure 3.18: La résolution sur le point de désintégration d'étiquetage obtenue avec la méthode Z_{best} combinant les méthodes de vertex et du lepton (fig. 3.17).

méthode combinée permet d'obtenir une efficacité par rapport à un échantillon étiqueté égale à 81,2% pour les événements du type $B^0 \rightarrow l^+ X$ et 80,7% avec les événements $B^0 \rightarrow X$. Dans le futur, ces efficacités pourraient être mieux en appliquant des coupures de sélection moins sévères mais tout en assurant une résolution de Δz inférieure à 240 μm . Les résolutions sont égales à 71,5/293,4 μm et le décalage par rapport à la valeur attendue égal à 3,5 μm . Nous pouvons conclure que la reconstruction optimale de Z_{tag} est obtenue en combinant les deux méthodes: lepton et vertex. En effet, elle permet d'augmenter les efficacités tout en gardant des performances similaires en terme de résolution.

3.8.4 Comparaison des deux méthodes pour la mesure de $\sin 2\beta$.

Afin de comparer la méthode FBAD et le Kin, nous avons considéré le cas simple d'un étiquetage parfait. De ce fait, il n'y a aucune ambiguïté dans la détermination de la saveur du méson B^0 . Le type d'étiquetage utilisé est celui de la charge des leptons. Nous avons utilisé deux échantillons d'événements, un avec $\sin 2\beta=0,4$ et l'autre avec $\sin 2\beta=0,9$. Pour chacune de ces valeurs, deux statistiques ont été considérées: un grand nombre d'événements avec 2416

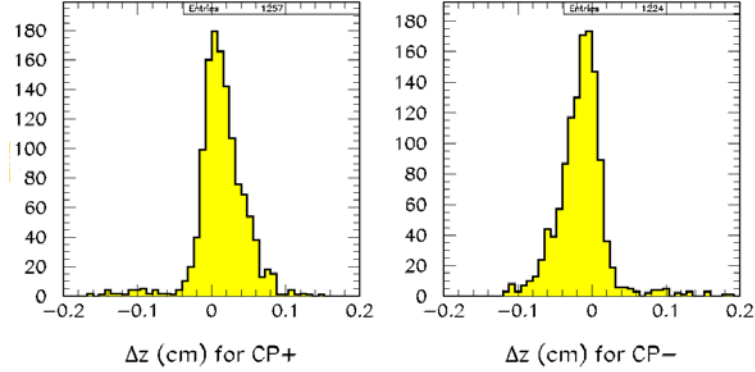


Figure 3.19: Les distributions Δz obtenues pour la valeur $\sin 2\beta=0,9$. La distribution $CP+(CP-)$ correspond à un étiquetage $\overline{B}^0(B^0)$.

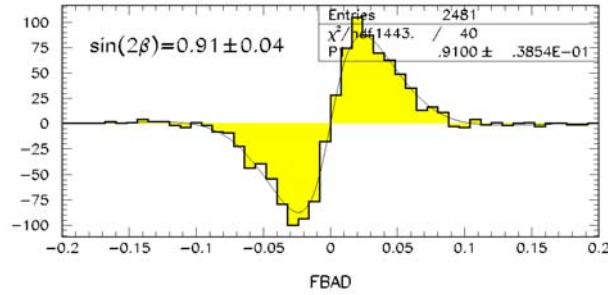


Figure 3.20: Cette distribution est obtenue en effectuant la différence entre les deux histogrammes de la figure (3.19). L'ajustement de l'asymétrie CP à l'aide de la fonction $FBAD$ permettant d'obtenir $\sin 2\beta = 0,91 \pm 0,04$ pour une valeur générée de $0,90$ (sec. 3.8.1).

$B^0 \rightarrow D^+D^-$ et une petite statistique avec 239 désintégrations $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

La figure (3.19) montre les distributions asymétriques de Δz pour un étiquetage B^0 pour celle de droite, et un étiquetage \overline{B}^0 pour celle de gauche. Ces distributions ont été obtenues avec une valeur de $\sin 2\beta=0,9$. La forme asymétrique des distributions est due au terme en $\sin 2\beta$ présent dans l'équation (3.17). En effectuant la différence entre les deux distributions, nous obtenons la distribution de la méthode $FBAD$ (fig. 3.20) qui est ajustée à l'aide de la fonction définie dans l'équation (3.18) où l'unique paramètre à extraire est $\sin 2\beta$.

La figure (fig. 3.21) montre deux distributions de la variable du Kin (sec. 3.8.2) pour des asymétries égales à $\sin 2\beta=0,4$ et $\sin 2\beta=0,9$. Nous remarquons que les bornes inférieures et supérieures sont respectivement $-1,+1$. La comparaison de la forme des deux distributions montre que plus la violation de CP est importante, plus la distribution du Kin a tendance à avoir un pic vers $+1$.

Dans le cas où la violation de CP est absente, la distribution serait complètement symétrique. La mesure de la valeur et l'incertitude sur $\sin 2\beta$ est effectuée suivant la procédure expliquée dans la section (3.8.2).

Le tableau (3.11) résume les résultats obtenus avec les deux méthodes pour l'extraction de $\sin 2\beta$. De cette étude, nous pouvons conclure les points suivants:

- Les deux méthodes permettent d'obtenir des résultats compatibles en terme de valeur centrale ou d'erreur sur la mesure.
- Nous retrouvons la dépendance en racine carrée sur le nombre d'événements pour l'erreur sur la mesure de $\sin 2\beta$ (sec. 3.8.1 et 3.8.2).

Dans la suite de cette section, nous n'allons considérer que la méthode du Kin car elle permet, d'une part, d'avoir une illustration graphique simple de la violation de CP, et d'autre part, elle permet une utilisation plus flexible dans le cas où l'étiquetage n'est pas parfait et où le bruit de fond est présent.

Nombre d'événements	2416		239	
	<i>FBAD</i>	<i>KIN</i>	<i>FBAD</i>	<i>KIN</i>
$\sin 2\beta=0,4$	$0,42 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,04$	$0,26 \pm 0,10$	$0,26 \pm 0,11$
$\sin 2\beta=0,9$	$0,91 \pm 0,04$	$0,94 \pm 0,04$	$0,90 \pm 0,13$	$1,03 \pm 0,12$

Tableau 3.11: Le tableau montre les résultats dans l'extraction de $\sin 2\beta$ en utilisant deux méthodes *FBAD* et *Kin*. La comparaison a été faite pour deux statistiques et deux valeurs de $\sin 2\beta$ 0,4 et 0,9 sans effet d'étiquetage ni de bruit de fond.

3.8.5 L'erreur de la mesure de $\sin 2\beta$ dans $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

Après avoir exposé le principe de mesure de $\sin 2\beta$ dans le cas simple, nous incluons dans ce paragraphe l'effet d'étiquetage et du bruit de fond dans notre mesure. En effet, l'expression temporelle définie dans l'équation (3.20) sera transformée de telle façon que chaque contribution ait un poids. La formule prend alors la forme suivante:

$$R(\Delta z) = p_{sig} \times [p_{B^0} \mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+ D^-) \otimes G(\sigma_{det}, \Delta z) + p_{\bar{B}^0} \mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ D^-) \otimes G(\sigma_{det}, \Delta z)] + p_{bdf} \Phi(\Delta z) \quad (3.24)$$

avec

- p_{sig} et p_{bdf} sont respectivement les probabilités que l'événement soit un événement de signal de bruit de fond tel que: $p_{sig} + p_{bdf} = 1$.

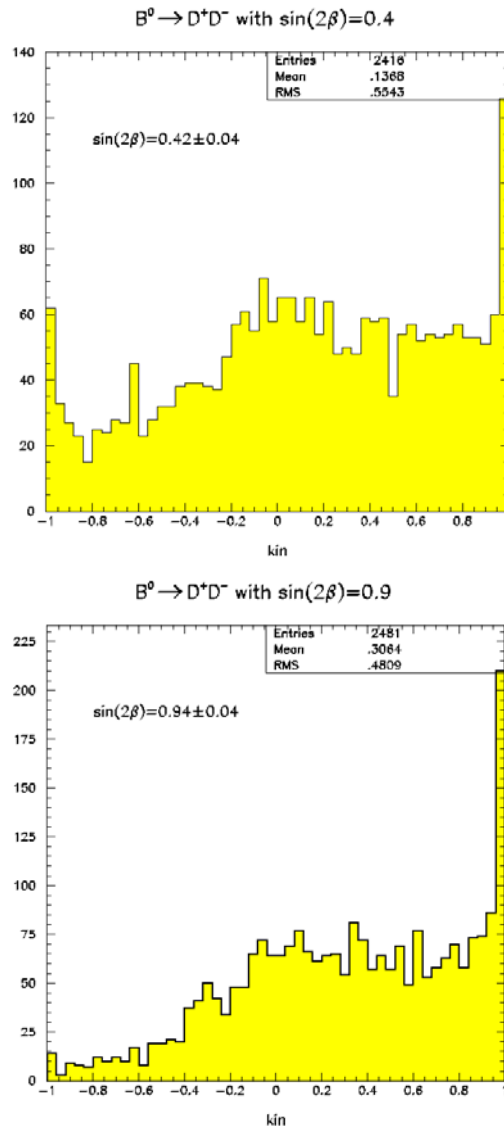


Figure 3.21: L'ajustement de l'asymétrie CP à l'aide de la variable du Kin pour deux valeurs de $\sin 2\beta$ générées: 0,4 (figure du haut) et 0,9 (figure du bas).

- p_{B^0} et $p_{\overline{B}^0}$ sont respectivement les probabilités que l'état final D^+D^- reconstruit soit issu de B^0 ou \overline{B}^0 tel que: $p_{B^0} + p_{\overline{B}^0} = 1$.
- $\Phi(\Delta z)$ est la distribution Δz pour le bruit de fond.

Nous constatons que, dans le cas d'un étiquetage parfait ($p_{B^0} = 1$ et $p_{\overline{B}^0} = 0$) et d'une absence du bruit de fond ($p_{sig} = 1$ et $p_{bdf} = 0$), l'expression (3.24) se réduit tout simplement à celle de l'équation (3.20).

Les probabilités d'étiquetages B^0 et \overline{B}^0 sont obtenues du programme Cornelius [12] qui combine des variables discriminantes afin d'en extraire une probabilité en utilisant la méthode des rapports de vraisemblance (fig. 3.22). La détermination de la saveur du quark beau est obtenue à partir de la corrélation entre la charge du quark et les caractéristiques des produits de désintégration du méson beau. Par exemple, le signe de la charge du lepton issu de la désintégration semi-leptonique du B^0 est identique à celui du quark b. Le programme utilise trois catégories d'étiquetages: lepton, kaon et lepton+kaon. L'efficacité d'étiquetage ε_{tag} obtenue avec ASLUND est de 61,0% répartie comme suit: 25,1% pour la méthode du lepton, 23,2% pour la méthode du kaon et 12,7% pour la dernière catégorie. La probabilité d'un mauvais étiquetage est de 13,5% qui permet d'avoir une séparation $\langle s^2 \rangle$ égale à 53,3%. Enfin, la séparation absolue $\varepsilon_{tag} \langle s^2 \rangle$ est de 32,6%.

Les deux autres probabilités (p_{sig} et p_{bdf}) sont obtenues avec le même programme en combinant les méthodes décrites dans la section 3.2 et une nouvelle variable qui est la probabilité de χ^2 du vertex de toutes les traces de l'événement ayant un paramètre d'impact inférieur à 1 mm. Le programme Cornelius permet d'extraire la liste de variables optimum pour avoir la plus grande séparation entre le bruit de fond et le signal. En effet, les variables décrites dans le tableau (3.12) ont permis d'avoir la plus grande séparation qui est de 24,6%. Cette valeur est principalement dominée par les deux premières variables discriminantes. La figure (3.22) montre la distribution de la probabilité qu'un événement soit du signal pour un échantillon de $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

(1)	$P(\chi^2)$ du vertex des traces de l'événement
(2)	Le nombre de traces chargées
(3)	$D_{min}(D_{join} = 2,5 \text{ GeV}/c)$
(4)	La sphéricité
(5)	Le moment de Fox-Wolfram du 4 ^{eme} ordre

Tableau 3.12: La liste des variables discriminantes utilisées par le programme Cornelius pour la discrimination entre le signal $B^0 \rightarrow D^+D^-$ et le bruit de fond.

En incluant tous les effets, l'expression du Kin prend la forme suivante:

$$\mathcal{K} = \underbrace{\frac{\Psi \otimes G - \bar{\Psi} \otimes G}{\Psi \otimes G + \bar{\Psi} \otimes G}}_{\text{Kin idéal}} \times \underbrace{\frac{P_{B^0} - P_{\bar{B}^0}}{P_{B^0} + P_{\bar{B}^0}}}_{\text{effet d'étiquetage}} \times \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{2P_{\text{bkg}}}{P_{\text{sig}}} \frac{\Phi}{\Psi \otimes G + \bar{\Psi} \otimes G}}}_{\text{effet de bruit de fond}} \quad (3.25)$$

avec: $\Psi = \mathcal{P}(B^0 \rightarrow D^+D^-)$ et $\bar{\Psi} = \mathcal{P}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^-)$.

Afin de comparer les conséquences de chaque effet, nous avons considéré un échantillon de 140 événements D^+D^- ce qui équivaut à une luminosité de 30 fb^{-1} et qui possède une asymétrie de $\sin 2\beta = 0,9$.

Dans une première étude, nous avons regardé l'effet de l'étiquetage dans la mesure de $\sin 2\beta$. La figure (3.23) montre la distribution du Kin en incluant l'étiquetage. La valeur obtenue sur $\sin 2\beta$ est $0,83 \pm 0,15$. Ce résultat est à comparer au cas parfait où on obtient $\sin 2\beta = 0,86 \pm 0,11$. Ainsi, l'incertitude dans la mesure du paramètre de la violation de CP augmente à cause de l'effet de l'étiquetage. La figure (3.25) montre l'évolution de la mesure en fonction des différents effets en allant du cas parfait et sans bruit de fond jusqu'au cas incluant le bruit de fond ($B/S = 2,5$) et l'effet d'étiquetage. Le résultat final de la mesure de $\sin 2\beta$ est de $0,57 \pm 0,21$ qui inclut tous les effets attendus. La distribution du Kin exhibe un pic vers 0 qui est dû au bruit de fond. La largeur de ce pic est corrélée à la largeur de la distribution en Δz pour le bruit de fond (fig. 3.24) qui est de $180 \mu\text{m}$. De ce fait, l'impact du bruit de fond sur la mesure de $\sin 2\beta$ ne sera pas trop important.

Nous pouvons remarquer dans le tableau (3.9) que le bruit de fond est concentré dans les états finals qui ont une faible contribution au signal. Par exemple, l'état final ($D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+, D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$) contribue avec un taux de 28% sur le nombre total de $B^0 \rightarrow D^+D^-$ reconstruits alors que le rapport B/S est égal à 0,8. De ce fait, nous avons considéré la méthode où le rapport B/S est pondéré pour chaque état final. En effet, la méthode du Kin permet de traiter les modes séparément et de sommer à la fin sur les distributions de Kin de chaque état final. En utilisant cette méthode, l'erreur dans la mesure de $\sin 2\beta$ passe de 0,21 à $\sigma_{\text{pondérée}} = 0,19$

Nous avons également effectué la même étude mais avec une statistique plus importante de 1000 événements $B^0 \rightarrow D^+D^-$. La figure (fig. 3.25) montre une évolution de la valeur de $\sin 2\beta$ allant de $0,91 \pm 0,04$ pour le cas parfait jusqu'à $0,82 \pm 0,07$ pour le cas incluant l'effet d'étiquetage et un rapport bruit de fond sur signal égal à 2,5.

La figure (3.26) montre l'incertitude obtenue sur la mesure de $\sin 2\beta$ en fonction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow D^+D^-$ reconstruits en incluant tous les effets: l'étiquetage et le bruit de fond. Ainsi, comme attendu, la courbe suit une loi en \sqrt{N} . Elle montre une amélioration de la mesure sur l'incertitude de $\sin 2\beta$ qui

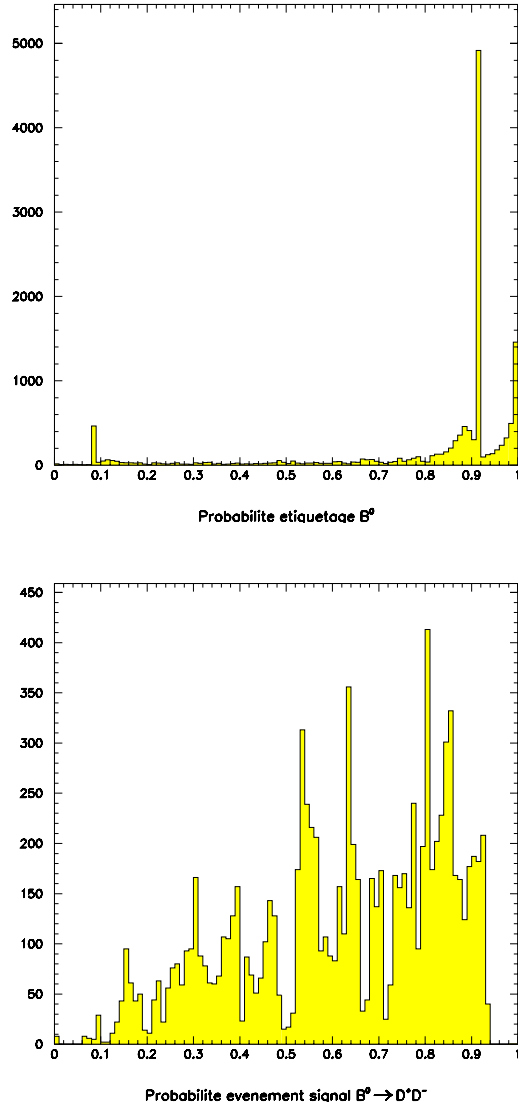


Figure 3.22: La figure du haut représente la probabilité d'un étiquetage B^0 obtenue avec des événement de type $B^0 \rightarrow D^+ D^-$. La figure du bas montre la probabilité qu'un événement soit du signal $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ en considérant un échantillon d'événements du type $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

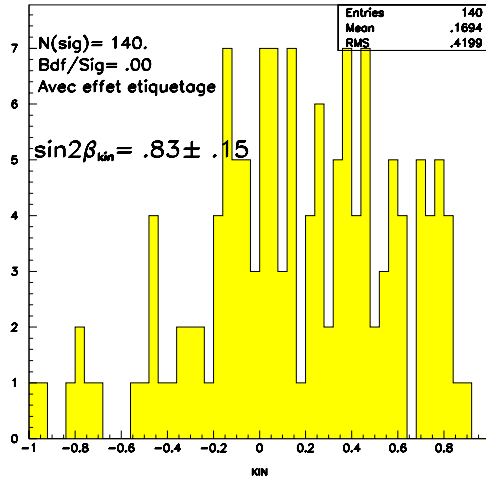


Figure 3.23: La distribution du K_{in} pour un lot de 140 événements $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ reconstruits en incluant l'effet d'étiquetage. La valeur de $\sin 2\beta$ générée est 0,9.

passé de 0,21 pour un nombre d'événements égal à 140 jusqu'à une valeur de 0,04 pour 2400 $B^0 \rightarrow D^+ D^-$.

3.9 Conclusion.

Ce chapitre a abordé une analyse sur les données simulées du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ permettant la mesure de $\sin 2\beta$ où β est l'un des angles du triangle d'unitarité. Cette étude de faisabilité a couvert les aspects et les effets intervenant dans une analyse d'un mode de CP dans l'environnement d'une usine à B en générale et *BABAR* en particulier. Les résultats présentés sont basés sur deux types de données: la simulation paramétrisée et rapide de ASLUND et les données reconstruites à partir de la simulation détaillée.

Nous avons débuté notre chapitre par une description des méthodes de réduction du bruit de fond $q\bar{q}$. Nous avons pu montrer les avantages et les inconvénients des unes et des autres. Ensuite, nous avons décrit les méthodes de reconstruction des particules composites: les K_S^0 et les π^0 . Enfin, nous sommes passés à la reconstruction des D^\pm et des mésons beaux. Nous avons également fait une étude du bruit de fond où on a démontré que le bruit de fond principal est issu des désintégrations génériques de $\Upsilon(4S)$.

La dernière étape de l'analyse concerne l'extraction de $\sin 2\beta$. Après avoir présenté deux méthodes d'extraction, une étude détaillée de la variation de l'incertitude de la mesure de $\sin 2\beta$ en fonction des différents effets a été présentée. Les effets abordés sont l'effet de l'étiquetage et le taux du bruit de fond.

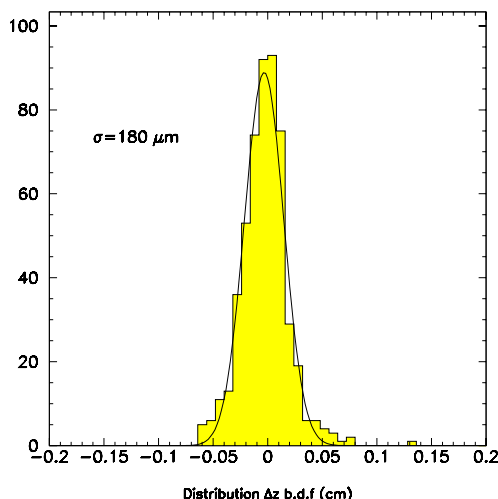


Figure 3.24: La distribution Δz pour le bruit de fond $b\bar{b}$.

La comparaison entre les deux types de simulation montre que la simulation de ASLUND a tendance à donner des résultats trop optimistes alors que ceux de la reconstruction sont pessimistes. Les causes de ces différences sont, d'une part, que ASLUND n'inclut pas tous les effets qui pourraient détériorer les performances du détecteur, et d'autre part, que le programme de reconstruction ne contient pas toutes les performances du détecteur. En effet, on pourra citer l'exemple de la reconstruction des π^0 . Nous rappellerons que le programme de reconstruction utilisé est l'une des premières versions utilisables pour la physique et que ce programme est en amélioration constante.

Le tableau (3.13) montre un résumé des résultats de l'analyse physique $B^0 \rightarrow D^+D^-$. L'erreur obtenue sur la mesure de $\sin 2\beta$ est 0,19 avec un nombre d'événements égal à 140 qui équivaut à une luminosité de $30 fb^{-1}$ et à une efficacité de reconstruction avec ASLUND. La figure (3.27) montre la situation actuelle du triangle d'unitarité dans le plan $\bar{\rho} - \bar{\eta}$. Les contours à 95% de niveau de confiance sont obtenus[10] en effectuant le "scan" de tout le plan en utilisant les contraintes actuelles des paramètres suivants: ε_K [11], Δm_d [13], Δm_s [13], V_{cb} [11], V_{ub}/V_{cb} [14], m_t [15], B_K [16] et $f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}$ [17]. En rajoutant la nouvelle contrainte venant de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $B^0 \rightarrow D^+D^-$, nous obtenons la figure (3.28.a) pour une mesure égale à $0,79 \pm 0,19$. La valeur centrale choisie est celle trouvée par l'expérience CDF [18]. Nous pouvons remarquer qu'une telle mesure ne peut que confirmer l'accord des mesures directes et indirectes et donc de la cohérence du Modèle Standard. Enfin, la figure (3.28.b) montre la même figure précédente mais avec une plus grande statistique égale à 1000 $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

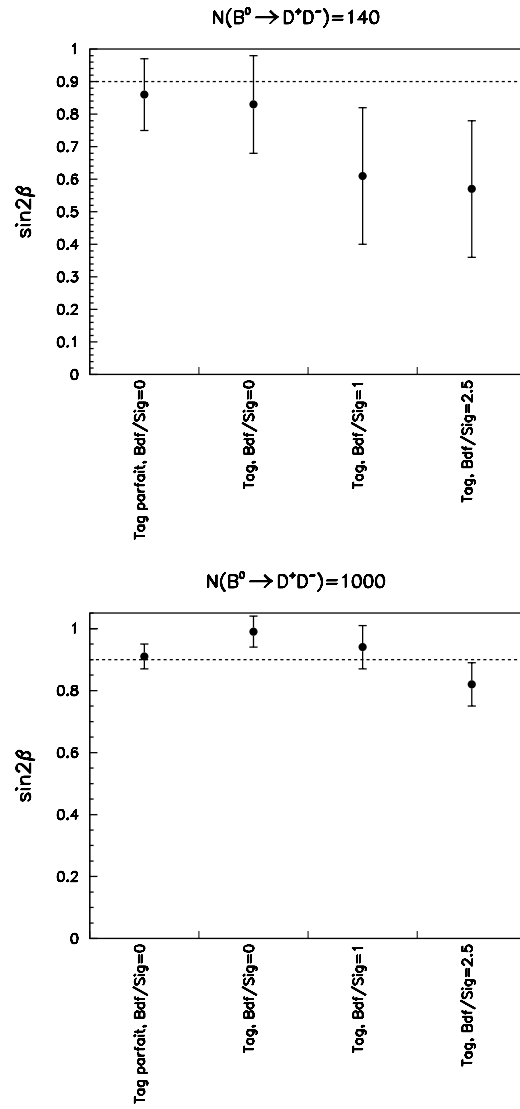


Figure 3.25: La variation de la mesure de $\sin 2\beta$ en fonction des différents effets pour un échantillon de 140 événements $B^0 \rightarrow D^+D^-$ pour la figure du haut et 1000 événements pour la figure du bas.

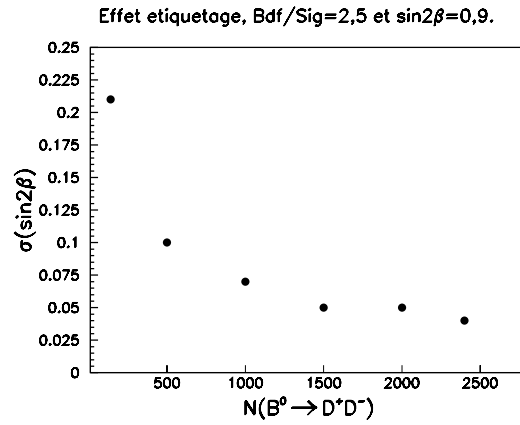


Figure 3.26: La dépendance de l'incertitude de la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ en fonction du nombre d'événements reconstruits. Les résultats obtenus tiennent compte de tous les effets attendus: étiquetage et le taux de bruit de fond.

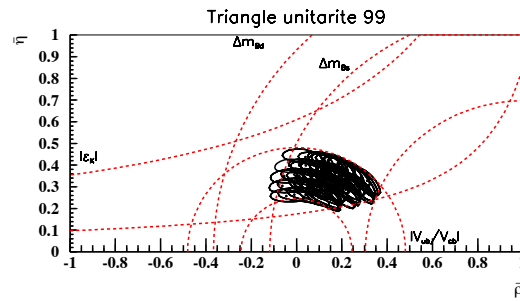


Figure 3.27: La figure montre l'actuel triangle d'unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Les contours à 95% de niveau de confiance sont obtenus en incluant les mesures des paramètres de la matrice CKM (tab. 14-3 de la référence [9]).

Br ($B^0 \rightarrow D^+ D^-$)	$4,5 \cdot 10^{-4}$
Échantillon utilisable ($30 fb^{-1}$)	610
ASLUND	
$\langle \varepsilon \rangle$	0,24
Échantillon reco.	140
N(bdf)/N(sig)	2,8
$\langle \sigma(z_{CP}) \rangle$	$55 \mu\text{m}$
$\langle \sigma(z_{tag}) \rangle$	71,5/293,4
$\sigma(\sin 2\beta)$	0,21
$\sigma_{pondérée}(\sin 2\beta)$	0,19
Reconstruction	
$\langle \varepsilon \rangle$	0,10
Échantillon reco.	61
N(bdf)/N(sig) (ASLUND)	2,8
$\langle \sigma(z_{CP}) \rangle$	$77,6 \mu\text{m}$
$\sigma(\sin 2\beta)$	0,32

Tableau 3.13: *Le résumé des résultats de l'analyse $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ avec les données simulées du détecteur BABAR pour une luminosité de $30 fb^{-1}$.*

L'expérience *BABAR* mesurera $\sin 2\beta$ dans d'autres modes de désintégration avec des mésons charmés ($B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ et $B^0 \rightarrow D^{*+} D^-$ [9]). L'incertitude sur $\sin 2\beta$ en utilisant tous les modes permettant cette mesure est de $0,08^3$ [9] pour une luminosité intégrée de $30 fb^{-1}$.

Les mesures simultanées de $\sin 2\alpha$ et $\sin 2\beta$ offrent la possibilité de sur-contraindre le triangle d'unitarité. Elles permettront d'affirmer ou d'infirmer l'explication de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard.

³Pour le cas du mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ seul, l'erreur est de 0,12.

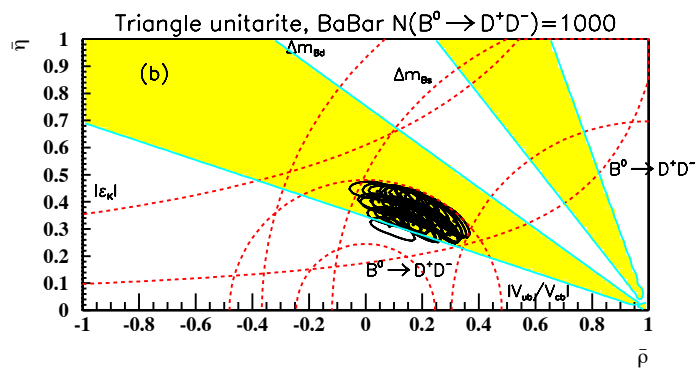
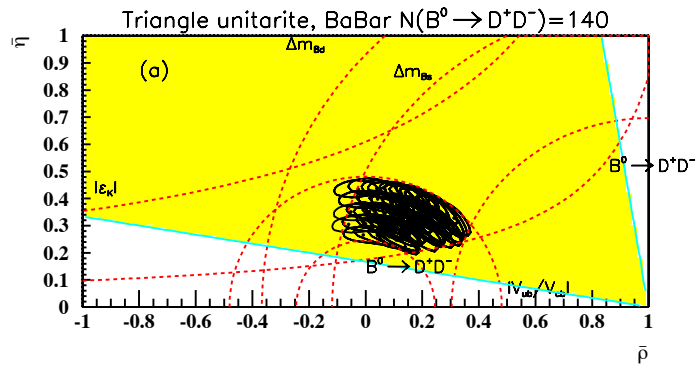


Figure 3.28: Les deux figures montrent l'évolution du triangle d'unitarité représenté dans la figure (3.27). Les exemples illustrés sont: 140 événements (a) $B^0 \rightarrow D^+D^-$ reconstruits et 1000 événements (b). Les régions en gris représentent les contraintes obtenues avec la mesure de $\sin 2\beta$ dans le mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$.

Bibliographie

- [1] D. M. Asner *et al.*, (CLEO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 79, 799 (1997).
- [2] D. Gibaut *et al.*, (CLEO Collaboration), *Phys. Rev. D* 53, 4734 (1996).
- [3] C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. Jour.*, **C3**, vol. 1 (1998).
- [4] Tagging group, "Basic formalism for the Tagging", Internal tagging note #1.
A. Gaidot *et al.*, " $B^0 \bar{B}^0$ Tagging studies", *BABAR Note* # 461.
- [5] <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/doc/www/Physics/Pid/pid.html>
- [6] G. Lutz, "Topological Vertex Search in Collider Experiments", ALEPH 02-015 SOFTWR 92-003.
- [7] W. Toki, "CP Measurements from Forward-Backward Asymmetry of Decay Lengths," *BABAR Note* # 41, (1990).
- [8] S. Versillé and F. Le Diberder, "The Kin variable", *BABAR Note* # 406, (1998).
S. Versillé and F. Le Diberder, "The Kin variable and CP-Thinking revisited", *BABAR Note* # 421, (1998).
- [9] "The BaBar Physics Book", Physics at an Asymmetric B-Factory, SLAC-R-504, October, 1998.
- [10] S. Plaszczynski et M. H. Schune, "An overall fit of the CKM parameters: present and future in the light of B factories", rapport interne, LAL 97-06.
- [11] C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. Jour.*, **C3**, vol. 1 (1998).
- [12] voir section 4.7.2 de la référence [9].
- [13] J. Alexander, talk given at 29th International Conference on High Energy Physics in Vancouver, July 22-29, (1998).
- [14] voir chapitre 8 de la référence [9].

- [15] A. J. Buras and R. Fleischer, hep-ph/9704376, to appear in Heavy Flavours II, World Scientific (1997), eds. A J. Buras and M. Lindner.
- [16] voir annexe C et D de la référence [9].
- [17] voir annexe C de la référence [9].
- [18] CDF Collaboration, *CDF/PUB/BOTTOM/CDF/4885*, 5-Feb-1999.

Chapitre 4

Le nouveau détecteur Cerenkov *DIRC*.

Contenu du chapitre

4.1	Introduction.	121
4.2	La radiation Cerenkov.	122
4.2.1	Historique de la découverte.	122
4.2.2	Description qualitative du phénomène.	125
4.2.3	Interprétation du phénomène dans le cadre de la théorie de Franck-Tamm.	127
4.3	Le principe du <i>DIRC</i>.	127
4.3.1	Les compteurs Cerenkov à image et le <i>DIRC</i> .	128
4.3.2	Identification des hadrons chargés grâce au <i>DIRC</i> .	128
4.4	Le <i>DIRC</i> de <i>BABAR</i>.	130
4.4.1	Les barres de quartz: radiateurs et guides de lumière.	130
4.4.2	Le support mécanique des barres de quartz.	134
4.4.3	Les prismes.	135
4.4.4	La zone d'expansion.	135
4.4.5	Le plan de détection.	136
4.4.6	Les photomultiplicateurs.	136
4.5	L'électronique de lecture du <i>DIRC</i>.	138
4.5.1	L'électronique des photomultiplicateurs.	141
4.5.2	La carte électronique de lecture du <i>DIRC</i> (DFB).	141
4.5.3	La puce analogique.	142
4.5.4	Le convertisseur temporel-digital du <i>DIRC</i> (TDC).	143
4.5.5	Le contrôleur de panier du <i>DIRC</i> (DCC).	144
4.5.6	Le système de distribution de protocole (PDB).	144
4.5.7	Les résultats des tests sur la chaîne électronique du <i>DIRC</i> .	144
4.6	Les performances du <i>DIRC</i>.	145

4.1 Introduction.

Un nouveau type de détecteur pour l'identification des particules appelé *DIRC* a été développé pour l'expérience BaBar; acronyme venant de l'anglais " **D**etection of **I**nternally **R**elected **C**erenkov **L**ight ". Il utilise le principe de détection de la lumière Cerenkov engendrée par le passage d'une particule dans un radiateur. A la différence des autres détecteurs Cerenkov, par exemple le RICH de l'expérience Delphi au LEP, les photons qui sont détectés sont ceux qui sont piégés à l'intérieur du radiateur. Le choix du *DIRC* comme système d'identification de particules pour BaBar a été motivé principalement par son excellent pouvoir d'identification des particules chargées: pions, kaons ou protons, dans une large gamme d'impulsion. Ces performances permettront à l'expérience BaBar de réaliser son but primordial qui est l'étude de la violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$. Afin d'atteindre les objectifs de BaBar, le *DIRC* doit satisfaire les caractéristiques suivantes:

- Dans la reconstruction du mode rare $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ qui est un mode important dans l'étude de la violation de CP, il est nécessaire de le distinguer de l'autre mode de désintégration $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Cette séparation doit se faire dans une gamme d'impulsion allant jusqu'à $4 \text{ GeV}/c$ dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, le *DIRC* doit être capable de distinguer les pions des kaons de $4 \text{ GeV}/c$ (fig.4.1) à grand angle d'incidence (région située vers l'avant du détecteur¹).
- Dans l'étiquetage de l'autre méson B^0 , l'identification des kaons issus du quark beau est réalisé à basse impulsion jusqu'à une impulsion de $2,5 \text{ GeV}/c$ (fig.4.2). C'est ainsi que le *DIRC* doit pouvoir discriminer entre K et π , non seulement à haute impulsion, mais aussi à basse impulsion.
- Les collisions des faisceaux d'électrons et de positrons à PEP II s'effectuent toutes les 4 ns. Les taux de déclenchement et le niveau de bruit de fond dus à la machine sont estimés assez importants dans l'environnement de *BaBar*. C'est ainsi que le *DIRC* doit être non seulement rapide, mais aussi tolérant aux bruits de fond.
- La dernière caractéristique est liée aux performances du calorimètre électromagnétique. En effet, ce dernier doit pouvoir détecter les photons à basse énergie d'au moins 20 MeV. Pour réaliser ces performances, la quantité de matière devant le calorimètre doit être minimale; moins de 10 à 15% de longueur de radiation. La matière doit être également la plus proche possible du calorimètre pour éviter la perte des photons de conversion. Ainsi, le système d'identification de particules doit avoir non seulement

¹La région est définie comme étant la direction du faisceau le plus énergétique.

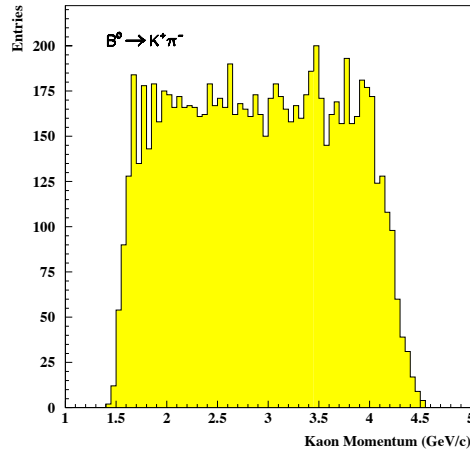


Figure 4.1: La figure montre le spectre en impulsion des kaons issus de la désintégration $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

une petite longueur de radiation et être homogène ($\simeq 10$ cm) mais aussi avoir une épaisseur fine pour minimiser le coût.

Les simulations Monte Carlo du *DIRC* ont montré que le système est capable de valider ces conditions dans le cadre de l'expérience BaBar et dans l'environnement de PEP-II.

4.2 La radiation Cerenkov.

4.2.1 Historique de la découverte.

C'est à Madame Marie Curie [1] en 1910 que revient la première observation de la lumière Cerenkov mais ses préoccupations pour la découverte de la radioactivité l'ont empêché de s'intéresser à l'explication de la luminescence observée. Les premières études du phénomène ont été effectuées en 1926, 1928 et 1929 par Mallet [2]. En effet dans son article publié en 1926 sous le titre de "*luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement γ* ", il rapporte l'observation d'une radiation de couleur bleuâtre après avoir plongé une source de radium dans l'eau distillée entourée d'un conteneur en bois. Le même phénomène fut observé en plaçant la source en dehors de l'eau. Le spectre observé était continu, et ne présentait aucune structure en bandes comme dans le cas de la fluorescence. Malheureusement, Mallet n'a pas pu continuer ses travaux, ni donner une explication à ses observations bien qu'il ait écarté toute explication

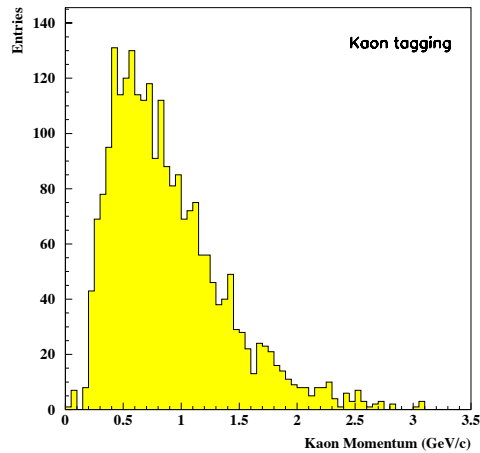


Figure 4.2: La figure montre le spectre en impulsion des kaons utilisés dans l'étiquetage du méson B^0 .

par d'autres phénomènes tels que la fluorescence.

C'est entre 1934 et 1938 que Cerenkov a repris l'exploration du phénomène en effectuant une série d'expériences remarquables et simples. Dans son premier article [3], il utilisa une source γ pour pouvoir produire les radiations et il employa comme milieu radiatif 16 types de liquides : de l'eau distillée, de la paraffine, du xylol, de la toluène, de la glycérine et des alcools. Cela lui a permis entre autres de comparer les intensités relatives de la radiation dans les différents milieux. Ses principales conclusions furent les suivantes :

- La lumière était principalement rayonnée entre le bleu et le violet.
- La distribution du spectre variait légèrement d'un liquide à un autre.
- Une petite variation de l'intensité de la lumière d'un liquide à un autre.
- Pas de diminution de l'effet après addition de substances affectant la fluorescence. Cette observation a permis d'éliminer l'explication du phénomène par l'hypothèse de la fluorescence.
- Enfin, la présence d'un petit effet de polarisation de l'ordre de 20%.

Puis, Cerenkov publia en 1936 [4] un article sur l'influence du champ magnétique sur la radiation. Il démontra que l'effet de radiation est dû aux électrons secondaires produits dans le milieu et non pas à la source γ . Dans l'année où la théorie de Franck-Tamm fut développée (1937), Cerenkov fut productif avec la publication de trois articles. Dans le premier [5], il annonça que le phénomène

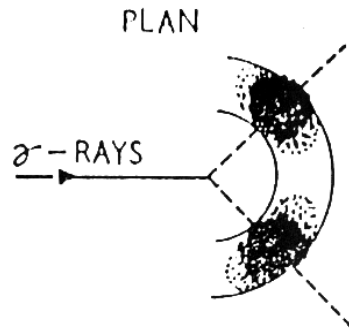


Figure 4.3: La première photographie prise par Cerenkov montrant la radiation avec un angle d'ouverture dont le cosinus est égal à $1/n\beta$.

pouvait aussi être observé avec une source β . Puis dans le second article [6], il démontra expérimentalement la clé principale de la théorie de Franck-Tamm [17] qui est en l'occurrence: la non-uniformité de l'intensité de la lumière par rapport à la direction de la radiation. Dans le troisième article [7], Cerenkov publia la première photographie montrant le phénomène (fig. 4.3). Cette photo a été prise après exposition d'une durée de 72h. L'image montre la concentration de la lumière dans uniquement deux régions formant un cône par rapport à la direction de la source γ . Enfin en 1938, Cerenkov entreprit d'autres expériences [9] afin de vérifier la théorie. Les résultats obtenus étaient en parfait accord avec la théorie énoncée par Franck et Tamm.

La contribution suivante vint de la part de Ginsburg [10] qui donna une explication du phénomène dans le cadre de la théorie quantique.

Pendant les années de guerre, la recherche dans ce domaine a connu un certain ralentissement. Cependant, il y a eu la découverte des photomultiplicateurs qui fut présentée, pour la première fois, par Gettling [11] en 1947 comme système optique dans la détection des particules par effet Cerenkov. Plusieurs tentatives expérimentales allant dans ce sens ont été entreprises respectivement par Dicke [12] dans la détection des rayonnements cosmiques ainsi que Weisz et Anderson [13]. C'est Jelley [14], en 1951, qui fut le premier à avoir détecté les particules chargées relativistes en utilisant de l'eau distillée et un photomultiplicateur. La première détection de la lumière Cerenkov en utilisant un radiateur gazeux revient à Ascoli [16] en 1953. Enfin, il faut rappeler le rôle important du détecteur Cerenkov dans la découverte de l'anti-proton par Chamberlain *et al.* en 1955 [15].

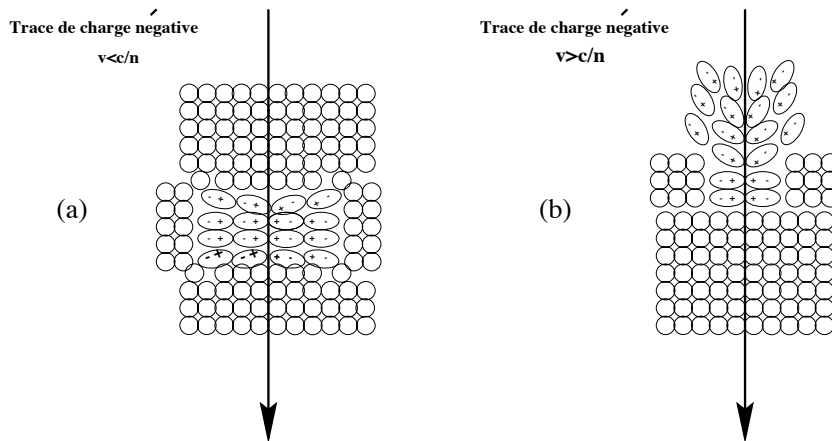


Figure 4.4: La figure montre l'effet de polarisation d'un milieu dû au passage d'une particule chargée. La figure de gauche (a) illustre le cas où la vitesse de la particule est inférieure à celle de la lumière dans le milieu. En revanche, celle de droite (b) montre le cas contraire.

4.2.2 Description qualitative du phénomène.

Avant d'aborder la description théorique de l'effet Cerenkov, nous essayerons de donner une vue qualitative du phénomène. Supposons qu'une particule de charge négative traverse un milieu à une vitesse inférieure à celle de la lumière dans le milieu. La figure (4.4.a) montre une section du milieu avec les cercles qui représentent les atomes du milieu. Lors du passage de la trace à un point donné, les électrons de l'atome à ce point se déplacent vers le côté des charges positives du noyau des autres atomes. Ainsi, le milieu dans cette région devient polarisé. Puis, lorsque la particule se déplace vers un autre point, l'élongation des atomes du point précédent disparaît. Lorsque les atomes s'étendent, des dipôles se forment et ainsi le milieu à ce point devient polarisé. Mais cette polarisation n'apparaît pas à l'infini dans le milieu. De ce fait, le milieu garde une symétrie complète le long de la trace et du plan azimutal, ce qui empêche toute radiation dans ce cas précis.

En revanche, si la particule traverse le milieu à une vitesse supérieure ou égale à celle de la lumière dans ce milieu (fig. 4.4.b), la déformation des atomes n'est pas uniquement localisée au point de passage de la trace mais se maintient tout au long du mouvement de la particule. Ainsi, la polarisation n'est pas complètement symétrique. Alors que la symétrie de la polarisation est préservée sur le plan azimutal, elle n'est plus vérifiée le long de la trajectoire de la particule.

Cette dissymétrie crée un dipôle électrique apparent à grande distance formant aussi des ondes électromagnétiques.

L'émission d'ondes tout au long de la particules permet de former un champ électromagnétique à un point distant de la trajectoire. La construction de

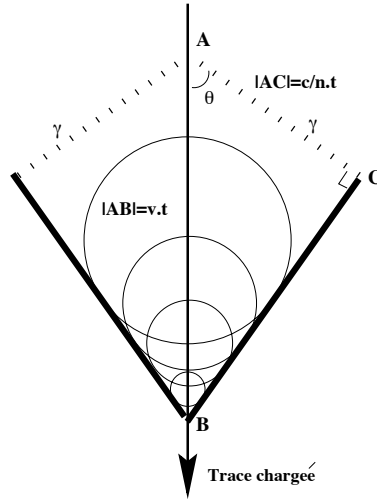


Figure 4.5: La figure montre la construction de Huyghens des ondes formées par le passage d'une particule à une vitesse $v > c/n$ où n est l'indice du milieu.

Huyghens (fig. 4.5) montre que cette radiation ne peut être observée qu'à un angle donné. En effet, si le temps pour passer du point **A** au point **B** est Δt alors cette distance est donnée par: $\|\vec{AB}\| = \Delta t \beta c$. La radiation se propage de **A** à **C** avec le même temps: $\|\vec{AC}\| = \Delta t c/n$. Enfin, la relation de l'angle θ sous lequel peut être vue la radiation peut être écrite de cette façon :

$$\cos \theta_c = \frac{\|\vec{AC}\|}{\|\vec{AB}\|} = \frac{\Delta t c/n}{\Delta t \beta c} \quad (4.1)$$

Finalement, l'équation plus connue sous le nom de la *relation de Cerenkov* devient:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n \beta} \text{ où } n \text{ est l'indice de réfraction du milieu} \quad (4.2)$$

Outre la relation que caractérise ce phénomène, la radiation est émise dans le visible et le proche-visible. Afin que la cohérence des ondes soit vérifiée, ce qui est l'effet clé du phénomène de Cerenkov, quelques conditions doivent être satisfaites:

- La vitesse de la particule doit être supérieure à $1/n$.
- l'épaisseur du radiateur doit être largement supérieure à la longueur d'onde du rayonnement sinon la diffraction devient dominante avec une lumière distribuée dans un angle de $\delta\theta = \lambda/l \sin \theta$ où l est l'épaisseur du radiateur traversée par la particule.

4.2.3 Interprétation du phénomène dans le cadre de la théorie de Franck-Tamm.

Dans le traitement original du problème en 1937, les deux théoriciens supposaient un mouvement uniforme d'un électron dans un milieu diélectrique en posant les hypothèses suivantes:

- Le milieu est considéré comme un continuum sans aucune structure microscopique. Le seul paramètre qui décrit le milieu est sa constante diélectrique v .
- La dispersion est supposée nulle.
- Les radiations sont négligeables.
- Le milieu est un diélectrique isotropique parfait de telle façon que sa conductivité soit nulle et que la perméabilité magnétique est égale à l'unité.
- L'électron se déplace à une vitesse constante *i.e.*, les décélérations causées par l'ionisation et les diffusions multiples sont négligeables.
- Enfin, le milieu est supposé non borné et la longueur de la trace est infinie.

La démonstration et une discussion de la relation de Franck et Tamm (equ. A.48) [17] sont faites dans l'annexe (A). Cette relation décrit l'énergie rayonnée par unité de longueur provoquée par le passage d'une particule chargée dans un milieu diélectrique. Elle permet d'extraire la relation de Cerenkov (equ. 4.2) ainsi que la variation du nombre de photons Cerenkov émis par unité de longueur (equ. A.53) qui s'écrit sous la forme suivante:

$$\frac{dN}{dx} = \left(\frac{ze}{c}\right)^2 \frac{1}{h} \int d\omega \sin^2\theta_c(\omega) \quad (4.3)$$

Grâce à la dépendance en $\sin^2\theta_c$, le nombre de photons Cerenkov produits augmente en fonction de l'impulsion de la particule. Cette caractéristique est importante dans les détecteurs Cerenkov car la différence de l'angle θ_c entre les pions et les kaons dans cette région est petite. Donc, une augmentation du nombre de photons permettrait de réduire l'erreur de mesure de θ_c par trace.

4.3 Le principe du D_{IRC} .

Les techniques expérimentales pour l'identification des particules consistent, en général, à mesurer leur vitesse. Grâce à la combinaison de cette mesure avec celle

de l'impulsion par un autre détecteur, on peut accéder à la nature de la particule via l'extraction de sa masse. Les techniques actuelles utilisent soit des systèmes de mesure de temps de vol (en anglais: Time of flight) soit la radiation Cerenkov. C'est ce dernier principe que le *DIRC* utilise.

4.3.1 Les compteurs Cerenkov à image et le *DIRC*.

Durant ces dernières années, des développements importants ont été réalisés dans le domaine des détecteurs d'identification de particules et en particulier dans les détecteurs Cerenkov. C'est vers la fin des années 1970 que des chercheurs dont Y. Ypsilantis, J. Séguinot, G. Charpak, D. E. Anderson ont eu l'idée de mélanger au gaz d'un détecteur de particules chargées une molécule appelée: Tetrakis (diméthylamino) éthylen (TMAE). Cette molécule présente une caractéristique importante pour les détecteurs Cerenkov qui est une sensibilité à la lumière ultraviolette. Au même moment, une équipe d'expérimentateurs américains de l'université de Berkeley a mis au point de grandes chambres à dérive. Ces deux idées innovatrices ont permis de mettre au monde les compteurs Cerenkov à image connus sous le nom de RICH dont le nom vient de: **R**Ing **C**herenkov detector. Les premières applications de ce type de détecteur ont été réalisées dans l'expérience DELPHI [18] au LEP et SLD [19] à SLAC. Un peu plus tard, les mêmes concepts ont été utilisés dans l'expérience CLEO [20].

Les photons détectés au moyen des détecteurs RICH sont ceux réfractés par le radiateur. En revanche dans le principe du *DIRC*, la lumière piégée dans le radiateur est celle qui est détectée. Après que des photons soient émis autour du cône Cerenkov, ils sont réfléchis totalement sur les surfaces de la barre et par conservation de l'angle de propagation. Les différentes réflexions sur les faces créent deux types d'ambiguïtés: gauche-droite et haut-bas. Arrivés à la sortie de la barre, les photons sont réfléchis ou immergés dans un milieu transparent d'indice n_2 . Alors, cette lumière se propage jusqu'à ce qu'elle atteigne un plan de détection bi-dimensionnel rempli de photomultiplicateurs. Cette surface n'est donc pas placée dans la direction de la particule incidente mais bien à l'extérieur du détecteur ce qui représente un réel avantage par rapport aux autres types de détecteurs Cerenkov. L'image obtenue représente une section du cône Cerenkov. Elle peut aussi apparaître dédoublée dû à l'ambiguïté de réflexion haut-bas.

4.3.2 Identification des hadrons chargés grâce au *DIRC*.

La technique utilisée dans l'identification des particules dans le *DIRC* est semblable à celle du RICH. En effet, on peut écrire la relation (4.2) en fonction de l'impulsion et de la masse de la particule:

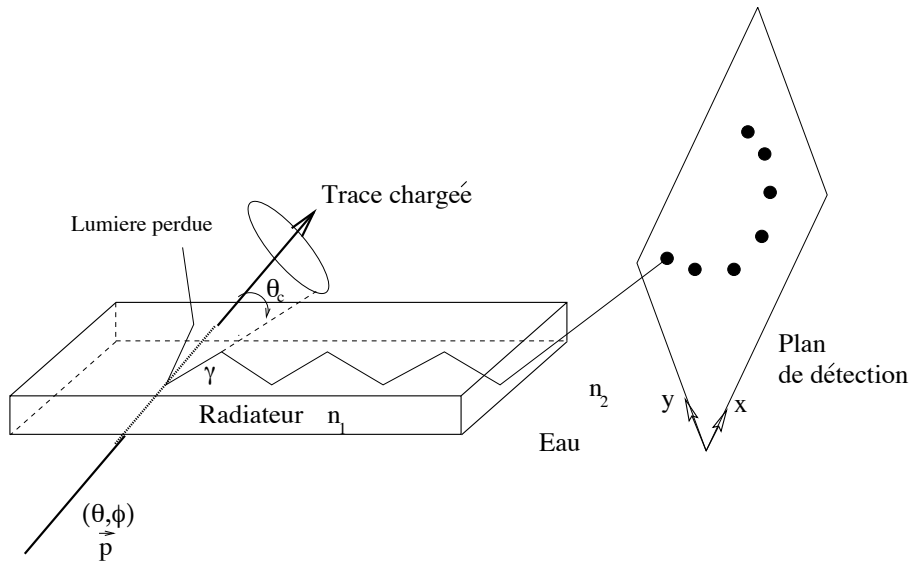


Figure 4.6: La figure montre le principe du DIRC. Le passage d'une particule chargée produisant une radiation Cerenkov détectée par un plan de détection.

$$\cos\theta_c = \frac{1}{(|p|/E) \times n} \quad (4.4)$$

La mesure d'impulsion et l'angle d'incidence des traces sont fournis par le système de "tracking". Comme le montre la figure 4.6, la mesure de la position de l'impact du photon dans le plan (x,y) permet de calculer l'angle θ_c pour chaque photon. Ainsi, on obtient la mesure de l'angle Cerenkov par photon en moyennant sur tous les photons détectés. Néanmoins, parmi tous les points d'impacts, il existe ceux qui correspondent à du bruit de fond, ils sont alors rejetés par des tests d'hypothèses. En effet, le DIRC a comme but d'identifier cinq types de hadrons: pions, kaons, électrons, muons, protons. Ainsi, par la mesure d'impulsion, on aura une prédiction de l'angle Cerenkov que pourra avoir chacune des cinq hypothèses. Dans la section précédente, on a discuté des ambiguïtés qui ont pour résultat de dédoubler l'image Cerenkov. Dans le cas de l'ambiguïté haut-bas, elle est éliminée à la sortie de la barre de quartz après réflexion sur les faces du prisme (sec. 4.4.3) collé à l'extrémité de la barre. En revanche, l'ambiguïté gauche-droite apparaît lorsque l'angle azimutal de la trace est non nul (fig. 4.7). La levée de cette ambiguïté nécessite que la mesure de cet angle soit réalisée et que le taux de bruits de fond ne soit pas trop élevé.

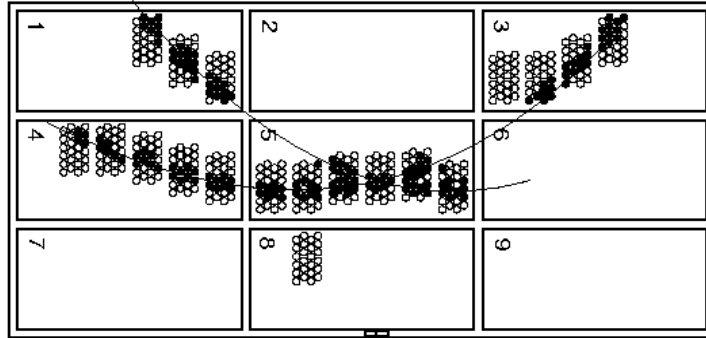


Figure 4.7: L'image Cerenkov dédoublée due au passage d'une particule avec un angle azimutal non nul.

4.4 Le D_{IRC} de B_{ABAR} .

Due à la géométrie solénoïdale de B_{ABAR} , les barres du D_{IRC} doivent posséder une très longue distance d'absorption des photons Cerenkov ainsi qu'une bonne qualité de polissage des surfaces. Les faces des barres doivent être bien plates et orthogonales pour préserver la qualité de l'image Cerenkov. Afin d'obtenir une bonne résolution angulaire, elles doivent également avoir une petite dispersion chromatique. Pour satisfaire tous ces critères, le choix s'est porté sur les barres fabriquées en quartz synthétique. Ce matériau opère dans le visible et le proche UV.

4.4.1 Les barres de quartz: radiateurs et guides de lumière.

Sur la surface solénoïdale du détecteur, le D_{IRC} est organisé en polygones de 12 côtés chacun possédant 12 barres faisant un total de 144 barres de quartz. La couverture azimutale totale atteinte est de 94%. Chacune de ces barres est d'une longueur de 490 cm, de 1,7 cm d'épaisseur et de 3,5 cm de largeur. La longueur est obtenue en collant 4 barres de 122,5 cm ce qui correspond à la plus importante longueur se trouvant dans le marché. Cette limitation est liée aux problèmes de qualité de polissage des longues barres.

Différents types de matériaux de quartz ont été testés [22]. Le lot contenait du quartz naturel ou synthétique provenant de plusieurs fabricants. Les lingots de quartz naturel sont composés de poudre de quartz naturel alors que le synthétique est formé en effectuant l'hydrolyse d'un composant de silicium comme par exemple le $SiCl_4$. La figure (4.9) montre que le quartz naturel est caractérisé, contrairement au quartz synthétique, par une faible résistance à la radiation. En effet, l'exposition du quartz naturel à une dose de 20 krad fait baisser son co-

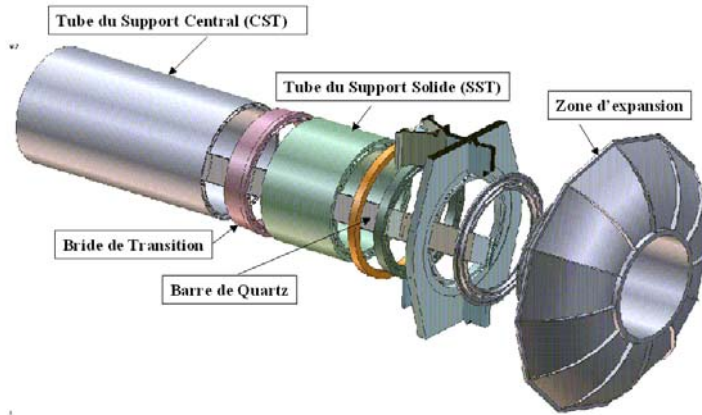


Figure 4.8: Les différentes composantes du DIRC de BABAR.

efficient de transmission d'un facteur égal à $1,3 - 2,2$ selon la longueur d'onde. Dans l'environnement de PEP-II, la dose annuelle attendue pour les barres de quartz est de $0,5 - 1 \text{ krad}$ à laquelle il faut rajouter $10 - 15 \text{ krad}$ de radiation durant la période de réglage.

Les mesures de tailles et de formes géométriques [26] des premières barres fabriquées par Zygo Corp.[29] à partir des lingots de quartz synthétique fournis par Heraeus [30] ont montré un très bon accord avec les spécifications requises. En effet, les côtés étaient bien plats à $20 \mu\text{m}$ près alors que les spécifications sont de $25 \mu\text{m}$. Les faces supérieures et inférieures des barres ont été mesurées comme étant bien plates à $10 \mu\text{m}$ près et $1 \mu\text{m}$ pour les extrémités. Les mesures des dimensions géométriques ont montré également que les surfaces des barres sont bien carrées à moins de $35 \mu\text{m}$ pour les cotés, $10 \mu\text{m}$ pour les haut-bas et $5 \mu\text{m}$ sur les extrémités. Enfin, les mesures de parallélisme des surfaces ont montré un léger désaccord avec les spécifications: $40 \mu\text{m}$ pour les côtés au lieu de $25 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$ pour le haut et le bas et $20 \mu\text{m}$ au lieu de $25 \mu\text{m}$ pour les extrémités.

Il a été réalisé une analyse [27] de comparaison entre différents types de défauts des barres : forme d'un parallélogramme, forme trapézoïde et les extrémités non perpendiculaires. L'étude a montré que les deux premières distorsions sont celles qui affectent le plus les performances du DIRC. Les autres défauts occasionnés sont négligeables, et le plus souvent calibrables. Dans le cas d'une section de la barre qui n'est pas carrée (fig. 4.10) et avec une valeur du paramètre η qui est l'angle entre les faces et le plan $y - z$ égal à 1.0 mrad , l'analyse montre que le

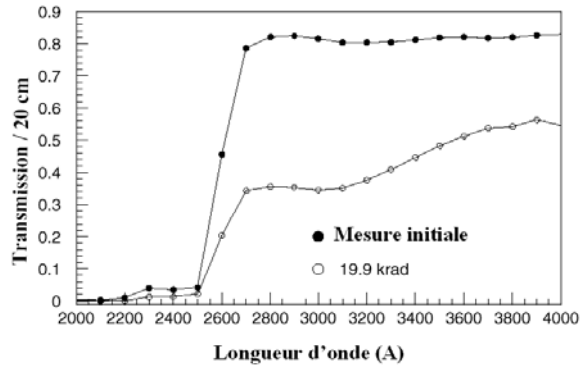


Figure 4.9: La figure montre l'effet de radiation sur du quartz naturel. La transmission dans le matériau diminue d'un facteur 2 avec seulement 20 krad de radiation.

RMS se détériore jusqu'à 8 mrad et la valeur moyenne de 2 mrad. L'effet observé ne se limite pas à la détérioration de l'image Cerenkov mais aussi une importante déviation de l'angle θ_c par rapport à la valeur attendue pour les grands ϕ_c . Ce phénomène rend sa calibration impossible.

Enfin la mesure de la transmission des barres de quartz était en moyenne de $99.9 \pm 0.1 \% / m$ et $98.9 \pm 0.2 \% / m$ pour des longueurs d'ondes respectives de 442 nm et 325 nm. L'ultime mesure faite concerne le coefficient de réflexion qui a été estimé à $R = 0.9996 \pm 0.0001$ à 442 nm pour des barres qui ne possèdent aucun défaut. En effet, sur les 52 barres testées, 28 montraient un comportement



Forme parallélogramme
d'une section de barre de
quartz

Figure 4.10: Un des effets possibles de déformation de la barre de quartz lors de sa construction.

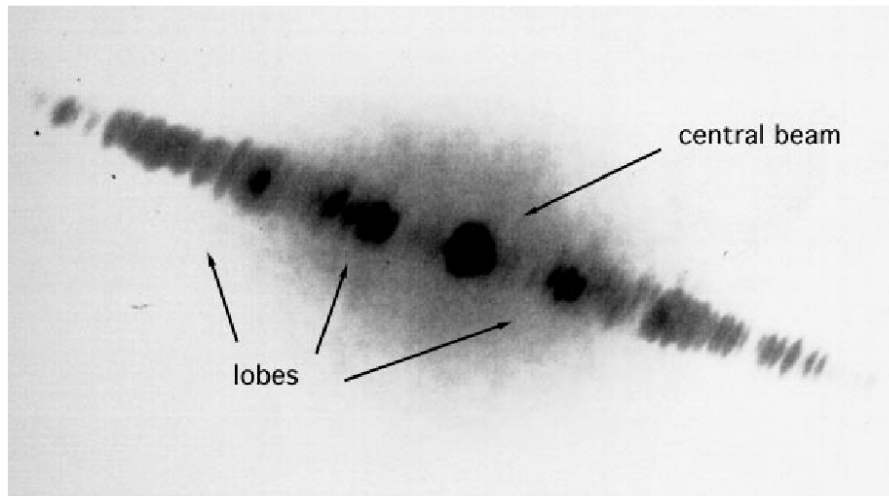


Figure 4.11: *Les lobes formés par le passage d'un faisceau laser dans une barre de quartz ayant un indice de réfraction inhomogène.*

anormal. Lors du passage d'un faisceau laser dans ces barres, le chemin suivi est complètement déformé. La figure 4.11 montre une photographie d'un faisceau laser à 442 nm traversant la section d'une barre contenant ce défaut. Ainsi, on peut observer une structure en lobes qui est formée dans la barre de quartz. Des mesures plus précises montrent que les lobes absorbent jusqu'à 15% de l'intensité du laser. Ces lobes ont pour effet de diminuer le coefficient de réflexion et la détérioration de la mesure de l'angle Cerenkov.

Un modèle visant à expliquer ce phénomène a été développé dans la référence[28], ce modèle montre que les barres de quartz contenant ce défaut possèdent une structure périodique inhomogène dans l'indice de réfraction. Les surfaces d'indice constant peuvent être de formes planes ou courbées ce qui est le cas le plus général. La diffraction de la lumière a lieu lorsque le rayon est tangent à ses surfaces. La source de ces inhomogénéités est vraisemblablement due à la fabrication des lingots de quartz. Les résultats de ces observations ont nécessité le changement du fabricant.

Les barres contribuent à 14% de longueur de radiation pour des particules d'incidence normale. Elles sont fixées tous les 60 cm dans leur boîte en aluminium par des fixations en nylon.

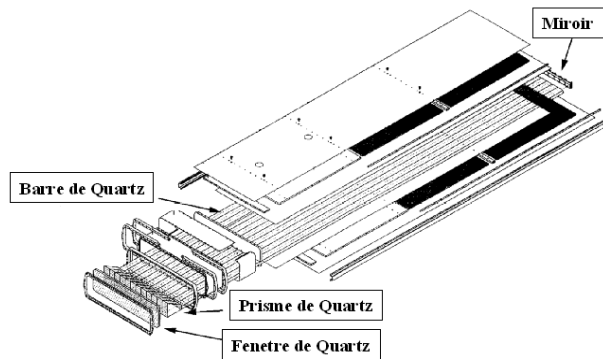


Figure 4.12: Une vue d'assemblage d'une barre de quartz.

4.4.2 Le support mécanique des barres de quartz.

Le rapport longueur sur diamètre de la partie centrale du *DIRC*, qui est relativement petit, permet d'utiliser un support mécanique de type encorbellement. Il est composé de trois éléments essentiels (fig. 4.8):

Le tube du support central (CST):

Il représente le support essentiel des barres. Il est mince, à double face, en encorbellement maintenu par une couche cylindrique. La fabrication du tube est similaire à celle des avions. Ce tube contient une couche d'aluminium. Le CST maintient également la chambre à dérive.

La bride de transition:

Elle est composée d'aluminium et représente la partie critique qui relie le CST et le SST. Cette bride est considérée comme étant le point de commencement de l'assemblage.

Le tube du support solide (SST):

Le tube est un cylindre en acier. Son extrémité est reliée au baril de l'aimant grâce au "Horse Collar" et la plaque de gousset ("Gusset plate"). Le "Horse Collar" représente le support élémentaire de tout le *DIRC*. Il permet également de faire face au flux du solénoïde.

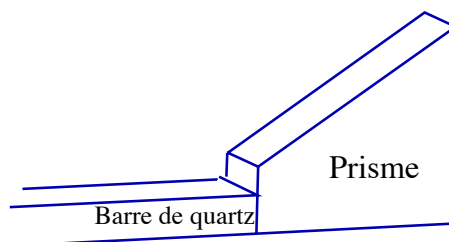


Figure 4.13: Le schéma du prisme placé à l'extrémité de chacune des 144 barres de quartz.

4.4.3 Les prismes.

Un prisme en quartz est collé au bout de chaque barre. Il possède une forme trapézoïde de longueur de $9,1\text{ cm}$ (fig. 4.13), d'une largeur égale à celle de la barre *i.e.*, $3,5\text{ cm}$. Son rôle consiste principalement à récupérer les photons qui sortent par la face supérieure de la barre. Cet élément a été choisi comme alternatif au miroir. En effet, dans le "design" initial du *DIRC* de *BABAR*, un miroir avec une certaine inclinaison était prévu au bout des barres. Mais la solution du "prisme" a été préférée à celle du miroir pour les raisons suivantes:

- L'efficacité de réflexion sur toutes les faces du prisme est proche de 100%, alors qu'un miroir possède au mieux une efficacité de 90% dans l'air qui se dégrade d'une manière importante dans l'eau.
- Il existe des problèmes de vieillissement de la métallisation des miroirs dans l'eau pure.
- Il permet d'éviter les difficultés d'alignement des miroirs après l'assemblage des différents éléments du *DIRC*.
- La solution du prisme représente une structure mécanique plus robuste.

4.4.4 La zone d'expansion.

Cette zone est remplie d'eau pure déionisée. Le volume total est de 6 m^3 , volume qui est circulé et filtré continuellement. Cette eau est changée au maximum toutes les 6 heures. Cet élément est appelé dans le *DIRC* de *BABAR*: le **Standoff-Box**. Il est composé de trois éléments en inox: un cylindre et un cône partant des barres de quartz, et un toroïde cylindrique contenant les photomultiplicateurs. Le toroïde est divisé verticalement en deux coquilles: une dirigée vers les barres de quartz et une autre qui contient les photomultiplicateurs. Cette coquille est

divisée verticalement en deux parties, formant ainsi une porte, ce qui permet de faciliter l'accès aux PMs.

4.4.5 Le plan de détection.

La surface de détection de forme toroïdale et en acier d'inox est divisée en 12 secteurs. Chaque secteur contient 896 photomultiplicateurs immergés dans le volume d'eau ce qui correspond à un total de 10752 PMs sur la surface de détection. Le taux de remplissage de la surface de détection est de 66%.

Le montage des PMs est effectué de l'intérieur du Standoff-Box et fixé de l'extérieur grâce à leurs embases. C'est ainsi que les photocathodes sont immergées dans l'eau. Les embases sont fabriquées à partir d'un matériau appelé Ultem. Le choix de ce matériau a été motivé par son bon comportement dans l'eau pure et ses bonnes propriétés de torsion. En effet, des tests de vieillissement [23] de l'Ultem ont montré une bonne longévité du matériau malgré le comportement agressif de l'eau pure déionisée.

Sans le blindage magnétique et la bobine de compensation, les photomultiplicateurs du *DIRC* seraient situés dans un champ magnétique de l'ordre de 300 Gauss créé par l'aimant supraconducteur de *BABAR*. Le champ qui peut affecter leur fonctionnement est celui qui est dirigé dans la direction transversale. C'est ainsi que les tubes seront orientés de façon à ce que le champ transverse traverse les dynodes. En effet, comme le montre la figure 4.14 l'efficacité de détection diminue de 5% dans cette configuration pour une valeur du champ de 5 Gauss alors que dans le cas où le champ transverse est le long des dynodes, l'efficacité diminue de 30% [32].

Enfin, la protection des photomultiplicateurs contre le flux du champ magnétique sera réalisée principalement grâce à une clôture en fer doux qui entoure le Standoff-Box et une bobine de compensation. Le blindage réduit le champ magnétique d'un facteur 10 alors qu'il est de 30 avec la bobine de compensation. Cette protection combinée permet de maintenir un champ magnétique transverse qui n'excède pas 0,6 Gauss. L'efficacité de détection des photomultiplicateurs est alors égale à au-moins 99% de l'efficacité nominale.

4.4.6 Les photomultiplicateurs.

Les photomultiplicateurs du plan de détection du *DIRC* sont de type Thorn-EMI 9125 et représentent un coût raisonnable de l'ordre de 500 FF l'unité. Ils ont un diamètre de 28,2 mm dont 25,1 mm est actif. Leur efficacité quantique est

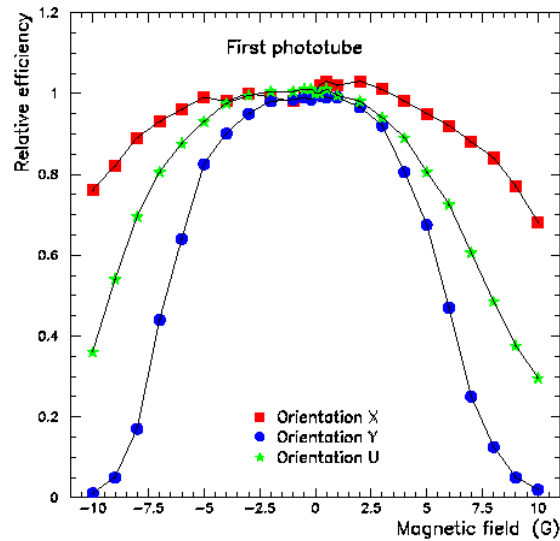


Figure 4.14: L'effet du champ magnétique sur les photomultiplicateurs du DIRC dans les différentes orientations de leur dynode par rapport au champ transverse.

de 30% à 400 nm et leur temps de transit de résolution est égal à $1,4 \pm 0,2$ ns [31]. Ces photomultiplicateurs seront sous une tension qui permet d'obtenir des photoélectrons d'amplitude égale à 20 mV. L'alimentation est faite avec un pont diviseur de type 3:1:1. Le gain obtenu varie selon le PM de 1×10^7 à 2×10^7 avec une moyenne de $1,7 \times 10^7$.

L'alimentation des photomultiplicateurs est effectuée par groupe de 16. Afin d'obtenir une bonne efficacité de détection par PM, ils sont regroupés de telle façon qu'ils n'aient pas une grande dispersion de gain entre eux.

Afin d'augmenter la surface active de détection des photomultiplicateurs, des cônes de forme hexagonale [24] sont montés sur les PMs. La surface de ces cônes est métallisée avec du Rhodium (fig. 4.15). Selon des études Monte Carlo, ces réflecteurs permettent un gain de lumière Cerenkov allant de 15% à 30%. Les tests de performance de métallisation [25] avec ce matériau ont montré un bon comportement dans l'eau pure alors que d'autres procédés de métallisation montraient une très faible résistance contre l'eau pure.

La réflectivité de ces réflecteurs était de l'ordre de 80% tout au long de leur immersion dans l'eau pure et ce, pour une période équivalente à 5 ans.

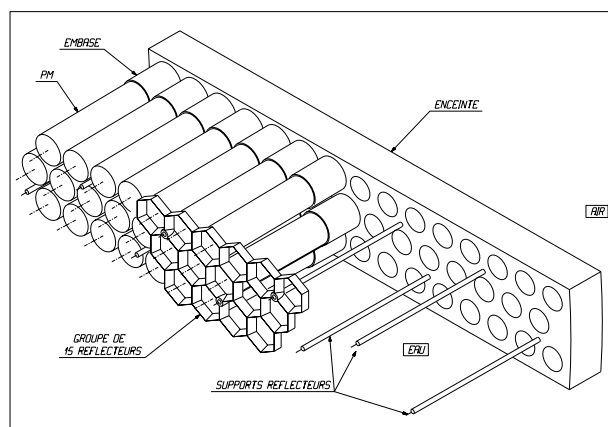


Figure 4.15: Le schéma montre le montage des réflecteurs hexagonaux sur un groupe de photomultiplicateurs.

4.5 L'électronique de lecture du D_{IRC} .

Dans la conception de la chaîne électronique du détecteur, deux facteurs sont à considérer. Le premier concerne la qualité du signal d'un photo-électron. En effet, la taille de l'image de l'anneau Cerenkov est plus large que la taille d'un photomultiplicateur. Ce dernier détectera l'impact d'un seul photon parmi les 20 à 50 photons formant l'anneau. Ainsi pour pouvoir reconstruire l'anneau Cerenkov, la chaîne électronique doit posséder un seuil de sensibilité au signal bien en dessous de la valeur moyenne du spectre d'un photo-électron. La valeur maximale de ce spectre est 3 fois plus grande que la valeur moyenne. Ces contraintes impliquent une électronique ayant les caractéristiques suivantes [34]:

- Un seuil de sensibilité à 15% de la valeur moyenne du pic photo-électron.
- Un "cross-talk" électronique de moins de 3%.

Le deuxième facteur à considérer dans la conception de l'électronique est le bruit de fond. Le bruit venant des photomultiplicateurs est estimé à 1 kHz. La machine PEP-II contribue à un niveau de bruit de fond de 3 kHz par tube dans des conditions de fonctionnement normales. Dans l'environnement de $BABAR$ [33], il est produit en moyenne 5,7 traces primaires par événement qui traversent les barres de quartz. Ces particules produisent en moyenne un total de 178 ± 4 photons Cerenkov. A ceci s'ajoute les 185 ± 5 photo-électrons générés par les traces secondaires principalement issues des interactions des particules primaires avec la matière. Ces derniers proviennent des débris des gerbes générées dans le calorimètre électromagnétique. Ce bruit de fond est collecté dans une fenêtre de temporelle de 70 ns. Cette durée correspond au temps de propagation le long

d'une barre de quartz. Ainsi, il peut être rejeté par une coupure sur le temps de propagation. A l'aide d'une coupure plus fine, le bruit de fond (de l'ordre de 5 photons/trace/événement) produit par la trace elle-même peut être réduit. La résolution temporelle représente, donc, une contrainte importante.

C'est pourquoi, la conception de l'électronique du *DIRC* devra satisfaire [34] les contraintes suivantes:

- La possibilité de traiter une fréquence d'impact de 100 kHz/canal sur les photomultiplicateurs.
- Une très bonne résolution temporelle afin de ne pas détériorer celle de 1,5 ns due aux fluctuations dans le temps de transit des photoélectrons (TTS) du PM. Il est appelé en anglais: "*Time Transit Spread*".
- Le bruit de fond est formé d'un photo-électron. C'est pourquoi, une coupure sur la charge n'apporte aucune amélioration sur le rapport signal sur bruit. Donc, la mesure de charge n'est pas nécessaire sauf pour la calibration des photomultiplicateurs.

En ce qui concerne le bruit de fond électronique et les contraintes d'espaces, les facteurs cités ci-dessous ont également été pris en considération dans la conception de l'électronique du *DIRC* :

- Comme les photomultiplicateurs fonctionneront sous une tension de 1,2 kV, le spectre du photo-électron aura une valeur moyenne de 20 mV. Cette dernière valeur contraint la chaîne électronique à opérer avec un seuil de l'ordre de 2 à 3 mV. Ainsi, le bruit électronique ambiant doit être en dessous de 1 mV.
- Étant donné le petit espace entre le Standoff-Box et le blindage magnétique, les canaux électroniques doivent être placés dans un volume de $35 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$.

Une vue d'ensemble du choix de cette électronique est schématisée sur la figure 4.16. Cette électronique est installée tout près du détecteur afin de garder une bonne sensibilité à la détection des photo-électrons. Ainsi, la technologie CMOS est utilisée là où c'est possible. Le nombre total de cartes électroniques prévues est de 168. Chacune peut lire les signaux de 64 photomultiplicateurs. Elles sont appelées Cartes de Lecture du *DIRC* ou en anglais "*DIRC Front-End Boards*" (DFB). Toutes ces cartes sont réparties dans douze châssis électroniques. Chaque châssis est contrôlé par le contrôleur de châssis (DCC) qui est relié aux 14 DFB via le fond de panier (PDB). Les contrôleurs de châssis sont connectés au système

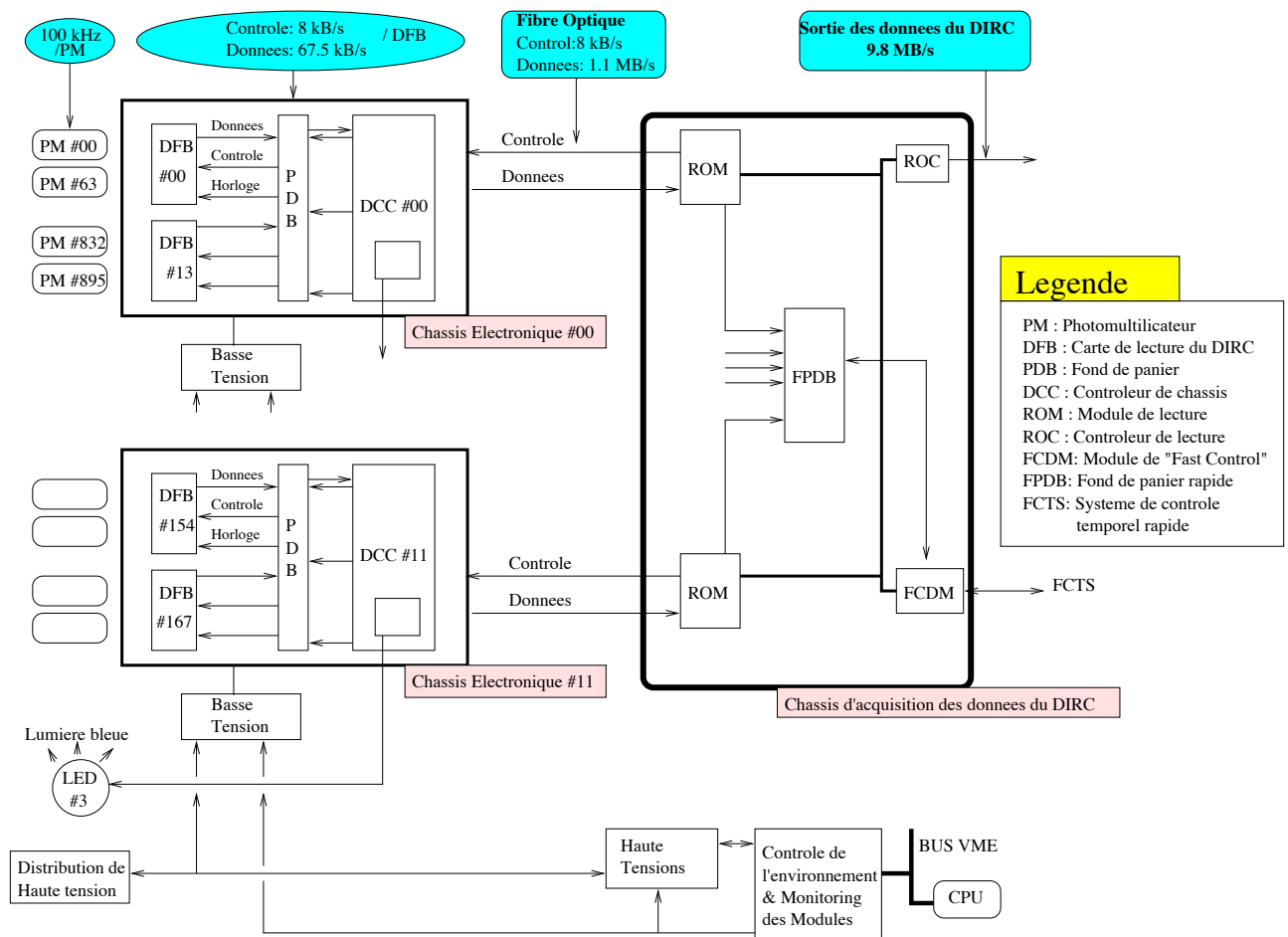


Figure 4.16: La chaîne électronique complète du DIRC.

d'acquisition grâce à des fibres optiques à très grand débit qui peuvent atteindre une fréquence de 1,2 Gbit/s. Cette liaison permet non seulement de transférer les données mais aussi de transmettre les commandes de contrôle au PDB. Le châssis d'acquisition contient six modules de lecture (ROM). Le ROM est le composant qui assure la liaison entre le châssis électronique et l'acquisition. Enfin, les commandes temps-réel, comme par exemple la commande "accept" du trigger de niveau 1, sont distribuées par l'électronique de BaBar grâce au système de contrôle temporel rapide (FCTS) placé dans le châssis d'acquisition de données. Dans les sections suivantes, nous allons essayer de donner un aperçu de toutes les composantes de l'électronique du DIRC en partant du photomultiplicateur jusqu'au châssis de contrôle du DIRC (DCC). Une description plus complète se trouve dans la référence [35].

4.5.1 L'électronique des photomultiplicateurs.

Les embases des photomultiplicateurs du *DIRC* consistent en un circuit imprimé avec deux connections: une pour l'alimentation et une autre pour le signal. Ce circuit permet d'assurer le fonctionnement des PMs et à une tension autour de 1,1kV et un courant de l'ordre de 150 μA .

Les photomultiplicateurs sont alimentés par groupes de 16. Les groupes sont formés de telle façon que les PMs aient la même gamme de gains à $\pm 10\%$. L'alimentation est assurée par un système de haute tension de 56 canaux par secteur. La tension peut être ajustée entre 0,8 kV et 1,6 kV pour un bon fonctionnement des photomultiplicateurs.

4.5.2 La carte électronique de lecture du *DIRC* (DFB).

C'est une carte électronique qui permet la lecture de signaux de 64 photomultiplicateurs. Elle est principalement composée, dans l'ordre séquentiel, des parties ci-dessous:

- Huit puces analogiques,
- Quatre puces digitales,
- Un convertisseur analogique-digital (ADC) à 8-bits utilisé dans le mode de calibration,
- Enfin, de quatre buffers multi-événements.

La carte est connectée au fond de panier (PDB) grâce à un connecteur à 96 broches qui permet de faire l'interface aux horloges et aux données d'entrées et de sorties. Le gain de chaque canal est ajusté avec une précision de 5%. Le système de blindage permet de maintenir le seuil de bruit inférieur à 1 mV. Ceci a été confirmé dans les tests des puces analogiques.

La DFB opère grâce à deux types de commandes. Un premier groupe concerne les commandes globales comme les signaux du trigger de niveau 1. Le second est local comme, par exemple, les tests de "hardware" et de contrôle de calibration.

Pour la mesure de charge (fig. 4.17), les 64 sorties analogiques sont multiplexées vers le FADC. En mode de prise de données, les sorties discriminées sont en permanence classées et l'adresse sélectionnée est renvoyée à la partie analogique qui fait passer le signal analogique adéquat au FADC. En mode calibration, l'adresse est imposée et le signal du canal correspondant est envoyé au FADC.

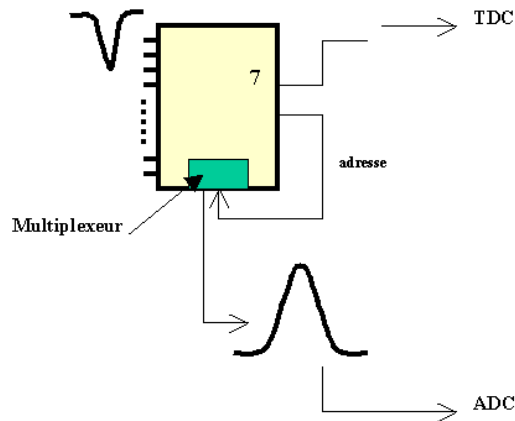


Figure 4.17: *Le principe de mesure de la charge par la carte DFB du DIRC.*

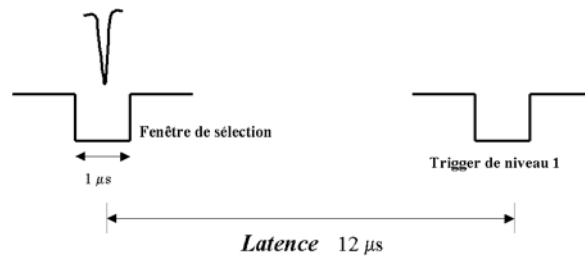


Figure 4.18: *Le chronogramme des différents signaux dans la carte DFB du DIRC.*

Dans la mesure du temps (fig. 4.18), les signaux issus des photomultiplicateurs sont sauvegardés dans la DFB pendant le temps de latence du trigger L1. Dès que le trigger est envoyé, les données sont transférées de la partie digitale au buffer multi-événements.

4.5.3 La puce analogique.

Le signal du photomultiplicateur est amplifié et mis en forme par une puce, conçue au LAL[36], ayant 8 canaux analogiques. Le signal digital de sortie, en temps avec celui d'entrée, est extrait grâce à un discriminateur de type passage à zéro (en anglais zero-crossing) et est mis en forme par un signal pseudo-gaussien piqué à 80 ns. Ce temps important dans le traitement permet d'effectuer le multiplexage

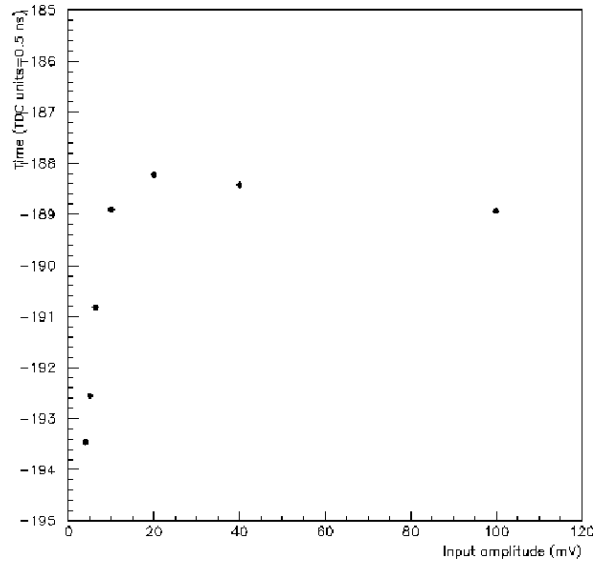


Figure 4.19: Le "time-walk" dans la puce analogique de l'électronique du *DIRC*.

des 64 sorties analogiques suivant la procédure décrite dans la section ci-dessus. Le choix de la technique de passage à zéro comme discriminateur a été motivé par les performances temporelles requises qui sont de l'ordre de 1 ns de résolution dans une gamme d'amplitude des photomultiplicateurs de 20 ns . Les résultats des tests ont montré (fig.4.19) que la différence en temps entre le signal d'entrée et le signal de sortie est de 2 ns près du seuil et seulement $0,5\text{ ns}$ entre 10 et 100 mV . L'extrapolation de ce résultat en terme de résolution temporelle donne une valeur de 400 ps obtenue en moyennant sur un spectre d'amplitude des photomultiplicateurs centré en 20 mV . Le rendement de la pré-production de ces puces est de 97% .

4.5.4 Le convertisseur temporel-digital du *DIRC* (TDC).

Le convertisseur temporel-digital du *DIRC* consiste en une puce de 16 canaux avec un binning de 500 ps dans une échelle de $32\text{ }\mu\text{s}$ bien plus grande que le temps de latence du trigger de niveau 1 qui est de $12\text{ }\mu\text{s}$. Un canal de calibration permet de régler la puce sur une horloge de référence de 60 MHz .

Le TDC est composé principalement de quatre parties. La première partie est un registre interne relié à chaque canal qui permet de sauvegarder les données avant le début de la sélection des données. Le temps mort de cette partie est limité à moins de $0,1\%$ pour une fréquence de 100 kHz . La seconde partie du TDC concerne le processus de sélection des données. Celle-ci extrait, dès que possible,

les données du FIFO d'entrée et crée une liste de candidates ordonnée en temps. Ces dernières seront, par la suite, sauvegardées pendant le temps de latence du trigger L1 dans la troisième partie du TDC appelée le FIFO intermédiaire. Enfin, les données candidates qui sont dans la fenêtre du trigger seront stockées dans la dernière composante du TDC.

Les résultats de tests sur la pré-production ont montré que la calibration proposée permettait de garder la linéarité en dessous d'un RMS de 100 ps. Le "cross-talk" est inférieur à 126 ps. Enfin, le rendement de la pré-production est de 90%.

4.5.5 Le contrôleur de panier du D_{IRC} (DCC).

Chaque fin de chaîne électronique, en nombre de 12, contient un contrôleur DCC qui permet d'assurer l'interface de fibre optique Glink provenant des modules du panier d'acquisition de données du D_{IRC} . Ce contrôleur consiste principalement en deux composantes: la section Glink et la section de monitoring. La première contient deux fibres : une pour le contrôle des données et l'autre pour l'échange des données. Elle permet de convertir en un débit de 1,2 Gbit/s les seize flux de 60 MHz reliés aux cartes électroniques. La section de monitoring permet non seulement le contrôle de l'environnement général du D_{IRC} comme la température des châssis électroniques mais elle permet aussi de vérifier le statut de l'interface Glink.

Les tests ont montré que la distribution de l'horloge utilisée permettait d'effectuer des mesures de temps avec la précision requise. En effet, avec une fibre de 30 m et en présence d'échange de données, le RMS était mesuré à 124 ps.

4.5.6 Le système de distribution de protocole (PDB).

Comme le montre la figure de la chaîne électronique du D_{IRC} (fig.4.16), le circuit imprimé du PDB permet de transmettre les données et les horloges aux 14 DFB. Il leur distribue chacun un flux de 60 MHz démultiplexé issu des 1,2 Gbit/s de la fibre optique. Il contient 19 compartiments dont 16 sont réservés aux DFB et les deux restants au debugging. Son implémentation permet de supporter une transmission de signaux jusqu'à 100 MHz.

4.5.7 Les résultats des tests sur la chaîne électronique du D_{IRC} .

Des tests sur les photomultiplicateurs du D_{IRC} avec une source LED qui a été réglée pour produire un signal d'un photo-électron ont été effectués avec la chaîne

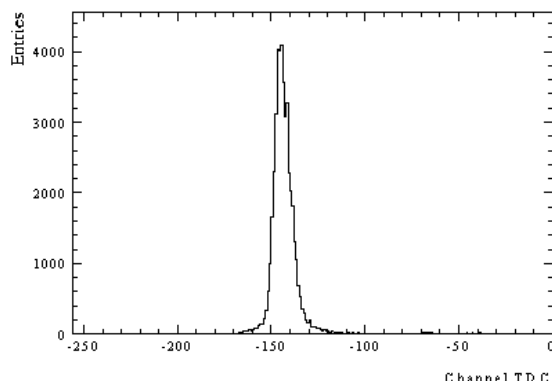


Figure 4.20: La distribution temporelle d'un photo-électron obtenue durant les tests de la chaîne électronique complète du *DIRC*.

électronique complète. Les résultats étaient en accord avec les performances requises. En effet, le "walk-time" de la puce analogique était négligeable dans la gamme de 10 à 100 mV. Les figures 4.20 et 4.21 montrent les distributions de temps et de charge obtenues avec un seuil fixé à 2 mV.

La chaîne électronique complète avec les 11000 canaux n'occupe qu'un volume de $1m^3$ et dissipe moins de 5 kW.

4.6 Les performances du *DIRC*.

Les performances du détecteur *DIRC* sont essentiellement présentées en terme de séparation K/π . Afin de comprendre comment le *DIRC* pourra effectuer facilement cette identification dans une large gamme d'impulsion, nous donnerons l'exemple d'un kaon d'impulsion $4,5 \text{ GeV}/c$. Pour cette valeur d'impulsion, la différence de l'angle Cerenkov entre les pions et les kaons est de 6,6 mrad. La résolution de l'angle Cerenkov par photon obtenue dans le cas du *DIRC* de *BABAR* est de l'ordre de 10 mrad. Cette valeur est dominée par la géométrie de la barre et des photomultiplicateurs et l'achromaticité du quartz (cf. 5.8.1). La résolution angulaire par trace est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons. La figure (4.22) montre la variation du nombre de photons Cerenkov détectés en fonction de l'angle d'incidence de la particule traversant la barre de quartz. Ce nombre varie entre 50 pour les grands angles d'incidence et 25 pour les petits angles. Dans cette dernière région, les particules sont à plus basse impulsion. Ainsi, nous pouvons conclure qu'une résolution par trace de 2 mrad est réalisable dans le cadre du *DIRC*.

Les performances énoncées ci-dessus dépendent également de facteurs externes

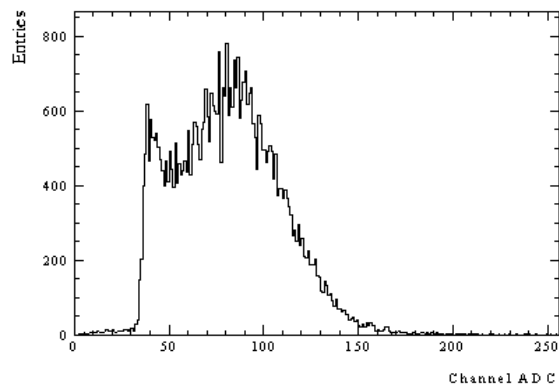


Figure 4.21: La distribution de charge d'un photo-électron obtenue durant les tests de la chaîne électronique complète du DIRC.

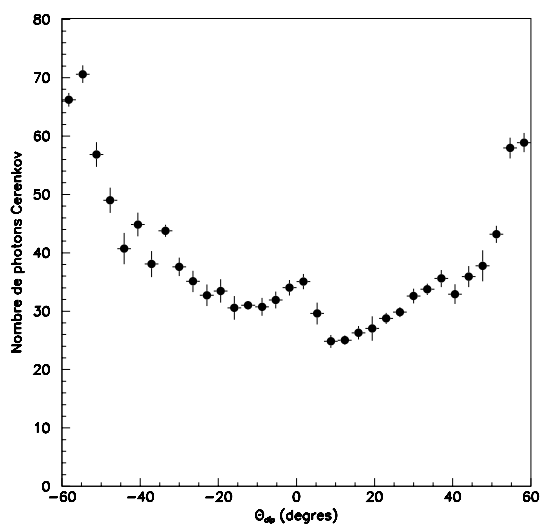


Figure 4.22: La figure montre la variation du nombre de photons Cerenkov détectés par le DIRC en fonction de l'angle d'incidence de la particule.

au *DIRC* comme par exemple la précision de mesure des paramètres de la trace extrapolée vers les barres de quartz et le taux du bruit de fond dans le *DIRC*. En effet, la précision de mesure de l'impulsion et de l'angle d'incidence de la particule contribuent à l'erreur de l'angle Cerenkov. Ce terme domine d'une manière significative à basse impulsion où les diffusions multiples sont importantes. Dans le cas où le taux d'occupation des impacts dans le plan de détection est important, la reconstruction des anneaux Cerenkov dans le *DIRC* devient difficile. En revanche si le bruit de fond est dominé par les photons hors temps alors la coupure sur le temps de propagation des photons rejette la majorité de ce bruit.

Dans les détecteurs à effet Cerenkov, un facteur important doit être pris en compte dans la séparation K/π , il s'agit du *seuil Cerenkov*. La valeur de ce paramètre dans le cas des kaons traversant un radiateur de quartz d'indice de réfraction de 1,474, est de 455 MeV/c. Cette limitation ne représente aucun handicap dans l'environnement *BABAR*. En effet, la mesure de la perte d'ionisation dE/dx avec la chambre à dérive permet une bonne séparation K/π jusqu'à une impulsion égale à 700 MeV/c.

L'efficacité d'identification des kaons qui sont dans l'acceptance du *DIRC* est supérieure à 90% (fig. 4.23) pour toutes les gammes d'impulsion et d'angle d'incidence de la particule. La contamination en pions dans cette identification est moins de 3% jusqu'à une impulsion de 3 GeV/c. Les muons sont identifiés dans le *DIRC* avec une efficacité qui varie entre 95% à 500 MeV/c et 80% à 750 MeV/c. Ce niveau de bonne identification est atteint grâce à l'ajustement contraint de l'anneau Cerenkov. Enfin, les protons sont essentiellement identifiés en mode veto. Le *DIRC* a recours à ce type d'identification à cause de la faible vitesse de ces hadrons et du faible angle d'ouverture du cône au-delà du seuil Cerenkov. Ainsi, les protons et les kaons peuvent être séparés pour des impulsions supérieures au seuil Cerenkov des kaons.

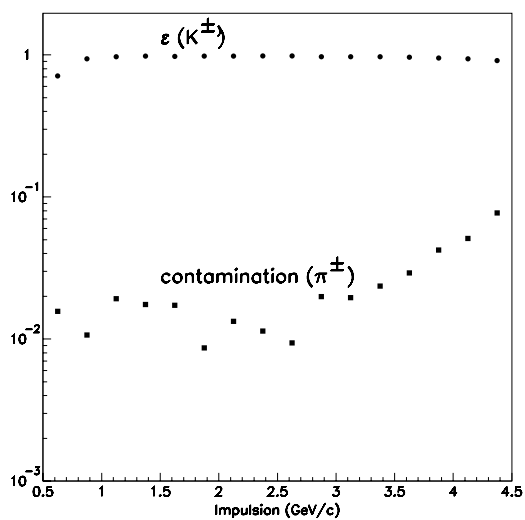


Figure 4.23: La figure montre l'efficacité d'identification des kaons en fonction de l'impulsion ainsi que la contamination des pions.

Bibliographie

- [1] E. Curie, "Madame Curie", Heinemann 1941, London.
- [2] L. Mallet, *C.R Acad. Sci. (Paris)*, **183** (1926) 274.
L. Mallet, *C.R Acad. Sci. (Paris)*, **187** (1928) 222.
L. Mallet, *C.R Acad. Sci. (Paris)*, **188** (1929) 445.
- [3] P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **2** (1934) 451.
- [4] P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **3** (1936) 413.
- [5] P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **14** (1937) 101.
- [6] P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **14** (1937) 105.
- [7] P.A. Cerenkov, *Phys. Rev.* , **52** (1937) 378.
- [8] P.A. Cerenkov, *Byull. Akad. Nauk. (SSSR)*, **4-5** (1937) 455 and 492.
- [9] P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **20** (1938) 651.
P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **21** (1938) 116.
P.A. Cerenkov, *Dokl. Akad. Nauk. (SSSR)*, **21** (1938) 319.
- [10] V.L. Ginsburg, *Zh. fiz. (SSSR)*, **2** (1940) 441; *Zh. eskp. teor. fiz. (SSSR)*, **10**(6) (1940) 589.
V.L. Ginsburg, *Zh. fiz. (SSSR)*, **3** (1940) 101; *Zh. eskp. teor. fiz. (SSSR)*, **10**(6) (1940) 608.
- [11] I.A. Getting, *Phys. Rev.* , **71** (1947) 123.
- [12] R.H. Dicke, *Phys. Rev.* , **71** (1947) 737.
- [13] P.B. Weisz et B.L. Anderson, *Phys. Rev.* , **72** (1947) 431.
- [14] J.V. Jelley, *Proc. Phys. Soc., A* **3** (1951) 101.
- [15] O. Chamberlain, O. Segré, C. Wiegand et T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* , **100**(3) (1955) 947.

- [16] A. Ascoli Balzanelli et R. Ascoli, *Nuovo. Cim.*, Series 9, **10**(9) (1953) 1345.
- [17] I. M. Franck et I. G. Tamm, *Dokl. Akad. Nauk., SSSR* **42** (3) (1937) 109.
- [18] DELPHI Proposal, LEPC 83-3 and LEPC 84-16.
DELPHI Collab., "The ring imaging Cherenkov detector of DELPHI", *Nucl. Instr. Methods*, **A343** (1994) 68.
- [19] K. Abe *et al.*, "Performance of the CRID at SLD", *Nucl. Instr. Methods*, **A343** (1994) 74.
- [20] S. Stone, "CLEO III, a detector to measure rare B decays and CP violation", *Nucl. Instr. Methods*, **A368** (1995) 68.
- [21] J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", 2nd edition (John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [22] X. Sarazin *et al.*, "Radiation Damage of Synthetic Quartz and Optical Glues", *BABAR-DIRC Note # 39*.
- [23] M. Benkebil *et al.*, "Test of the material for the socket of DIRC photomultiplier tubes", *BABAR-DIRC Note # 44*.
- [24] G. Lynch, "Collection Rings for DIRC-Phototubes", *BABAR-DIRC Note # 11*.
S. Plaszczynski, "Reflectors for the DIRC Final Design?", *BABAR-DIRC Note # 13*.
- [25] S. Plaszczynski et M. H. Schune, "Tests of metallization of ultem plaquettes", *BABAR-DIRC Note # 84*.
- [26] J. Schwiening, "Quality Control Results for Heraeus-Amersil Suprasil Bars", *BABAR-DIRC Note # 82*
- [27] H. Kawahara, "Study of the Squariness and Straightness of the Dirac Radiator Bars", *BABAR-DIRC Note # 50*
- [28] H. Yellin, "Diffraction from oscillation Refractive Index", *BABAR-DIRC Note # 75*
- [29] Zygo Corporation, Laurel Brook Road, Middlefield, Connecticut 06455 USA.
- [30] Heraeus Amersil Inc., 3473 Satellite Blvd 300, Duluth, Georgia 30136 USA.
- [31] P. Bourgeois *et al.*, "Further measurements of photomultiplier tubes", *BABAR-DIRC Note # 26*
- [32] Saclay group, "PMT specification and EMI 9125", *BABAR-DIRC Note # 32*

- [33] S. Sen, "The Effect of the New Drift Chamber Endplate on DIRC Performance", *BABAR-DIRC Note # 68*
- [34] The DIRC Electronics Group, "DIRC Electronics Requirement", *BABAR-DIRC Note # 29*
- [35] The DIRC Electronics Group, "DIRC Electronics", *BABAR Note # 324*
- [36] A. Ardelean et al., "A discriminator and shaper circuit realized in CMOS technology for BaBar", LAL RT 97-04.

Chapitre 5

Les tests sur faisceau du prototype-II du détecteur *DIRC*.

à Pierre Besson,

Contenu du chapitre

5.1	Introduction.	157
5.2	La description du prototype II.	157
5.2.1	Les composants mécaniques.	157
5.3	L'environnement du Prototype II.	161
5.3.1	Les caractéristiques du faisceau.	161
5.3.2	L'identification des particules.	163
5.3.3	La mesure de l'angle d'incidence et de la position des particules.	167
5.3.4	Les scintillateurs pour le déclenchement.	167
5.4	Le système d'acquisition.	167
5.4.1	L'électronique du système d'acquisition.	167
5.4.2	L'électronique du système de déclenchement.	168
5.4.3	Le programme du système d'acquisition.	168
5.4.4	Le système de calibration.	168
5.4.5	Le monitoring des données.	169
5.5	La simulation Monte Carlo du prototype II.	169
5.5.1	La description du programme de simulation.	170
5.5.2	Les paramètres de la simulation.	171
5.6	La description de la prise de données.	172
5.7	La sélection des événements.	174
5.7.1	La sélection des traces.	175
5.7.2	La sélection des photons.	175
5.8	Les performances dans la mesure de l'angle Cerenkov.	179
5.8.1	La mesure de la résolution angulaire par photon.	179
5.8.2	La mesure de la résolution angulaire par trace.	181
5.9	L'étude du nombre de photons Cerenkov.	186
5.10	L'effet d'oscillation du nombre de photons.	190
5.11	L'extraction de l'indice de réfraction.	193
5.12	La mesure temporelle dans le prototype II.	196
5.12.1	Les coupures et les corrections initiales.	197
5.12.2	La calibration des canaux TDC.	197
5.12.3	L'extraction des t_0 des photomultiplicateurs.	201

5.12.4	Les corrections des effets de propagation.	202
5.12.5	Les mesures temporelles de précision.	203
5.13	Le miroir de la zone d'expansion.	208
5.14	Les photomultiplicateurs dans l'eau.	210
5.15	Les performances des réflecteurs.	213
5.16	L'étude du bruit de fond.	215
5.16.1	Le bruit de fond aléatoire.	215
5.16.2	Le bruit de fond lié au faisceau.	218
5.16.3	Le bruit de fond lié à la trace.	218
5.16.4	Le bruit de fond "tortue".	226

5.1 Introduction.

Dès l'approbation par la collaboration *BABAR* du *DIRC* comme système d'identification de particules de l'expérience, il a été décidé de construire un prototype à grande échelle du détecteur. La construction du prototype-II a été réalisée par une collaboration Franco-Américaine [1]. Les tests effectués sur le prototype-I [2] ainsi que la simulation du *DIRC* avaient montré que les performances attendues étaient encourageantes. En revanche, il restait à analyser et à comprendre quelques concepts et résultats avant le début de la construction du détecteur *DIRC* pour *BABAR*. Ce sont ces buts que cherchent à atteindre le prototype-II. D'une part, nous avons à valider la simulation du détecteur ainsi que les résultats donnés dans le *Technical Design Report* [6]. D'autre part, des concepts de fabrication mécanique tels que la présence des photomultiplicateurs dans l'eau pure, le vieillissement du miroir du Standoff-Box et les réflecteurs devaient être testés et validés. Après les premiers tests avec les données cosmiques à LBL, le prototype a été envoyé au CERN pour des tests sur faisceau durant 12 mois.

Dans ce chapitre, nous présenterons, dans un premier temps, les composants mécaniques du prototype et de son environnement. Ensuite, nous aborderons les résultats obtenus durant les tests. Ces résultats comprennent: 1) les paramètres fondamentaux tels que les résolutions angulaires, 2) les performances des composants du *DIRC* comme par exemple les photomultiplicateurs immergés dans l'eau.

5.2 La description du prototype II.

5.2.1 Les composants mécaniques.

Le prototype (fig. 5.1) se compose essentiellement de trois parties: le milieu radiateur et propageateur des photons, la partie intermédiaire qui est la zone d'expansion et enfin le plan de détection couvert de photomultiplicateurs (PM). Le milieu radiateur est composé d'une ou deux barres de quartz logées dans un emplacement de protection. Le couplage à la seconde partie est assuré via une fenêtre en quartz. La zone d'expansion (Standoff-Box) contient un volume d'eau pure et un miroir plan situé juste à la sortie de la barre de quartz. Enfin, les photomultiplicateurs du plan de détection sont couplés optiquement à une fenêtre en quartz qui les isole de l'eau de la zone d'expansion. Pour des raisons économiques, un nombre limité de PMs était disponible lors des tests. Leur disposition permettait de les déplacer relativement facilement, sans vider l'eau, afin de couvrir l'anneau Cerenkov pour différents angles d'incidence des particules. Les photomultiplicateurs étaient placés sur le plan de détection de

façon à détecter uniquement le signal ou le bruit de fond ou encore les deux en même temps. En effet, certaines prises de données étaient destinées à étudier le bruit de fond. C'est alors que des photomultiplicateurs étaient placés hors de l'anneau Cerenkov.

Dans les sections suivantes, nous effectuerons une description plus détaillée des composants mécaniques du prototype.

Les barres de quartz.

Les deux barres de $4,73 \times 1,7 \times 120$ cm ont été obtenues à partir d'un lingot de quartz naturel Vitreosil-F [3] ayant un diamètre de 7,6 cm et une longueur de 245 cm. A l'époque, le comportement du quartz naturel à la radiation ne nous était pas encore connu. C'est pour cette raison qu'il était encore utilisé dans le prototype. Les mesures d'atténuation du lingot à l'aide d'un laser He-Cd ont montré une perte de lumière de l'ordre de 3%/m à une longueur d'onde de 325 nm et de 1% à 442 nm. Afin de former les barres de quartz du matériau initial, un grand soin a été porté à la procédure pour obtenir un produit final d'une grande qualité optique dont les caractéristiques géométriques vérifient les performances requises déjà énoncées dans la description du *DIRC*. Ainsi, les six faces des barres avaient une qualité de polissage exceptionnelle et des surfaces lisses avec une précision locale de 0,5 nm (RMS) ont été obtenues. Celles-ci permettent d'obtenir un coefficient de réflexion interne de 0,9999 à une longueur d'onde de 442 nm et ce, pour un angle d'incidence de 45° . Les faces et les côtés des barres étaient parallèles avec une tolérance de 0,025 mm. Les surfaces orthogonales étaient également perpendiculaires à 0,3 mrad. Enfin, les bords des barres avaient typiquement un rayon de courbure de 0,005 mm.

La qualité du polissage effectué ne permet pas à elle seule d'obtenir le coefficient de réflexion souhaité. En effet, la propreté des surfaces a joué un rôle important dans la détermination de ce paramètre. Il suffisait de laisser les barres dans des conditions de laboratoire pour détériorer la qualité des surfaces. Il a donc fallu nettoyer les barres avec un solvant et, dans ces conditions, la mesure du coefficient est remontée à 0,9997 pour une longueur d'onde de 442 nm.

Les deux barres de quartz étaient utilisées dans deux configurations. La première consistait à les coller en longueur afin d'obtenir une barre de 2,4 m. La région de collage a été bien nettoyée afin d'éviter les pertes de lumière. Dans la seconde configuration, les barres étaient mises face à face et parallèles avec un vide de 75 μm entre elles. Cette configuration était uniquement utilisée pour tester le "cross-talk" entre les barres adjacentes.

Les barres de quartz étaient placées dans des boîtes en aluminium formées de parties en forme de L. Afin de minimiser les diffusions multiples dans le matériau, l'épaisseur de la face d'incidence du faisceau a été réduite par rapport à l'autre face. L'ajustement des barres dans leur boîte était réalisé grâce à des vis en ny-

lon.

A l'extrémité qui est en contact avec l'eau, une fenêtre en quartz ayant les dimensions $7 \times 3,5 \times 0,4$ cm était collée à la barre de quartz. À l'autre extrémité, un miroir était placé afin de réfléchir les photons Cerenkov venant dans sa direction. Ce miroir n'était pas optiquement couplé à la barre mais un petit espace rempli d'air les séparait.

La zone d'expansion.

Le Standoff-Box était fabriqué en aluminium. Il pouvait contenir 1800 litres d'eau, soit environ 30% du volume dans le *DIRC* final. Il possédait la forme (fig. 5.1) d'un prisme équilatéral d'une longueur de 1,2 m et d'une hauteur de 2,4 m. Sur les faces supérieures et inférieures se trouvaient respectivement les entrées d'eau et leurs évacuations.

A la sortie de la barre, un miroir métallisé avec de l'aluminium était placé dans la zone d'expansion. Il était soutenu par des fixations qui permettaient d'ajuster son angle d'inclinaison par rapport à la surface du Standoff-Box. Ce miroir avait comme rôle de réfléchir les photons Cerenkov sortant par le bas de la barre de quartz. Son angle d'inclinaison, de l'ordre de 12 mrad, permettait de superposer la partie directe de l'anneau Cerenkov et la partie réfléchie par le miroir. Dans la configuration actuelle du *DIRC*, il a été remplacé par un prisme en quartz.

L'eau pure était fournie par le CERN. La zone d'expansion était remplie avec cette eau au début de chaque période de tests sur faisceau. Durant les tests sur faisceau, l'eau n'était ni changée ni recyclée périodiquement. Les mesures de pureté de cette eau ont montré qu'elle se dégradait au cours du temps. La valeur de la résistivité de l'eau dans le Standoff-Box passait de $7 \text{ M}\Omega$ au début du remplissage à $2,2 \text{ M}\Omega$ après quelques jours dans le tank. Ensuite, la valeur restait constante tout au long de la période de test.

Le plan de détection.

La surface de détection comportait 9 fenêtres en quartz ayant les dimensions suivantes: $78,9 \times 35,7 \times 2,0$ cm. Elles étaient collées à un cadre en aluminium avec du RTV (joint en silicium) pour éviter les problèmes de fuite d'eau. Ensuite, toute la structure était fixée à l'arrière du Standoff-Box.

Les 456 photomultiplicateurs qui remplissaient le plan de détection sont de type Hamamatsu R268 [4]. Le choix s'est porté sur ce type de photomultiplicateurs pour deux raisons. D'une part, le diamètre relativement petit (29 mm) des photocathodes permet de minimiser la contribution de leur taille dans la résolution angulaire. D'autre part, leur résolution temporelle (TTS) est de l'ordre des valeurs requises dans le *DIRC* final. Les PMs étaient assemblés mécaniquement

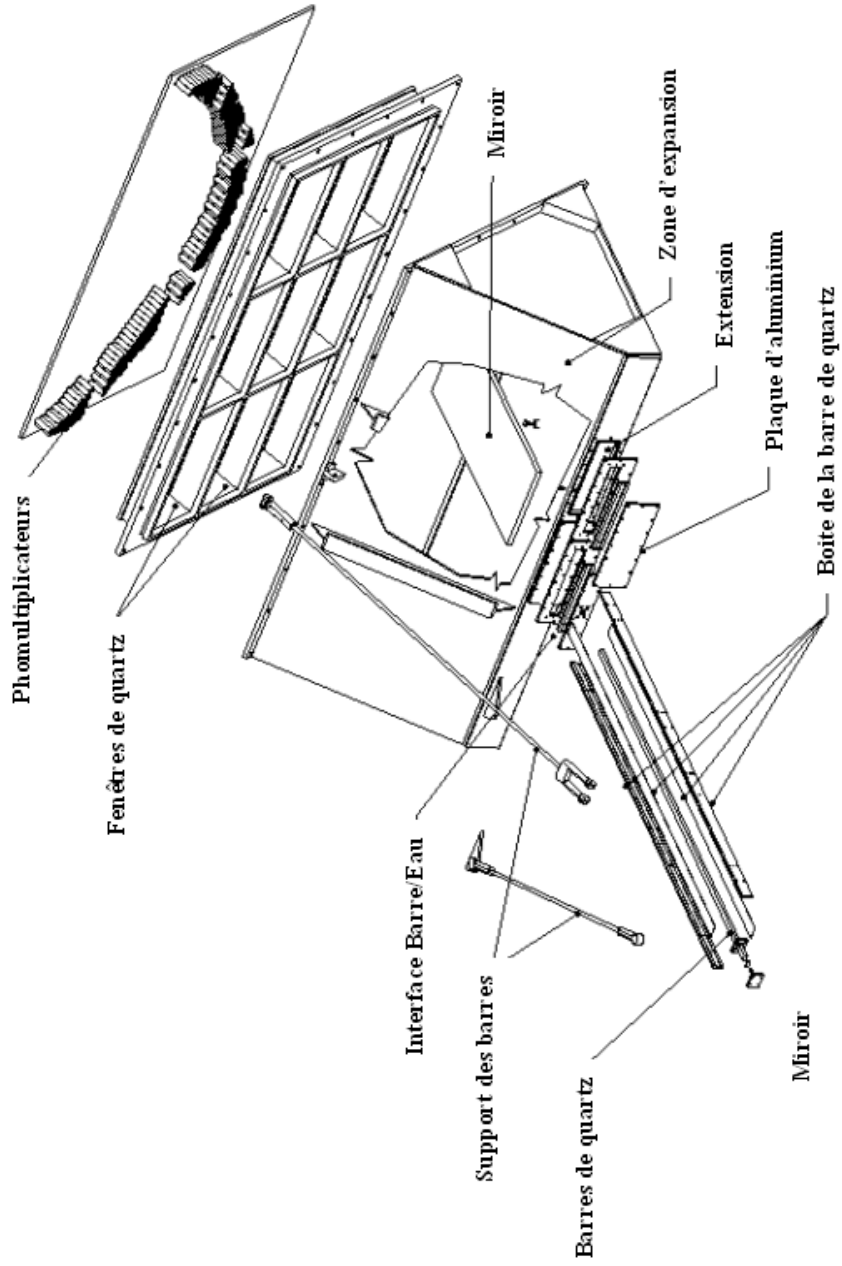


Figure 5.1: *Les différents composants mécaniques du DIRC-Prototype II*

et électriquement en groupe de 24 et ce, en fonction de leur gain (de l'ordre de 10^8). Le signal était collecté grâce à un circuit ayant plusieurs connecteurs et il était acheminé à l'amplificateur situé à 30 m. De ceci résulte une perte de 30% du signal. Les photomultiplicateurs appartenant à un groupe étaient collés les uns aux autres grâce à du RTV.

Douze modules de haute tension pouvant débiter un courant de 50 mA étaient utilisés pour alimenter un ou deux blocs de photomultiplicateurs. La tension était ajustée selon le gain désiré entre 1350 et 1650 V afin de garder un gain des PMS de $\pm 10\%$ autour de la valeur nominale 10^8 . La tension était vérifiée plusieurs fois dans la journée sans subir de changements importants.

L'installation d'un bloc de photomultiplicateurs sur la fenêtre de quartz était réalisée en plaçant entre celle-ci et la photocathode une feuille transparente à l'ultra-violet. Afin d'éliminer les bulles d'air entre la feuille et la photocathode, une force de l'ordre de 2,5 kg était appliquée sur le bloc de photomultiplicateurs afin de le fixer. Le système de rails mécaniques placé sur chacune des fenêtres de quartz permettait de positionner les photomultiplicateurs avec une précision de 1 mm.

5.3 L'environnement du Prototype II.

Le prototype était placé sur un support mécanique mobile qui permettait de translater le détecteur selon l'axe z (fig.5.2). Il permet d'étudier le nombre de photons détectés en fonction de la longueur de propagation dans la barre de quartz. Le système permettait d'effectuer des rotations du prototype entre -20° et $+46^\circ$ et ce, afin d'étudier les différents angles d'incidence des particules sur la barre de quartz.

Le détecteur a été testé au CERN dans la zone T9 du hall Est du PS. La figure (fig. 5.2) montre les différents composants de l'appareillage utilisé avec le prototype pour réaliser les tests sur faisceau.

5.3.1 Les caractéristiques du faisceau.

L'impulsion du faisceau pouvait varier entre 0,8 et 10 GeV/c. Elle était fixée avec une précision de 1% (suffisante pour le prototype). Le faisceau se composait essentiellement de particules de signe positif: pions, protons et positrons. Les particules secondaires liées au faisceau ont créé un halo important traversant l'eau de la zone d'expansion. Ces événements étaient facilement identifiés grâce

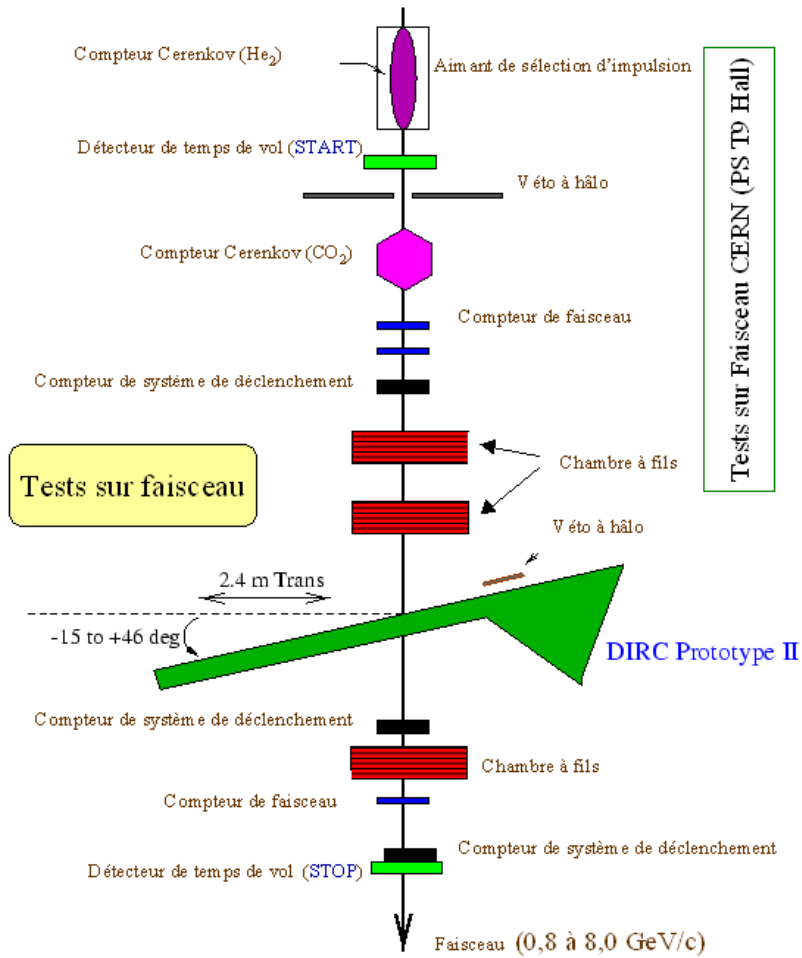


Figure 5.2: Les composants de l'environnement utilisés lors des tests sur faisceau du DIRC-prototype II dans la zone T-9 au CERN.

à la grande multiplicité du nombre d'impacts sur les photomultiplicateurs (fig. 5.36). Un scintillateur était placé à l'entrée du Standoff-Box pour étiqueter ces événements et les rejeter. La structure temporelle du faisceau consistait en un déversement d'une durée de 0,5 s toutes les 15 s voire 7,5 s.

5.3.2 L'identification des particules.

Comme nous l'avons déjà expliqué, le faisceau se composait de particules de différents types. Afin d'étiqueter la nature de la trace traversant la barre de quartz, nous avons un système d'identification de particules contenant deux compteurs Cerenkov à seuil et un détecteur de temps de vol. Dans l'ordre sur la ligne de faisceau, on trouvait un compteur Cerenkov rempli de CO_2 sous une pression de 3,3 bar. Il permettait d'identifier les positrons en dessous de 2 GeV/c et de séparer les pions et positrons des protons au dessus de 3 GeV/c. Quelques mètres plus loin, un second compteur Cerenkov rempli d'hélium était placé sur la ligne de faisceau. Il permettait de distinguer les positrons des hadrons pour des impulsions en dessous de 6 GeV/c et de séparer e^+/π^+ par rapport à K^+/p au delà. La figure (5.3) montre le pouvoir de discrimination entre les différents types de particules obtenus grâce à la mesure de l'amplitude de lumière des deux détecteurs Cerenkov.

Le détecteur de temps de vol consistait en deux compteurs de résolution de 80 ps séparés par une distance de 17 m. Avec une résolution temporelle de 115 ps, une bonne séparation entre les pions et les protons était réalisable jusqu'à une impulsion de 7 GeV/c, mais également entre les pions et les kaons d'impulsion inférieure à 3,7 GeV/c. Nous pouvons voir le pouvoir discriminant de ce système sur la figure (5.4). L'étude des corrélations entre le système Cerenkov combiné et le détecteur de temps de vol a montré qu'une simple coupure de trois écarts types sur les trois informations permettait d'obtenir un lot pur de protons et de pions. Nous pouvons remarquer deux choses dans la figure (5.5): d'une part, les corrélations entre la réponse du détecteur Cerenkov à seuil rempli de CO_2 et celle du second détecteur Cerenkov à seuil et d'autre part, une corrélation entre le détecteur Cerenkov à seuil rempli de CO_2 et le détecteur de temps de vol, d'autre part. La figure a été obtenue pour une impulsion de 3 GeV/c. Nous pouvons remarquer les très bonnes corrélations entre les trois mesures des détecteurs.

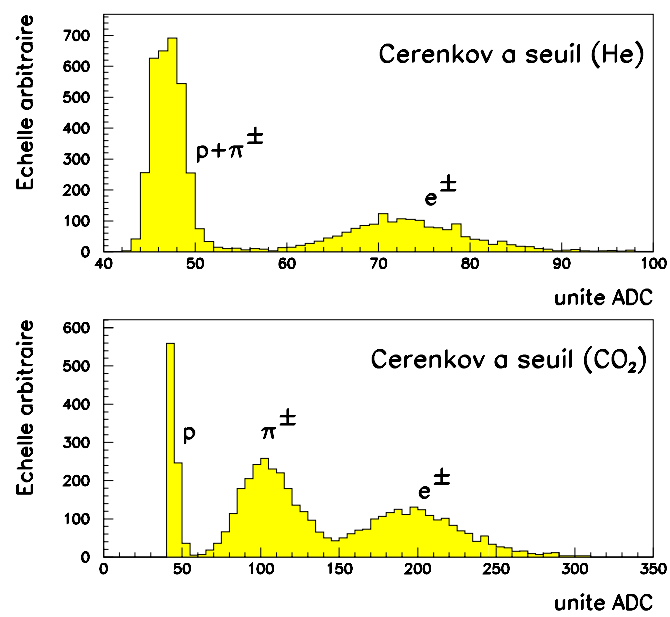


Figure 5.3: La discrimination des différents types de particules du faisceau à 3 GeV/c obtenue grâce aux compteurs Cerenkov à seuil remplis de He (haut) et CO₂ (bas). Ainsi, par une coupure combinée sur les deux variables, nous pouvons obtenir un échantillon pur des particules désirées.

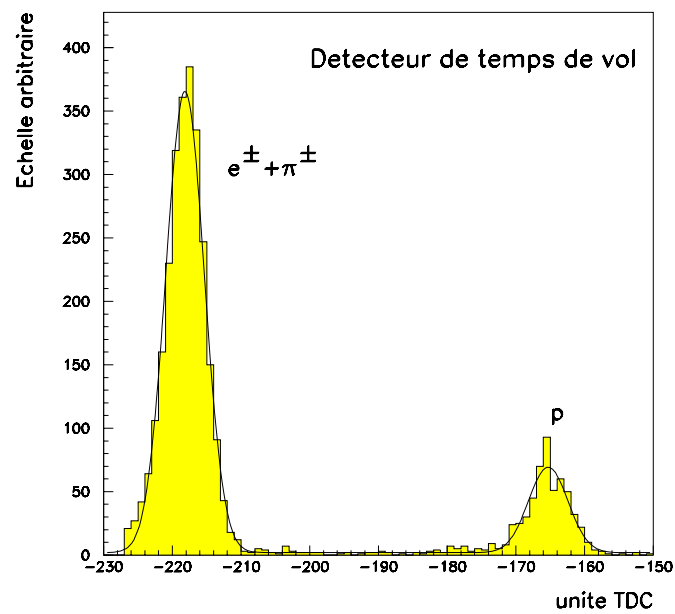


Figure 5.4: La mesure du temps de vol des particules du faisceau effectuée avec le détecteur de temps de vol. Ce système était utilisé pour l'identification des particules.

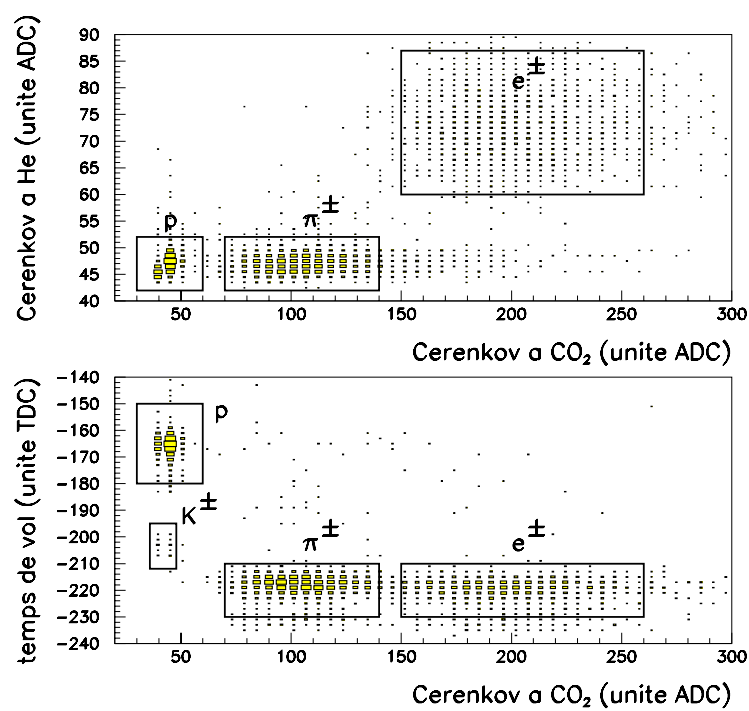


Figure 5.5: Les corrélations entre les informations obtenues des trois détecteurs utilisés dans l'identification des particules. L'exemple concerne les particules à 3 GeV/c.

5.3.3 La mesure de l'angle d'incidence et de la position des particules.

Trois chambres multi-fils, ayant deux plans de fils et une distance entre les fils de 1,7 mm, ont été placées sur la ligne de faisceau. Le système a permis d'obtenir une résolution sur l'angle d'incidence de l'ordre de 1 mrad et 1 mm sur la position. Deux chambres étaient installées avant la barre de quartz. Ces détecteurs permettaient de mesurer la position et la direction du faisceau. La troisième chambre, placée à 2,5 cm après la barre, permettait d'identifier les diffusions multiples dans la barre de quartz et de rejeter les interactions nucléaires.

5.3.4 Les scintillateurs pour le déclenchement.

Le système de déclenchement (trigger) était obtenu grâce aux coïncidences entre plusieurs scintillateurs plastiques. Afin de limiter la région de l'impact du faisceau dans la barre, un scintillateur de petite taille (1×1 cm) a été placé en amont de la barre de quartz et un autre de 2×3 cm juste derrière. L'étude du profil (fig. 5.8) du faisceau croisant la barre a montré un profil gaussien avec une largeur à demi hauteur de 1 cm compatible avec la taille des scintillateurs de déclenchement.

5.4 Le système d'acquisition.

5.4.1 L'électronique du système d'acquisition.

Le système d'acquisition était contrôlé par une station UNIX de type Sun-SPARC opérant dans le système Sun 4.1.3. La station était reliée à un bus SVIC 7213 qui était lui-même contrôlé par un châssis principal contenant un module VIC de type 8250. Les châssis CAMAC étaient au nombre de quatre.

Le premier contenait des modules ADC de type LeCroy 2280/2282 qui effectuaient la mesure de charge des photomultiplicateurs. Grâce à ce système, l'intégration des signaux analogiques était faite avec une précision de 10 bits dans une échelle de 1 coup pour $0,25$ pC.

Le second châssis comportait différents systèmes : une unité de pattern pour la lecture des chambres à fils, des ADC pour la mesure de charge des scintillateurs du "trigger" et des compteurs, enfin des TDC pour le détecteur de temps de vol. Deux CAMAC supplémentaires, récupérés de l'expérience DM2, ont été utilisés pour les 36 modules TDC de type 4401 LeCroy. Ces modules connectés aux photomultiplicateurs mesuraient le temps de propagation des photons Cerenkov dans la barre de quartz. La résolution intrinsèque de ces modules est de 100 ps. Les sig-

naux des photomultiplicateurs ayant une amplitude supérieure à 30 mV étaient intégrés et digitisés avec une sensibilité de 1 pC/bit. Le système pouvait être connecté à 144 photomultiplicateurs sur un total de 456. Cependant, on pouvait facilement échanger le lot de photomultiplicateurs connectés au système TDC.

5.4.2 L'électronique du système de déclenchement.

Le système de déclenchement était construit en faisant une coïncidence entre plusieurs scintillateurs plastiques dont ceux utilisés pour le détecteur de vol. Les mesures de charges étaient enregistrées pour être utilisées dans les analyses. Quelques "triggers" aléatoires étaient générés durant le déversement. Ces données ont permis d'étudier le bruit de fond lié au faisceau. D'autres données ont été prises entre les déversements ce qui a permis d'analyser le bruit de fond intrinsèque au détecteur.

5.4.3 Le programme du système d'acquisition.

Le système d'acquisition était écrit en combinant deux langages: le Tcl/Tk et le C. Le premier langage est de type scripting ce qui permet une plus grande flexibilité lors des modifications. Il offre aussi une interface graphique facile à utiliser par l'opérateur. La programmation en C était utilisée principalement pour le dialogue avec l'appareillage. Le choix de ce langage pour cette tâche a été motivé par ses bonnes performances de programmation en temps-réel.

Le programme contient 5 états valides et 6 transitions entre : `Initialize`, `Begin`, `Pause`, `Resume` et `End`. Ces transitions étaient accessibles via l'interface graphique. Le mode `Initialize` permettait de préparer l'interface hardware. Après que l'utilisateur ait donné les différents paramètres tels que le numéro du "run", le mode `Begin` permet de débiter l'acquisition. Enfin les modes `Pause`, `Resume` et `End` permettent respectivement de suspendre momentanément l'acquisition, de la reprendre et de l'arrêter.

Le système d'acquisition permettait d'enregistrer jusqu'à 120 déclenchements par déversement. Cette fréquence était limitée par le temps de digitisation des ADC de type 2280/2282, le temps de transfert des données et le formatage.

5.4.4 Le système de calibration.

L'interaction avec le programme de calibration était rendue facile grâce à sa programmation avec le C et Tcl. Elle pouvait être effectuée grâce à de simples commandes en ligne. Le système permettait d'extraire les constantes suivantes:

- Le piédestal des canaux ADC des photomultiplicateurs pour différentes largeurs des fenêtres d'intégration.
- Les gains des photomultiplicateurs grâce aux sources de lumière LED et Xenon en effectuant des ajustements des spectres d'un photoélectron.
- Enfin, la linéarité des modules ADC.

Les constantes extraites pouvaient être vérifiées grâce au fichier de type Hbook obtenu à la sortie du programme de calibration. Ce dernier permettait non seulement de vérifier les constantes calculées mais aussi de comparer les nouveaux paramètres aux précédents. Ainsi, dès la validation de ces constantes, le fichier de calibration était copié à l'espace adéquat pour être utilisé dans l'acquisition.

5.4.5 Le monitoring des données.

La vérification de la qualité des données sortant du prototype II était faite grâce à un programme écrit en C et interfacé au package HIGZ. L'interaction se faisait par de simples pressions de la souris sur la fenêtre graphique.

L'utilisateur pouvait vérifier la qualité des données en cours d'acquisition ou encore des données déjà sur disque. En donnant le numéro du "run" et la rangée d'événements qu'on désire vérifier, une série de distributions de différents types pouvait être visualisée et imprimée : les chambres multi-fils, les constantes de calibration, la multiplicité d'impacts sur les photomultiplicateurs et autres paramètres. Ainsi, cette méthode permettait de vérifier la qualité des données d'une façon rapide et efficace.

5.5 La simulation Monte Carlo du prototype II.

La simulation détaillée du *DIRC* dans le programme BBSIM (section 2.4.1) a été modifiée pour tenir compte de la géométrie du prototype et de son nouvel environnement. Cette simulation rapide était contrôlée par un fichier contenant les paramètres à fixer. Ces derniers concernaient les constantes du prototype ou encore celles de l'environnement comme le faisceau et les chambres à fils. Avant de donner la liste de ces paramètres, nous commencerons par décrire les caractéristiques de cette simulation.

5.5.1 La description du programme de simulation.

Le programme commence par une initialisation de la géométrie du prototype et de son environnement en utilisant les paramètres fixés par le fichier de constantes qui est contrôlé par l'utilisateur. La simulation détermine le type d'événement à simuler: le bruit de fond de type "*fat event*" (section 5.16.3) ou bien un événement signal. Le quadrivecteur de la particule incidente ainsi que les erreurs seront calculés en utilisant les caractéristiques du faisceau. Le vecteur de position de la trace à l'entrée de la barre de quartz ou du Standoff-Box est également mesuré. Dans le cas où les diffusions multiples sont prises en compte, les paramètres de la trace sont modifiés de telle façon que les erreurs sur l'impulsion de la trace et ses angles d'incidence contiennent la contribution des diffusions dans les chambres à fils. A cette étape du programme, tous les paramètres de la trace ont été définis. La seconde étape consiste à faire la production des photons Cerenkov et à simuler leur propagation dans la barre jusqu'à leur détection par les photomultiplicateurs. Connaissant le vecteur directeur et la position de la trace, les points d'émission des photons Cerenkov le long de la trajectoire de la trace peuvent être simulés. Les photons Cerenkov sont produits aléatoirement dans un cône dont le demi-angle est égal à l'angle Cerenkov θ_c calculé en utilisant l'indice de réfraction du quartz et l'impulsion de la particule. L'indice du quartz varie en fonction de la longueur d'onde des photons (fig. 5.6). Cette variation représente une source importante dans l'erreur sur l'angle θ_c (sec. 5.8.1). Les photons signaux possèdent les caractéristiques physiques suivantes:

- La distribution en énergie est uniforme entre une valeur minimale et une valeur maximale extraites du fichier de constantes. L'efficacité de détection de ces photons par les photomultiplicateurs est fonction de l'énergie. Cette efficacité s'écrit en fonction de la longueur d'onde sous la forme suivante:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(\lambda-\lambda_0)^2/2\sigma^2} + \alpha_0 + \alpha_1 \times \lambda + \alpha_2 \times \lambda^2 \quad (5.1)$$

où les différents paramètres ont été extraits de l'étude des photomultiplicateurs sur un banc de tests. Les valeurs de ces paramètres sont les suivantes:

$$A = 97,90, \lambda_0 = 372,44, \sigma = 91,35, \\ \alpha_0 = -1,10, \alpha_1 = 0,37 \times 10^{-2}, \alpha_2 = -0,30 \times 10^{-5}.$$

- La distribution de l'angle azimutal ϕ_c est uniforme entre 0 et 2π .

Par ailleurs, des photons de bruit de fond appelés photons "tortues" [11] ont été simulés dans la barre de quartz. Dans la section 5.16.4, nous expliquerons les caractéristiques ainsi que la source de ce bruit de fond. Ayant effectué la

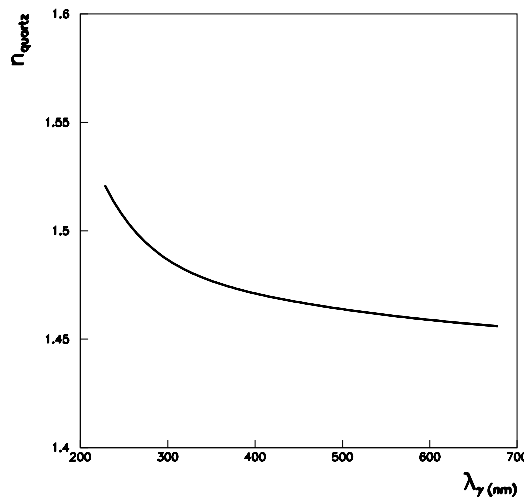


Figure 5.6: *La variation de l'indice de réfraction du quartz en fonction de la longueur d'onde du photon.*

production des photons, ils sont dès lors propagés dans la barre de quartz par réflexion interne en tenant compte du coefficient de réflexion du quartz et de la réflectivité du miroir situé en bout de barre. Selon la direction des photons à la sortie de la barre, ils sont soit réfléchis par le miroir immergé dans l'eau, soit directement détectés par les photomultiplicateurs. Dans le cas des traces traversant le Standoff-Box au lieu de la barre de quartz, les photons Cerenkov sont produits avec la même méthode décrite ci-dessus. En effet, le milieu radiateur utilisé dans ce cas-là est l'eau et les surfaces de réflexion sont les faces de la zone d'expansion. Les réflecteurs qui étaient montés sur les photomultiplicateurs lors de certaines périodes de prises de données ont également été pris en considération dans la simulation. Cela a permis de comparer les performances du prototype au résultat de notre simulation. Lorsque tous les photons Cerenkov sont reconstruits, l'angle Cerenkov par trace est ajusté. La valeur de cet angle est comparée aux cinq hypothèses de masses dans le but d'extraire la meilleure solution.

5.5.2 Les paramètres de la simulation.

Dans cette section, nous décrirons les paramètres qui étaient contrôlés par le fichier de constantes. La trace était caractérisée par son impulsion, sa nature, ses deux angles projetés sur les plans xoz et $yo z$ (fig. 5.7) et sa position sur l'axe z . Les valeurs fixées dans toute l'analyse ont été la fluctuation du faisceau en impulsion et en direction, égales respectivement à $10 \text{ MeV}/c$ et 1 mrad , ainsi que la largeur du faisceau qui était de $2 \times 2 \text{ cm}$. La description géométrique du prototype était de trois types:

- **La barre de quartz:** On pouvait choisir ses dimensions géométriques, son nombre ¹, sa position par rapport à un référentiel lié au Standoff-Box et son coefficient de réflexion qui a été fixé à 0,9997. Cette valeur a été obtenue lors des tests de qualité des barres de quartz [12].
- **La zone d'expansion:** Les dimensions du Standoff-Box étaient contrôlées dans le fichier de constantes. Les valeurs utilisées sont celles obtenues par les plans mécaniques du prototype. Le miroir était caractérisé par une réflectivité de 86%. Cette valeur était utilisée après mesures avec les données du prototype (section 5.13).
- **Les photomultiplicateurs:** Ils étaient modélisés par des tubes de diamètre 28,75 mm et d'une surface active dont le diamètre est égal à 25,10 mm. Leur efficacité quantique maximale était fixée à 30 % pour une longueur d'onde de 400 nm.

Les photons Cerenkov étaient caractérisés par deux valeurs: l'énergie typique égale à 3,1 eV et la valeur maximale/minimale du spectre égale à 1,75/5,5 eV. Enfin, nous pouvions contrôler le taux des événements à grande multiplicité dans ce même fichier.

5.6 La description de la prise de données.

Les prises de données des tests sur faisceau se sont étalées sur 6 périodes entre juin 1995 et juin 1996. Chacune des périodes durait entre 10 et 15 jours. Les données étaient variées ce qui permettait de faire des mesures des paramètres fondamentaux du *DIRC* et de tester quelques concepts de fabrication. Avant de décrire les prises de données, nous ferons une présentation du système de coordonnées, des conventions de signes et des différents paramètres utilisés dans l'analyse.

Le nombre d'événements d'un "run" variait entre 2000 et 50000 selon les conditions du faisceau et le but de la prise de données. Durant toutes ces périodes de prises de données, on a pu collecter un total de 90 millions de photons Cerenkov.

L'origine du système de coordonnées est située à l'interface entre la barre de quartz et la zone d'expansion (fig. 5.7). L'axe z est choisi le long de la barre de quartz et il est dirigé du Standoff-Box vers la barre. L'axe y est orienté du bas vers le haut le long de l'épaisseur de la barre de quartz. Enfin, l'axe x est défini par la règle de façon à avoir un système droit. La direction du faisceau est définie

¹La simulation permettait d'avoir une configuration du prototype-II avec deux barres de quartz adjacentes et parallèles.

par deux angles $\theta_{dip} = \tan^{-1}v_z/v_y$ et $\phi_{dip} = \tan^{-1}v_x/v_y$ où $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$ est le vecteur directeur du faisceau. L'angle polaire est défini positif lorsque le faisceau est dirigé vers l'avant du Standoff-Box. On utilisera par la suite deux paramètres de distance : z et z_{barre} . Le premier correspond au point d'impact du faisceau selon l'axe z . Le second est la distance parcourue par les photons Cerenkov projetés selon l'axe z . Il est égal à z lorsque l'angle d'incidence de la particule, θ_{dip} , est positif alors que dans le cas contraire il est donné par la relation $z_{barre} = 2L - z$ où L est la longueur de la barre de quartz. Les "run" sont caractérisés par la valeur de z , le couplet d'angle d'incidence (θ_{dip} , ϕ_{dip}) et l'impulsion du faisceau.

Les différents types d'événements collectés durant toute la période des tests sur faisceau sont regroupés selon les catégories suivantes:

- **Les données du "scan en z" :**

Elles représentent le plus gros lot d'événements enregistrés durant les tests sur faisceau. Deux prises de données ont été réalisées: la première a été effectuée avec un pas de 20 cm en variant la valeur de z entre 20 et 240 cm et ce, avec un angle d'incidence du faisceau de $\pm 20^\circ$. Les données prises avec un angle d'incidence négatif permettaient de faire des études du détecteur pour des distances de propagation des photons Cerenkov supérieures à la longueur de la barre de quartz. Cet échantillon d'événements a permis d'étudier le nombre de photons Cerenkov ainsi que la résolution angulaire en fonction de z_{barre} . Le second type de données consistait en des événements spéciaux pris avec un pas de 2 cm et couvrant des intervalles de 10 cm pour faire des études particulières décrites dans la section 5.10.

- **Les données du "scan en impulsion" :**

Ces événements étaient collectés à z et à angle d'incidence fixes et en variant l'impulsion du faisceau entre 3 et 10 GeV/c. Les données ont permis de mesurer l'indice de réfraction de la barre de quartz. On a pu aussi étudier le pouvoir d'identification de particules (en particulier la séparation K/π) en fonction de l'impulsion.

- **Les données avec un ϕ_{dip} non nul :**

Les traces qui traverseront le *DIRC* dans l'environnement de *BABAR* posséderont différents angles azimutaux. Pour étudier les performances du prototype à toute inclinaison, des données ont été prises en inclinant le prototype d'un angle égal à 10° . Dans cette configuration, deux barres ont été mises côte à côte afin d'étudier le "cross talk" de lumière entre des barres adjacentes dans le *DIRC*.

- **Les données pour l'étude du bruit de fond :**

Afin de comprendre la source des différents bruits de fond, nous avons

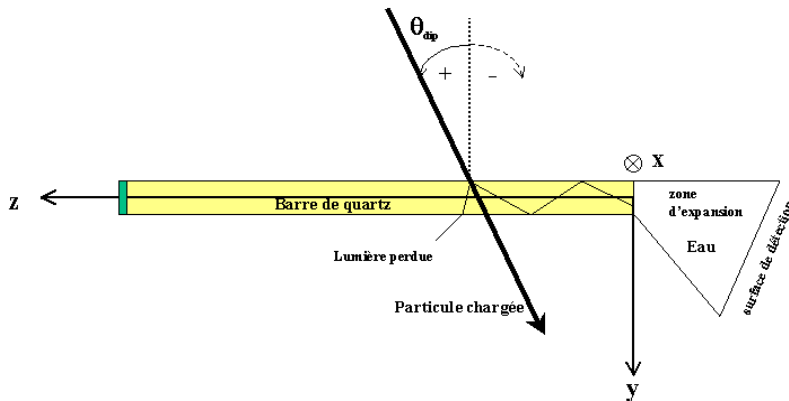


Figure 5.7: Schématisation du repère lié à la barre avec les conventions de signe.

également enregistré des lots d'événements dans des configurations particulières. Par exemple des données ont été prises sans eau dans la zone d'expansion ou alors sans le miroir du Standoff-Box. Ces prises de données seront décrites plus en détail dans les sections sur l'étude du bruit de fond.

- **Les tests de faisabilité mécanique :**

Quelques tests de faisabilité des composants du prototype ont été entrepris lors des tests sur faisceau. Nous avons ainsi testé les réflecteurs sur les photomultiplicateurs, les photomultiplicateurs plongés dans l'eau et enfin le vieillissement du miroir dans le Standoff-Box.

5.7 La sélection des événements.

Le choix des méthodes dans la sélection des événements pour l'analyse des données du prototype avait comme but d'obtenir un lot très pur d'événements. L'événement typique est caractérisé par une trace dont on connaît la nature, l'impulsion, et l'angle d'incidence dans les plans transverse et azimutal. Le point d'impact sur la barre de quartz doit aussi provenir d'une mesure externe au *DIRC*. Les impacts sur les photomultiplicateurs doivent être compatibles avec un anneau Cerenkov. Comme le signal et le bruit de fond sont dus tous les deux à des photons *unique* touchant un PM, la mesure de charge de l'impact ne permet pas de faire la distinction entre eux. Les bruits de fond réductibles sont ceux qui possèdent une topologie particulière qu'on peut distinguer de l'anneau Cerenkov.

Dans les sections suivantes, nous décrirons les méthodes utilisées dans la sélection des photons et de leur trace associée.

5.7.1 La sélection des traces.

Dans l'analyse, nous avons utilisé uniquement les deux premières chambres à fils situées avant la barre de quartz. Le profil du faisceau obtenu avec la troisième chambre était tronqué à cause du scintillateur utilisé dans le système de déclenchement (fig. 5.8.c). Le profil du faisceau obtenu avec les deux chambres avait une largeur de l'ordre de 1 cm dans les deux plans (fig. 5.8.a-b).

Les événements ayant deux impacts ou plus dans l'une des deux chambres à fils étaient rejetés de la sélection. Ainsi, les traces qui possédaient uniquement un impact dans chacune des deux chambres ont été prises en considération dans l'analyse. Leur direction était mesurée et le point d'impact dans la barre de quartz était calculé par extrapolation. La figure 5.9 montre le profil du faisceau lorsqu'il traverse la barre de quartz. La mesure de la direction de la trace permet de donner la valeur précise de l'angle polaire et azimutal. La figure 5.10 montre la distribution de la dispersion angulaire du faisceau dans les deux plans. La gaussienne caractérisant ces corrections possède une largeur de l'ordre de 1 mrad.

L'identification de la nature des particules était effectuée grâce aux mesures des compteurs Cerenkov à seuil et au détecteur de temps de vol. Une coupure, fonction de l'impulsion, sur les trois systèmes permettait d'obtenir des lots purs de pions ou de protons (voir 5.3.2).

5.7.2 La sélection des photons.

La mesure de charge des impacts dans les photomultiplicateurs est normalisée par le gain obtenu lors de la procédure de calibration décrite ci-dessus (section 5.4.4). Les impacts sélectionnés dans l'analyse doivent avoir une mesure de charge supérieure à leur seuil de 15 unités ADC avant normalisation. Les photomultiplicateurs bruyants ont été identifiés et éliminés de l'analyse. Ces canaux pouvaient être reconnus en utilisant deux méthodes. La première consiste à voir la réponse des photomultiplicateurs en fonction du numéro de l'événement. Les photomultiplicateurs qui donnent un signal dans tous les événements d'un ou de plusieurs "run" sont éliminés. La deuxième méthode consiste à éliminer ceux qui ont un spectre ADC qui ne suit pas la forme attendue d'un photoélectron ou alors une valeur moyenne trop faible. Les deux méthodes étaient complémentaires.

L'un des bruits de fond identifiés lors de l'analyse des données des tests sur faisceau du prototype pouvait être réduit en appliquant une coupure sur le nombre de photons détectés dans l'événement. En effet, ce bruit de fond appelé "fat event" était caractérisé par sa grande multiplicité. Ainsi, une coupure simple sur le nombre de photons dans l'événement était considérée dans l'analyse: $N(\gamma) < 50$. Nous l'aborderons dans la section 5.16.3.

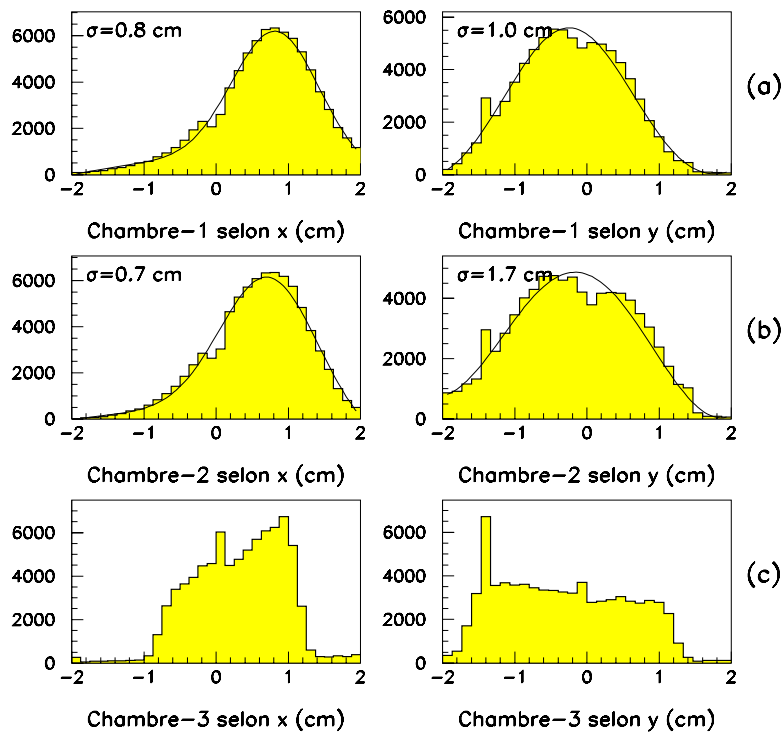


Figure 5.8: Le profil du faisceau observé dans le plan bi-dimensionnel des chambres à fils. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 0,8 cm dans la direction de x et entre 1,0 à 1,7 cm dans la direction de y . La troisième chambre présente un profil tronqué à cause du scintillateur placé devant elle. Cette dernière chambre n'était pas utilisée dans l'analyse.

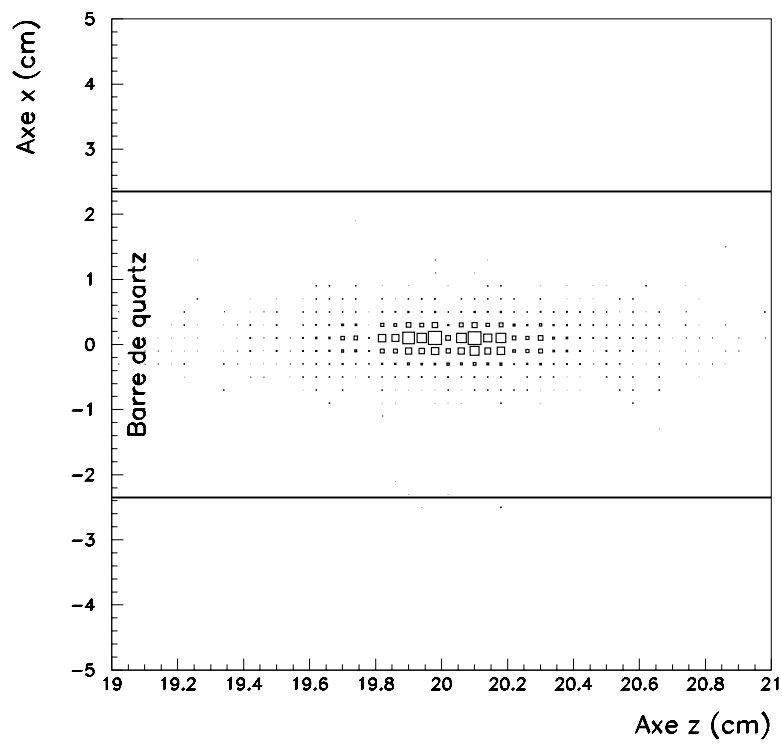


Figure 5.9: Le profil des impacts du faisceau dans la barre de quartz. La position nominale en z du faisceau est de 20 cm.

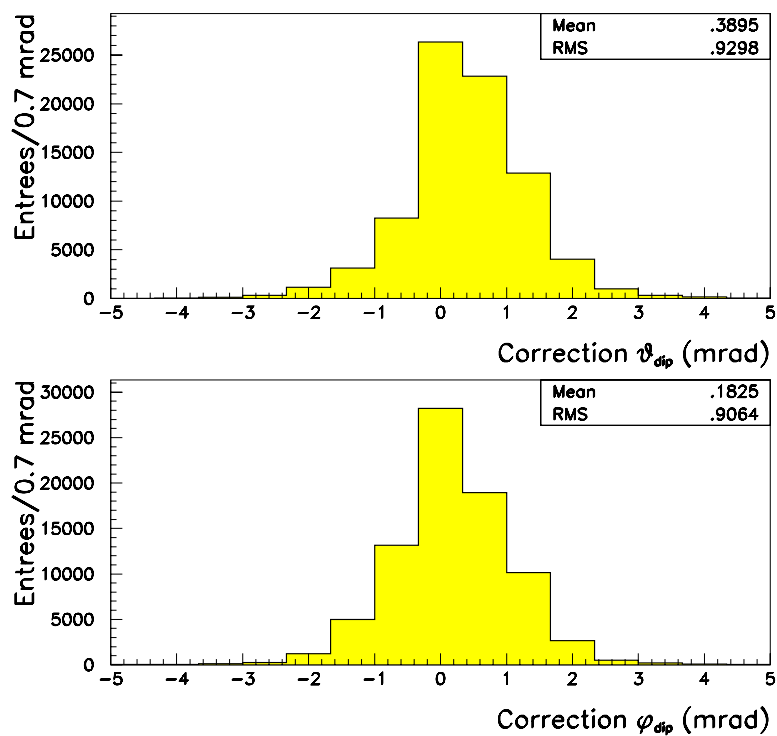


Figure 5.10: La distribution des corrections angulaires appliquées sur les valeurs nominales des paramètres du faisceau. La figure du haut concerne l'angle d'incidence polaire θ_{dip} alors que celle du bas concerne l'angle azimutal ϕ_{dip} .

5.8 Les performances dans la mesure de l'angle Cerenkov.

La reconstruction de la direction du photon dans l'eau se fait à partir du centre de la photocathode du photomultiplicateur touché et du milieu de la face extrême de la barre dans laquelle est passée la particule. Le transformation de cette direction en un angle Cerenkov à l'intérieur de la barre de quartz amène à quatre ambiguïtés (haut-bas et droite-gauche) dans le cas général à cause des différentes réflexions possibles sur les faces de la barre. Le programme trouve ces différentes solutions et les affine par un ajustement de façon à déterminer les meilleures valeurs possibles de l'angle Cerenkov en tenant compte de la géométrie exacte du détecteur.

Dans un événement de type signal Cerenkov, la distribution de l'angle θ_c de tous les photomultiplicateurs qui ont enregistré un impact doit présenter un pic à la valeur attendue de l'angle Cerenkov θ_c . Dans notre analyse, nous avons utilisé une méthode différente des autres approches. Notre méthode consiste à diviser la distribution en petits intervalles d'une largeur² de 1,7 mrad et puis à procéder à la recherche de la valeur la plus probable ($\theta_{c,p}$) que pouvait prendre θ_c . Dès l'obtention de cette valeur, l'événement était rejeté si $\theta_{c,p}$ prenait une valeur en dehors de l'intervalle [802, 834] mrad où les bornes représentent les valeurs extrêmes que peut prendre θ_c pour les hypothèses protons et pions. Cette méthode permet non seulement de rejeter le bruit de fond mais aussi de procéder à la sélection des photons comme nous le verrons dans la section suivante.

5.8.1 La mesure de la résolution angulaire par photon.

L'erreur de mesure de l'angle Cerenkov pour chaque photon détecté peut être décomposée en 4 catégories: géométrie, achromaticité, diffusions multiples et erreurs dues à la trace. La première contribution, dite géométrique, est due aux tailles finies de la barre de quartz et des photomultiplicateurs. Cette erreur est exprimée comme la somme de deux termes :

$$\sigma_{\text{géom}}(\gamma) = \frac{\sqrt{(t_y^2 + 3/4 d_{PM}^2)/12}}{d_{\text{Standoff-Box}}} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{\text{géom}}(\gamma) \simeq 7,2 \text{ mrad}$$

²Cette valeur représente 1/6 de la résolution sur l'angle θ_c par photon qui est égale à 10,2 mrad comme nous le verrons dans cette section.

où t_y est l'épaisseur de la barre de quartz, d_{PM} est le diamètre des photomultiplicateurs et $d_{Standoff-Box}$ est la longueur de la zone d'expansion.

La deuxième erreur contribue avec une valeur de l'ordre de 5,4 mrad. Elle est due à la dispersion chromatique dans la barre de quartz. En effet, l'indice de réfraction est fonction de la longueur d'onde du photon et sa variation relative est de l'ordre de $\Delta n/n = 0,6\%$. On peut écrire cette variation de la manière suivante:

$$\sigma_{disp}(\gamma) = \left(\frac{\Delta n}{n} \right)_{quartz} \times \cot g \theta_c \quad (5.3)$$

L'environnement de *BABAR* est à basse énergie ce qui constitue une source importante de diffusions multiples des particules dans les matériaux. Les performances du *DIRC* sont influencées de deux manières: par les diffusions multiples avant la barre de quartz, d'une part et par celles dues à la barre elle-même, d'autre part. Dans le cas du prototype-II, la contribution due aux diffusions avant la barre est négligeable puisqu'aucun matériau n'était présent excepté les deux petites chambres à fils. La modélisation de cette erreur se fait de la façon suivante:

$$\sigma_{DM}(\gamma) = \frac{13,6 MeV}{\beta c p} \times \sqrt{\frac{t_y}{\cos \theta_{dip} X_0}} \quad (5.4)$$

où X_0 est la longueur de radiation du quartz.

Enfin, la dernière contribution dans la largeur de la distribution de l'angle Cerenkov θ_c est due à la trace. Il y a, d'une part, la précision avec laquelle son impulsion est mesurée et, d'autre part, son extrapolation jusqu'à l'entrée de la barre. Ayant la matrice de covariance de la particule au *DIRC* appelée G qui est exprimée dans le système $(p, \phi_{dip}, \theta_{dip})$, on peut écrire l'erreur due à la trace comme suit:

$$\sigma_{trace}^2(\gamma) = D^T G D \quad (5.5)$$

où D^T est le vecteur $(\frac{\partial \theta_c}{\partial p}, \frac{\partial \theta_c}{\partial \theta_{dip}}, \frac{\partial \theta_c}{\partial \phi_{dip}})$. L'expression de la première coordonnée est extraite de la relation de Cerenkov où on obtient $\frac{\partial \theta_c}{\partial p} = \cot g \theta_c \times (1 - \beta^2)/p$. Cette dernière contribution est commune à tous les photons et ne se moyenne pas lors du calcul de θ_c par trace.

Il existe d'autres sources d'erreurs qui sont en général négligeables dans le cas du *DIRC* comme par exemple l'effet de courbure dans le champ magnétique. Nous pouvons voir dans la figure 5.11, la contribution de deux sources : la particule et l'achromaticité obtenue à partir de la simulation. Dans cet exemple, nous montrons ces deux cas extrêmes: le premier avec une petite contribution égale à 1,6 mrad et le second contribue d'un facteur 3 plus grand. La simulation Monte Carlo du prototype incluant tous les effets donne une valeur de la résolution angulaire égale à 10,2 mrad. Cette résolution s'écrit de la façon suivante:

$$\sigma^2(\gamma) = \sigma_{g\acute{e}om}^2(\gamma) + \sigma_{disp}^2(\gamma) + \sigma_{DM}^2(\gamma) + \sigma_{trace}^2(\gamma) \quad (5.6)$$

La figure (5.12) montre la distribution de l'angle θ_c des photons individuels pour des pions d'impulsion égale à $5,4 \text{ GeV}/c$ et un angle d'incidence de 20° . Les données ont été ajustées avec une gaussienne et un fond polynômial du second degré. La résolution mesurée est de $10,2 \pm 0,1 \text{ mrad}$. La figure 5.12 montre la comparaison de la distribution de θ_c entre les données du prototype-II et la simulation Monte Carlo. Nous pouvons voir qu'il y a un bon accord pour le signal; en revanche, le bruit de fond observé dans les données n'est pas reproduit dans la simulation. En effet, la simulation initiale ne contenait pas de modélisation des particules du halo traversant le Standoff-Box. C'est ainsi que cette simulation a été améliorée pour inclure ce type de bruit de fond. On peut voir dans la figure (5.13) que la nouvelle simulation a reproduit la distribution de l'angle θ_c observée dans les données.

Dans des cas rares, la position des blocs de photomultiplicateurs donnée par le fichier de configuration était erronée. Ce problème pouvait provenir de deux causes: soit le bloc de photomultiplicateurs était mal positionné dans le plan de détection, ou encore une erreur de saisie était effectuée par l'opérateur. Ce type d'erreurs a pour conséquence de créer une fausse valeur de l'angle θ_c pour tous les photomultiplicateurs appartenant au bloc de photomultiplicateurs ce qui suscite une distribution de θ_c avec une résolution plus large. L'effet Cerenkov est caractérisé par une distribution de l'angle θ_c qui est uniforme en fonction de l'angle azimutal ϕ_c (fig. 5.14). L'utilisation de cette caractéristique a permis de procéder à l'alignement de la position des blocs de photomultiplicateurs dans le plan de détection.

5.8.2 La mesure de la résolution angulaire par trace.

Afin d'extraire l'angle Cerenkov caractérisant la trace, il est nécessaire de ne sélectionner que les photons qui ont été produits par le passage de la particule dans la barre de quartz. La méthode de recherche de cet angle consiste à ne prendre en considération que les photons qui ont un angle Cerenkov à $\pm 3\sigma$ de la valeur la plus probable $\theta_{c,p}$:

$$|\theta_{c,i} - \theta_{c,p}| < 3 \times \sigma \quad \text{où } \sigma = 10 \text{ mrad} \quad (5.7)$$

Lorsque toute cette liste de photons a été trouvée, le calcul de l'angle Cerenkov de la trace se fait en effectuant une moyenne sur toutes les valeurs des angles Cerenkov de ces photons. En utilisant le fait que les erreurs individuelles sont égales, l'expression de $\theta_{c,trace}$ est donnée par la formule suivante:

$$\theta_{c,trace} = \sum_{i=1}^{N_\gamma} \frac{\theta_{c,i}}{N_\gamma} \quad (5.8)$$

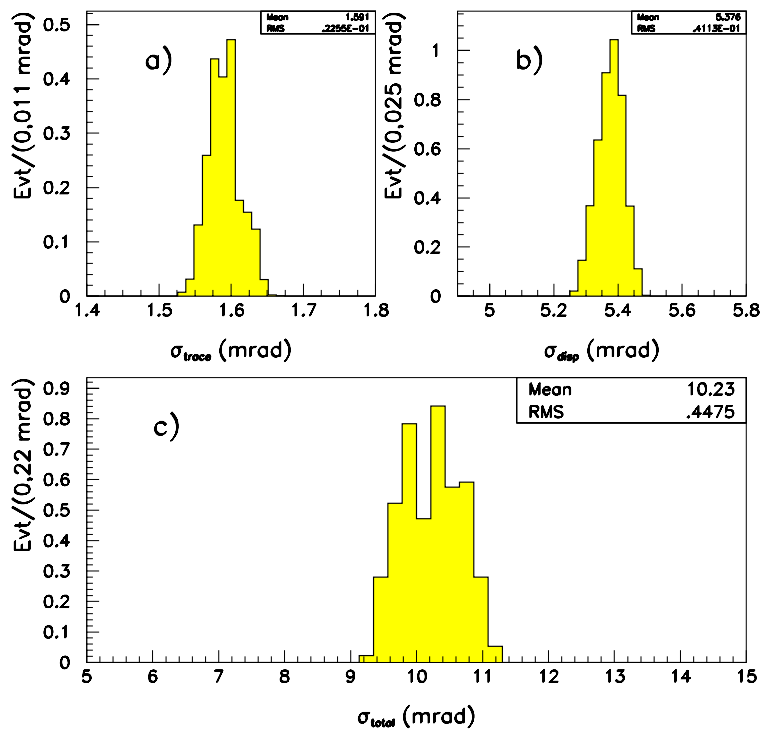


Figure 5.11: Les deux figures du haut montrent la distribution de l'erreur due à la trace (a) et celle due à la dispersion chromatique (b). Enfin, la figure du bas (c) représente la distribution de l'erreur totale de l'angle Cerenkov par photon extraite de la simulation Monte Carlo. L'erreur totale est dominée par le terme d'achromaticité (b).

DIRC-Proto II, $\theta_{dip}=+20^\circ$, $z=60$ cm, $P=5.4$ GeV/c

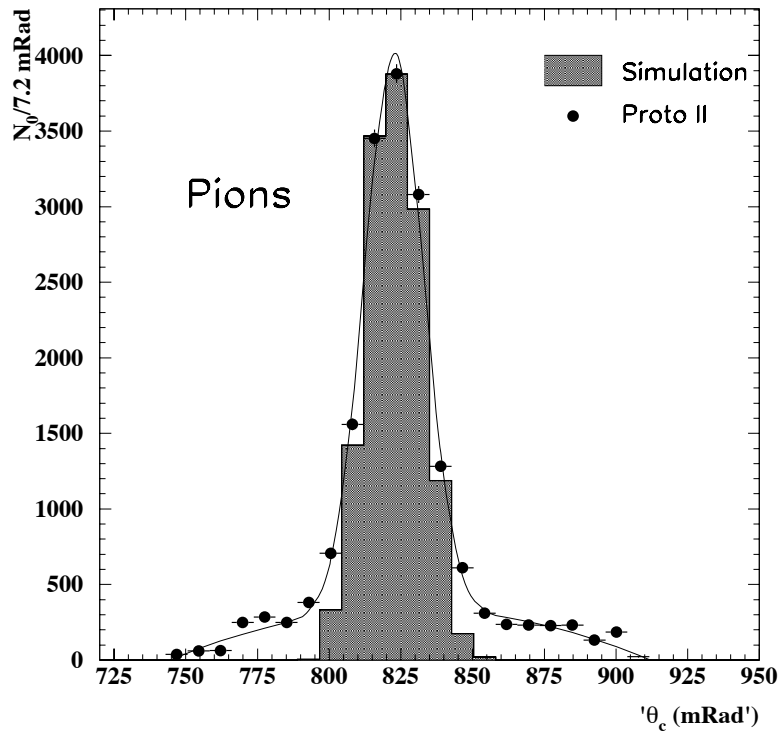


Figure 5.12: La distribution de l'angle Cerenkov par photon pour des pions de 5,4 GeV/c et $\theta_{dip} = 20^\circ$. Les données du prototype II sont comparées à la simulation Monte Carlo. La résolution angulaire obtenue est de 10,2 mrad et la valeur centrale est de 824,8 mrad. Le signal obtenu dans le prototype-II est en accord avec la simulation. En revanche, la simulation ne reproduisait pas le bruit de fond observé dans les données.

DIRC-Proto II, $\theta_{dip}=+20^\circ$, $z=60$ cm, $P=5.4$ GeV/c

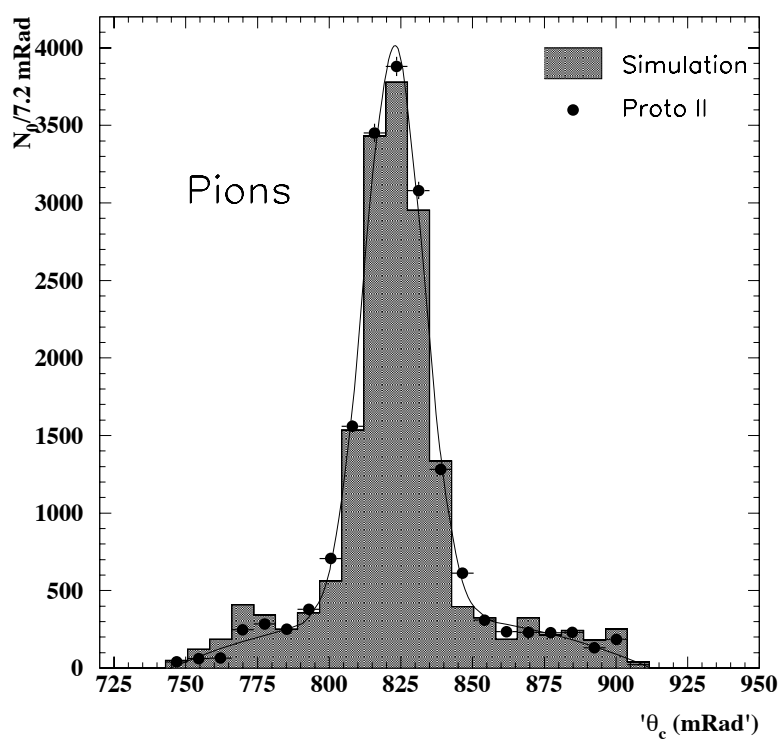


Figure 5.13: La distribution de l'angle Cerenkov par photon obtenue avec les données représentées dans la figure (5.12). Ces données sont comparées à la simulation que nous avons améliorée en incluant le bruit de fond halo.

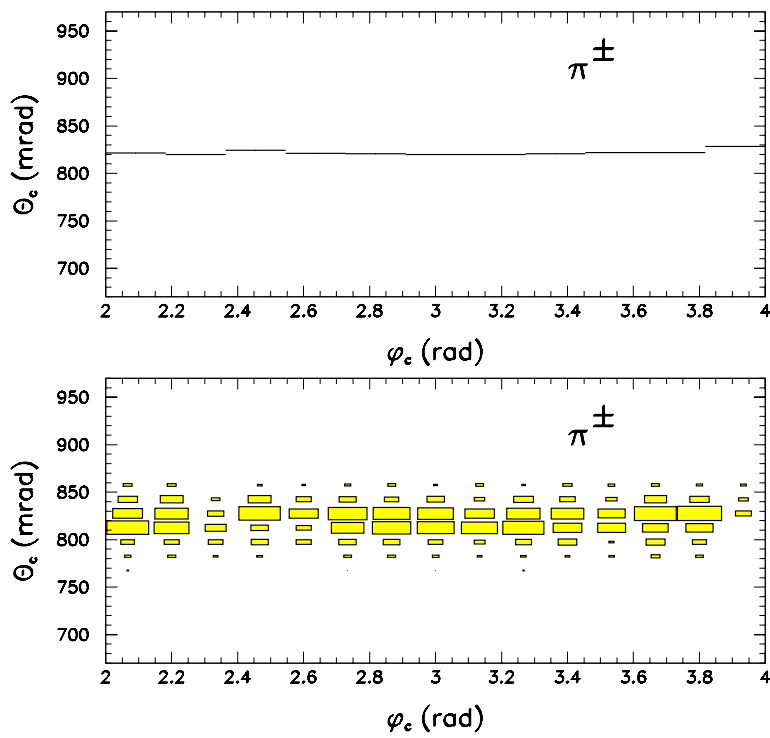


Figure 5.14: Le profil de l'angle Cerenkov θ_c en fonction de ϕ_c pour des particules pions de $5,4 \text{ GeV}/c$.

La figure (5.15) illustre la séparation entre les pions et les protons pour une impulsion de $5,4 \text{ GeV}/c$ et un angle d'incidence de 20° . La configuration équivaut à une séparation K/π pour une impulsion de $2,7 \text{ GeV}/c$. Le résultat de l'ajustement a permis d'extraire la résolution angulaire par trace qui est de $3,2 \pm 0,2 \text{ mrad}$. Cette résolution correspond à un pouvoir de séparation³ de 4σ entre les pions et kaons d'impulsion $2,7 \text{ GeV}/c$. Cette performance du prototype II est en parfait accord avec la simulation du détecteur. La mesure des systématiques contribuant à la résolution angulaire par trace a été réalisée en étudiant la variation de la résolution en fonction du nombre de photons Cerenkov ou en d'autres termes en fonction de la distance parcourue par les photons dans la barre (z_{barre}). La forme de cette fonction est donnée par la formule suivante:

$$\sigma_{c,trace}^2 = \left(\frac{\sigma_{c,\gamma}}{N_\gamma} \right)^2 + \sigma_{sys}^2 \quad (5.9)$$

L'ajustement de la courbe $\sigma_{c,trace}^2 = f(N_\gamma)$ a permis de mesurer la contribution des systématiques dans la résolution angulaire par trace. La valeur extraite $\sigma_{sys} = 1,1 \pm 0,3 \text{ mrad}$ est en accord avec nos estimations des erreurs systématiques liées à la trace et au positionnement des photomultiplicateurs. Dans le cadre du *DIRC*, cette contribution devrait être réduite grâce aux méthodes d'alignement des photomultiplicateurs et aux mesures plus précises des paramètres des particules.

5.9 L'étude du nombre de photons Cerenkov.

La résolution sur l'angle Cerenkov par trace varie comme l'inverse de la racine carrée du nombre de photons détectés. Ainsi, plus l'efficacité de détection des photons est grande plus le pouvoir discriminant du *DIRC* entre les kaons et les pions est important. Il est donc tout à fait naturel d'étudier le nombre de photons Cerenkov en fonction des différents paramètres du détecteur. Cela permettra d'identifier les facteurs contribuant à l'inefficacité de détection.

Afin d'extraire l'expression de la variation du nombre de photons, nous considérons le cas de photons qui ont parcouru une distance z_{barre} dans la barre de quartz d'une épaisseur L et dont l'angle d'incidence de la trace est $(\theta_{dip}, \phi_{dip})$. Les photons arrivés sur le plan de détection sont détectés par des photomultiplicateurs. Le nombre de photons en fonction de la propagation dans la barre de quartz s'écrit de la manière suivante:

$$N_\gamma = N_0 \times \sin^2 \theta_c \times \frac{L}{\cos \theta_{dip}} \times \varepsilon_{coll}(\theta_{dip}, \phi_{dip}) \times \varepsilon_{PM} \times \varepsilon_{géom} \times e^{-\lambda z} \quad (5.10)$$

³La séparation est définie comme suit: $N_\sigma = \theta_c(\pi) - \theta_c(p) / \sigma_{c,trace}$. La différence de l'angle θ_c entre les kaons et les protons de $5,4 \text{ GeV}/c$ ($\simeq 13 \text{ mrad}$) est équivalente à celle entre les kaons et les pions de $2,7 \text{ GeV}/c$.

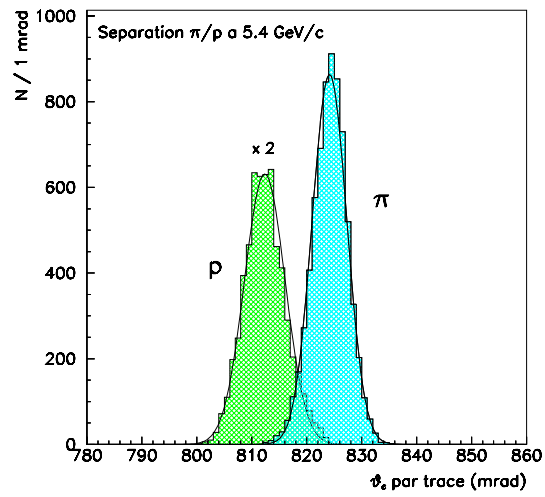


Figure 5.15: La séparation entre les pions et les protons d'impulsion de $5,5 \text{ GeV}/c$ et l'angle d'incidence de $\theta_{dip} = 20^\circ$ obtenue avec les données du DIRC-prototype II. La résolution angulaire par trace mesurée est de $3,2 \text{ mrad}$ ce qui équivaut à une séparation de 4σ entre les kaons et les pions de $2,7 \text{ GeV}/c$.

Le paramètre N_0 est appelé le facteur de qualité et est égal, dans le cas du quartz, à $147,7 \text{ cm}^{-1}$. On peut décomposer la dépendance du nombre de photons avec les autres paramètres en cinq catégories:

- $\sin^2\theta_c \times \frac{L}{\cos\theta_{dip}}$: La dépendance en fonction de ces termes peut être facilement obtenue en dérivant l'expression de Cerenkov. Pour le deuxième terme, il exprime l'épaisseur de la barre de quartz traversée par la particule.
- $\varepsilon_{coll}(\theta_{dip}, \phi_{dip})$: Des pertes peuvent se produire lors de la propagation des photons dans la barre de quartz à cause des imperfections géométriques. Ce terme prend en compte les inefficacités dues à ce type de défaut.
- ε_{PM} : Ce paramètre est appelé l'efficacité de regroupement des photomultiplicateurs. Il est typiquement de l'ordre de 66% dans le *DIRC*.
- ε_{geom} : Il représente l'acceptance géométrique du plan de détection.
- Enfin, le terme exponentiel s'explique par le fait que le radiateur est un milieu optique caractérisé par un coefficient de réflexion interne qui n'est pas parfait mais égal à 0,9996. Il tient également compte des effets d'absorption dans le quartz. Le paramètre λ est appelé le facteur d'atténuation.

Dans la plupart des cas, le prototype était configuré avec une longue barre de 2,4 m obtenue en collant deux barres. La formule ci-dessus ne prend pas en compte l'effet de raccordement des barres avec de la colle ce qui pourrait présenter des pertes de lumière. De même, la réflectivité du miroir situé à l'extrémité de la barre n'est pas prise en compte dans l'équation (5.10). Ces deux imperfections seront caractérisées respectivement par: ε_{colle} et ε_{miroir} . Des prises de données ont été faites afin d'extraire les quatre coefficients: N_0 , λ , $\varepsilon(miroir)$, $\varepsilon(colle)$. Elles consistaient à faire varier le point d'impact du faisceau selon l'axe z et ce, dans les deux directions: vers l'avant et l'arrière. C'est ainsi que le nombre de photons Cerenkov fut étudié en fonction de la distance de parcours dans le quartz.

La méthode d'extraction du nombre de photons produits par une trace qui traversait la barre à un point donné consistait à ajuster la distribution du nombre de photons Cerenkov et à corriger la valeur par le taux de bruit de fond estimé par l'ajustement de la distribution de l'angle Cerenkov par photon (fig. 5.13). Nous pouvons, dès lors, ajuster la variation du nombre de photons en fonction de z par une fonction exponentielle modifiée et ce, tout en tenant compte des pertes dues au miroir en bout de barre et à la colle de raccordement entre les deux barres. Les points en z_{barre} entre 0 et 2,4 m sont obtenus dans le cas de configuration d'une trace traversant la barre de quartz vers l'avant. Cependant, les points du second intervalle, $[2,4, 4,8]$ m, sont mesurés avec des traces vers l'arrière où les photons détectés sont ceux qui sont produits dans le demi cône situé vers l'arrière

et donc réfléchis par le miroir. Le terme de la fonction d'ajustement est une exponentielle modifiée obtenue en faisant un développement limité du premier ordre comme suit:

$$e^{-\lambda z_{barre}} \simeq (1 - \lambda z_{barre}) \text{ où } \lambda \text{ est le coefficient d'atténuation.} \quad (5.11)$$

Cette approximation reste toujours valable dans notre cas où le terme λz_{barre} reste très petit devant l'unité. Nous pouvons donc écrire l'expression complète de la forme suivante:

$$N(z_{barre}) = n_0 \times (1 - \lambda z_{barre}) \times \varepsilon_{colle}^{Y(z_{barre}-1,2)+Y(z_{barre}-3,6)} \times \varepsilon_{miroir}^{Y(z_{barre}-2,4)} \quad (5.12)$$

où $Y(z_{barre})$ est la fonction de Heaviside et n_0 ⁴ le nombre de photons détectés lorsque la particule traverse la barre à $z_{barre} = 0$.

Nous pouvons voir dans la fonction ci-dessus que le terme dû au miroir intervient dans le cas où la longueur de propagation des photons dans le quartz est supérieure à 2,4 m. Les pertes dues au raccord entre les deux barres au moyen de la colle varient en fonction de la puissance du nombre de fois où le photon passe par cette région *i.e.*, 1 pour $1,2 < z_{barre} < 3,6$ m et 2 pour $z_{barre} > 3,6$ m.

Lors de la première période de prise de données, l'ajustement a donné une valeur très grande de l'atténuation $\lambda = 17\%/m$. Cette atténuation importante était due au manque de propreté des barres de quartz. En effet, l'exposition des barres aux conditions normales de laboratoire a porté atteinte à la propreté des surfaces qui nécessitaient alors un nettoyage important. Elles ont été nettoyées au moyen de solvants (eau, éthanol, acétone, xylène) et séchées avec du gaz N_2 . La figure (5.16) montre la variation du nombre de photons en fonction de z_{barre} pour des traces d'impulsion 5,4 GeV/c et d'angle d'incidence ($\theta_{dip} = \pm 20^\circ$, $\phi_{dip} = 0^\circ$). Nous pouvons remarquer l'absence des points de la région en z_{barre} entre 1,2 et 2,4. En effet, lors de la prise des données, la porte d'intégration des ADC était malheureusement décalée par rapport au signal. Il en résulte une intégration seulement partielle du signal. Le résultat de l'ajustement donne les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} \lambda &= 3,89 \pm 0,58\%/m, & n_0 &= 15,7 \pm 0,1 \\ \varepsilon_{miroir} &= 86,7 \pm 1,1\%, & \varepsilon_{colle} &= 96,3 \pm 0,9\% \end{aligned} \quad (5.13)$$

Les erreurs données sont uniquement statistiques. Le résultat sur les pertes de lumière dues au joint de colle ($3,7 \pm 0,9\%$) représente une limite supérieure. Puisque les mesures en laboratoire ont montré des pertes négligeables de l'ordre de 2%, les résultats du prototype sont en accord avec la simulation. Par exemple, en ce qui concerne le paramètre n_0 , la simulation donne une valeur égale à 16,1

⁴On peut appeler ce paramètre comme étant le nombre de photons Cerenkov détectés lorsque les photons ne se propagent pas dans la barre de quartz.

comme le montre la figure (5.17). L'atténuation mesurée est également en accord avec la simulation, et par conséquent avec le TDR [6], qui utilise un coefficient de réflexion de 0,9995. Cette valeur est intrinsèque au type de quartz utilisé. Dans le *DIRC* final où des barres de quartz synthétiques seront utilisées, la valeur du coefficient de réflexion est plus grande que celle obtenue avec le quartz naturel. Afin de comparer le résultat du prototype du *DIRC* avec les autres types de détecteurs Cerenkov en terme du paramètre N_0 introduit dans l'équation (equ. 5.10), il est nécessaire d'exprimer notre observable en fonction de ce dernier paramètre. En effet, le paramètre n_0 extrait est relié à la constante de qualité par la relation $n_0 = N_0 \times \sin^2\theta_c \times \frac{L}{\cos\theta_{aip}} \times \varepsilon_{coll} \times \varepsilon_{géom}$. L'acceptance géométrique, $\varepsilon_{géom}$, a été estimée à 15,5%. En revanche, pour extraire la valeur de l'efficacité optique, il faut considérer les différents effets. D'abord, la perte due aux deux fenêtres en quartz (barre/eau et la surface de détection) est calculée à 2% en faisant des considérations optiques. La réflectivité du miroir de la zone d'expansion a été mesurée au début des tests sur faisceau à 88%. Deux mois après son utilisation dans l'eau du prototype, cette réflectivité avait baissé jusqu'à $80,6 \pm 0,5\%/m$ (voir section 5.13), donnant une valeur moyenne de l'ordre de 84%. Comme 50% des photons qui sont détectés viennent du miroir, la perte due à ce dernier est alors de 8%. L'atténuation de l'eau du Standoff-Box est de 10%/m pour une longueur de propagation moyenne de 1,2m. Enfin, la coupure sur le seuil des ADC fait perdre 7% des photons de signal. En combinant toutes ces valeurs, on obtient une efficacité de collection égale à 71%. Ainsi, on peut déduire le facteur de qualité comme suit:

$$N_0 = 144,58 \pm 0,08 \text{ cm}^{-1} \quad (5.14)$$

Cette valeur est en accord avec celle prédite par le TDR de *BABAR* [6].

5.10 L'effet d'oscillation du nombre de photons.

L'idée de reproduire le phénomène d'oscillation est venue après l'observation du comportement non attendu du nombre de photons pour des petites valeurs de z . Dans le modèle du *DIRC*, la propagation des photons Cerenkov se fait selon une trajectoire définie et prédictible. En prenant le cas d'une trace qui traverse la barre de quartz non loin de l'interface avec la zone d'expansion, les photons détectés seront, selon la valeur de z , réfléchis ou pas par le miroir du Standoff-Box. C'est ainsi qu'une modulation du nombre de photons se produit à cause d'une réflectivité du miroir qui n'est pas de l'ordre de 100%. Ce comportement explique l'oscillation du nombre de photons en fonction de z_{barre} selon une période égale à $2 \times L \times \tan\theta_y$. Ces oscillations s'atténuent avec la distance parcourue par les photons dans la barre et elles disparaissent après quelques mètres. L'atténuation se

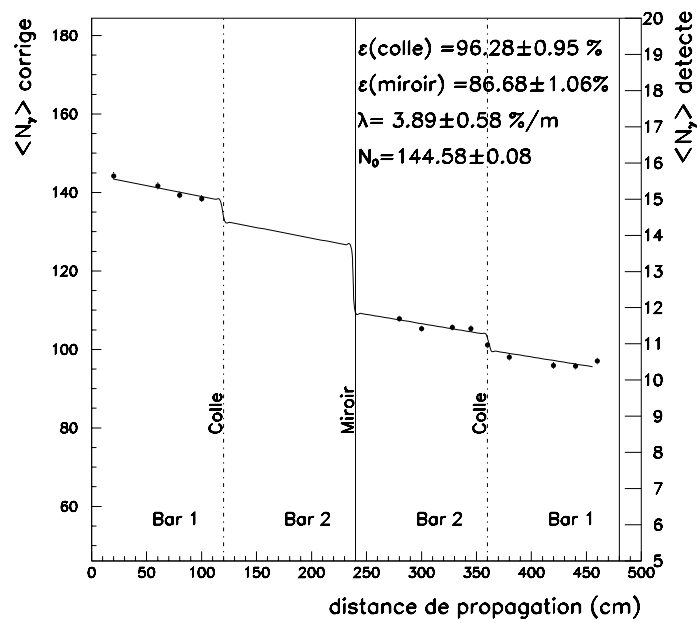


Figure 5.16: La variation du nombre de photons en fonction de leur distance de parcours dans la barre de quartz. L'ajustement des données du prototype a permis de mesurer quatre paramètres: l'atténuation, la réflectivité du miroir en bout de barre, le facteur de qualité N_0 et les pertes dues aux joints de colle. Sur l'axe des ordonnées, nous avons représenté le nombre de photons dans deux échelles. Celle de droite représente le nombre brut de photons alors que celle de gauche est le nombre mesuré après avoir corrigé les différents effets expliqués dans le texte.

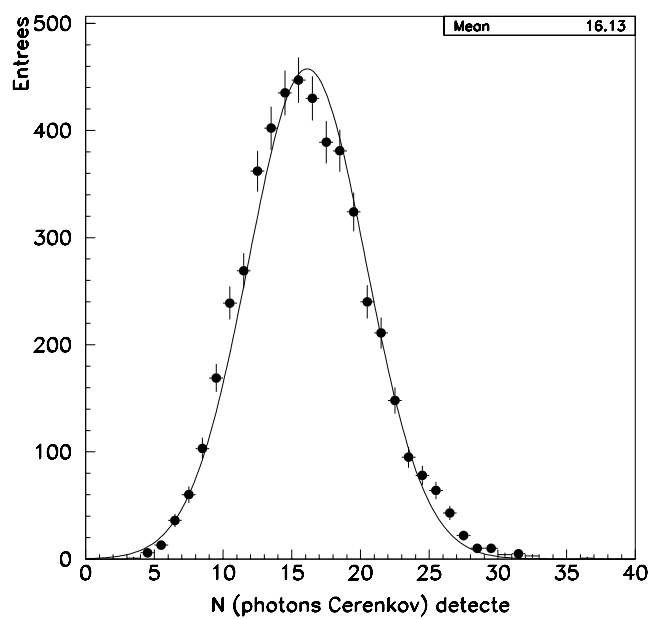


Figure 5.17: La distribution du nombre de photons détectés obtenue avec la simulation Monte Carlo pour des traces ayant un $z = 0$ cm i.e., sans propagation dans la barre. La valeur mesurée dans le prototype $n_0 = 15,7 \pm 0,1$ est en accord avec la simulation où on obtient 16,1.

produit grâce à la dispersion de l'angle Cerenkov lors de la production qui transforme de manière totalement aléatoire et non prédictible la trajectoire des photons individuels. Heureusement, le phénomène d'oscillation sera marginal dans le *DIRC* final car d'une part, la longueur de propagation minimale des photons dans l'environnement de *BABAR* est de 2 mètres et car, d'autre part, la réflectivité du prisme est proche de 100%. Nous pouvons voir dans la figure (5.18.b) que la simulation décrit bien ce phénomène. On peut faire les remarques suivantes:

- Tout d'abord, cette expérience a été réalisée à des z_{barre} relativement importants (entre 1,2 et 2,4 m) et la modulation est encore présente.
- Ensuite, l'atténuation de cette modulation dans la simulation est légèrement plus lente que dans les données.

Afin d'observer les oscillations du nombre de photons avec les données du prototype II, il suffit de faire un "scan" très fin en z . Afin de pouvoir bien les visualiser, le miroir de la zone d'expansion a été couvert avec un cache pour éviter toute réflexion des photons. La figure (5.18.a) montre la reproductibilité du phénomène avec les données du prototype prises avec des traces d'impulsion 5,4 GeV/c et un angle d'incidence de 20°. Les données ont été ajustées avec une sinusoïde amortie avec une exponentielle décroissante. La période des oscillations était mesurée à 9,3 cm en accord avec la simulation qui donne une valeur de 9,5 cm dans les mêmes conditions.

5.11 L'extraction de l'indice de réfraction.

Une des relations intéressantes qu'on peut extraire à partir de l'équation de Cerenkov est la relation explicite reliant l'angle θ_c mesuré par le *DIRC* et l'impulsion de la trace obtenue d'un détecteur externe. Cette relation s'écrit comme suit:

$$\cos\theta_c = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}}{n_{quartz}} \quad (5.15)$$

Elle montre qu'on peut extraire la valeur de l'indice de réfraction du quartz par ajustement de la fonction $\theta_c = f(p)$. Ainsi, des données ont été prises pour différentes valeurs de l'impulsion de la trace allant de 3 à 10 GeV/c. La figure (5.19) montre la variation de l'angle Cerenkov pour deux types de particules: les pions et les protons. L'ajustement de ces courbes en laissant le paramètre n_{quartz} libre donne une valeur de $\langle n_{quartz} \rangle = 1,474 \pm 0,001$ ce qui est en accord avec les mesures en laboratoire des barres de quartz. Ce résultat est également en accord avec la simulation Monte Carlo du prototype II. La figure (5.19) est une autre démonstration du pouvoir discriminant du *DIRC* entre les pions et les kaons.

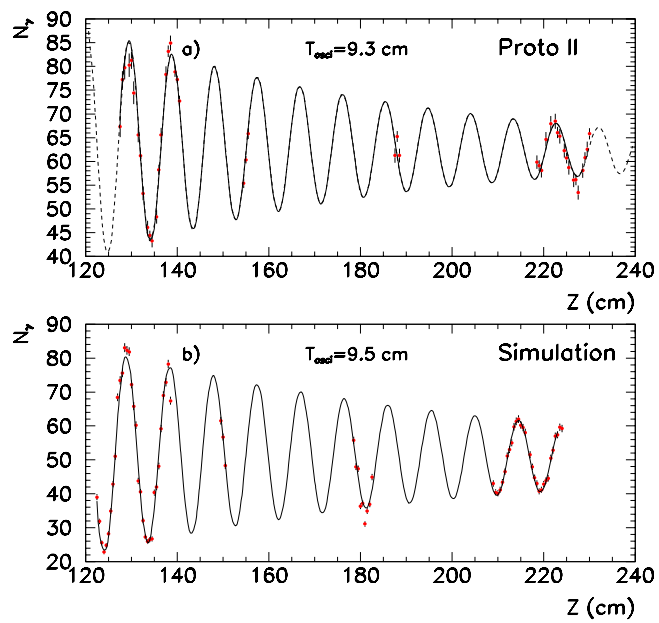


Figure 5.18: La modulation du nombre de photons détectés en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz pour les données (figure du haut) et la simulation (figure du bas). La période des oscillations mesurées dans le prototype est en accord avec celle obtenue avec la simulation Monte Carlo.

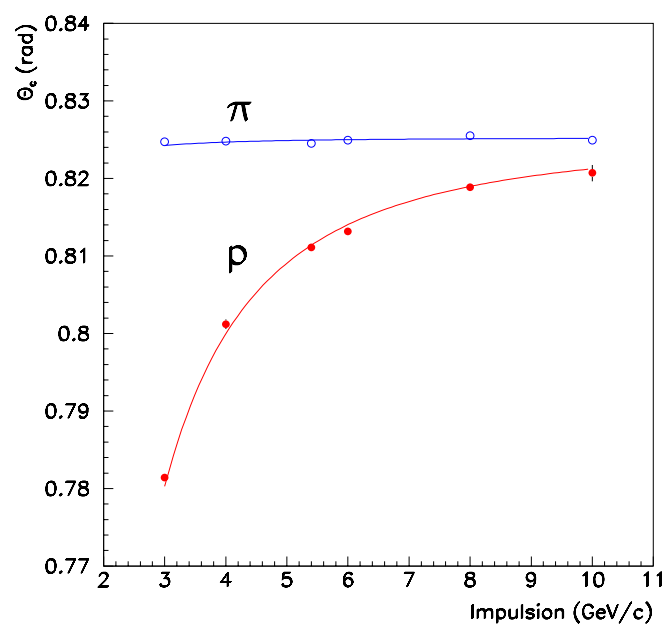


Figure 5.19: La variation de l'angle Cerenkov θ_c en fonction de l'impulsion des particules de type pion ou proton obtenue avec les données du DIRC-prototype II.

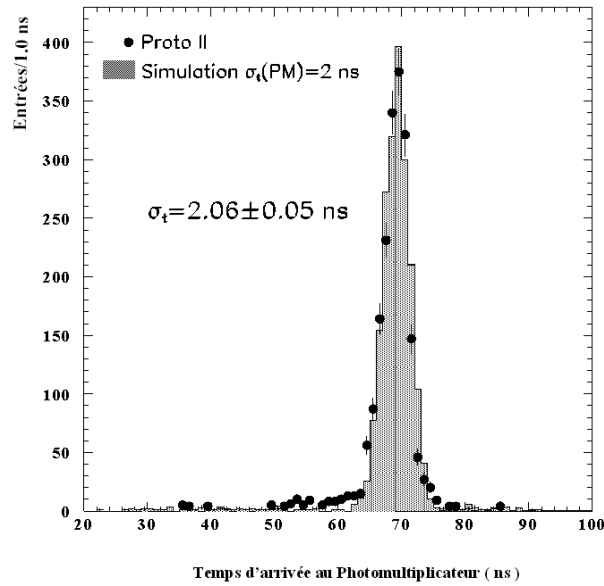


Figure 5.20: La distribution temporelle d'un photomultiplicateur du prototype II du *DIRC* comparée à la simulation Monte Carlo. La résolution mesurée est en accord avec la résolution intrinsèque des photomultiplicateurs ($TTS=2$ ns).

5.12 La mesure temporelle dans le prototype II.

La mesure du temps de propagation représente une donnée importante dans le *DIRC*. Elle permet, en particulier, de réduire le bruit de fond. Le prototype utilisait un système TDC de 144 canaux permettant d'équiper six blocs de photomultiplicateurs. La mesure du temps a permis, d'une part, de vérifier la faisabilité de cette mesure dans le *DIRC* final et, d'autre part, d'effectuer une analyse détaillée des bruits de fond observés. La résolution temporelle est dominée par la résolution intrinsèque des photomultiplicateurs qui est appelée en anglais *Time Transit Spread* (TTS) et qui est égale à 2 ns, car la référence en temps est donnée par le scintillateur TOF-2 (fig. 5.22) qui possède une excellente résolution temporelle de l'ordre de 150 ps (sec. 5.3.2).

La figure (5.20) montre la comparaison de la distribution temporelle pour un photomultiplicateur entre les données du prototype et la simulation Monte Carlo. Les deux distributions sont en parfait accord. En effet, la valeur de la résolution temporelle mesurée avec les données est de $2,06 \pm 0,05$ ns qui est à comparer avec la valeur de TTS des photomultiplicateurs utilisés dans la simulation: 2 ns. Afin de combiner les mesures de temps enregistrées par plusieurs PMs, il est nécessaire d'appliquer des corrections sur les mesures individuelles. C'est dans les sections suivantes que seront énumérées toutes ces corrections.

5.12.1 Les coupures et les corrections initiales.

Un problème de fonctionnement du second panier TDC a été trouvé lors de l'analyse des données de ce système. On voit dans la figure (5.21) que le pic qui devait être situé vers 75 ns a été déplacé à cause de ce problème vers la zone non physique proche de 100 ns. Ce problème s'explique par l'existence de "cross-talk" entre certain canaux d'une voie TDC. La résolution du problème consistait à appliquer, lors de l'analyse, les corrections suivantes:

$$\text{Si canal TDC} > 71 \ \& \ t > 896 \Rightarrow t = t - 256 \quad (5.16)$$

Et pour une autre rangée en temps:

$$\text{Si canal TDC} > 71 \ \& \ 511 < t < 576 \Rightarrow t = t + 256 \quad (5.17)$$

Les distributions en temps montraient quelques signaux enregistrés pour des valeurs $t < 200$ unités TDC. Ces événements sont issus des cas où le signal de stop du système TDC ne s'est pas déclenché. Ainsi, nous avons rejeté les signaux ayant un temps inférieur à 200 unités.

5.12.2 La calibration des canaux TDC.

Selon la période de prise de données, deux méthodes ont été utilisées dans la calibration des TDC. La première consistait à prendre des données physiques dédiées à effectuer la calibration. Alors que la seconde utilisait les données de calibration prises avec des LED. L'échelle de temps caractérisant ces systèmes de mesure de temps est de 100 ps/coups.

La calibration à l'aide des données physiques.

Durant la 4^{ème} période des tests sur faisceau, il a été proposé d'appliquer différents délais sur le signal servant de stop pour le système TDC. Nous pouvons voir sur le schéma (5.22) que le stop est obtenu en provoquant une coïncidence entre le deuxième scintillateur du détecteur de temps de vol TOF-2 et le scintillateur situé après la barre et utilisé dans le système de déclenchement FINGER-3. La méthode de calibration consistait donc à prendre des données en appliquant différentes valeurs de délais sur le signal de coïncidence: 4 ns, 8 ns, 12 ns, 20 ns, et 28 ns.

Pour chaque canal TDC, la distribution est ajustée avec une gaussienne et un fond plat afin d'extraire la valeur centrale pour chaque délai appliqué. Ainsi, nous pouvons reporter sur un graphe cette mesure en fonction du délai et ajuster les points par une droite (fig. 5.23). Enfin, les facteurs correctifs d'échelle pour 27 canaux TDC ont été mesurés et utilisés dans l'analyse. La figure (5.24) montre

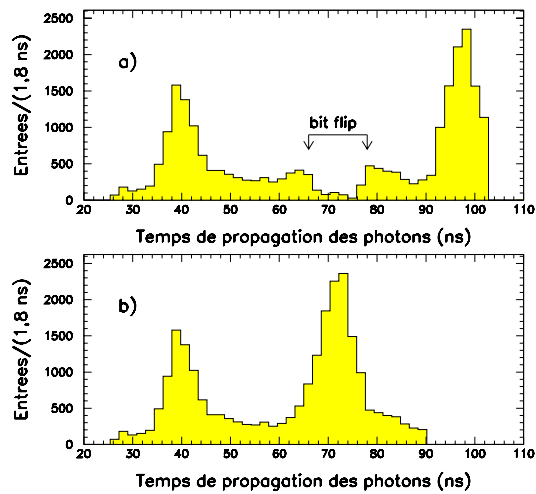


Figure 5.21: La figure (a) montre une illustration du problème dit de "bit flip" qui a été observé dans quelques canaux du système de TDC. La région où se situe le problème est délimitée par les flèches. La figure (b) montre l'effet de la correction appliquée lors de l'analyse.

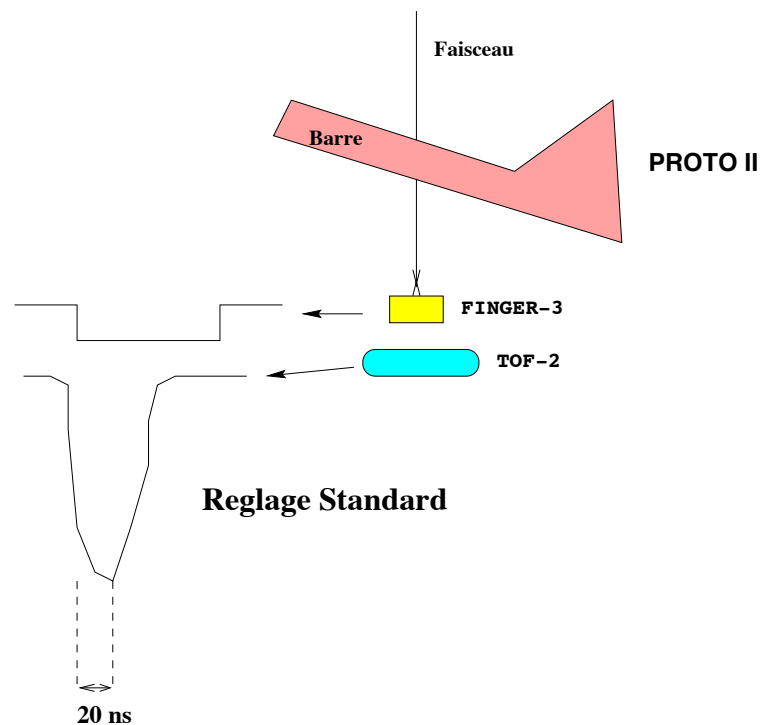


Figure 5.22: Le réglage des coïncidences du système TDC dans le prototype II.

que la distribution de toutes ces mesures d'échelles possède une forme gaussienne dont la valeur moyenne est de $99,4 \pm 0,6$ ps/coups et la largeur de $3,4 \pm 0,3$ ps/coups. Ces résultats sont en accord avec la valeur nominale donnée par le fabricant qui est de 100 ps/coup.

La calibration à l'aide des LED.

La calibration des TDC avec une LED permet d'obtenir les facteurs correctifs pour un plus grand nombre de canaux en moins de temps que la calibration avec les données physiques. En effet, la source de laser permet d'illuminer la quasi-totalité des photomultiplicateurs du plan de détection sans toucher à la configuration du prototype. En revanche, l'utilisation de cette méthode nécessite de prendre en considération d'autres effets tels que la forme de la distribution temporelle. La forme (fig. 5.25) de cette dernière n'était pas parfaitement gaussienne. On pouvait distinguer une longue queue liée aux deux composantes suivantes:

- La corrélation temps-charge. Elle contribue à 25% de la surface totale de la pseudo-gaussienne.

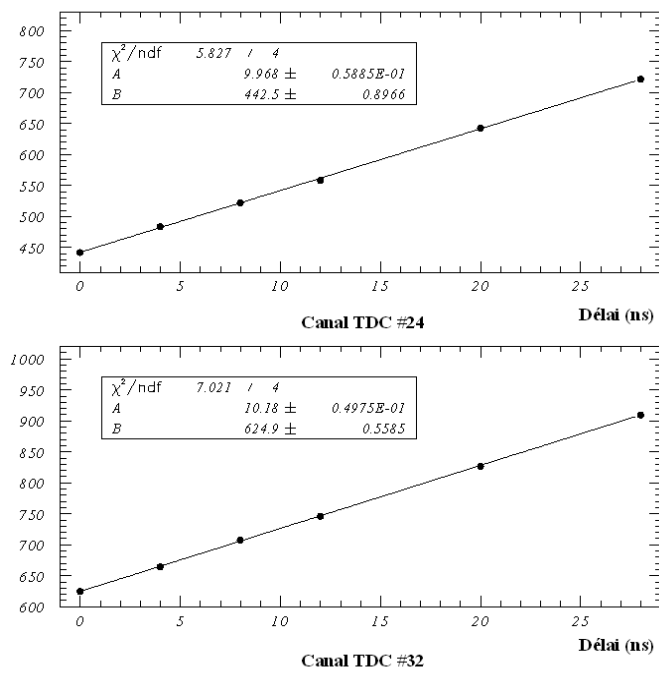


Figure 5.23: L'extraction des paramètres d'échelle pour deux canaux TDC: canal 24 et canal 32. La mesure est faite en ajustant avec une droite la variation de la position du pic temporel en fonction du retard appliqué entre les deux signaux utilisés dans la coïncidence. (fig.5.22).

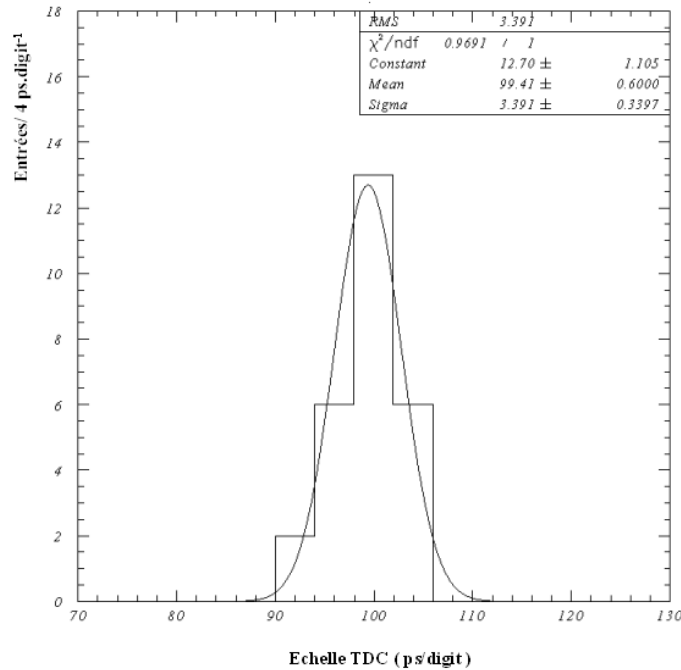


Figure 5.24: La figure montre la distribution de toutes les mesures des paramètres d'échelle.

- La deuxième composante est intrinsèque au photomultiplicateur et à la LED. Le taux de surface d'occupation est de 10%.

Afin de ne pas introduire de biais dans la mesure de la valeur moyenne du signal, la distribution était ajustée avec deux gaussiennes: une pour le signal, et une seconde translatée de 4 ns qui tenait compte de l'asymétrie. La correction due à la corrélation entre la mesure du temps et la charge n'était pas appliquée car elle n'affectait pas la mesure de la valeur centrale. La méthode d'extraction des facteurs de correction est la même que celle citée ci-dessus excepté que les délais appliqués sur le signal de stop du TDC étaient différents: 33 ns, 23 ns, 13 ns, 3 ns et 10 ns. Ainsi, nous avons extrait les constantes de calibration de 119 canaux TDC.

5.12.3 L'extraction des t_0 des photomultiplicateurs.

Les paramètres t_0 des photomultiplicateurs dans le *DIRC* représentent la correction qui permet de faire une mesure du temps nulle lorsqu'il n'y a pas de propagation dans la barre ($t_{\text{mesuré}} - t_0 = 0$ à $z_{\text{barre}}=0$). En d'autres termes, c'est la correction qui permet de faire une mesure du temps de propagation des

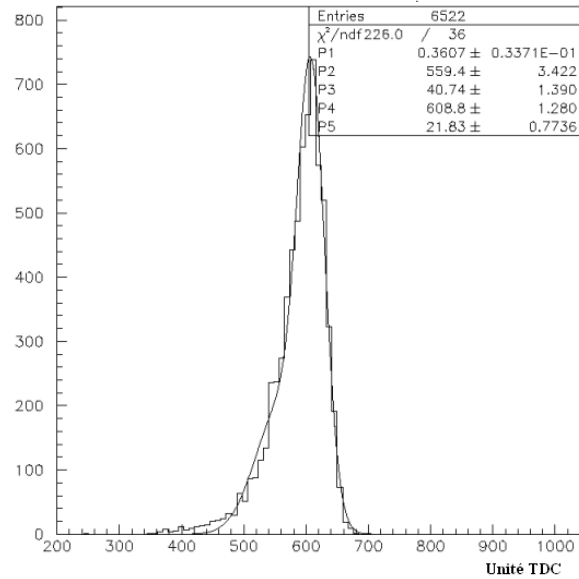


Figure 5.25: La distribution du signal TDC d'un photomultiplicateur. Les données ont été obtenues en illuminant la surface de détection avec une source de lumière. Nous pouvons observer que la distribution présente une queue qui nécessite un ajustement avec deux gaussiennes. A noter que l'échelle de temps est dans le sens décroissant.

photons Cerenkov dans la barre de quartz uniquement. Ainsi, le paramètre t_0 inclut les retards induits par l'électronique, les fils et le temps de propagation de la trace qui dépend de la distance de la barre au compteur FINGER-3 et de sa nature. Deux méthodes étaient utilisées dans l'extraction de ces constantes. La première consistait à prendre un "run" pris avec un angle d'incidence nul dont les événements sont caractérisés par la présence de deux pics dans les spectres en temps: un pic pour la lumière directe et un autre pour la lumière réfléchiée par le miroir de bout de barre. La position des deux pics permet de mesurer le temps de propagation lorsque $z=0$. La deuxième méthode consistait à prendre deux "run" ayant des z très distants afin d'avoir un bras de levier assez grand. Par ajustement des points du graphe bi-dimensionnel $t = f(z)$ semblable à celui de la première méthode, nous pouvons mesurer le t_0 de chaque photomultiplicateur.

5.12.4 Les corrections des effets de propagation.

Les photons détectés par les photomultiplicateurs possèdent des angles ϕ_c différents. Leur temps de propagation dans la barre est fonction de cet angle. Nous pouvons écrire la relation de la vitesse de propagation projetée selon l'axe z en fonction

de cet angle comme suit:

$$v_z = \frac{c}{n_{quartz}} \times (-\sin\theta_c \cos\phi_c \sin\theta_{dip} \sin\phi_{dip} + \sin\theta_c \sin\phi_c \cos\theta_{dip} + \cos\theta_c \sin\theta_{dip} \cos\phi_{dip}) \quad (5.18)$$

La formule se simplifie dans le cas où l'angle azimutal de la trace incidente est nul. Nous pouvons ainsi écrire une relation entre le temps de propagation des photons et l'angle ϕ_c :

$$t = \frac{z_{barre} \times n_{quartz}}{c \times (\sin\theta_c \sin\phi_c \cos\theta_{dip} + \cos\theta_c \sin\theta_{dip})} \quad (5.19)$$

La correction qui a été considérée dans l'analyse pour prendre en compte cette dépendance consiste à ramener la mesure de temps pour chaque photon à la mesure d'un photon se propageant à l'angle $\phi_c = \pi/2$. Ainsi, le facteur correctif est donné par la relation:

$$R_t(\phi_c) = \frac{t_{\phi_c=\pi/2}}{t_{\phi_c}} = \frac{\sin\theta_c \sin\phi_c \cos\theta_{dip} + \cos\theta_c \sin\theta_{dip}}{\sin(\theta_c + \theta_{dip})} \quad (5.20)$$

La figure (5.26) montre la dépendance de cette correction avec ϕ_c pour des pions d'impulsion 5,4 GeV et un angle d'incidence de 20° . Ces corrections peuvent prendre des valeurs de 70% pour les impacts sur les photomultiplicateurs situés au bord du plan de détection. Ainsi, en combinant les mesures de temps des différents photons, il est nécessaire de considérer cet effet qui peut introduire des biais dans la mesure des valeurs moyennes et des largeurs.

5.12.5 Les mesures temporelles de précision.

La vitesse de propagation pour les traces à 0° .

Les particules traversant la barre de quartz avec un angle perpendiculaire permettent de produire des photons Cerenkov qui sont piégés dans les deux directions: avant et arrière. Ainsi, les photomultiplicateurs détectent deux types de signaux. Le premier type, appelé *lumière directe*, correspond aux photons qui se propagent directement vers la sortie de barre et le second, appelé *lumière réfléchie*, est détecté après réflexion par le miroir situé à l'extrémité de la barre de quartz. Par la mesure du temps de propagation de chacune des deux lumières, nous pouvons extraire la vitesse de propagation des photons dans la barre de quartz.

Dans le cas d'un angle d'incidence nul, la mesure expérimentale du temps d'arrivée des photons doit être corrigée par les effets décrits ci-dessus: l'effet électronique (t_0), la calibration des modules TDC ainsi que la dépendance du temps avec l'angle azimutal ϕ_c . L'effet de propagation des photons dans l'eau n'est

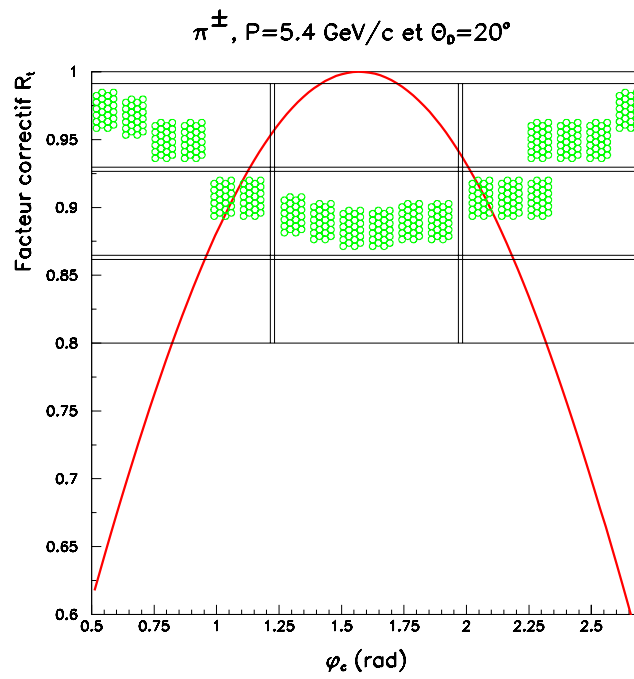


Figure 5.26: La correction de l'effet de dépendance du temps de propagation des photons Cerenkov en fonction de l'angle ϕ_c . La figure montre la variation de ce facteur correctif défini dans le texte comme étant le paramètre R_t (equ. 5.20) en fonction de ϕ_c .

pas considéré dans l'analyse car les corrections sont négligeables. La configuration expérimentale utilisée pour cette analyse consistait à considérer des protons de 4,3 GeV/c et un $z=20$ cm. Avec cette valeur de z , la différence de distance de propagation des deux types de lumière est assez importante et donc, la mesure de la vitesse de propagation est plus précise. La figure (5.27) montre l'effet des différentes corrections. La première distribution représente le temps mesuré par tous les photomultiplicateurs sans appliquer aucune correction. La résolution des deux pics obtenue est assez importante compte tenu de la contribution des différents effets. Nous pouvons observer sur les deux autres distributions l'amélioration des résolutions en appliquant respectivement la correction du t_0 et de la calibration. Ces corrections affectent non seulement les résolutions temporelles mais aussi la position de la valeur moyenne des pics. Les valeurs obtenues en fonction des corrections sont reportées dans le tableau suivant:

Correction	$\sigma_{dir}(ns)$	$\sigma_{ref}(ns)$	$\Delta t(ns)$	$v_z^{-1}(ns/m)$
t_0	$2,27 \pm 0,03$	$2,41 \pm 0,04$	$31,59 \pm 0,06$	$7,18 \pm 0,01$
t_0 et calibration (α_4)	$2,22 \pm 0,03$	$2,31 \pm 0,04$	$31,38 \pm 0,06$	$7,13 \pm 0,01$

La valeur théorique de la vitesse moyenne de propagation des photons Cerenkov peut être calculée à partir de l'équation (eq. 5.18) et trouvée égale à 6,83 ns/m. La correction finale due à l'effet en ϕ_c permet de faire une mesure de la vitesse de propagation (fig. 5.28) égale à $v_z^{-1} = 7,04 \pm 0,01$ ns/m. Nous pouvons alors conclure que la mesure de la vitesse de propagation des photons des traces de 0° est en accord avec les prédictions déduites de l'équation (5.18).

La vitesse de propagation pour les traces à 20° .

La seconde méthode utilisée pour mesurer la vitesse de propagation des photons Cerenkov consiste à faire des mesures de temps d'arrivée des photons pour différentes valeurs de z_{barre} . Ainsi, nous pouvons obtenir la variation du temps de propagation des photons dans la barre en fonction de la distance parcourue dans la barre. La configuration expérimentale utilisée dans cette analyse consiste à considérer des pions de 5,4 GeV/c et un angle d'incidence de $\pm 20^\circ$. L'angle d'incidence des traces utilisé nécessite d'effectuer une correction additionnelle aux mesures de temps. En effet, le signal d'arrêt du système est fait avec le scintillateur situé après la barre de quartz. De cette façon, nous avons appliqué une correction du temps de propagation de la particule entre la position de la barre de quartz à $\pm 20^\circ$ et la position à 0° . Cette correction dépend de z suivant la formule suivante:

$$t_p(z) = \frac{z \sin \theta_{dip}}{\beta c} \quad (5.21)$$

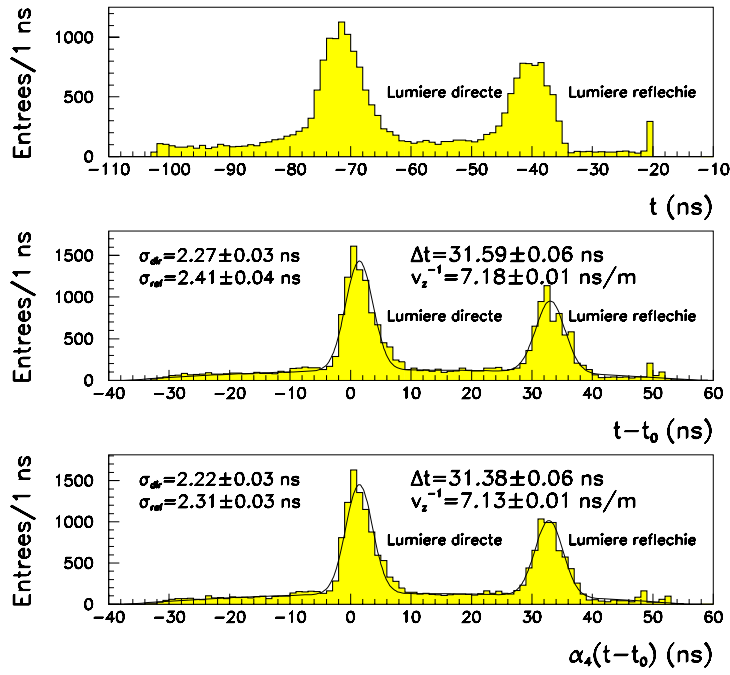


Figure 5.27: La distribution en temps des photons Cerenkov générés par des particules incidentes de 0° et une impulsion de $4,3 \text{ GeV}/c$. On observe pour chacune des trois distributions deux pics: le premier pour la lumière directe et le second pour la lumière réfléchie par le miroir en bout de barre. On peut observer l'évolution des résolutions et de la différence de temps en fonction des corrections qui sont respectivement de haut en bas: correction en t_0 , correction du paramètre d'échelle α_4 . La différence en temps des deux pics et l'inverse de vitesse de propagation sont ajustés.

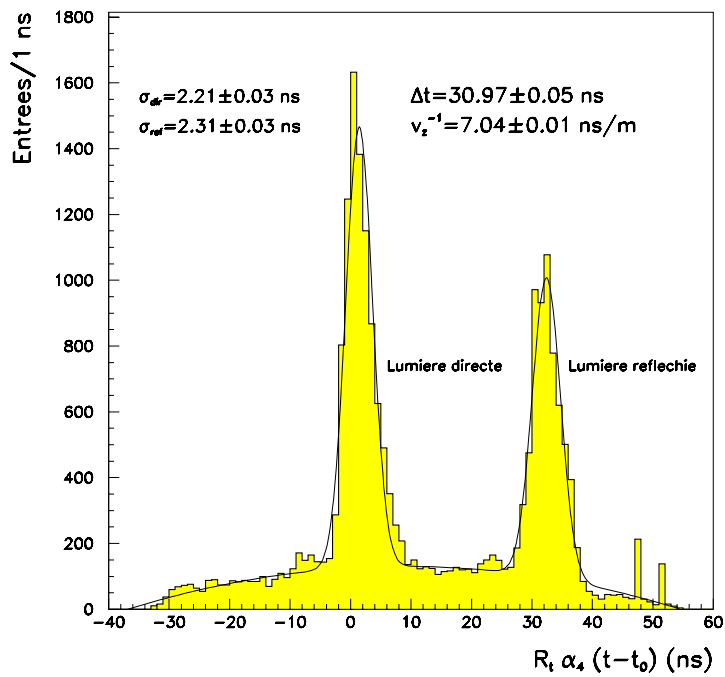


Figure 5.28: La figure montre la distribution du temps de propagation des photons Cerenkov générés par des particules incidentes de 0° et une impulsion de $4,3 \text{ GeV}/c$. Cette distribution est obtenue après que toutes les corrections aient été appliqu es sur les donn es initiales montr es dans la figure du haut de (fig. 5.27).

Les corrections appliquées dans le cas des traces à 0° sont également considérées dans cette analyse. Dans une première étude, la vitesse de propagation est ajustée séparément pour les traces à $+20^\circ$ et celles à -20° . La différence de vitesse de propagation obtenue entre les deux configurations est de $\delta v_z^{-1} = 0,03 \text{ ns/m}$. Cette différence s'explique par le fait que l'angle d'incidence n'était pas rigoureusement égal à 20° . La correction angulaire de l'angle d'incidence est exprimée par la relation:

$$\delta\theta_{dip} = \frac{c}{n_{\text{quartz}}} \frac{\sin^2(\theta_c + \theta_{dip})}{\cos(\theta_c + \theta_{dip})} \delta v_z^{-1} \quad (5.22)$$

$$\text{A.N } \delta v_z^{-1} = 0,03 \text{ ns/m} \implies \delta\theta_{dip} = 13,5 \text{ mrad} \quad (5.23)$$

Sur le site de la zone T9, lors du passage de la configuration de $+20^\circ$ à -20° , la position en z changeait respectivement de 202 cm à 197 cm. Par conséquent, on peut retrouver la différence d'angle mesurée dans l'analyse (equ. 5.22) en utilisant cette observation où on trouve $\delta\theta_{dip} = tg\theta_{dip} \delta z/z = 12,3 \text{ mrad}$. En appliquant cette correction, nous pouvons alors mesurer la vitesse de propagation des photons Cerenkov produits par le passage d'une particule de type pion d'impulsion $5,4 \text{ GeV}/c$ et d'angle d'incidence de 20° . L'ajustement de la droite (fig.5.29) donne une valeur égale à **5,37 ± 0,03 ns/m** en accord avec la valeur théorique $5,33 \text{ ns/m}$ (equ. 5.18).

Nous pouvons conclure à partir de ces résultats que la précision de mesure du temps de propagation est suffisante pour la réjection du bruit de fond hors temps. Cette mesure permettra aussi de détecter les imperfections expérimentales telles qu'une mauvaise mesure de l'angle d'incidence des particules et le temps de référence t_0 de l'événement.

5.13 Le miroir de la zone d'expansion.

Ce miroir permet de réfléchir 50% des photons sortant de la barre de quartz. Il est une composante importante du *DIRC*. Ses performances sont étroitement liées à celles du détecteur. Dans les sections ci-dessus, nous avons mentionné le pouvoir agressif de l'eau pure sur les matériaux. Ce phénomène peut être observé lorsqu'on plonge un simple miroir dans de l'eau du robinet. Il est donc important d'étudier son comportement dans l'eau du Standoff-Box. La surface du miroir utilisé était métallisée avec un dépôt d'aluminium. La réflectivité mesurée au laboratoire était de 88% en moyenne dans la gamme de longueurs d'ondes des photons Cerenkov (300-600 nm). Avec une telle réflectivité, les pertes de lumière sont en moyenne égales à 6% pour tous les photons sortant de la barre. Dans cette section, nous essayerons de donner une mesure de la réflectivité du miroir obtenue avec les données du prototype après 2 mois d'immersion dans l'eau pure.

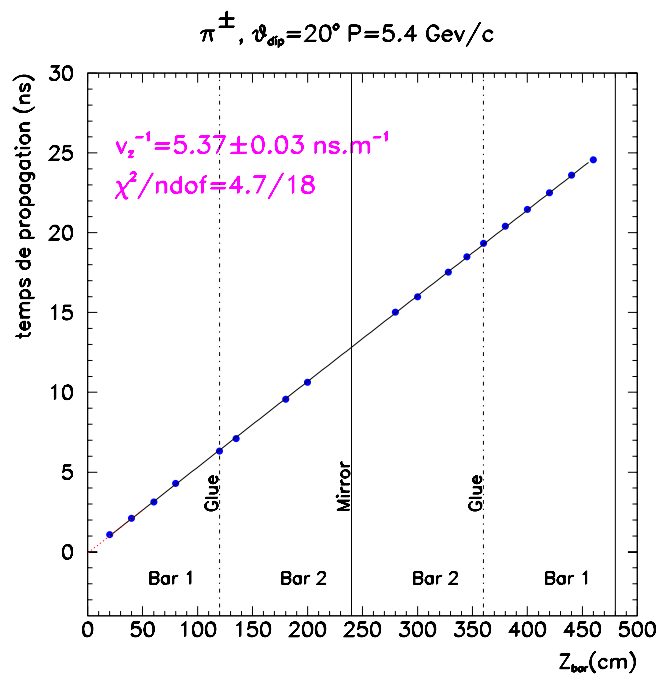


Figure 5.29: La figure montre la variation du temps de propagation des photons Cerenkov en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz. Ces données ont été obtenues avec le prototype-II. L'ajustement de la droite permet de mesurer une vitesse de propagation de 5,37 ns/m pour des pions de 5,4 GeV/c et $\theta_{dip} = 20^\circ$.

L'angle d'inclinaison du miroir est ajusté de façon à ce que les images directe et réfléchie soient superposées. Cet angle peut être calculé en utilisant la théorie optique. En envoyant un laser vers le miroir, on pouvait ajuster l'angle grâce aux vis qui supportaient le miroir. L'angle d'inclinaison optimum du miroir était égal à $+12$ mrad⁵. La méthode utilisée dans l'extraction de la réflectivité du miroir consistait à séparer les images directe et réfléchie en changeant l'inclinaison du miroir à -6 mrad. Ainsi, on mesure pour différentes valeurs de z le nombre de photons détectés pour chacun des deux cas. On obtient alors les deux figures (fig. 5.30.a et 5.30.b) qui représentent respectivement le nombre de photons directs et ceux réfléchis par le miroir du bas en fonction de la distance de propagation dans la barre. Le phénomène d'oscillation est celui qu'on a décrit dans la section ci-dessus (section 5.10). En faisant le rapport des deux figures, nous mesurons la réflectivité du miroir à $80,6 \pm 0,4\%$. Cette valeur représente une perte de l'ordre de 10% par rapport à la valeur initiale après seulement 2 mois dans l'eau pure et malgré la protection⁶ de la couche d'aluminium contre la corrosion. Ce type de perte serait fatal dans le *DIRC*. Il est dû à la dégradation de la métallisation du miroir causée par l'eau pure du Standoff-Box. Dans la nouvelle configuration du *DIRC*, le miroir à 0° a été remplacé par un prisme en quartz qui possède une réflectivité proche de 100% . Il permet également d'éviter les problèmes d'alignement en sachant qu'avec un *DIRC* comportant les miroirs on aurait à aligner 12 miroirs.

Nous pouvons conclure que les tests sur faisceau du prototype II ont montré la non-faisabilité d'un détecteur du *DIRC* avec des miroirs dans la zone d'expansion. En revanche, une solution de rechange a été proposée par la suite.

5.14 Les photomultiplicateurs dans l'eau.

Les photomultiplicateurs dans le prototype étaient placés sur une fenêtre de quartz afin de faciliter leur déplacement. Dans le *DIRC* final, ils seront immergés dans l'eau du Standoff-Box. Pour valider ce concept dans le *DIRC*, une des 9 fenêtres en quartz (fig. 5.31) a été utilisée pour placer des photomultiplicateurs dans l'eau. Pour éviter de vider toute la quantité d'eau du Standoff-Box en cas d'intervention, une des fenêtres supérieures a été choisie pour ce test. Les photomultiplicateurs immergés dans l'eau sont ceux utilisés dans le *DIRC* (EMI-9125) [5]. Le gain de lumière que pourraient apporter ces photomultiplicateurs par rapport à ceux placés sur les fenêtres de quartz provient de 3 facteurs:

- La distance qui sépare les photomultiplicateurs et la barre de quartz est plus petite dans le cas des PMs dans l'eau. Ceci implique un angle solide

⁵Le signe (+) signifie que l'ajustement du miroir était dirigé vers le haut.

⁶La protection de la couche d'aluminium du miroir est faite en déposant des couches de SiO_2 et TiO_2 .

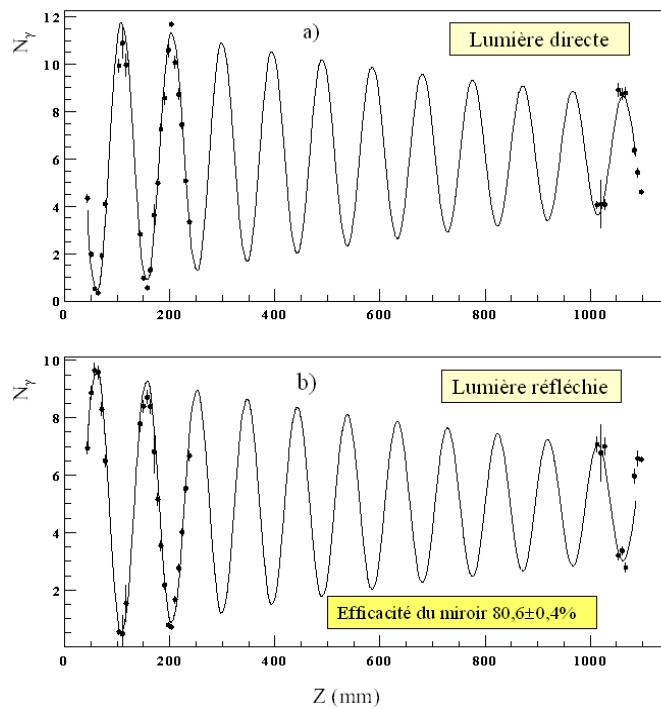


Figure 5.30: Les deux figures représentent la variation du nombre de photons en fonction de la distance parcourue dans le quartz pour respectivement les photons directs (a) et les photons réfléchis par le miroir du Standoff-Box(b). Le rapport entre les deux figures permet de mesurer la réflectivité de ce miroir.

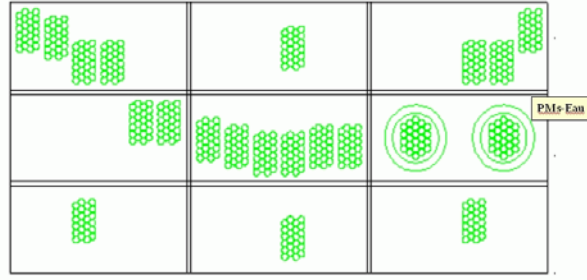


Figure 5.31: L'une des dispositions de photomultiplicateurs utilisée dans le DIRC-prototype II. On peut voir le groupe de photomultiplicateurs qui a été immergé dans l'eau.

plus important ainsi qu'une plus petite atténuation dans l'eau. Le gain de lumière par cet effet est estimé à 10%.

- La feuille de silicium placée entre le photomultiplicateur et la fenêtre de quartz contribue avec la fenêtre à une perte de l'ordre de 2%.
- Enfin, il faut tenir compte aussi des différences de caractéristiques entre les nouveaux photomultiplicateurs de type EMI et les vieux photomultiplicateurs de type Hamamatsu.

La méthode utilisée dans cette analyse consiste à mesurer le taux de lumière Cerenkov reçu par les photomultiplicateurs immergés dans l'eau. Ce taux est comparé à celui mesuré pour le photomultiplicateur parfaitement symétrique en ϕ_c afin d'éviter les effets d'angle solide. En revanche, l'extraction du gain doit prendre en compte le fait que la lumière Cerenkov est distribuée selon une gaussienne dans un groupe de PMs. Ainsi, la lumière détectée par chaque multiplicateur s'écrit de la forme suivante:

$$N_\gamma^{PM} = \int \int_{S_{PM}} dS_{PM}^c e^{(\theta_c(S_{PM}^c) - \langle \theta_c \rangle)^2 / 2\sigma_\gamma^2} N_0 \quad (5.24)$$

où S_{PM} est la surface du photomultiplicateur et S_{PM}^c est un vecteur à deux composantes définissant un point de la surface du PM.

Après l'extraction du poids de chaque photomultiplicateur obtenue par intégration de la précédente équation, le nombre de photons corrigé par la dispersion de la lumière est alors mesuré pour chaque photomultiplicateur. Pour obtenir le gain de lumière avec les photomultiplicateurs dans l'eau, nous mesurons le rapport entre la quantité de lumière enregistrée par les photomultiplicateurs immergés dans l'eau et la lumière des photomultiplicateurs placés sur les fenêtres de quartz. La figure (5.32) montre la valeur des gains obtenue dans l'étude des 8 photomultiplicateurs. Ce gain représente la somme des différents effets cités ci-dessus: la distance entre le PM et la barre (10%), le contact optique entre le PM et la

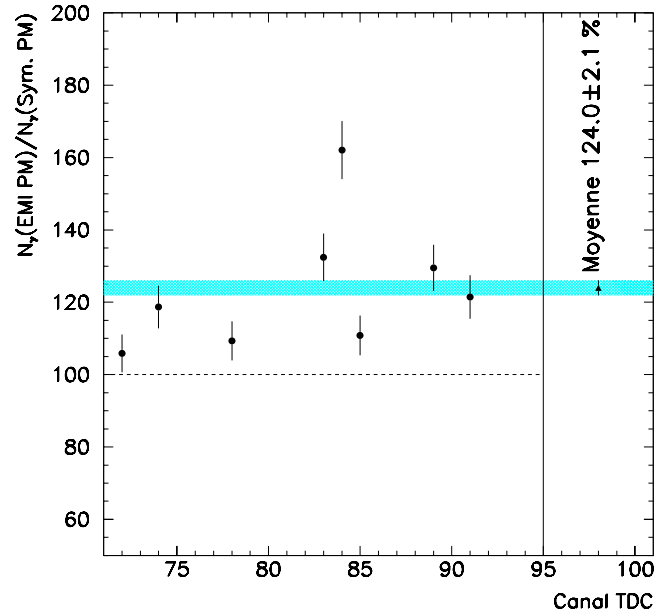


Figure 5.32: La figure montre le gain de lumière obtenu pour les huit photomultiplicateurs immergés dans l'eau étudiés dans cette analyse. Le gain moyen mesuré est de $24,0 \pm 2,1\%$.

fenêtre de quartz via la feuille de silicium (2PM EMI. Le gain total moyen mesuré était de $24,0 \pm 2,1\%$ ce qui représente un gain net de l'ordre de 12% grâce à ces nouveaux photomultiplicateurs.

5.15 Les performances des réflecteurs.

Durant les deux dernières périodes des tests sur faisceau, des réflecteurs ont été placés sur un bloc de photomultiplicateurs plongés dans l'eau. Ces tests sur le prototype II ont comme but de valider leurs concepts de fabrication pour le *DIRC*. Deux plaquettes fabriquées à partir d'un matériau appelé Ultem [7] ont été métallisées pour rendre leurs surfaces réfléchissantes. Elles avaient été montées

sur les 24 photomultiplicateurs. Deux géométries avaient été utilisées: conique et hexagonale avec un demi angle de 20° et une hauteur de 8.2mm. Nous avons implémenté une modélisation des réflecteurs dans la simulation Monte Carlo. Cette nouvelle simulation prédit un gain de lumière de l'ordre de 25% pour la géométrie conique. La géométrie hexagonale permet un gain supplémentaire de 10% par rapport aux coniques. La seule difficulté mécanique avec les hexagonaux est la métallisation qui pourrait ne pas être très uniforme à cause des effets de bords.

Après la fabrication du moule au LAL, quelques réflecteurs ont été fabriqués et puis métallisés avec de l'aluminium. Avant de les placer dans le prototype, des tests de réflectivité avec une source de laser d'une longueur d'onde de 337 nm furent réalisés. Le banc de tests consistait à mesurer le nombre de photo-électrons avec et sans l'un des 24 réflecteurs. Ainsi, on pouvait extraire le gain de lumière obtenu grâce aux réflecteurs. Nous pouvons voir dans la figure (5.33) que le gain de lumière est de $52,1 \pm 1,6\%$ pour les 16 formes coniques et $53,4 \pm 2,0\%$ pour les hexagonaux. Ces valeurs correspondent à des réflectivités de 95%. Malheureusement, les géométries hexagonales n'ont pas apporté le gain de lumière attendu ce qui est certainement dû à la métallisation. Il est important de noter que le gain mesuré dans le banc de tests a été obtenu pour une lumière incidente perpendiculaire aux photomultiplicateurs qui n'est pas le cas dans le prototype-II. De ce fait, l'extraction du gain de lumière dans la configuration du *DIRC* doit inclure un facteur angulaire correctif qui est de l'ordre de 50%.

Avant l'installation des réflecteurs sur le prototype, une prise de données a été faite dans une configuration qui permettait d'avoir du signal sur les photomultiplicateurs sur lesquels étaient montés les réflecteurs. Par la suite, la zone d'expansion a été vidée d'eau jusqu'au niveau de ces photomultiplicateurs pour permettre l'installation des réflecteurs. Dès que les réflecteurs ont été mis en place, le Standoff-Box a été rempli à nouveau. Enfin, les mêmes données ont été prises mais cette fois-ci avec les réflecteurs.

Pour chaque photomultiplicateur possédant un réflecteur, le gain de lumière a été mesuré en tenant compte du facteur correctif dû à l'eau. En effet, la seule différence d'environnement entre les deux prises de données était le changement de l'eau. En revanche, nous avons pris soin de remplir la zone d'expansion avec une eau de même qualité que celle qui s'y trouvait. Les mesures de résistivité montraient que les deux eaux avaient les mêmes caractéristiques avec une valeur égale à $2,5M\Omega$. De même, nous avons mesuré le rapport de signal entre les deux configurations pour un groupe de photomultiplicateurs n'ayant pas de réflecteurs. La valeur obtenue égale à $1,01 \pm 0,01$ permet de confirmer nos mesures de résistivité sur le site expérimental. Le gain de lumière moyenné sur tous les photomultiplicateurs a été mesuré à $23,6 \pm 2,0\%$ comme le montre la figure (5.34). La nouvelle modélisation des réflecteurs dans le programme de simulation nous a

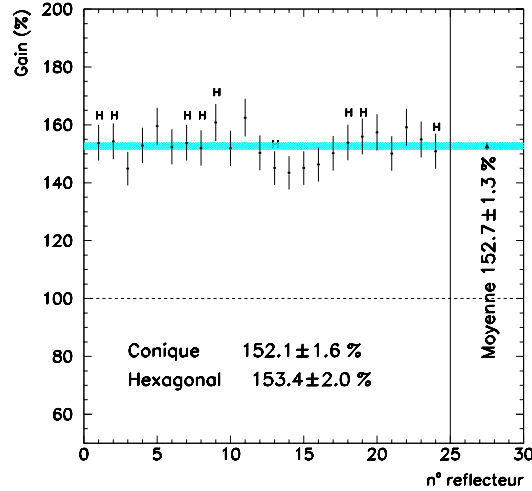


Figure 5.33: La figure montre le gain de lumière mesuré en laboratoire sur les plaquettes de réflecteurs utilisées dans le prototype. Les mesures ont été faites avec une source de LED de 440 nm. Deux géométries de réflecteurs furent utilisées: les hexagonaux et les coniques. Le gain de lumière obtenu est de l'ordre de 50% ce qui correspond à une réflectivité de la surface réfléchissante de 95%.

permis de comparer le résultat expérimental à la simulation. La figure (5.35) illustre cette comparaison. En effet, nous pouvons remarquer le bon accord des résultats expérimentaux avec la prédiction. Le gain moyen obtenu dans la simulation est de $23,6 \pm 1,6\%$ pour une réflectivité de 90%.

5.16 L'étude du bruit de fond.

5.16.1 Le bruit de fond aléatoire.

Le bruit de fond de type électronique et celui lié aux électrons thermiques dans les photomultiplicateurs ont tous deux été étudiés avec les données venant du déclenchement aléatoire.

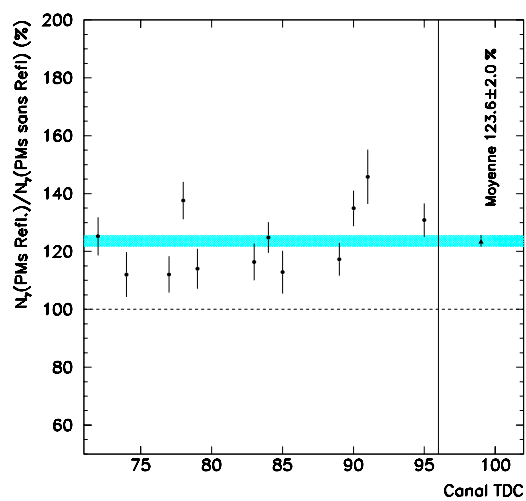


Figure 5.34: La figure représente le gain du nombre de photons Cerenkov obtenu sur les neuf photomultiplicateurs étudiés grâce aux réflecteurs placés sur leur photocathode. Le gain moyen mesuré est de 23,6%.

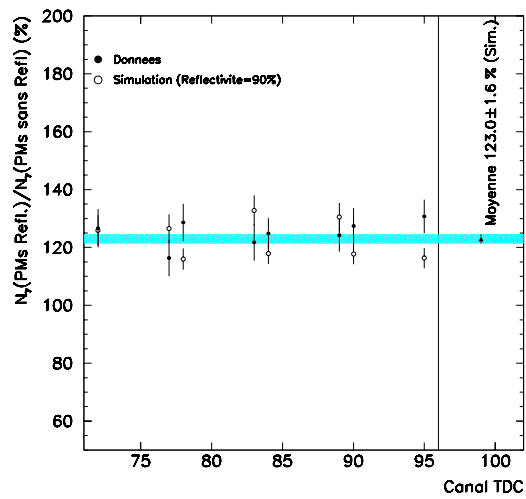


Figure 5.35: La figure montre une comparaison des données de la figure (5.34) à la nouvelle simulation Monte Carlo incluant la modélisation des réflecteurs.

La mesure de cette composante est de $2,0 \times 10^{-3}$ coups/PM/événement. Ainsi, sa contribution ne représente que 16% du bruit de fond total.

5.16.2 Le bruit de fond lié au faisceau.

La figure (5.36) montre une vue d'un événement de bruit de fond dont la fréquence typique varie de 18% à 30% des événements enregistrés. Il est caractérisé par une grande multiplicité comparé à un événement "Cerenkov". L'investigation sur les caractéristiques de ce bruit de fond montre que la totalité des photomultiplicateurs de 2 à 3 blocs est illuminée. L'une des hypothèses quant à la source de ce type de bruit de fond est le halo qui accompagne le faisceau. En plaçant un scintillateur à l'entrée de la zone d'expansion, on a trouvé une corrélation entre les événements à grande multiplicité et ceux enregistrant un signal dans ce scintillateur. On peut donc conclure que ce bruit de fond est dû à des traces liées au faisceau traversant l'eau du Standoff-Box. En sélectionnant ces événements à l'aide du veto, la distribution du nombre de photons (fig. 5.37) montre que 69 ± 2 impacts sont produits en moyenne par événement. Le programme de simulation Monte Carlo ne contenait pas initialement une description de ce phénomène. C'est ainsi que le programme a été modifié afin de reproduire ce bruit de fond. La nouvelle simulation montre que l'explication donnée au phénomène observé sur le prototype II est correcte. En effet, le nombre moyen de photons produisant du bruit de fond halo a été mesuré dans la simulation Monte Carlo (fig.5.38) et estimé à 70. Grâce à cette nouvelle simulation du bruit de fond, nous avons pu vérifier la source de ce bruit de fond et le quantifier. Une étude du bruit de fond en fonction de la position de l'impact du faisceau sur la barre montre un bon accord avec les prédictions. En effet, le taux du bruit de fond est directement proportionnel à la distance du faisceau au Standoff-Box (fig. 5.39). Afin d'éliminer ce type de bruit de fond, une simple coupure sur le nombre de photons détectés dans l'événement a été effectuée.

Dans le chapitre (4.5), nous avons donné le taux de ce type de bruit de fond dans l'environnement *BABAR* qui n'est que de 1 kHz.

5.16.3 Le bruit de fond lié à la trace.

C'est le bruit de fond qui a nécessité le plus d'investigations et de prises de données particulières. Il possédait des caractéristiques qui permettaient de lui donner plusieurs sources possibles. Nous pouvons voir dans la figure (5.40) qu'après soustraction du bruit de fond aléatoire, la distribution de θ_c montre un fond résiduel dont le taux est de $(3,5 \pm 0,7) \times 10^{-3}$ impacts par photomultiplicateur par événement (1,5 % du signal au pic). La source de ce bruit de fond ne peut être ni de type aléatoire ni issue du faisceau. La seule explication qu'on peut en

RUN 2268 EVENT 42

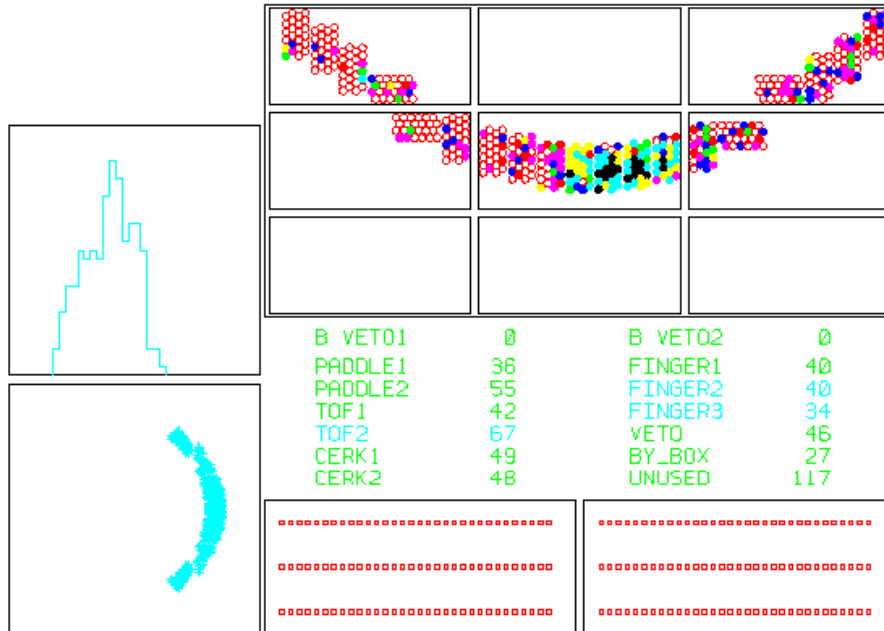


Figure 5.36: Une vue du plan de détection pour un événement de bruit de fond halo. Les plans des trois chambres à fils ne présentent aucun signal. Ce bruit de fond est caractérisé par sa grande multiplicité.

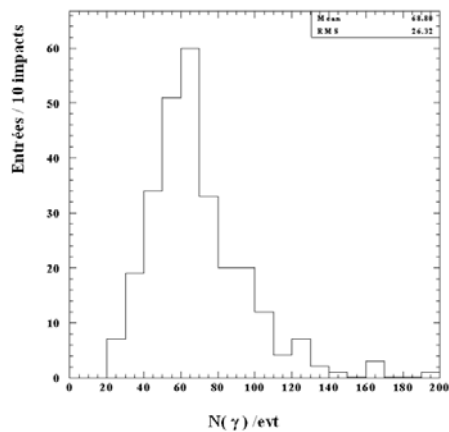


Figure 5.37: La distribution du nombre de photons Cerenkov produit par des événements de bruit de fond halo dans le DIRC-prototype II.

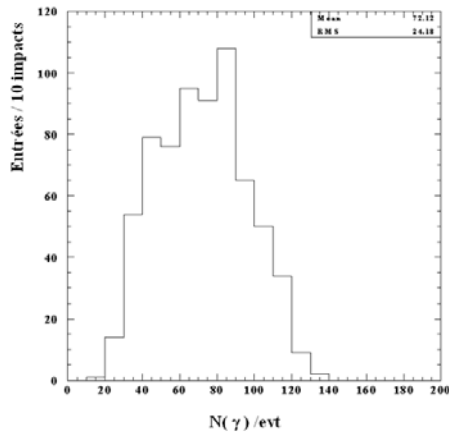


Figure 5.38: La distribution du nombre de photons Cerenkov produit par des événements de bruit de fond halo. La figure a été obtenue avec la simulation Monte Carlo du prototype.

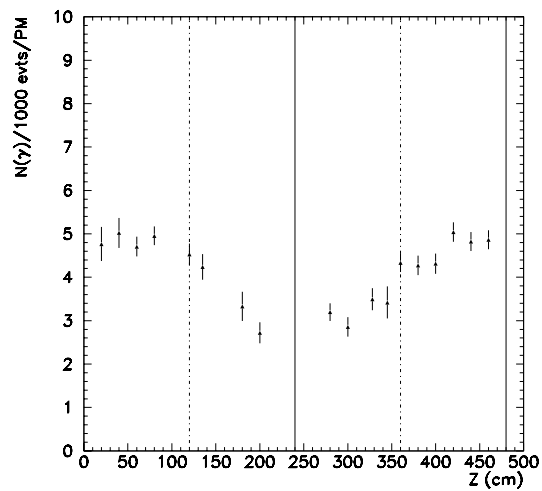


Figure 5.39: La figure montre la variation du nombre de photons Cerenkov en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz. Le comportement observé est en accord avec la prédiction.

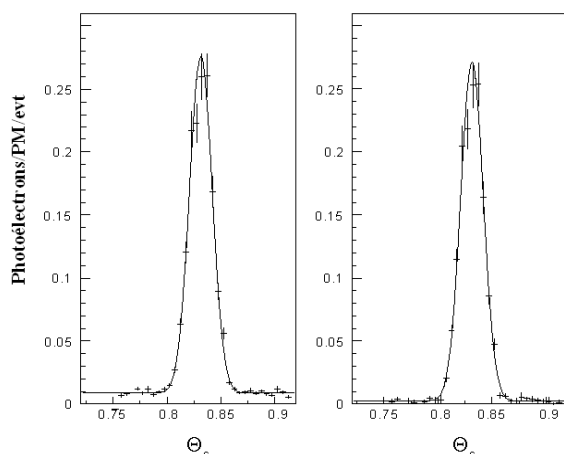


Figure 5.40: Les figures de droite et de gauche représentent respectivement la distribution de l'angle Cerenkov par photon avant et après soustraction du bruit de fond aléatoire.

donner est que le bruit de fond est dû à la trace traversant la barre de quartz. En ne sélectionnant que ce type d'événements, la distribution temporelle présente un pic (fig. 5.41.b). En prenant des données spéciales où le faisceau ne traverse pas la barre de quartz, on a pu vérifier que le bruit de fond résiduel était intrinsèque à la trace. En effet, la distribution en temps avec ces données ne présentait aucun pic (fig.5.41.a), ce qui démontre que le nouveau bruit de fond observé est issu de la trace traversant la barre de quartz.

L'investigation des caractéristiques de ce bruit de fond a montré qu'il possède une distribution uniforme en θ_c et une vitesse de propagation des photons dans la barre égale à celle du signal. La figure (5.42) montre les deux pics temporels (l'un direct et l'autre réfléchi) de ce bruit de fond pour des données prises à un angle d'incidence de 0° , une impulsion de $4,3 \text{ GeV}/c$ et un z de 20 cm . La différence de temps mesurée sur ces deux signaux $\Delta t(bdf) = 30,65 \pm 0,26 \text{ ns}$ montre que la vitesse de propagation du bruit de fond observé est compatible avec celle du signal $\Delta t(sig) = 30,97 \pm 0,05 \text{ ns}$ (cf. section 5.12.5). Cette observation montre que le bruit de fond étudié est en temps avec le signal. Ce bruit de fond provient de photons émis par la particule dans la barre avec un angle θ_c . Par la suite, ces photons se propagent normalement dans la barre avec l'angle d'émission. En revanche, ils sont détectés avec un angle différent de θ_c . C'est pour cette raison qu'on l'appellera dans la suite : *le bruit de fond "en temps"*. Étant donné les caractéristiques observées ci-dessus, plusieurs hypothèses peuvent être faites quant à l'origine de ce bruit de fond:

- **Le "cross talk" électronique :**

On pourrait expliquer l'origine du pic temporel par un "cross talk" des

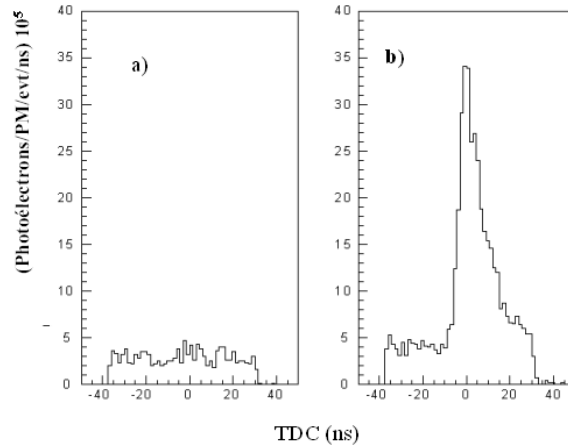


Figure 5.41: La comparaison de la distribution temporelle du bruit de fond "en temps" entre une prise de données où le faisceau ne traverse pas la barre (a) et dans le cas contraire où le faisceau traverse la barre (b).

canaux des modules TDC. Afin de vérifier ou de rejeter cette hypothèse, nous avons regardé le profil de tous les canaux TDC d'un panier lorsque un canal enregistre un signal Cerenkov comme par exemple le numéro 26 dans la figure (5.43.b). En prenant le rapport de cette distribution avec celle représentant le même profil avec tous les canaux, nous pouvons extraire le taux de "cross talk" autour du canal 26. En effet, si la distribution de ce rapport montre un pic important autre que celui du canal 26 alors les "cross talk" seront significatifs. Nous pouvons voir que la figure (5.43.c) ne présente aucun pic autre que celui du canal 26. On peut donc conclure que ce bruit de fond ne peut pas provenir d'un "cross talk" électronique dans les modules TDC.

- **La lumière due aux " δ - rays" :**

Les " δ - rays" sont des électrons secondaires produits par le passage d'une particule chargée dans un matériau. Les calculs analytiques montrent que le nombre de photons produits par les " δ - rays" représente 5% des photons du signal pour des pions. Dans le cas des protons, ce taux est bien plus petit. La distribution de l'angle θ_c de ces photons est large. Ils ne peuvent pas être en temps avec les photons Cerenkov de la trace incidente. Le taux du bruit de fond "en-temps" observé dans le prototype-II ne dépendait pas du type de la particule incidente. Ces caractéristiques ainsi que le taux mesuré permettent de rejeter cette hypothèse comme source du bruit de fond "en temps". Néanmoins, le bruit de fond de type " δ - ray" sera présent dans le *DIRC* final (sec. 6.6.3).

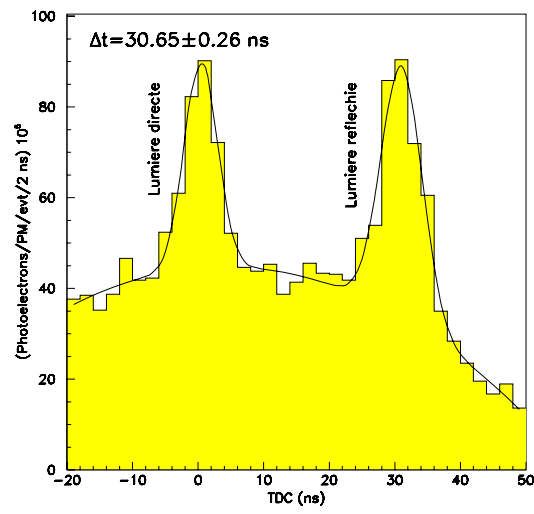


Figure 5.42: La distribution en temps observée dans des photomultiplicateurs situés en dehors de l'anneau Cerenkov. Les données ont été obtenues pour des particules d'impulsion de $4,3$ GeV/c, un angle d'incidence de 0° et un $z=20$ cm. La différence de la position des deux pics dans le signal a été mesurée à $30,97 \pm 0,05$ ns (fig 5.28). Ainsi, la vitesse de propagation de ces photons du bruit de fond est compatible avec celle du signal à $1,2\sigma$.

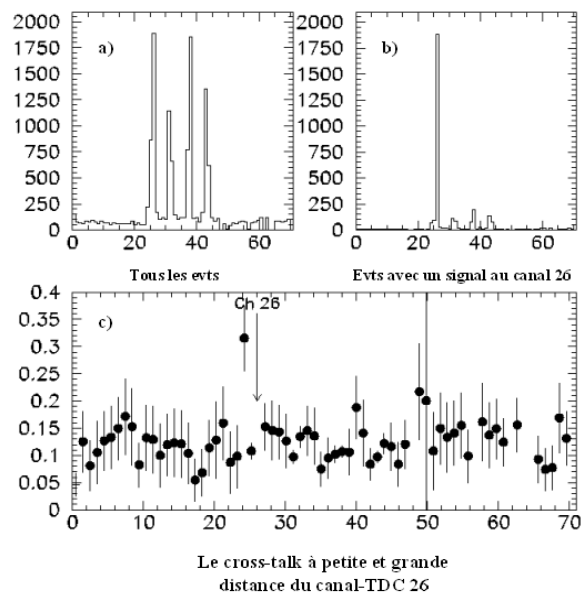


Figure 5.43: Les trois figures permettent d'extraire le "cross talk" du système TDC du prototype. La figure (a) représente le profil des coups enregistrés par 72 canaux TDC. La figure (b) ne montre que le profil de ces coups lorsque le canal 26 enregistre un signal dans l'événement. L'ultime figure est obtenue en faisant le rapport entre les deux dernières distributions. Elle montre un "cross talk" à petite et à grande distance qui est négligeable.

- **La lumière "tortue" :**

Nous pouvons voir dans la section suivante (section 5.16.4) que cette lumière de scintillation a pu être observée indépendamment du bruit de fond "en temps". On ne s'attend pas à un pic étroit en temps à cause de la dispersion des angles de production. Son taux de production est très petit. Ainsi, cette lumière ne peut pas expliquer notre bruit de fond.

- **Les réflexions sur les surfaces du Standoff-Box :**

Les surfaces de la zone d'expansion étaient réfléchissantes à cause de l'utilisation comme matériau de l'aluminium non peint. L'acceptance géométrique du plan de détection était limitée à 60° . Ainsi pour certaines valeurs de ϕ_c , les photons Cerenkov pouvaient se diriger non pas vers les photomultiplicateurs mais vers les surfaces du Standoff-Box et être ensuite réfléchis et puis détectés par le plan de détection. En revanche, à cause de la nature non continue et rugueuse de cette surface, ces photons ne peuvent pas produire une distribution angulaire uniforme comme cela a été observé pour le bruit de fond "en temps". Ainsi, nous pouvons rejeter cette hypothèse.

Les caractéristiques observées sur le bruit de fond "en temps" montrent que des photons Cerenkov se propagent normalement dans la barre et, qu'en sortant de celle-ci, ils sont diffusés d'une manière telle que l'information angulaire est perdue. De ce fait, trois hypothèses peuvent être faites quant à l'origine de ce phénomène: une diffusion sur la surface du miroir, une diffusion dans les molécules de l'eau ou encore une diffusion à l'interface barre/eau.

- **La diffusion dans les molécules de l'eau :**

L'hypothèse d'une diffusion dans les molécules de l'eau a été rejetée après une prise de données effectuée avec un Standoff-Box vide. Ces données ont montré que le bruit de fond "en temps" était présent.

- **La diffusion sur la surface du miroir de la zone d'expansion :**

La seconde hypothèse de diffusion étudiée concerne celle due au miroir. L'étude consistait à évaluer le comportement de ce bruit en présence ou en l'absence du miroir. Une prise de données a été faite avec un miroir masqué. L'analyse de ces données montre que le taux de ce bruit de fond n'a pas changé en l'absence du miroir de la zone d'expansion. Nous pouvons voir dans la figure (5.44) que le même nombre de photons du bruit de fond observé a été observé avec et sans le miroir. On pourrait donc donner comme source à ce bruit de fond une diffusion des photons Cerenkov à l'interface en quartz qui sépare la barre et l'eau. Cette diffusion ne peut

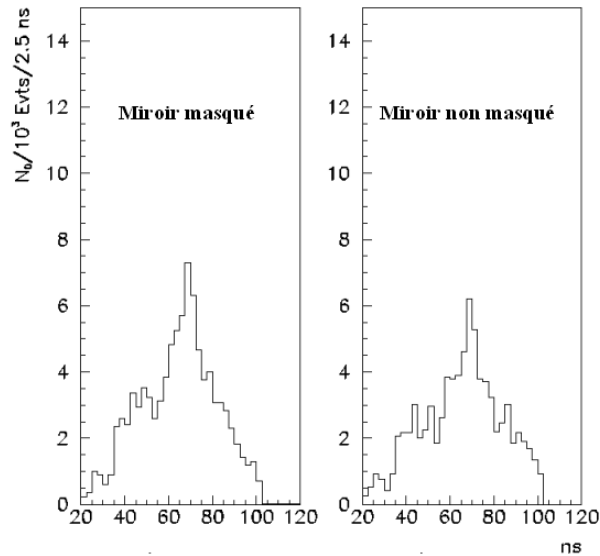


Figure 5.44: Les deux distributions montrent le spectre temporel du bruit de fond "en temps" pour les configurations où le miroir du Standoff-Box était d'une part masqué (figure de gauche) ou d'autre part non masqué (figure de droite). Elles montrent que le taux de ce bruit de fond est indépendant par la présence du miroir.

arriver que dans une région où les photons ne se dirigent pas vers le miroir du Standoff-Box.

Ainsi on peut schématiser la région où se passe la diffusion comme dans la figure (5.45). Cette région a été obtenue en prenant la portion de la fenêtre où les photons ne peuvent se diriger que vers la surface de détection sans réflexion supplémentaire sur le miroir. Aucune méthode directe n'a pu être trouvée pour vérifier cette hypothèse. Ce bruit de fond ne pourra pas influencer les performances du *DIRC* puisque la mesure dans le prototype montre qu'il ne représente que 1,5% du signal.

5.16.4 Le bruit de fond "tortue".

Ce bruit de fond a été observé [11] pour la première fois lors des tests sur faisceau effectués sur une barre de quartz avec des photomultiplicateurs placés à son extrémité. Ces tests se sont déroulés au synchrotron Saturne au CEA. Cette lumière est due à une scintillation⁷ isotropique dans la barre de quartz. Elle

⁷La scintillation est produite lorsqu'une particule chargée traversant la matière crée des molécules excitées qui émettent des photons.

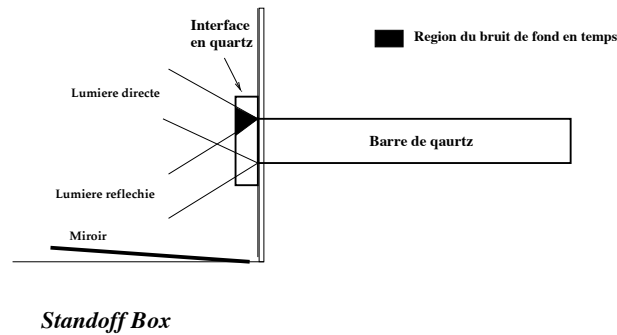


Figure 5.45: Le schéma de la région qui pourrait expliquer l'origine du bruit de fond "en temps". La région de la diffusion (en gris) est localisée dans l'interface en quartz entre la barre et le Standoff-Box. Le choix de cette région réside dans le fait que ce sont les photons qui sortent sans être réfléchis par le miroir du Standoff-Box.

est caractérisée par une vitesse de propagation inférieure à celle des photons Cerenkov due à la moyenne de tous les angles de production et elle est de l'ordre de 7ns/m . Les mesures ont montré que ce bruit de fond était produit dans la moitié des événements avec un taux de $4\gamma/\text{cm}$ au point de production des photons Cerenkov. Dans les tests du prototype-II, l'observation du phénomène n'a pu être faite que lors de la dernière période de prise de données. La figure (5.46) montre le spectre en temps d'un groupe de photomultiplicateurs situé en dehors de l'anneau Cerenkov et pris dans une configuration du prototype où les traces ont un angle d'incidence de -20° et un $z = 5\text{ cm}$. On observe deux pics: un bruit de fond qui est en temps avec le signal et l'autre qui est en avance de $11,0 \pm 0,8\text{ ns}$. Le second signal observé possède les caractéristiques du bruit de fond "tortue". Une estimation qualitative de la vitesse donne une valeur de l'ordre de $10,0\text{ ns/m}$. On pourrait se poser la question de savoir pourquoi durant les autres périodes, ce bruit de fond n'a pas été observé. On pourrait répondre que c'est dû à la nouvelle barre de quartz qui a été installée et que ses propriétés permettent de produire cette lumière. De plus, il n'y a que lors de la 6^{ème} période où une prise de données a été faite à très petite valeur z . C'est à ces valeurs que le phénomène est le plus visible à cause de la faible vitesse de propagation du bruit de fond "tortue".

Le bruit de fond "tortue" sera présent dans le *DIRC* final (sec. 6.6.3). Les résultats qualitatifs du prototype-II confirment les observations lors des tests à Saturne.

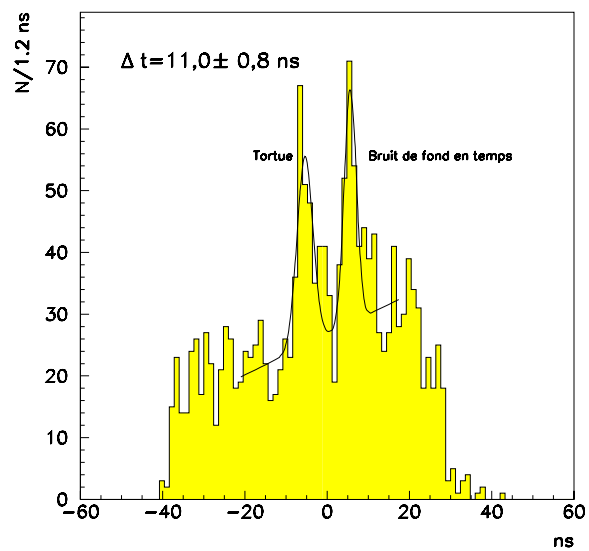


Figure 5.46: La distribution temporelle obtenue avec un groupe de photomultiplicateurs situé en dehors de l'anneau Cerenkov. Le spectre montre deux pics. Le premier est dû au bruit de fond "en temps". Le second, en avance de 11 ns, correspond au bruit de fond "tortue".

Bibliographie

- [1] D. Aston *et al.*, "Test of a Large Scale Prototype of the DIRC, a Cherenkov Imaging Detector based on Total Internal Reflection for BaBar at PEP-II", Nuclear Instruments and Methods **A397** (1997) 261.
- [2] D. Aston *et al.*, "Test of a conceptual prototype of the total internal reflection cherenkov imaging detector (DIRC) with cosmic muons", IEEE Trans. Nucl. Sci., **42** (1995) 534.
- [3] Zygo Corporation, Laurel Brook Road, Middlefield, Connecticut 06455 USA.
- [4] PMT model R268, Hamamatsu Co., 250 Wood Ave., Middlesex, New Jersey 08846 USA.
- [5] EMI-9125, Thorn EMI Electron Tubes, Photomultipliers and accessories.
- [6] The *BABAR* Collaboration, "Technical Design Report", SLAC-REP-950457 (1995).
- [7] ULTEM 1000 polyetherimide, General Electric Co.
- [8] M. Benkebil *et al.*, "Results from DIRC-Prototype II for 3rd period beam-test.", *BABAR-DIRC Note # 22*.
- [9] S. Plaszczynski *et al.*, "The TDC system for DIRC Prototype II, Hardware Description and Performances", *BABAR-DIRC Note # 10*.
- [10] M. Benkebil *et al.*, "TDCs calibration of DIRC-Prototype II.5 for periods 4&5 beam-tests.", *BABAR-DIRC Note # 28*.
- [11] P. Besson *et al.*, "Propagation of Photons Induced by a Proton Beam in a Quartz Bar", *BABAR-DIRC Note # 3*, LAL 95-88, DAPNIA/SPP 95-27.
- [12] H. Krueger *et al.*, "Initial Measurements of Quartz Transmission, Internal Reflection Coefficient and the Radiation Damage", *BABAR-DIRC Note # 18*.
H. Krueger *et al.*, "Measuring the Optical Quality of Quartz Bars and the Coupling of RTV to the Window", *BABAR-DIRC Note # 50*.

Chapitre 6

L'analyse des données cosmiques du détecteur *DIRC*.

Contenu du chapitre

6.1	Introduction.	233
6.2	La configuration de la prise de données cosmiques.	235
6.3	Les critères de sélection des données.	237
6.4	Les performances intrinsèques du détecteur <i>DIRC</i>.	240
6.4.1	La résolution angulaire.	240
6.4.2	L'étude du nombre de photons Cerenkov.	243
6.4.3	La mesure du temps dans le <i>DIRC</i> et ses performances.	249
6.5	Les performances des composants du <i>DIRC</i>.	253
6.5.1	La qualité des barres de quartz.	253
6.5.2	Les performances des réflecteurs.	258
6.6	L'étude du bruit de fond du <i>DIRC</i>.	258
6.6.1	Le bruit de fond aléatoire.	258
6.6.2	Le bruit de fond de l'environnement.	259
6.6.3	Le bruit de fond lié à la particule.	259
6.7	Conclusion.	265

6.1 Introduction.

Les leçons des tests sur faisceau du prototype II du *DIRC* ont servi dans la conception du détecteur. Juste après la fin des tests, les choix définitifs des différents composants ont été faits. Les éléments mécaniques ainsi que la chaîne électronique sont rentrés dans une période de production. Vers l'été 1998, tous ces composants étaient prêts. En Mai 1998, les différentes parties du détecteur étaient envoyées vers SLAC afin d'être assemblées. Malheureusement, notre système ne contenait qu'une seule boîte de barres de quartz à cause des retards survenus dans la livraison des barres. Néanmoins, il est prévu que les 5 boîtes de barres de quartz soient prêtes pour le début des prises de données de *BABAR* sur le faisceau en Mai 1999 et que le *DIRC* soit complété en Septembre 1999. Enfin, le détecteur *BABAR* est rentré dans une période d'intégration de tous ses sous-détecteurs.

Les prises de données cosmiques ont débuté au mois de novembre 1998. La chambre à dérive et le *DIRC* ont été les premiers à enregistrer le premier événement (fig. 6.1). Durant toute cette période, des millions de traces ont été accumulées jusqu'à la fin du mois de janvier. Cela a permis d'intégrer dans ces tests les différents sous-détecteurs: le détecteur de hadrons neutres et de muons (IFR), le système de déclenchement final et le calorimètre électromagnétique. Ainsi, l'expérience *BABAR* a pu tester ses détecteurs, son système d'acquisition et de calibration, ses programmes en ligne et ses programmes de reconstruction.

Pour le détecteur *DIRC*, les données cosmiques ont permis de faire des essais de grande envergure. En effet, nous avons pu effectuer les tests suivants:

- L'effet de l'isolation magnétique de la zone d'expansion et en particulier les photomultiplicateurs.
- La purification de l'eau de la zone d'expansion.
- Le test de toute la chaîne électronique.
- Le test du système de calibration.
- Le test du programme de reconstruction.
- La mesure des performances du détecteur en terme de résolutions angulaire et temporelle.
- La mesure et la compréhension du bruit de fond du *DIRC*.

Dans ce chapitre, nous présenterons ces résultats et en particulier les trois derniers points énumérés ci-dessus. Concernant les autres aspects, l'isolation magnétique autour de la zone d'expansion a été faite avec succès puisqu'elle a permis d'obtenir

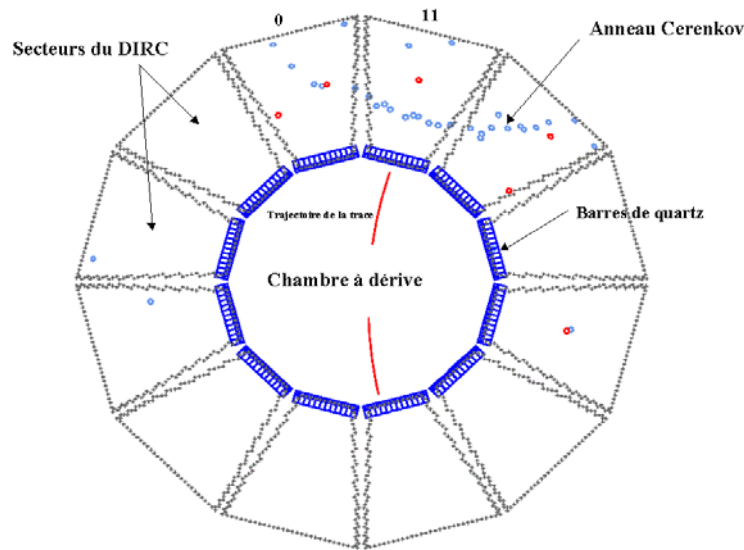


Figure 6.1: Une vue de l'un des premiers événements cosmiques enregistré par le DIRC et la chambre à dérive de BABAR. On peut remarquer l'anneau Cerenkov avec ses 26 photons.

un champ magnétique autour des photomultiplicateurs inférieur à 1 Gauss comme attendu. La zone d'expansion était remplie avec une eau pure dont la résistivité est égale à $15M\Omega$, bien meilleure que celle des tests sur faisceau effectués sur le prototype-II. Ces performances étaient stables au cours du temps. Elles ont été obtenues grâce à deux systèmes de protection: les filtres placés sur le circuit d'eau et la lumière UV envoyée dans l'eau afin d'exterminer les bactéries. Le système d'acquisition a fonctionné avec succès sans aucun incident. Enfin, nous avons rencontré quelques problèmes de fonctionnement du système de calibration qui ont pu être identifiés et résolus.

Le présent chapitre se présente comme suit. Nous débuterons par une description des prises de données et de la configuration du DIRC. Ensuite, nous aborderons les résultats de l'analyse des données cosmiques où seront présentées les performances intrinsèques du détecteur telles que la résolution angulaire, le nombre de photons Cerenkov et la résolution temporelle. La seconde partie concerne les performances des composants du détecteur: les barres de quartz et les réflecteurs. Enfin, nous finirons le chapitre en donnant les résultats de l'étude du bruit de fond.

6.2 La configuration de la prise de données cosmiques.

Lors de la prise des données cosmiques, une seule boîte de barres de quartz était montée. Elle correspond au secteur du haut numéroté 11 comme schématisé dans la figure (6.2). Cette boîte contient 12 barres de quartz de qualités différentes. Quatre barres de type Boeing [1] possèdent une qualité de polissage identique à celle des barres finales où le coefficient de réflexion est égal à la valeur requise. Le reste des barres est de type Zygo [2] dont la moitié est caractérisée par les problèmes de variation de l'indice de réfraction à cause du quartz (sec. 4.4.1) et l'autre moitié des barres possède des défauts de fabrication tels que des cassures en bout de barre.

Les muons issus des rayons cosmiques produisent de la lumière Cerenkov qui est principalement détectée par les photomultiplicateurs (PM) situés dans le secteur 11. La figure (6.3) montre la disposition des réflecteurs placés sur les PM de ce secteur. En effet, les plaquettes peuvent couvrir jusqu'à 15 PM. Afin de mesurer le gain de lumière obtenu avec ces réflecteurs, la rangée numérotée 6 n'a pas été couverte de réflecteurs. Nous verrons plus loin (sec. 6.5.2) la méthode utilisée dans cette mesure.

Les données utilisées dans l'analyse ont été enregistrées en tandem avec la chambre à dérive. Le système de déclenchement consiste en trois scintillateurs de $2\text{ m} \times 15\text{ cm}$ placés en longueur dans le cylindre interne de la chambre à dérive (fig. 6.4). Ils sont arrangés de façon à former un triangle avec la face inférieure horizontale parallèle à l'axe du faisceau. La logique du système de déclenchement requiert un signal dans au-moins deux scintillateurs.

Les paramètres de la trace sont extraits de la chambre à dérive. Dans un premier temps, nous avons utilisé un programme qui ajuste les points dans la chambre en considérant les deux bouts de trace séparément. Afin d'améliorer l'incertitude de mesure de l'angle d'incidence des particules dans la barre de quartz, nous avons utilisé une version améliorée du programme de reconstruction qui permet de faire un ajustement complet de toutes les digitisations produites par la trace chargée.

Dans la suite du chapitre, nous utiliserons la convention suivante sur le signe de l'angle d'incidence θ_{dip} des particules dans les barres de quartz (fig. 6.5). Il est défini comme étant l'angle entre la trace incidente et l'axe (z) du faisceau. Sa valeur est négative dans le cas où les photons piégés dans la barre sont directs et elle est positive si les photons détectés sont réfléchis par le miroir situé en bout de barre. L'origine de l'axe z de la barre est situé à l'interface entre la barre et la zone d'expansion (fig. 6.5). Nous aurons à utiliser la variable z_{barre} qui est égale à la distance de propagation des photons dans la barre de quartz. Dans le cas d'un angle d'incidence négatif, elle est égale à la position selon l'axe z de l'impact de la particule dans la barre. Dans le cas d'un angle d'incidence positif,

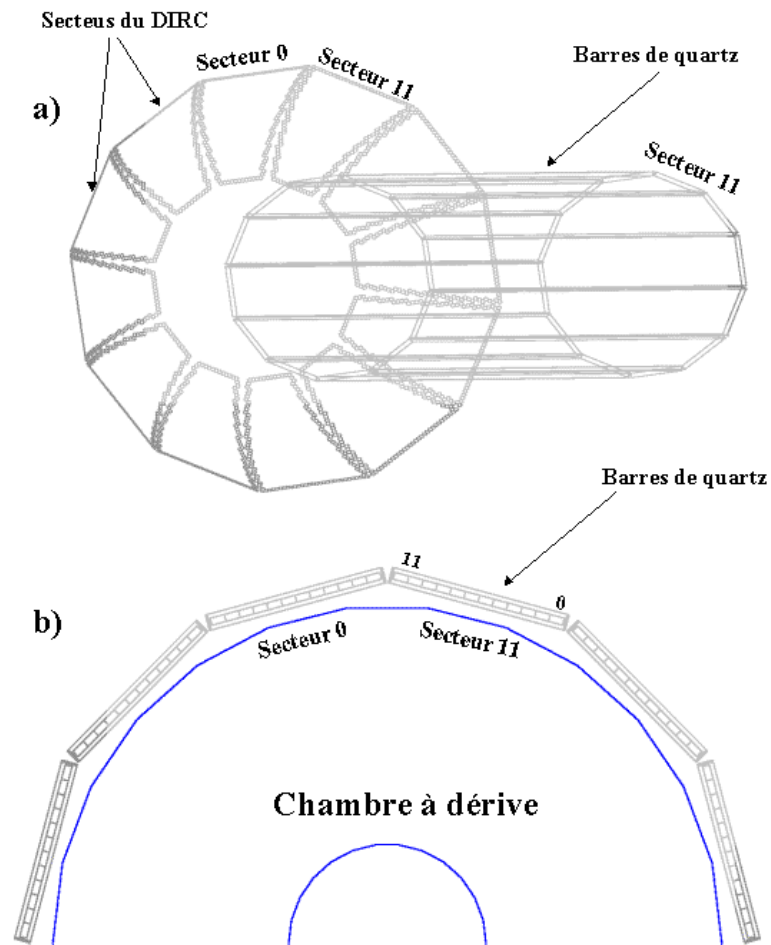


Figure 6.2: Une schématisation du DIRC lors des tests avec les données cosmiques. La figure montre la convention de numérotation des barres de quartz dans le secteur 11 (figure du bas).

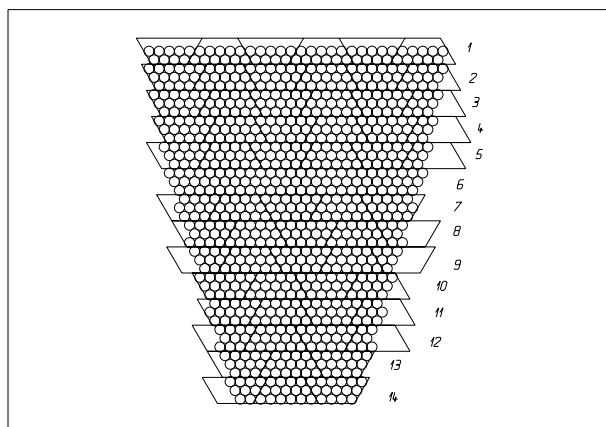


Figure 6.3: La disposition des réflecteurs dans le secteur 11 du détecteur DIRC. On remarquera en particulier la rangée 6 qui n'est pas équipée de réflecteurs. Cette rangée correspond aux rangées 24, 25 et 26 de photomultiplicateurs.

elle est donnée par la formule suivante:

$$z_{barre} = 2 L_{barre} - z \quad (6.1)$$

où L_{barre} est la longueur de la barre de quartz et z la position de l'impact de la trace.

L'analyse des données cosmiques a été effectuée dans différentes configurations du DIRC ou de BABAR. En effet, nous avons étudié les performances du détecteur, d'une part, dans une configuration avec et sans champ magnétique, et d'autre part, dans la zone d'expansion du DIRC remplie d'air ou alors d'eau pure. Le nombre d'événements analysés est de 120000 muons.

6.3 Les critères de sélection des données.

Dans la présente analyse, nous avons utilisé le programme de reconstruction officiel du DIRC. Ce dernier offre quatre possibilités de choix dans la méthode de reconstruction de l'angle Cerenkov: "FirstGuess", "HitsChiSq", "FitRing" et "FitEqProj" [3]. Une autre étude de comparaison des performances des différentes méthodes a montré que les résultats sont en accord [4]. Dans notre analyse, nous avons utilisé la méthode "FirstGuess" qui consiste à mesurer, dans une fenêtre en θ_c égale à $\pm 5\sigma = 50$ mrad de l'hypothèse de masse recherchée, le nombre de photons Cerenkov venant du signal en supposant une distribution du bruit de fond proportionnelle à θ_c . De ce fait, la mesure du taux de bruit de fond est faite en comptant le nombre de photons en dehors de la région du signal à $\pm 3\sigma = 30$ mrad.

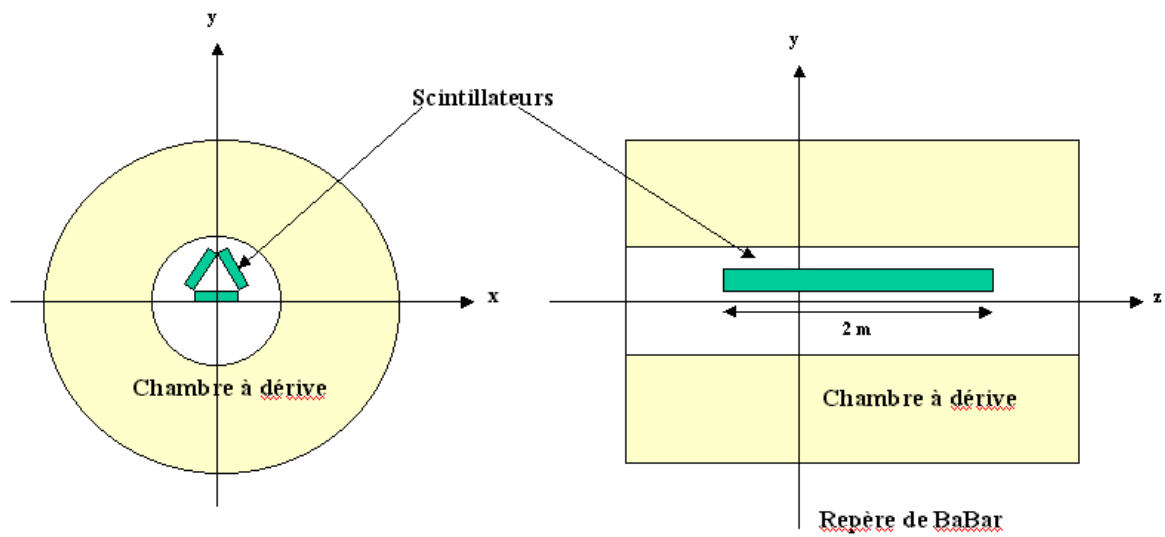


Figure 6.4: Une schématisation du système de déclenchement utilisé lors des tests cosmiques du détecteur BABAR. Ce système est composé de trois scintillateurs placés dans le tube à vide.

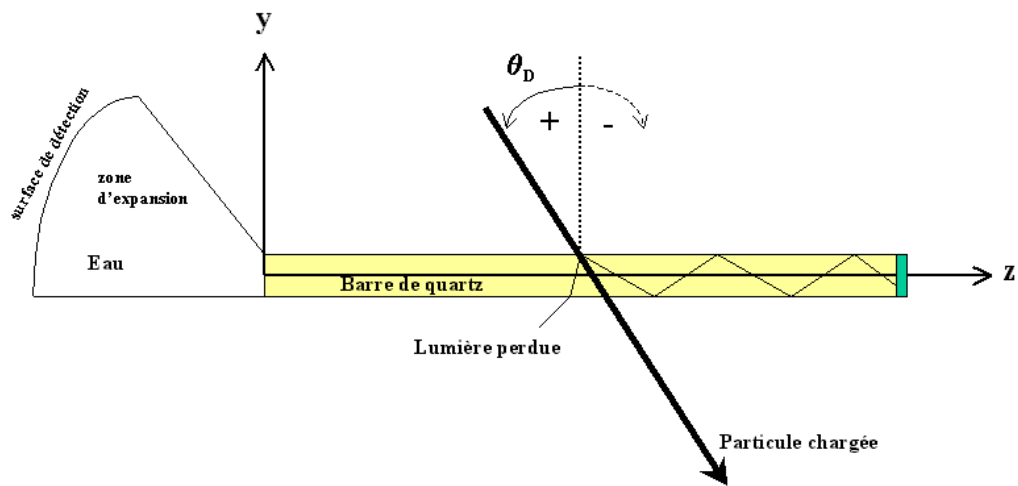


Figure 6.5: La figure montre les conventions de repères et signes utilisées dans la présente analyse.

Comme dans le cas du prototype-II, nous avons retrouvé des événements à haute multiplicité appelés "fat event". Ils sont dus au passage de particules dans la zone d'expansion du *DIRC* qui produisent un nombre important de coups dans les photomultiplicateurs. Afin de rejeter ce type de bruit de fond, une simple coupure sur le nombre de PMs touchés, $N_{coups} < 100$, est appliquée dans notre sélection. Le deuxième critère de sélection consistait à ne garder que les événements où la particule a traversé une des barres de quartz du secteur 11. Dans le cas où le champ magnétique est présent, une coupure sur l'impulsion des particules est appliquée, $|P| > 1 \text{ GeV}/c$, dans le but d'éliminer les événements caractérisés par d'importantes diffusions multiples dans les scintillateurs du système de déclenchement. Afin de faire une étude détaillée du bruit de fond, nous avons considéré les photons dans une large fenêtre en espace ($|\theta_c - \theta_c(signal)| < 100 \text{ mrad}$) et en temps ($|t - t(signal)| < 200 \text{ ns}$).

6.4 Les performances intrinsèques du détecteur *DIRC*.

6.4.1 La résolution angulaire.

Dans chacune des configurations expérimentales décrites ci-dessus, nous avons extrait les résolutions angulaires par photon individuel et par trace. La comparaison entre le cas d'un Standoff-Box avec et sans eau montre une amélioration de la résolution angulaire par photon (fig. 6.6) qui passe de $11,29 \pm 0,06 \text{ mrad}$ sans eau à $10,84 \pm 0,04 \text{ mrad}$ avec eau. La résolution de θ_c par trace (fig. 6.7) est égale à $9,91 \pm 0,15 \text{ mrad}$ dans le cas de l'air et à $7,31 \pm 0,10 \text{ mrad}$ dans le cas de l'eau. Cette performance dans la configuration du *DIRC* avec sa zone d'expansion remplie d'eau était attendue à cause de l'augmentation du nombre de photons Cerenkov obtenue grâce au rapport de l'indice de réfraction entre le quartz et l'eau qui est proche de 1 ($1,334/1,471$ au lieu de $1,0/1,471$). Les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus sans champ magnétique. De ce fait, aucune coupure sur l'impulsion des traces n'a été appliquée. Avec la présence du champ magnétique (figs. 6.6 et 6.7), les résolutions en θ_c s'améliorent et deviennent égales à $10,09 \pm 0,06 \text{ mrad}$ par photon et à $6,41 \pm 0,14 \text{ mrad}$ par trace. La résolution par trace mesurée est dominée par l'erreur sur la mesure des angles de la trace effectuée par la chambre à dérive. La figure (6.8) montre la résolution de $\tan\theta_{dip}$ obtenue en faisant la différence de la tangente de θ_{dip} pour les deux bouts de trace ayant une impulsion supérieure à $2 \text{ GeV}/c$. L'ajustement de la gaussienne permet d'extraire cette résolution qui est égale à $9,63 \pm 0,04 \cdot 10^{-3}$ ce qui équivaut à une résolution sur l'angle lui-même de $6,8 \text{ mrad}$ à $\theta_{dip} = 0^\circ$ et $3,4$

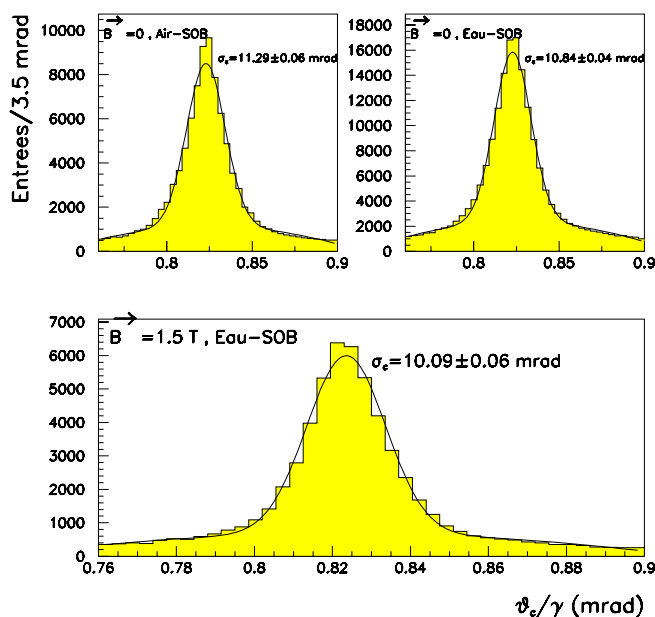


Figure 6.6: Les distributions de θ_c par photon individuel obtenues dans les différentes configurations de prises de données du *DIRC*.

mrad à $\theta_{dip} = 45^\circ$. Cette résolution est dominée par les diffusions multiples dans les scintillateurs qui, par exemple, fait dévier un muon de 1 GeV/c d'un angle de $0,5^\circ$. Ainsi, la résolution en θ_c ne peut pas être meilleure que celle en θ_{dip} . Il est important de noter que la résolution attendue de θ_{dip} dans *BABAR* au complet est de 1 mrad pour des traces de 2 GeV/c qui pourra être obtenue en effectuant l'alignement de la chambre à dérive et l'intégration du détecteur de vertex au Silicium.

Afin de voir l'évolution des résolutions angulaires dans le détecteur *DIRC*, nous avons considéré un nouveau programme de reconstruction des traces dans la chambre à dérive qui permet d'effectuer un ajustement global de tous les coups produits par la particule. Ainsi, nous avons pu obtenir une résolution de θ_c par trace égale à $4,71 \pm 0,14$ mrad (fig. 6.9). Ce résultat montre que les performances du *DIRC* sont étroitement liées à celles de la chambre à dérive. De plus, nous voyons que la résolution intrinsèque sur θ_c est de l'ordre de 3 mrad si on soustrait quadratiquement une résolution sur l'angle d'incidence égale de 3 mrad.

Dans une étude complémentaire, nous avons utilisé une autre méthode pour extraire la résolution angulaire par photon et les contributions systématiques. Dans le cas parfait, nous rappelons que la résolution par trace varie en fonction de la résolution par photon individuel comme l'inverse de la racine carrée du nombre de photons. Néanmoins, on est souvent confronté à des effets systématiques qui se rajoutent aux effets physiques. En effet, on peut écrire la relation complète de

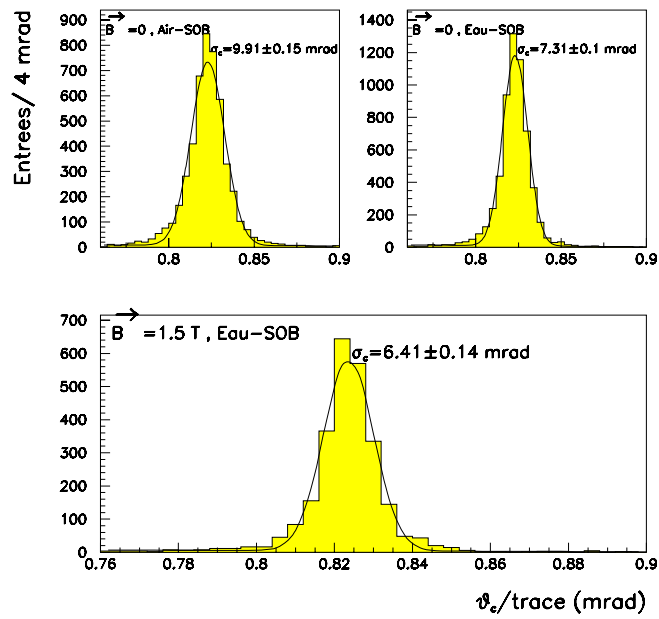


Figure 6.7: Les distributions de θ_c par trace obtenues dans les différentes configurations de prises de données du DIRC.

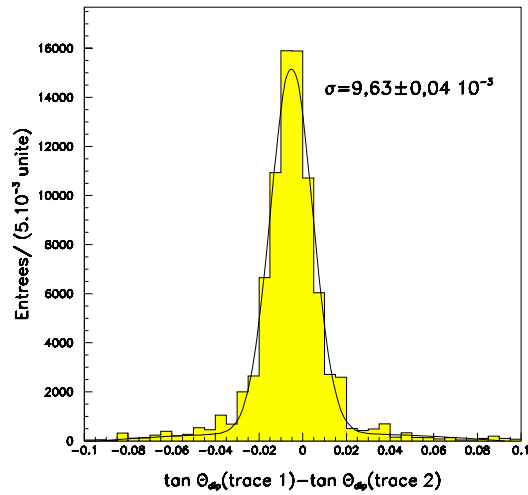


Figure 6.8: La distribution de la résolution de $\tan\theta_{dip}$ des traces obtenue avec la chambre à dérive de BABAR. La distribution a été réalisée en faisant la différence des valeurs de $\tan\theta_{dip}$ pour les deux moitiés de traces.

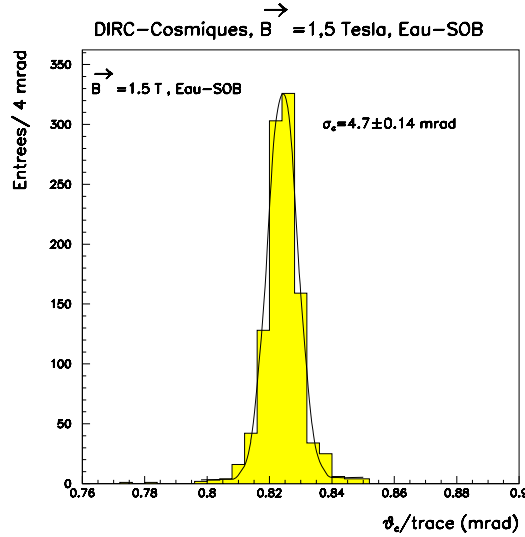


Figure 6.9: La résolution de θ_c par trace obtenue avec le programme de la chambre à dérive en ajustant les points des deux moitiés de traces.

l'erreur θ_c par trace comme suit:

$$\sigma_{trace}^2 = \frac{\sigma_\gamma^2}{N_\gamma} + \sigma_{sys}^2 \quad (6.2)$$

La méthode expérimentale consistait à étudier la variation de la résolution θ_c par trace en fonction du nombre de photons Cerenkov. L'analyse a été faite sur un échantillon d'événements pris avec de l'eau dans le Standoff-Box et sans champ magnétique. Dans une première étude, nous avons regardé la dépendance de la valeur centrale en fonction de N_γ . Comme attendu, nous n'avons observé aucune dépendance comme le montre la figure du haut (6.10). L'ajustement de la courbe de variation de θ_c en fonction du nombre de photons a permis de mesurer une résolution par photon égale à $10,7 \pm 2,1$ mrad et le terme systématique égal à $\sigma_{sys} = 5,5 \pm 0,3$ mrad. Ces résultats sont en accord avec les mesures directes décrites ci-dessus qui sont respectivement $\sigma_c(\gamma) = 10,84 \pm 0,04$ mrad et $\sigma(\theta_{dip}) = 3,4 - 6,8$ mrad. Dans la configuration expérimentale dans laquelle a été effectuée la mesure, les effets systématiques sont principalement dus à l'erreur de mesure de θ_{dip} .

6.4.2 L'étude du nombre de photons Cerenkov.

Le nombre de photons Cerenkov est un paramètre important dans les détecteurs à effet Cerenkov. En effet, la résolution angulaire par trace en dépend comme l'inverse de la racine carrée. C'est pourquoi, une bonne efficacité de détection de ces photons permet d'améliorer les performances du détecteur.

La première concerne la comparaison entre la configuration d'un *DIRC* opérant avec

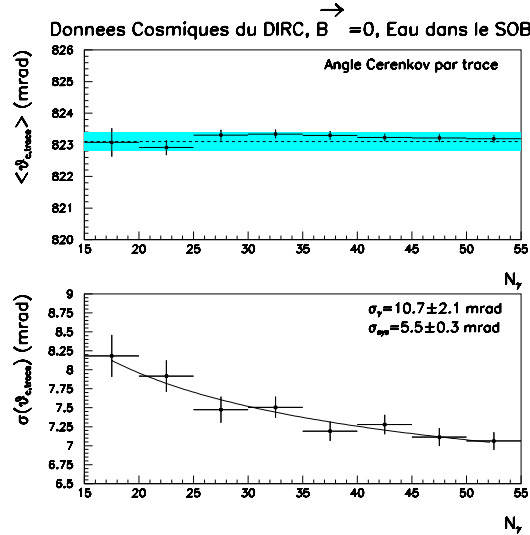


Figure 6.10: La figure du haut montre la variation de la valeur centrale de θ_c en fonction du nombre de photons. La figure du bas montre la courbe de $\sigma_{\text{trace}} = f(N_\gamma)$ qui permet de mesurer la résolution angulaire par photon et la contribution systématique.

de l'air dans la zone d'expansion et le cas où ce dernier est rempli d'eau pure. Le nombre de photons Cerenkov attendu est d'autant plus important que le rapport d'indice de réfraction entre le quartz et le milieu du Standoff-Box est égal à 1. L'étude a été faite dans une configuration expérimentale où le détecteur *BABAR* opérait sans champ magnétique. La figure (6.11) montre la variation du nombre de photons Cerenkov dans les deux conditions décrites ci-dessus. Nous pouvons faire les remarques suivantes:

- Le nombre de photons possède une dépendance en $1/\cos\theta_{\text{dip}}$ (equ. 5.10) sauf dans la région autour de 0° . En effet dans cette région, Tous les photons émis sont piégés dans le quartz et atteignent dans leur majorité les PMs.
- Le nombre de photons Cerenkov est plus important dans la région des angles d'incidence négatifs à cause d'une distance de propagation plus courte que dans la région des valeurs positives.
- La comparaison du nombre de photons Cerenkov entre les deux cas d'une zone d'expansion avec et sans eau montre que la configuration de l'eau permet d'obtenir un gain de lumière variant entre 1,2 et 1,8 selon l'angle d'incidence de la trace (fig. 6.12).

La seconde analyse a permis d'étudier le nombre de photons en fonction de l'angle d'incidence dans les conditions finales de l'expérience *BABAR* *i.e.*, avec un champ magnétique de 1,5 Tesla et de l'eau pure dans le Standoff-Box (fig. 6.13). Les courbes obtenues montrent une variation du nombre de photons qui est en $1/\cos\theta_{\text{dip}}$ jusqu'à dans la région voisine de 0° . La comparaison entre la

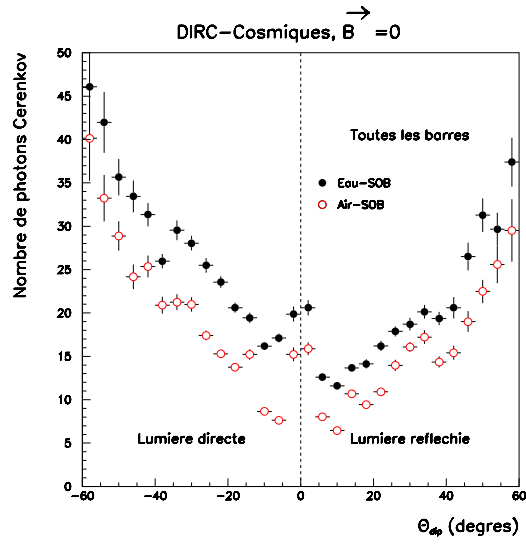


Figure 6.11: Comparaison du nombre de photons Cerenkov en fonction de l'angle d'incidence dans les deux configurations du DIRC: avec et sans eau dans la zone d'expansion.

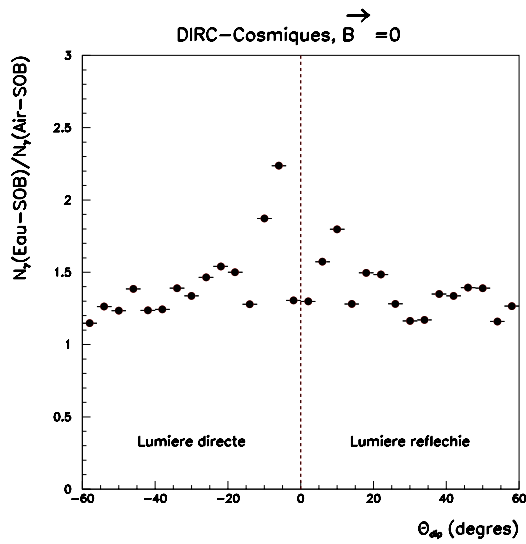


Figure 6.12: Le gain de photons Cerenkov obtenu avec une configuration du DIRC avec de l'eau par rapport à un DIRC avec de l'air.

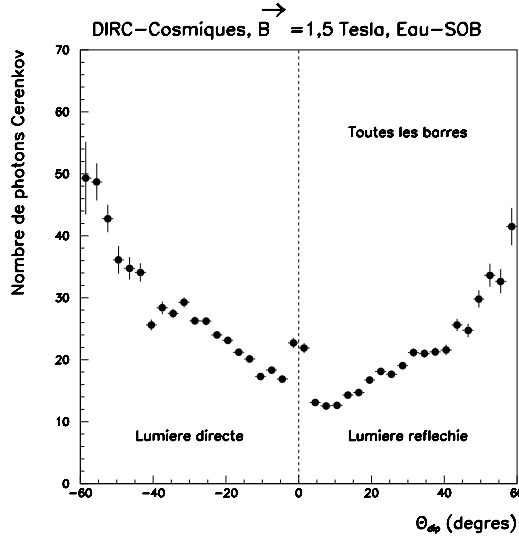


Figure 6.13: La variation du nombre de photons Cerenkov en fonction de l'angle d'incidence de la particule obtenue dans une configuration du Standoff-Box rempli d'eau.

simulation Monte Carlo et les données (fig. 6.14) montre un déficit du nombre de photons dans les données. Afin d'essayer de comprendre ce désaccord, nous avons comparé la somme de nombre de photons signal ainsi que le bruit de fond dans les données au signal attendu dans la simulation. Le bruit de fond est défini dans une fenêtre en θ_c comme suit: $|\theta_c - \langle \theta_c(\text{signal}) \rangle| < 100 \text{ mrad}$. La figure (6.15) montre un bon accord entre les deux quantités étudiées. De ce fait, nous pouvons conclure que la perte dans le nombre de photons Cerenkov est due en partie à des photons qui perdent l'information angulaire lors de la propagation dans la barre de quartz. En effet, nous avons déjà observé dans les distributions θ_c par photon une composante importante du bruit de fond située sous le signal. Dans le paragraphe (6.6), ce type de bruit de fond sera étudié plus en détails.

La dernière analyse sur le nombre de photons Cerenkov effectuée sur les données cosmiques concerne sa dépendance en fonction de la distance parcourue par les photons dans la barre de quartz. Comme il a été déjà mentionné dans la section (5.9), ce type d'étude permet de mesurer trois paramètres importants du DIRC qui sont: l'atténuation des barres de quartz (λ), la réflectivité du miroir situé en bout de barre ($\varepsilon_{\text{miroir}}$) et le nombre de photons Cerenkov détectés à $z=0$ (N_0). Dans les critères de sélection, nous avons rajouté aux coupures décrites dans la section (6.3) une autre coupure sur l'angle d'incidence des traces afin de s'affranchir de la dépendance du nombre de photons en $1/\cos\theta_{\text{dip}}$. De ce fait, nous avons sélectionné les particules ayant une valeur absolue de l'angle d'incidence égale à $30 \pm 3^\circ$. Nous rappelons que l'acceptance selon l'axe z est de 2 m ce qui permet d'effectuer les mesures du nombre de photons pour des distances de propagation dans la barre appartenant aux intervalles $[3, 4, 9]$ m et $[6, 7, 9]$ m. Les dix points expérimentaux ont été ajustés de deux façons: la première avec

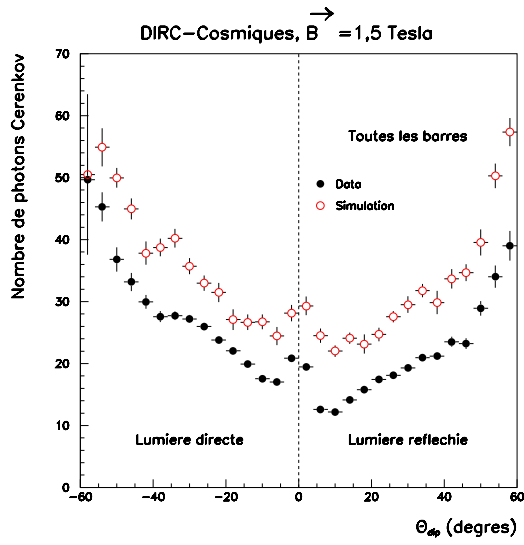


Figure 6.14: La mesure du nombre de photons Cerenkov en fonction de l'angle d'incidence de la particule. Les données sont comparées à la simulation Monte Carlo. Le DIRC se trouvait dans une configuration du Standoff-Box rempli d'eau.

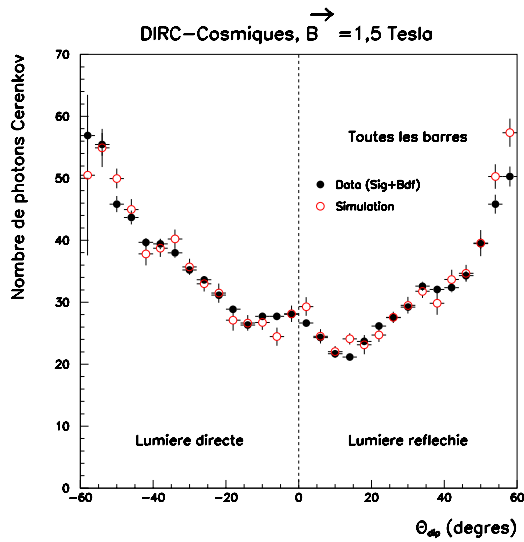


Figure 6.15: La comparaison de la somme du nombre de photons du signal et du bruit de fond avec le nombre de photons du signal obtenu dans la simulation Monte Carlo.

un coefficient d'atténuation unique pour les deux régions de photons directs et réfléchis et la seconde méthode avec deux coefficients d'atténuation. Nous rappelons que dans la première méthode, la fonction d'ajustement s'écrit de la forme suivante:

$$N_\gamma = N_0 \varepsilon_{miroir}^{Y(z-4,9 m)} \times (- \lambda z + 1) \quad (6.3)$$

Nous pouvons remarquer dans cette fonction que l'effet du joint de colle n'a pas été considéré dans cette étude comme c'était le cas dans le prototype-II (equ. 5.12). En effet, la perte de lumière due à cet effet est négligeable et n'a pu être observée dans les données. Ainsi, le résultat de l'ajustement avec cette méthode a permis d'extraire les valeurs suivantes (fig. 6.16):

$$\begin{aligned} \lambda &= 4,7 \pm 1,3 \text{ \%}/m \\ \varepsilon_{miroir} &= 86,2 \pm 6,7 \text{ \%} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Le $\chi^2/ndof$ de cette première méthode d'ajustement est de 3,16/7. L'examen de la courbe d'atténuation pour la partie $z_{barre} > 5$ m semble indiquer une faible variation en fonction de z_{barre} . Nous avons essayé un ajustement à deux coefficients d'atténuation. La seconde méthode permet d'avoir une meilleure valeur de $\chi^2/ndof$ égale à 1,14/6. A l'aide de cette dernière méthode, les paramètres ajustés sont les suivants (fig. 6.17):

$$\begin{aligned} \lambda_{dir} &= 6,9 \pm 1,9 \text{ \%}/m \\ \lambda_{ref} &= 2,8 \pm 3,8 \text{ \%}/m \\ \varepsilon_{miroir} &= 83,1 \pm 7,9 \text{ \%} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Nous pouvons constater que l'atténuation est plus grande dans la région de la lumière directe que dans la région des photons réfléchis. Ce résultat peut être obtenu dans le cas où l'absorption différentielle est fonction de la longueur d'onde des photons et de ϕ_c . De ce fait, nous pourrions expliquer le résultat par l'absorption des photons UV par le miroir situé à chaque extrémité de la barre de quartz. Notre explication ne peut être vérifiée que par des mesures dans le laboratoire. La différence de signification statistique entre les deux ajustements à un et deux paramètres d'atténuation ne permet pas de trancher de façon définitive. Une seconde remarque se doit d'être précisée concernant la valeur de l'atténuation des barres de quartz qui est de l'ordre de 7%/m ce qui est bien plus que celle obtenue avec le prototype (equ. 5.13). Cette différence peut être expliquée soit par des problèmes de propreté des barres, comme ça a été observé au début des tests sur faisceau du prototype-II, ou alors par le type de quartz utilisé qui est différent dans le *DIRC* final. Enfin, la réflectivité moyenne des miroirs est de $83,1 \pm 7,9 \text{ \%}$ ce qui est en accord avec les mesures de laboratoire effectuées avant l'installation des barres.

Le nombre de photons Cerenkov détectés pour l'angle d'incidence choisi est de $N_0 = 38,2 \pm 4,1$ à $z_{barre} = 0$. Afin de comparer cette valeur à celle obtenue dans le

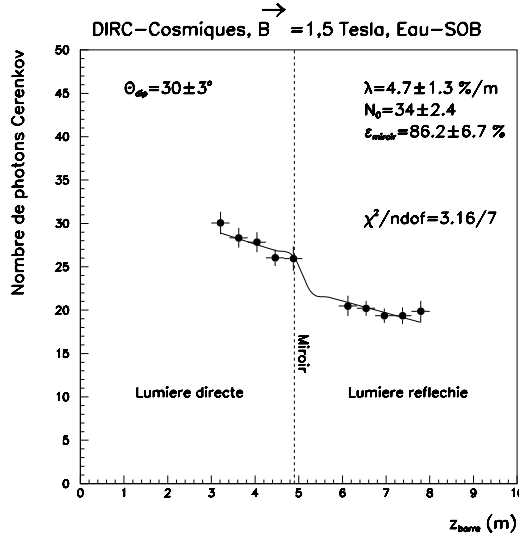


Figure 6.16: La variation du nombre de photons Cerenkov en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz. La données ont été ajustées avec un unique coefficient d'atténuation dans les deux régions en θ_{dip} .

prototype-II, il est nécessaire de l'extrapoler à un angle d'incidence de la particule égal à 20° . En rappelant la dépendance du nombre de photons qui est en $1/\cos\theta_{dip}$, on trouve que le nombre de photons est de $N_0 = 35,2 \pm 3,8$ pour aucune transmission dans la barre. La valeur obtenue dans le prototype-II est de $15,7 \pm 0,1$ (sec. 5.9). La différence observée est due aux bonnes caractéristiques de la configuration finale du *DIRC* qui sont: la couverture géométrique, les réflecteurs, les photomultiplicateurs plus proches des barres et la bonne qualité de l'eau dans la zone d'expansion.

Nous pouvons conclure que l'étude décrite dans cette section a permis de mesurer deux choses. D'une part que le nombre de photons Cerenkov dans le *DIRC* observ es dans la zone $|\theta_c| < 3\sigma$ est en déficit de l'ordre de 40% par rapport à la simulation. D'autre part, nous avons mesur e une atténuation importante et différente dans les régions directe et réfléchie.

6.4.3 La mesure du temps dans le *DIRC* et ses performances.

Le système d'acquisition génère un retard variable pour synchroniser le déclenchement à son horloge propre de 30 MHz. La référence du temps est donnée par la chambre à dérive. Nous avons observ e que dans la moitié des cas le trigger envoy e à la chambre à dérive est d ecal e d'un coup d'horloge par rapport à celui du *DIRC* (fig. 6.18). En effet, la distribution temporelle montre deux pics étroits dont la différence entre les deux valeurs centrales est égale à $33,3$ ns (fig. 6.19). On a également remarqu e que la position de chacune de deux gaussiennes était

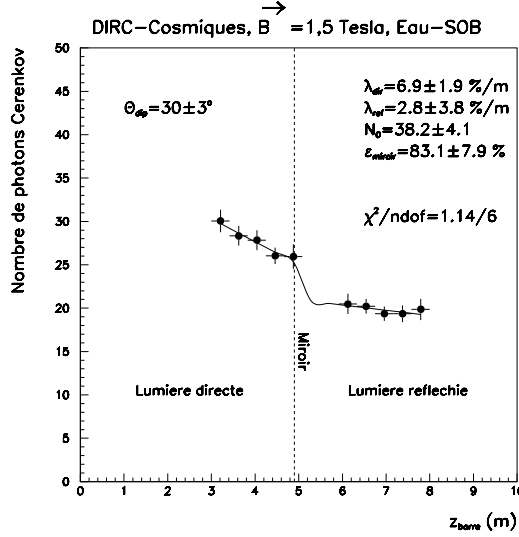


Figure 6.17: Cette figure a été obtenue avec les mêmes données que celles représentées dans la figure (6.17) mais avec un ajustement avec deux coefficients d'atténuation.

corrélée à la valeur de la référence de temps donnée par la chambre à dérive. De ce fait, nous avons appliqué dans l'analyse la correction suivante:

$$t_0(dch) > -133 \rightarrow t_{dirc} = t_{dirc} - 33,3 \text{ ns} \quad (6.6)$$

où $t_0(dch)$ est la référence de temps donnée par la chambre à dérive.

La figure (6.20) montre la distribution de la différence entre le temps mesuré et le temps attendu calculé à partir de la mesure de θ_c et ϕ_c . La résolution mesurée est égale à $3,28 \pm 0,01 \text{ ns}$. Ce résultat peut être amélioré en appliquant la correction t_0 (sec. 5.12.3) des photomultiplicateurs.

Dès que l'aspect temporel a été compris, nous avons étudié les distributions temporelles pour des traces incidentes à 0° . Les critères de sélection supplémentaires appliqués sont les suivants:

$$\begin{aligned} |\theta_{dip}| &< 2^\circ \\ |z - 3,0| &< 0,05 \text{ m} \end{aligned} \quad (6.7)$$

La figure (6.21) montre la distribution du temps de propagation des photons Cerenkov obtenue avec les coupures définies dans (6.7). Le premier pic correspond aux photons directs et le second aux photons réfléchis par le miroir. La différence de temps de propagation des deux types de lumière a été mesurée à la valeur $28,3 \pm 0,9 \text{ ns}$. La valeur théorique moyenne attendue est donnée par la formule suivante (equ. 5.19):

$$t_{ref} - t_{dir} = \frac{n_g}{c} \frac{1}{\sin(\theta_c + \theta_{dip})} (z_{ref} - z_{dir}) \quad (6.8)$$

En utilisant cette équation, nous trouvons la différence de temps de propagation égale à $25,4 \text{ ns}$. L'erreur sur cette valeur est obtenue en utilisant les conditions

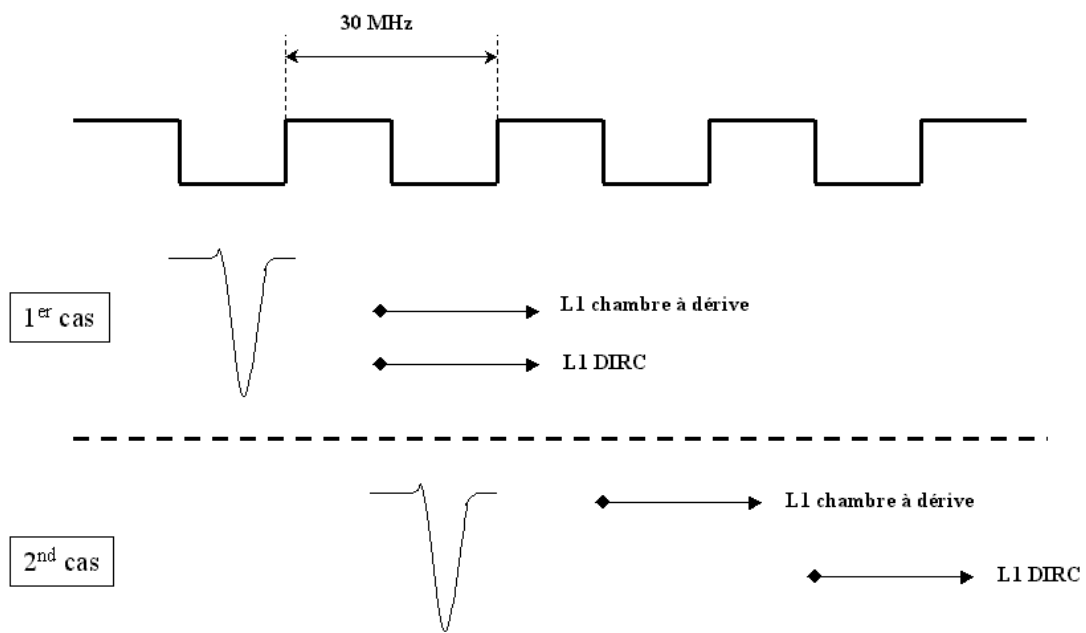


Figure 6.18: Une schématisation du système de déclenchement utilisé lors des prises de données cosmiques. Dans certains cas, les temps envoyés à la chambre à dérive et le DIRC ne sont pas synchronisés.

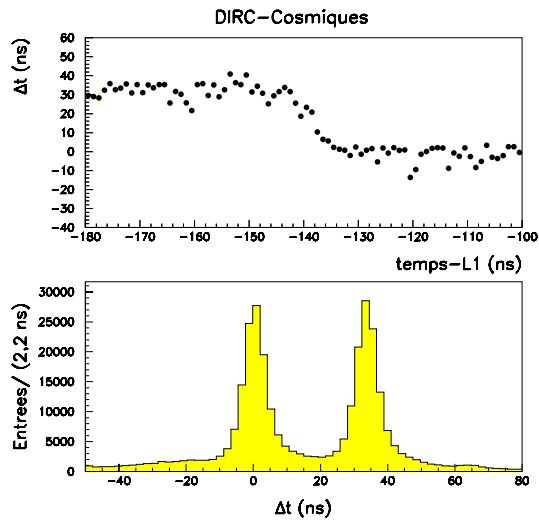


Figure 6.19: La figure du bas montre la distribution temporelle des photons détectés par le DIRC. Les deux pics sont dus à la non-synchronisation des temps du DIRC et de la chambre à dérive comme il est illustré dans la figure du haut

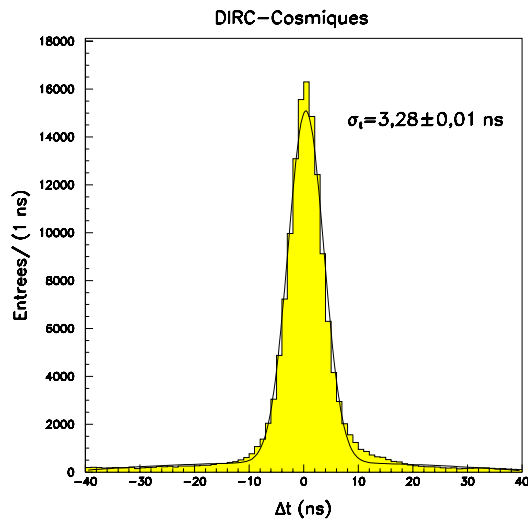


Figure 6.20: La distribution de $\Delta t = t_{\text{mesuré}} - t_{\text{attendu}}$ pour tous les photons. La résolution obtenue peut être améliorée en effectuant les corrections de t_0 des photomultiplicateurs.

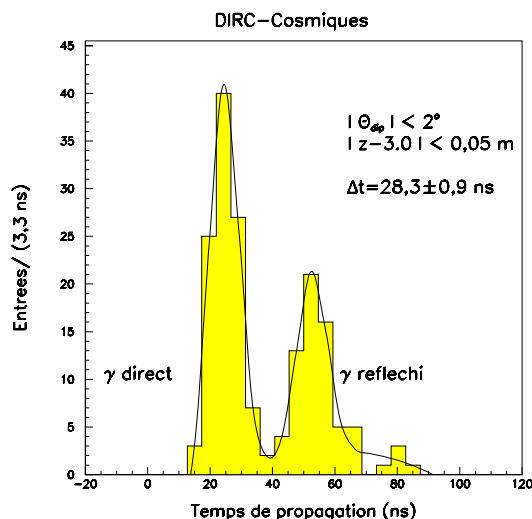


Figure 6.21: La distribution de temps de propagation des photons Cerenkov pour des particules perpendiculaires à la barre de quartz. Dans cette configuration, les photons piégés sont ceux des demi-cônes Cerenkov. La valeur de la différence en temps entre les deux pics est en accord avec la prédiction.

expérimentales de l'équation (6.7). Ainsi, l'erreur combinée due à la position en z et l'angle d'incidence est égale à 0,8 ns. Enfin, nous pouvons conclure qu'il y a un assez bon accord entre la valeur mesurée et celle donnée par l'équation (6.8). Le rapport de surface des deux gaussiennes permet de déterminer l'atténuation et la réflectivité des miroirs.

Nous verrons dans la suite que la mesure du temps a permis de comprendre certains types de bruits de fond et de pouvoir de les éliminer lorsque les caractéristiques temporelles le permettent.

6.5 Les performances des composants du D_{IRC} .

6.5.1 La qualité des barres de quartz.

Les barres de quartz utilisées dans le D_{IRC} durant les tests cosmiques possédaient diverses qualités de polissage et de matériaux. En effet, les tests de qualité effectués avant l'installation ont montré les défauts suivants:

- Les bulles apparaissant dans le quartz.
- Les tâches de réfraction qui causent des variations de l'indice de réfraction. Ce phénomène est dû au dépôt du quartz sous forme de couche.
- Les mauvaises qualités des angles de barres.

- Les cassures de morceaux de quartz, en particulier, dans les extrémités des barres.

Barre	Total des dommages	Type
0	$\sim 20 \text{ mm}^2$	morceaux manquants
1	non quantifié	morceaux manquants
2	$\sim 5 \text{ mm}^2$	morceaux manquants
3	$\sim 5 \text{ mm}^2$	morceaux manquants
4	$\sim 15 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, bulles, angles barre
5	$< 100 \text{ mm}^2$	bulles, cristallisation
6	$< 25 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, variation n_q , angles barre
7	$\sim 62 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, variation n_q , bulles
8	$\sim 10 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, variation n_q , bulles, angles barre
9	non quantifié	morceaux manquants, variation n_q , angles barre
10	$\sim 1525 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, variation n_q , bulles, angles barre
11	$\sim 13 \text{ mm}^2$	morceaux manquants, variation n_q , bulles, angles barre

Tableau 6.1: *Le total des dommages observés dans les barres de quartz installées dans le secteur 11 du DIRC lors des tests sur faisceau. La numérotation choisie correspond à celle décrite dans la figure (6.2.b).*

Le tableau (6.1) résume la qualité des barres avec une quantification des défauts observés. Nous remarquerons que la barre numéro 10 est celle qui est caractérisée par les plus mauvaises qualités optiques. En effet, l'important défaut observé est principalement localisé dans l'extrémité de la barre où le miroir a été collé.

L'étude de la qualité des barres a été effectuée sans la connaissance des défauts dans les différentes barres. Dans notre analyse, quatre paramètres ont été considérés: le nombre moyen de photons Cerenkov, le taux de bruit de fond, la déviation de la mesure de θ_c par rapport à la valeur attendue et la résolution angulaire par photon individuel.

La figure (6.22) montre la variation du nombre moyen de photons Cerenkov détectés en fonction du numéro de barre. Nous remarquons deux régions distinctes: la première où le nombre est quasi constant et égal à 24 et la seconde où le nombre de photons est inférieur à 20. La barre numéro 10 possède le plus bas nombre de photons Cerenkov dont la valeur est $16,3 \pm 0,4$. Ainsi, l'étude de ce paramètre a permis de montrer que les barres présentant les meilleures performances sont celles qui sont numérotées de 2 à 8.

Le taux de bruit de fond varie entre 21% et 41% (fig. 6.23). Le bruit de fond est défini comme étant les photons dans la région $|\theta_c - \theta_{c,0}| > 4\sigma$. En mettant une limite à 30%, les mauvaises barres seraient celles numérotées 1, 9, 10 et 11. Enfin, l'étude de l'angle θ_c par photon a été effectuée avec deux variables. La première analyse consistait à étudier la variation de la déviation de l'angle θ_c par rapport à la valeur attendue. La figure (6.24) montre un comportement constant

en fonction du numéro de barre sauf pour les barres 0 et 11. La seconde variable étudiée concerne la largeur de la distribution de θ_c . En effet, nous avons comparé les résolutions individuelles obtenues pour chacune des barres par rapport à la résolution moyenne (fig. 6.24). L'étude montre que les barres numérotées de 4 à 8 sont celles qui permettent d'obtenir les plus faibles résolutions.

Le tableau (6.2) résume les performances mesurées sur les barres de quartz.

Paramètre	Critère	Bonnes barres
N_γ	> 20 photons	2 à 8
Taux de bruit de fond	$< 30\%$	0 et 2 à 8
$\theta_{c,\gamma} - \theta_c(\mu^\pm)$	$(\theta_{c,\gamma} - \theta_c(\mu^\pm)) < 5\sigma$	1 à 10
$\sigma(\theta_{c,\gamma})$	$\sigma(\theta_{c,\gamma}) < 5\sigma$	4 à 8

Tableau 6.2: *Le résumé des résultats de l'analyse de qualité des barres de quartz selon les différents paramètres. La valeur de σ dans les deux derniers critères est obtenue en moyennant sur toutes les barres.*

Nous pouvons conclure de cette étude qu'il existe trois catégories de qualité de barres:

- **Bonne qualité:** ce sont les barres ayant obtenu les meilleurs résultats avec tous les paramètres étudiés. Elles sont numérotées de 4 à 8.
- **Moyenne qualité:** ce sont des barres qui ont présenté de mauvaises performances dans uniquement un paramètre. Celles-ci sont identifiées par les numéros 2 et 3.
- **Mauvaise qualité:** les barres 0, 1, 9, 10, 11 ont échoué à la quasi-totalité des critères étudiés.

Nos résultats sont en accord avec les mesures de laboratoire, en particulier la barre numéro 10 qui a obtenu les plus mauvaises performances. La figure (6.25) montre la courbe d'atténuation du nombre de photons pour une bonne barre (5) et une mauvaise barre (10). Nous remarquons que, d'une part, le paramètre N_0 ¹ est 40% plus faible dans le cas de la barre 10, et d'autre part, l'efficacité du miroir diminue de $81,9 \pm 8,9\%$ à $65,7 \pm 7,8\%$. Cette perte est due aux morceaux de quartz manquants dans cette région. Les performances des barres 0 et 11 sont probablement sous-estimées à cause des problèmes d'alignement.

¹Ce nombre représente le nombre de photons Cerenkov détectés lorsqu' aucune propagation n'a été faite dans la barre de quartz

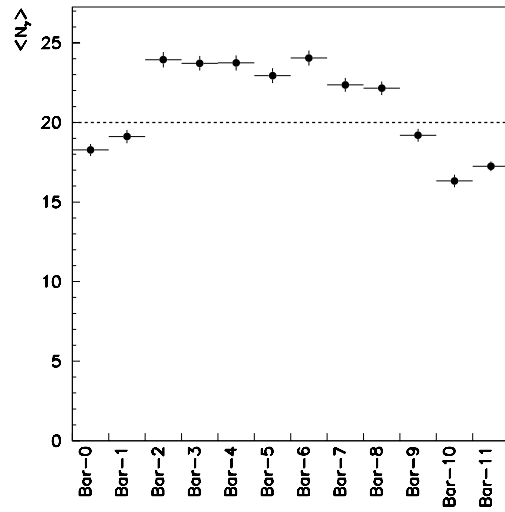


Figure 6.22: Le nombre moyen de photons Cerenkov détectés par chacune des 12 barres de quartz du secteur 11.

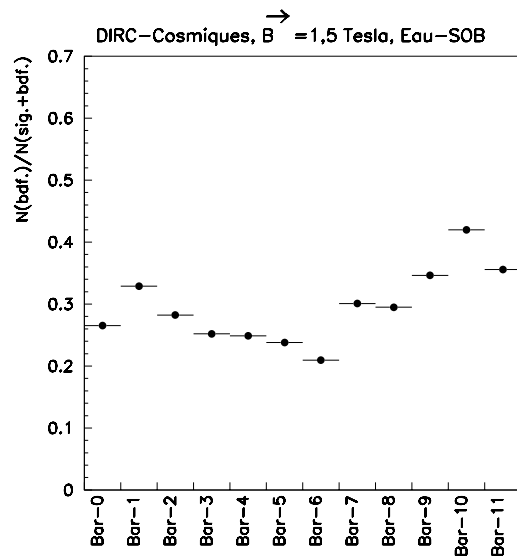


Figure 6.23: La fraction de bruit de fond collectée par chacune des 12 barres de quartz du secteur 11.

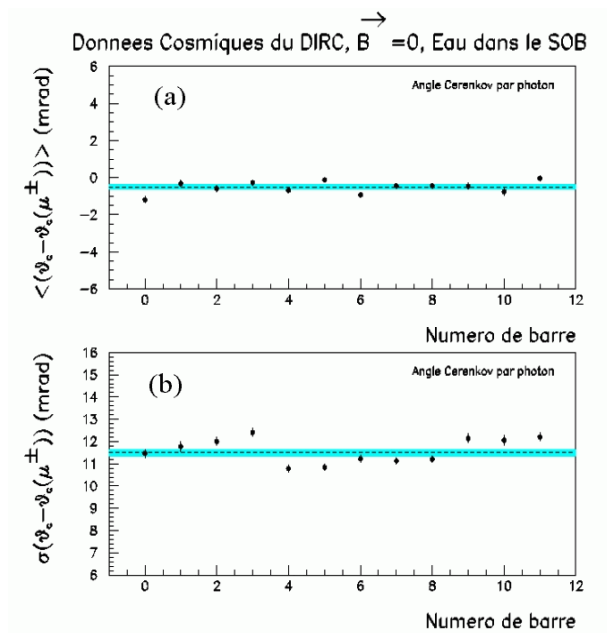


Figure 6.24: La déviation de la valeur centrale de la distribution de θ_c par photon par rapport à la valeur attendue (a). La figure a été faite en fonction du numéro de la barre dans le secteur 11 (b). La résolution angulaire par photon en fonction du numéro de barre. Les parties en gris dans les figures représentent les valeurs moyennes $\pm 3\sigma$.

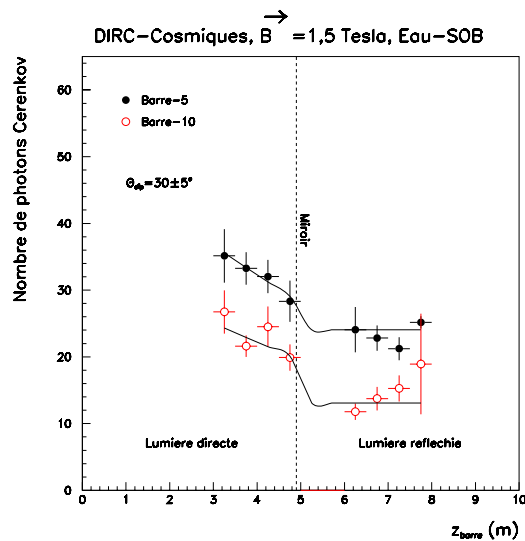


Figure 6.25: La variation du nombre de photons en fonction de z_{barre} pour une bonne (5) et une mauvaise barre(10).

6.5.2 Les performances des réflecteurs.

Les données utilisées pour l'étude des performances des réflecteurs sont des données de la calibration. En effet, les sources de LED à 450 nm sont placées dans chaque secteur de la zone d'expansion du *DIRC*. Cette étude a pu être réalisée grâce aux trois rangées de photomultiplicateurs du secteur 11 qui ne sont pas équipées de réflecteurs (fig. 6.3). En effet, nous avons mesuré le taux de lumière enregistré par chaque rangée du secteur 11 ainsi que celui du secteur opposé 5 qui était équipé de réflecteurs. En effectuant le rapport entre ces deux taux, nous pouvons ainsi mesurer d'une part le gain de lumière obtenu grâce aux réflecteurs, et d'autre part, les fluctuations de gain d'un réflecteur à un autre. La figure (6.26) montre ce rapport en fonction du numéro de rangée. On remarque que ce rapport est presque égal à 1 pour toutes les rangées sauf pour les rangées de photomultiplicateurs 24, 25 et 26 (fig. 6.3) ce qui correspond à la région non équipée de réflecteurs dans le secteur 11. Le gain moyen obtenu est de $20,0 \pm 0,1\%$ ce qui est en accord avec le résultat du prototype-II et la simulation Monte Carlo. Les fluctuations de gain d'un réflecteur à un autre sont de l'ordre de 5% et elles sont principalement dues aux variations de la réflectivité de la surface réfléchissante.

6.6 L'étude du bruit de fond du *DIRC*.

L'analyse du bruit de fond observé dans le *DIRC* durant la prise des données cosmiques a été effectuée en utilisant l'information temporelle et angulaire. Trois types de bruit de fond ont été étudiés.

6.6.1 Le bruit de fond aléatoire.

Ce type de bruit de fond est produit sans l'apport du passage des particules. Il est dû à l'électronique ou aux électrons thermiques dans les photomultiplicateurs. Afin d'extraire son taux, nous avons mesuré le nombre de coups lorsqu'aucune trace ne traverse les barres de quartz. Il est distribué aléatoirement sur le plan de détection et son taux est de $0,8 \pm 0,5$ coups/événement (fig. 6.27). Cette valeur représente le total de nombre de photons mesuré dans les secteurs du plan de détection numérotés 0, 10 et 11 et pour un temps d'intégration de $2 \mu s$. Ce taux équivaut à une fréquence de 130 Hz par photomultiplicateur, conforme au taux du bruit mesuré au laboratoire.

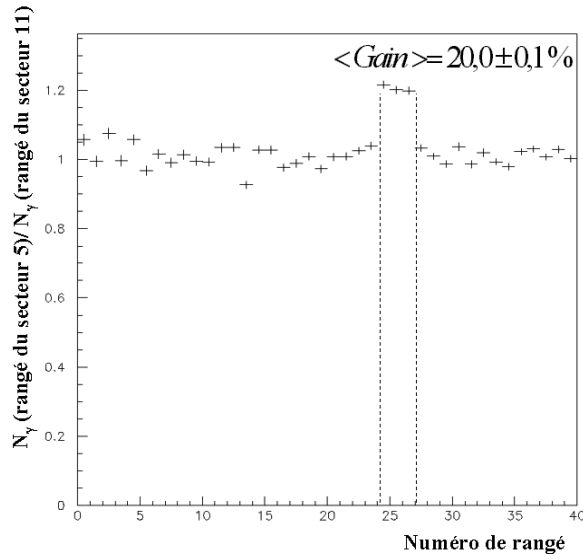


Figure 6.26: *Le gain de lumière que permettent d’obtenir les réflecteurs du DIRC. La figure a été réalisée en faisant le rapport de lumière entre le secteur 5 et 11*

6.6.2 Le bruit de fond de l’environnement.

Il est dû au passage de particules dans la zone d’expansion. Ce bruit de fond est plus connu sous le nom de "fat event" et est caractérisé par une importante multiplicité de coups dans le plan de détection. Les caractéristiques observées sont similaires à celles des tests sur faisceau du prototype-II (sec. 5.16.2). En effet, les particules cosmiques traversant le Standoff-Box créent de la lumière Cerenkov dans l’eau (fig. 6.28). On voit clairement le disque Cerenkov correspondant à une particule dans le l’eau. En appliquant une simple coupure sur le nombre de coups, $N_\gamma < 100$, la majorité de ces événements sont éliminés.

6.6.3 Le bruit de fond lié à la particule.

La figure (6.6) montre un bruit de fond important sous le signal. La présente section aura comme but d’essayer de comprendre la source de ce bruit de fond. Dans l’analyse de ce bruit de fond, nous avons étudié les distributions temporelles dans les deux régions des distributions en θ_c . Le bruit de fond est défini comme étant les photons de l’événement ayant une valeur de θ_c différente de moins de 4 écarts types de l’angle θ_c attendu pour le muon. La seconde région représente le bruit de fond ayant un θ_c supérieur par 4σ de la valeur attendue. Les distributions temporelles, Δt , représentent la différence entre la mesure du temps de propa-

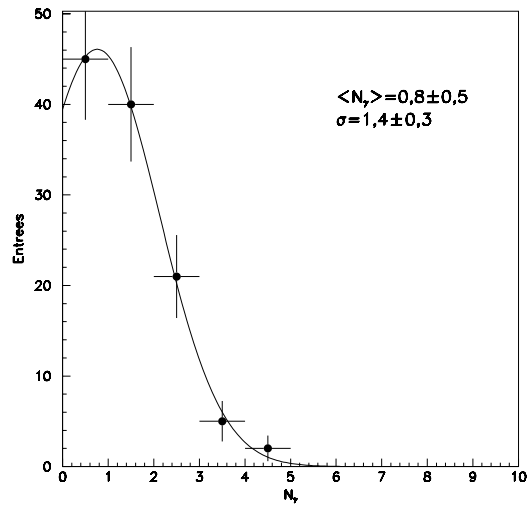


Figure 6.27: Le nombre de photons détectés lorsqu'aucune particule ne traverse le secteur 11.

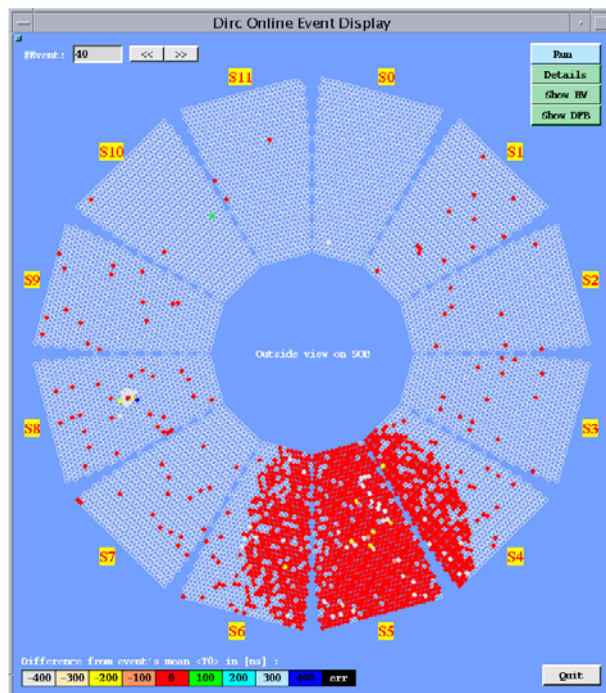


Figure 6.28: Une vue d'un événement à forte multiplicité appelé "fat-event".

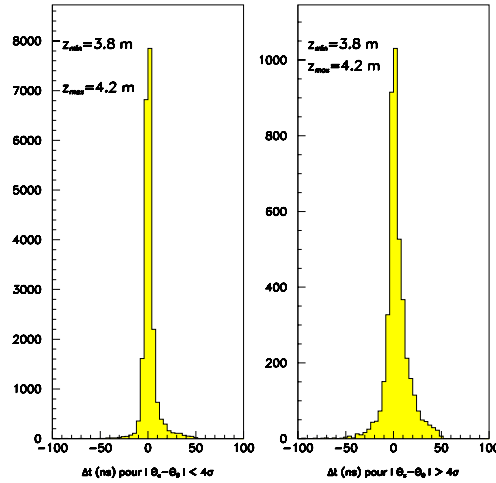


Figure 6.29: Les distributions de Δt pour les deux régions en θ_c choisies. Chacune des deux distributions ont été ajustées avec deux gaussiennes.

gation des photons et le temps de propagation attendu. Ce dernier est calculé en utilisant les mesures de θ_c et ϕ_c de l'impact sur le plan de détection. Ainsi, les photons détectés ayant un Δt compatible avec une valeur nulle correspondent à de la lumière qui s'est propagée avec l'angle de production. En revanche, les photons possédant un Δt non-nul ont été détectés avec un θ_c différent de l'angle d'émission au point de production. L'étude des distributions de Δt a été effectuée en fonction des différents intervalles en z_{barre} . La figure (6.29) montre un exemple des distributions temporelles obtenues dans chacune des deux régions en θ_c et pour un intervalle en z_{barre} égal à $[3,8, 4,2] m$. Le nombre de photons du bruit de fond dans la région $|\theta_c - \theta_{c,0}| > 4\sigma$ est comparé au nombre de signal pour les différentes valeurs de z_{barre} . La composante temporelle étroite du bruit de fond correspond à une lumière du bruit de fond qui a été détectée avec un angle θ_c compatible avec l'angle au point de production. La composante large représente les photons ayant été détectés avec un angle θ_c différent de celui du point de production. Nous pouvons ainsi définir deux types de bruit de fond: le bruit de fond "en temps" et le "hors temps". Afin d'étudier la variation de ces bruits de fond en fonction de z_{barre} , nous avons ajusté la distribution du bruit de fond dans la figure (6.29) avec deux gaussiennes de largeurs différentes. La figure (6.30.a) montre le rapport du nombre de photons entre le bruit de fond "en temps" et le signal. Nous pouvons remarquer que ce rapport reste constant en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz. La taux de bruit de fond "hors temps" (6.30.b) possède deux valeurs très différentes de part et d'autre du miroir, ce qui représente une preuve de diffusion des photons du signal à l'extrémité de la barre ou sur le miroir.

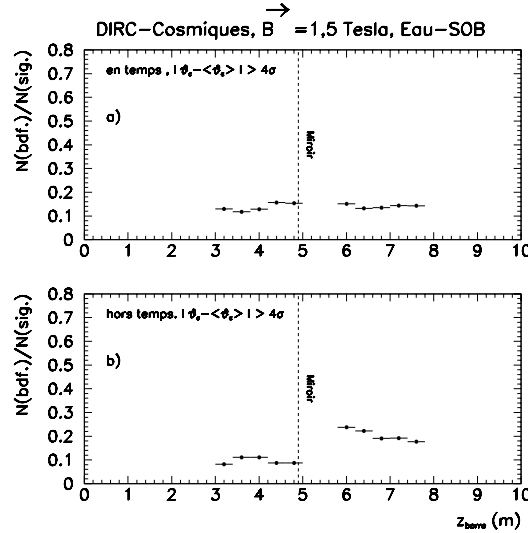


Figure 6.30: Le rapport du nombre de bruit de fond et le signal pour la composante "en temps" (fig. a) et "hors temps" (fig. b).

L'interprétation des bruits de fond observés.

Le bruit de fond "en temps":

Il existe deux candidats possibles pour ce type de bruit de fond qui sont les suivants:

- La lumière produite par les " $\delta - rays$ " qui se propage dans le sens des photons du signal. Son taux est estimé à partir de la simulation Monte Carlo.
- La lumière de scintillation dite la "tortue" (sec. 5.16.4). Elle est produite d'une manière isotrope dans la barre de quartz.

L'étude Monte Carlo des " $\delta - rays$ " a montré que le bruit de fond créé par ces électrons représente un taux par rapport au signal égal à $8,8 \pm 0,9\%$ dans la région directe et $6,0 \pm 0,7\%$ dans la région réfléchiée. La moitié de cette lumière est produite par les barres de quartz et les boîtes dans lesquelles sont placées les barres. L'autre moitié provient des " $\delta - rays$ " produits dans le calorimètre électromagnétique. Dans les données cosmiques, nous avons mesuré un taux égal à $13,5 \pm 0,8\%$ pour les valeurs de θ_{dip} négatives et de $13,9 \pm 1,5\%$ pour les valeurs positives. Nous remarquons qu'une partie du bruit de fond "en temps" est expliquée par la lumière due aux " $\delta - rays$ ". La différence pourrait être expliquée par de la lumière de scintillation produite dans les barres de quartz.

Afin de faire une mesure directe de la lumière "tortue", il est nécessaire de la

séparer des "δ-rays". Grâce au caractère isotropique de la lumière de scintillation, on s'attend à identifier deux types de photons: directs et réfléchis. De ce fait, l'observation d'un tel bruit de fond est plus prononcée dans une configuration du DIRC où la trace de $\theta_{dip} > 0^\circ$ traverse la barre de quartz à un point en z le plus près du Standoff-Box. En utilisant la variable Δt , nous avons étudié le spectre en temps dans la région $|\theta_c - \theta_{c,0}| > 4\sigma$ et pour des grandes valeurs de z_{barre} i.e., [6,8 , 7,2] m, [7,2 , 7,6] m et [7,6 , 8,0] m. Dans cette étude, le calcul du temps de propagation attendu suppose que tous les photons étaient directs. Nous rappellerons que dans les régions en z_{barre} choisies, tous les photons Cerenkov sont réfléchis par le miroir. La figure (6.31) montre deux pics: le premier à $\Delta t = 0$ et le second correspond au bruit de fond "en temps" qui a été réfléchi par le miroir. Le premier signal à $\Delta t = 0$ observé correspond à une lumière qui se propage dans le sens contraire de propagation des photons Cerenkov. Elle est compatible avec l'hypothèse d'un photon direct et donc de la "tortue". Le tableau (6.3) résume les résultats obtenus en terme de résolution temporelle et de taux par rapport au signal.

Dans la région du signal, nous attendons un bruit de fond de scintillation. L'étude des spectres en temps dans les mêmes régions en z_{barre} a clairement montré cette contribution. La figure (6.32) illustre la lumière de scintillation dans la région du signal.

On peut conclure que le bruit de fond "en temps" possède deux sources: la lumière due aux "δ-rays" et la lumière de scintillation. Les photons du premier type se propagent dans la direction des photons du signal. Les photons de scintillation se propagent dans les deux sens: vers le miroir et le Standoff-Box. Ils contribuent dans les deux régions du signal et du bruit de fond.

z_{barre}	[6,8 , 7,2] m	[7,2 , 7,6] m	[7,6 , 8,0] m
$N(\text{tortue})/N(\text{sig})$ (%)	$3,6 \pm 0,4$	$3,8 \pm 0,4$	$6,3 \pm 0,5\%$
$\sigma(t)$ (ns)	$4,1 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,5$	$8,5 \pm 0,8$

Tableau 6.3: *Le taux de bruit de fond "tortue" et la résolution temporelle mesurés avec les données cosmiques du DIRC. La mesure a été faite sur la composante directe et pour $|\theta_c - \theta_{c,0}| > 4\sigma$.*

Le bruit de fond "hors temps":

Les sources principales de ce bruit de fond sont les diffusions des photons Cerenkov. Ces photons possèdent les caractéristiques suivantes:

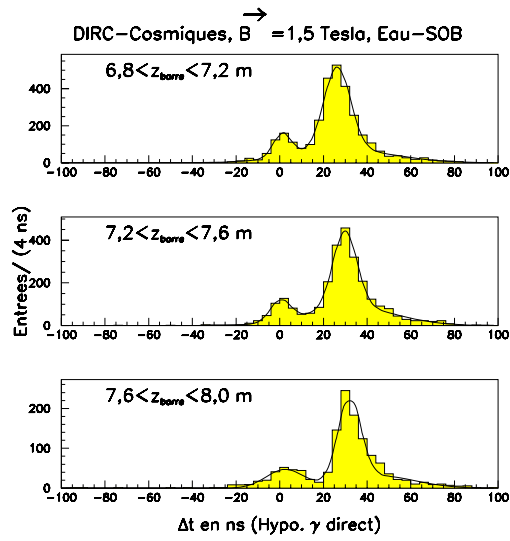


Figure 6.31: Les distributions Δt où le temps attendu a été calculé en supposant des photons directs. Le pic à zéro est compatible avec des photons de bruit de fond se propageant dans le sens contraire du signal. Les figures ont été obtenues pour la région $|\theta_c - \theta_{c,0}| > 4\sigma$ et trois valeurs en z_{barre} .

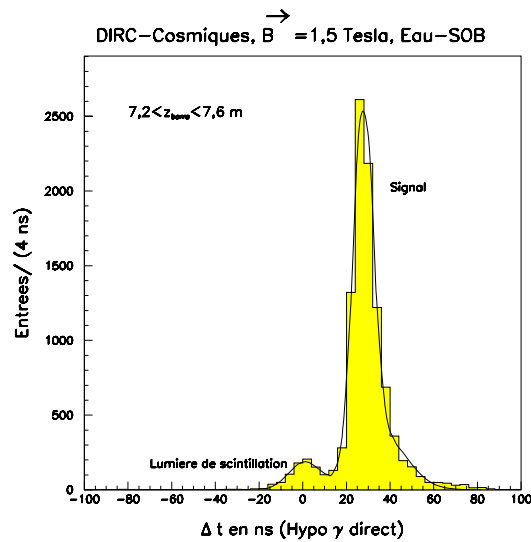


Figure 6.32: La distribution Δt où le temps attendu a été calculé en supposant des photons directs. Le pic à zéro est compatible avec de la lumière de scintillation qui se propage dans le sens contraire du signal.

- Le décalage de l'angle θ_c par rapport à la valeur attendue doit être proportionnel à Δt . En effet, cette dépendance est donnée par la relation suivante:

$$\Delta t = \frac{n}{c \tan(\theta_c + \theta_{dip}) \sin(\theta_c + \theta_{dip})} \Delta\theta_c L_{diff} \quad (6.9)$$

où L_{diff} est la longueur de propagation après diffusion.

- Une augmentation de leur taux en fonction de la distance parcourue dans la barre de quartz.

Les photons de ce type de bruit de fond sont détectés avec un angle θ_c différent de celui au point de production. Afin de voir si les propriétés de la diffusion sont vérifiées dans les données, nous avons étudié la variation de Δt en fonction de $\Delta\theta_c$ dans les conditions expérimentales suivantes: $3,0 < z_{barre} < 4,0$ m, $|\Delta t| < 10$ ns et $|\theta_{dip}| > 0,15$ rad. Les deux premières coupures permettent de réduire le bruit de fond dû à la scintillation. Le troisième critère de sélection permet de ne sélectionner que les traces produisant de la lumière directe. La figure (6.33) montre la variation de la valeur moyenne de Δt en fonction de $\Delta\theta_c$. Nous pouvons constater une variation linéaire du bruit de fond. La valeur de Δt prend des valeurs différentes selon la valeur et le signe de θ_c (equ. 6.9). La figure (6.30.b) illustre une dépendance du taux de ce bruit de fond en fonction de la distance de propagation dans la barre. En particulier, on remarque un saut important de ce taux après le miroir. Ainsi, ces photons bruit de fond pourraient être expliqués par des diffusions de photons Cerenkov dans la barre de quartz. En effet, nous avons déjà mentionné que les surfaces des barres de quartz utilisées lors des tests cosmiques étaient défectueuses et pourraient ainsi causer des diffusions des photons Cerenkov dans la barre. Une source supplémentaire de ces diffusions serait la surface située à l'extrémité de la barre touchant le miroir. Ce type de diffusion est dû à la mauvaise qualité de polissage des surfaces.

6.7 Conclusion.

Les premières prises de données cosmiques du détecteur *DIRC* de *BABAR* ont permis de tester les différents aspects du système. On a pu tester avec succès l'électronique du détecteur, le système de calibration et la purification de l'eau dans la zone d'expansion. La résolution angulaire par photon mesurée avec les données est en accord avec la simulation Monte Carlo à 10% près. Une amélioration peut être obtenue en effectuant l'alignement des barres de quartz. Dans le cas de la résolution angulaire par trace, le désaccord entre les données et la simulation est plus important puisque la résolution obtenue dans les données

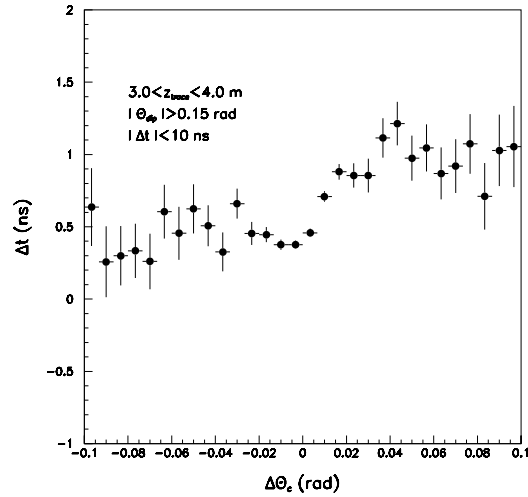


Figure 6.33: La figure montre la variation de Δt en fonction de $\Delta\theta_c$. Cette dépendance montre que le bruit de fond "hors temps" suit la relation de l'équation (6.9).

est de 4,5 mrad alors qu'elle est de 2,7 mrad dans la simulation. Ce désaccord est le résultat de deux effets. D'une part, nous avons observé un déficit dans le nombre de photons qui peut être expliqué par des diffusions dans la barre à cause de leur mauvaise qualité. D'autre part, une analyse sur les données de la chambre à dérive [5] a montré des décalages de la valeur $\tan\theta_{dip}$ variant entre 0,002 et 0,01 en fonction de z . Cet effet est principalement dû aux erreurs dans la description de la géométrie de la chambre à dérive, erreurs qui affectent les angles stéréos. Ainsi, le *DIRC* peut être affecté par ce type de systématique pour la mesure de θ_c de la particule. Enfin, on a pu observer trois types de bruits de fond dans le *DIRC* dont les taux sont importants. L'explication de la source de ces bruits de fond a été donnée dans ce chapitre: les " δ -rays", la scintillation et les diffusions dans la barre. Les taux de ces bruits de fond devront être remesurés lors des futures prises de données au mois de Mai 1999. Dans *BABAR*, le bruit de fond dû aux " δ -rays" devra être deux fois moins important. Le bruit de fond de scintillation devra être le même. Ainsi, le bruit de fond total "en temps" est irréductible et représentera un peu moins de 10% du signal. Le bruit de fond "hors temps" dépend de la qualité des barres et le taux variera entre 0 et 30%.

Bibliographie

- [1] Boeing Corporation, Rocketdyne division. Albuquerque, New Mexico (USA).
- [2] Zygo Corporation, Laurel Brook Road, Middlefield, Connecticut 06455 USA.
- [3] <http://www.online04.lbl.gov/gautier/reco/reco.html>
- [4] Ph. Leruste, *Présentation à BaBar-France*, LPNHE 5/02/1999.
- [5] V. S. Miftahov, "*Dip Angle systematic in Drift Chamber*", publication interne, TNDC 99-93, 25/02/1999.

Conclusion

Cette thèse couvre deux domaines importants de l'expérience BABAR. Le premier concerne l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ permettant de mesurer $\sin 2\beta$. La seconde étude a permis de montrer les bonnes performances de son détecteur original d'identification à effet Cerenkov: le *DIRC*.

L'analyse de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ a été effectuée avec les données issues d'une part du programme de simulation rapide et d'autre part d'une version préliminaire du programme de reconstruction. C'est ainsi qu'on a pu effectuer une comparaison entre les deux programmes. Les faibles rapports d'embranchement des désintégrations des mésons charmés chargés D^\pm ont nécessité de considérer dans l'analyse six modes de désintégration. Le rapport d'embranchement total du B^0 dans ces modes est égal à 5,8%. Ces états finals sont caractérisés par une importante multiplicité qui nous a incités à utiliser des méthodes de sélection afin de rejeter les événements du bruit de fond dès les premières étapes de l'analyse. La section efficace du bruit de fond du continuum est trois fois plus importante que celle du signal $b\bar{b}$. De ce fait, nous avons utilisé des variables discriminantes permettant de rejeter 80% du bruit de fond $q\bar{q}$. Malgré les coupures appliquées, le rapport bruit de fond sur signal obtenu est de 2,8 et il est dominé par le bruit de fond $b\bar{b}$ dont la contribution au bruit de fond total est de 85%.

L'efficacité effective obtenue dans l'analyse du mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$ est de $\sum_i Br_i \epsilon_i = 1\%$. Le nombre total d'événements reconstruits est de 140 pour une luminosité intégrée de $30 fb^{-1}$ ce qui équivaut à une prise de données d'une année avec la luminosité nominale de PEP-II. Une telle statistique permet d'obtenir une incertitude dans la mesure de $\sin 2\beta$ égale à **0,19**. Ce résultat a été obtenu avec la simulation rapide de ASLUND. Le nombre d'événements $B^0 \rightarrow D^+D^-$ obtenu avec une version encore préliminaire du programme de reconstruction est de 61 qui permet de mesurer $\sin 2\beta$ avec une incertitude de **0,32**.

L'étude des performances du détecteur *DIRC* a été effectuée sur le prototype-II et le détecteur final.

L'analyse des données des tests sur faisceau au PS-CERN a permis d'étudier le détecteur dans ses différentes configurations. La résolution sur l'angle Cerenkov

par photon mesurée est de $10,2 \pm 0,1$ mrad. La résolution de l'angle θ_c par trace est égale à $3,2 \pm 0,2$ mrad. Cette résolution permet d'obtenir une séparation K/π égale à 4 écarts type pour une impulsion de 2,7 GeV/c et l'angle le plus défavorable de 20° . Nous avons pu mesurer le nombre de photons Cerenkov à la valeur $15,7 \pm 0,1$ pour un angle d'incidence de la trace de 20° et aucune propagation du photon dans la barre de quartz. Enfin, l'atténuation des photons dans la barre de quartz extraite avec ces données est de $3,89 \pm 0,58\%/m$. L'analyse des différentes contributions du bruit de fond observé a permis de comprendre leur source. Les tests sur faisceau du prototype-II ont permis de valider la simulation du *DIRC* ainsi que les concepts de fabrication.

L'analyse des premières données cosmiques du détecteur *BABAR* a permis d'étudier le *DIRC* dans sa configuration finale. La résolution de θ_c par photon mesurée est de $10,09 \pm 0,06$ mrad. Avec une telle résolution, l'angle Cerenkov par trace est mesuré avec une incertitude égale $4,71 \pm 0,14$ mrad qui est dominée par l'erreur de mesure de l'angle d'incidence de la particule par la chambre à dérive de *BABAR*. Selon la méthode d'ajustement, l'atténuation mesurée est de $4,7 \pm 1,3\%/m$ et $6,9 \pm 1,9\%/m$. La première valeur a été obtenue avec une fonction d'ajustement ayant un seul coefficient d'atténuation alors que la seconde valeur considère deux coefficients d'atténuation différents: un pour les photons directs et l'autre pour les photons réfléchis par le miroir. Le nombre de photons Cerenkov détectés est mesuré à $35,2 \pm 3,8$ pour un angle d'incidence de 20° et aucune transmission des photons dans la barre de quartz. Un bruit de fond d'environ 35% du signal a été observé. Il provient de trois sources d'importance comparable: la lumière diffusée par les défauts dans les barres de quartz, la lumière Cerenkov produite par les $\delta - rays$ accompagnant les traces cosmiques et la lumière de scintillation produite par ces traces dans les barres. L'extrapolation de l'ensemble de ces résultats aux conditions réelles de *BABAR* indique que le *DIRC* aura dès le démarrage des performances très proches des valeurs nominales.

Annexe A

La relation de Franck et Tamm.

La théorie de Franck et Tamm est basée sur l'électrodynamique classique. Nous allons considérer, dans la suite, le cas d'une particule de charge ze plutôt qu'un électron qui traverse un milieu à une vitesse constante. Nous essayerons d'extraire le champ électromagnétique produit par le passage de la particule ainsi que la radiation associée. Nous débuterons le calcul en rappelant les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique dont la constante est $\varepsilon(\omega)$:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{\varepsilon(\omega)}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.4})$$

De la relation (A.3), nous pouvons déduire que le champ magnétique \vec{B} peut s'exprimer comme le rotationnel du vecteur potentiel \vec{A} :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{A.5})$$

En remplaçant cette dernière dans la quatrième équation, plus connue sous le nom de relation de Faraday, on obtient l'équation homogène suivante:

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{A.6})$$

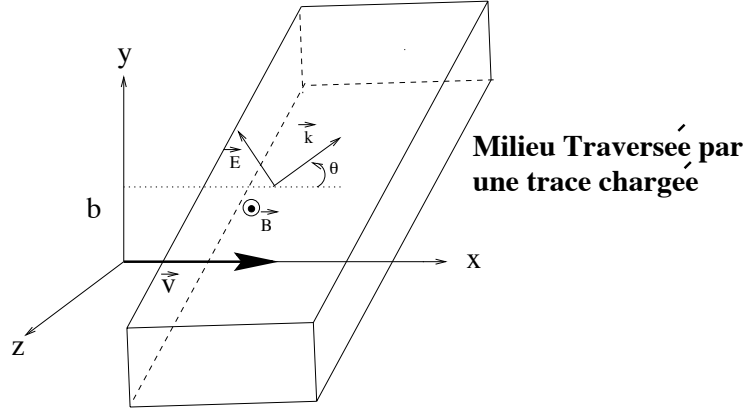


Figure A.1: Les composantes du champ électromagnétique au point $(b, 0, 0)$ créé par le passage d'une particule chargée à une vitesse constante v .

Celle-ci nous permet d'introduire le potentiel scalaire Φ comme suit:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \Phi \quad (\text{A.7})$$

En utilisant la relations (A.7), les relations (A.1) et (A.2) peuvent être écrite de la façon suivante:

$$\vec{\nabla}^2 \Phi + \frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho \quad (\text{A.8})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \frac{4\pi}{c} \vec{J} - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon(\omega)}{c} \frac{\partial \vec{\nabla} \Phi}{\partial t} \quad (\text{A.9})$$

Nous pouvons réarranger ce groupe d'équations sous la forme suivante ¹ :

$$\vec{\nabla}^2 \Phi + \frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{\varepsilon(\omega)}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}) = -\frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{A.11})$$

¹Le résultat a été obtenu grâce à la formule suivante :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A}$$

Afin de découpler les deux équations, nous effectuerons le développement des calculs dans la jauge de Lorentz. En utilisant les transformations des potentiels scalaires et vecteurs ci-dessous, les champs magnétique et électrique restent inchangés:

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\Lambda \quad (\text{A.12})$$

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \Lambda}{\partial t} \quad (\text{A.13})$$

Où Λ est un potentiel scalaire fixé grâce à la condition de Lorentz qui s'exprime comme suit:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{\varepsilon(\omega)}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.14})$$

Ainsi, nous obtenons les équations découplées sur les champs Φ et \vec{A} , équations qui sont connus sous le nom *d'équations d'onde*. Celles-ci sont équivalentes aux lois de Maxwell :

$$\vec{\nabla}^2 \Phi(\vec{r}, t) - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho \quad (\text{A.15})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}(\vec{r}, t) - \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{A.16})$$

Afin de trouver les potentiels scalaire et vectoriel créés par le passage de la particule dans le milieu, nous utiliserons la transformée de Fourier de chacun d'eux et on exprimera les équations d'onde dans l'espace (\vec{k}, ω) :

$$f(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^3k \int d\omega f(\vec{k}, \omega) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{A.17})$$

En appliquant la transformée précédente sur chacun des potentiels, les équations (A.15) et (A.16) s'expriment alors sous la forme suivante:

$$(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)) \Phi(\vec{k}, \omega) = \frac{4\pi}{\varepsilon(\omega)} \rho \quad (\text{A.18})$$

$$(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)) \vec{A}(\vec{k}, \omega) = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{A.19})$$

Les densités de charge et de courant créées par le passage de la particule s'écrivent:

$$\rho(\vec{r}, t) = ze\delta(\vec{x} - \vec{v}t) \quad (\text{A.20})$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{v}\rho(\vec{r}, t) \quad (\text{A.21})$$

Les transformées de Fourier des équations ci-dessus sont les suivantes:

$$\rho(\vec{k}, \omega) = \frac{ze}{2\pi}\delta(\omega - \vec{k}\cdot\vec{v}) \quad (\text{A.22})$$

$$\vec{J}(\vec{k}, \omega) = \vec{v}\rho(\vec{k}, \omega) \quad (\text{A.23})$$

En insérant les expressions des densités dans les équations d'onde (A.18), nous pouvons extraire les transformées de Fourier des champs scalaire et vecteur:

$$\Phi(\vec{k}, \omega) = \frac{2ze}{\varepsilon(\omega)} \times \frac{\delta(\omega - \vec{k}\cdot\vec{v})}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)} \quad (\text{A.24})$$

$$\vec{A}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon(\omega)\vec{\beta}\Phi(\vec{k}, \omega) \quad (\text{A.25})$$

A partir de ses formules, les champs électromagnétiques dans l'espace de Fourier prendront la forme suivante (en utilisant les équations (A.7) et (A.5)) :

$$\vec{E}(\vec{k}, \omega) = i\left(\frac{\omega\varepsilon(\omega)}{c}\vec{\beta} - \vec{k}\right)\Phi(\vec{k}, \omega) \quad (\text{A.26})$$

$$\vec{B}(\vec{k}, \omega) = i\varepsilon(\omega)\vec{k} \times \vec{\beta} \Phi(\vec{k}, \omega) \quad (\text{A.27})$$

Le champ électrique créé par le passage de la particule au point A (0,b,0) indiqué dans la figure (A.1) aura la forme suivante dans l'espace des fréquences:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{1}{(2\pi)(3/2)} \int d^3k \vec{E}(\vec{k}, \omega) e^{ibk_y} \quad (\text{A.28})$$

En insérant les équations (A.24) et (A.26) dans la relation précédente, nous obtenons les trois composantes du champs électrique comme suit:

$$E_x(\omega) = \frac{2ize}{\varepsilon(\omega)} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k e^{ibk_y} \left[\frac{\omega\varepsilon(\omega)\beta}{c} - k_x \right] \frac{\delta(\omega - vk_x)}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)} \quad (\text{A.29})$$

$$E_y(\omega) = \frac{2ize}{\varepsilon(\omega)} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k e^{ibk_y} (-k_y) \frac{\delta(\omega - vk_x)}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \quad (\text{A.30})$$

$$E_z(\omega) = \frac{2ize}{\varepsilon(\omega)} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k e^{ibk_y} (-k_z) \frac{\delta(\omega - vk_x)}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \quad (\text{A.31})$$

Nous pouvons remarquer que la composante selon l'axe z du champ électrique est nulle car la fonction intégrale sur dk_z est impaire. Pour l'intégrale des autres composantes sur dk_x , on obtient facilement le résultat suivant:

$$E_x(\omega) = -\frac{2ize\omega}{(2\pi)^{3/2}v^2} \left[\frac{1}{\omega} - \beta^2 \right] \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y e^{ibk_y} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{k_y^2 + k_z^2 - \lambda^2} \quad (\text{A.32})$$

$$E_y(\omega) = -\frac{2ize\omega}{\varepsilon(\omega)(2\pi)^{3/2}v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y k_y e^{ibk_y} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{k_y^2 + k_z^2 - \lambda^2} \quad (\text{A.33})$$

$$E_z(\omega) = 0 \quad (\text{A.34})$$

avec:

$$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) = \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \beta^2 \varepsilon(\omega)) \quad (\text{A.35})$$

L'intégrale sur dk_z est de la forme de $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{x^2+a^2}$ dont le résultat s'obtient trivialement sous la forme π/a . Ainsi, on peut simplifier les expressions ci-dessus :

$$E_x(\omega) = -\frac{ize\omega}{\sqrt{2\pi}v^2} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega)} - \beta^2 \right] \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \frac{e^{ibk_y}}{\sqrt{\lambda^2 + k_y^2}} \quad (\text{A.36})$$

$$E_y(\omega) = -\frac{ize\omega}{\varepsilon(\omega)\sqrt{2\pi}v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \frac{k_y e^{ibk_y}}{k_y^2 + k_z^2 - \lambda^2} \quad (\text{A.37})$$

$$E_z(\omega) = 0 \quad (\text{A.38})$$

Les intégrales restantes s'écrivent selon les fonctions de Bessel modifiées K_α sous la forme suivante :

$$E_x(\omega) = -\frac{ize\omega}{v^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega)} - \beta^2 \right] K_0(\lambda b) \quad (\text{A.39})$$

$$E_y(\omega) = \frac{ze}{v} \sqrt{\frac{2}{\pi \varepsilon(\omega)}} \lambda K_1(\lambda b) \quad (\text{A.40})$$

À partir de l'expression du champ magnétique qui nous est donnée par la relation (A.27), on déduit sa seule composante non nulle :

$$B_z(\omega) = \varepsilon(\omega) \beta E_y(\omega) \quad (\text{A.41})$$

Dans la limite $|\lambda a| \gg 1$ où a est la dimension atomique, nous pouvons approximer les fonctions de Bessel modifiée par leurs formes asymptotiques. C'est alors que nous simplifions le champ électromagnétique comme suit:

$$E_x(\omega) \rightarrow i \frac{ze\omega}{c^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)}\right] \frac{e^{-\lambda b}}{\sqrt{\lambda b}} \quad (\text{A.42})$$

$$E_y(\omega) \rightarrow \frac{ze}{v \varepsilon(\omega)} \sqrt{\frac{\lambda}{b}} e^{-\lambda b} \quad (\text{A.43})$$

$$B_z \rightarrow \beta \varepsilon(\omega) E_y(\omega) \quad (\text{A.44})$$

L'énergie totale rayonnée par le passage de la particule dans un cylindre de rayon b et dont l'axe coïncide avec celui de la trace est donnée par la formule suivante:

$$\frac{dW}{dx} = -\frac{1}{v} \frac{dW}{dt} = - \int d^3\vec{r} \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.45})$$

Celle ci peut être simplifiée grâce aux équations de Maxwell ²

à la formule:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{c}{4\pi v} \int dx B_z E_x \quad (\text{A.46})$$

²En utilisant (A.4), L'intégrale devient:

$$I = \int d^3\vec{r} \vec{J} \cdot \vec{E} = \int d^3\vec{r} \frac{c}{4\pi} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot \vec{E}$$

Utilisant la formule $(\vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot \vec{E} = \vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) - \vec{\nabla} \cdot (\vec{B} \times \vec{E})$ et le théorème de divergence $\int d^3\vec{r} \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \int dx \vec{n} \cdot \vec{V}$, nous pouvons simplifier L'intégrale comme suit:

$$I = - \int dx \vec{n} \cdot (\vec{B} \times \vec{E})$$

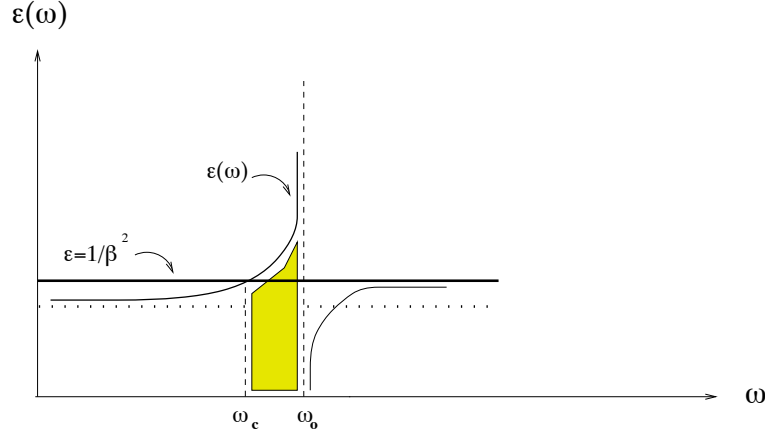


Figure A.2: La figure montre le comportement de la constante diélectrique en fonction de la fréquence. La partie en gris représente la gamme de fréquence où se produit la radiation Cerenkov.

Pour finaliser le calcul de la radiation par unité de longueur, nous introduisons les expressions de E_x et B_z des équations (A.42) et (A.44) afin d'obtenir:

$$\frac{dW}{dx} = -\frac{z^2 e^2 \omega}{\beta} \text{Re} \int d\omega \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)}\right] \sqrt{\frac{\lambda^*}{\lambda}} \frac{\omega}{\varepsilon(\omega)} e^{-(\lambda + \lambda^*)a} \quad (\text{A.47})$$

Si λ possède une partie réelle positive, le facteur exponentiel dans l'expression ci-dessus disparaît à grande distance. Donc toute la radiation est déposée autour de la particule. En revanche, si le paramètre est purement imaginaire alors le facteur exponentiel devient l'unité et l'expression $\frac{dW}{dx}$ devient donc indépendante de a . Par conséquent, une partie de l'énergie est rayonnée à grande distance. A partir de l'équation (A.35), nous pouvons voir que la dernière condition est vérifiée si $\beta n > 1$. Ainsi, on arrive au résultat déjà annoncé qui est que la radiation Cerenkov est rayonnée si et seulement si la vitesse de la particule est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé.

Dans cette limite et en posant $\lambda = -i |\lambda|$, nous obtenons alors l'expression de l'énergie rayonnée par unité de longueur:

$$\frac{dW}{dx} = \left(\frac{ze}{c}\right)^2 \int_{\varepsilon(\omega) > (1/\beta^2)} d\omega \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)}\right) \quad (\text{A.48})$$

Cette relation est connue sous le nom de *équation de Franck-Tamm* qui a été publiée en 1937 [1] afin d'expliquer les observations de Cerenkov en 1934. La radiation n'est pas émise sur une large gamme de fréquences. Elle est limitée par la relation $\varepsilon(\omega) > 1/\beta^2$, nous pouvons remarquer sur la figure (A.2) l'étendue de cette gamme de fréquences qui peut être assez importante pour des particules

ultra-relativistes.

Il est également important d'extraire l'angle de radiation. Celui-ci est donné par le produit vectoriel du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} . En effet à partir de la figure (A.1), on peut écrire cet angle de la façon suivante:

$$\tan \theta_c = -\frac{E_x}{E_y} \quad (\text{A.49})$$

On obtient à partir des expressions (A.29) et (A.30) la relation suivante:

$$\tan \theta_c = \frac{i\omega v \varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{1}{\lambda} \quad (\text{A.50})$$

Ainsi, nous obtenons le cosinus de l'angle de radiation comme étant:

$$\cos^2 \theta_c = \frac{1}{1 + \tan^2 \theta_c} = \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)} \quad (\text{A.51})$$

Enfin, en introduisant l'indice de réfraction ($n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$), nous pouvons écrire la relation de Cerenkov comme suit:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\omega)}. \quad (\text{A.52})$$

La figure (A.1) montre que la lumière est polarisée selon le plan de propagation de la particule. En utilisant la relation $W = N \cdot \hbar \omega$, nous pouvons extraire de l'équation de Franck-Tamm (A.48) le nombre de photons Cerenkov rayonné par unité de longueur est donné par la relation:

$$\frac{dN}{dx} = \left(\frac{ze}{c}\right)^2 \frac{1}{\hbar} \int_{\varepsilon(\omega) > (1/\beta^2)} d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon(\omega)}\right) \quad (\text{A.53})$$

Une discussion de cette relation est faite dans le chapitre (4.2.3).

Bibliographie

- [1] I. M. Franck et I. G. Tamm, *Dokl. Akad. Nauk., SSSR* **42** (3) (1937) 109.

Remerciements

Je remercie Messieurs Jacques Lefrançois et François Richard pour leur accueil au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je tiens également à remercier P. Baillon, F. Le Diberder, G. London et L. Oliver d'avoir accepté d'être membres de mon jury de thèse et d'avoir contribué à l'amélioration du contenu de cette thèse.

Je suis reconnaissant à Guy d'avoir dirigé ma thèse. Je le remercie chaleureusement de son encadrement exceptionnel, des discussions constructives qu'il nous a permis d'avoir et de m'avoir offert l'opportunité de présenter à la conférence HEP de Jérusalem.

Je n'oublie pas le groupe BABAR-LAL pour sa sympathie et son ambiance. Je citerai Anne-Marie pour sa disponibilité lors de mes questionnements. Je suis grandement ému pour le soutien et les aides de Marie-Hélène et de Stéphane (scriptor). Merci, Marie-Hélène, d'avoir accepté de lire ce manuscrit et de m'avoir fait part de tes remarques. Je remercie Gilbert d'avoir accepté de m'héberger dans son bureau et de m'avoir encouragé !

Je citerai les membres du groupe avec qui j'ai passé ces années de thèse: Richard, Vincent, Andrea, Andreas et Sophie (bon courage pour la suite). Merci à tous !!

Je tiens à remercier le groupe DIRC de BABAR avec qui j'ai eu de nombreuses interactions. Je n'oublierai pas non plus le groupe 12b dans lequel j'ai pu avoir des discussions sur mon analyse.

Mes remerciements vont à Cristel, pour son soutien, sa présence dans les moments durs et sa patience durant ces derniers mois.

Je remercie mes parents et Moncef qui m'ont permis d'en arriver là et qui m'ont encouragé à réaliser mes souhaits. Encore merci.

A mes proches qui n'ont pas pu être ici.

RÉSUMÉ

Les travaux présentés dans cette thèse comportent deux parties: l'analyse du mode de désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ et l'étude des performances d'un nouveau type de détecteur d'identification de particules à effet Cerenkov: le *DIRC*.

L'analyse de la désintégration $B^0 \rightarrow D^+D^-$ a été effectuée avec les données issues, d'une part, du programme de simulation rapide et, d'autre part, d'une version préliminaire du programme de reconstruction. Le rapport d'embranchement de ce mode est prédit à $4,5 \cdot 10^{-4}$. L'incertitude obtenue dans la mesure de $\sin 2\beta$ dans ce mode, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , est de:

$$\begin{aligned}\sigma(\sin 2\beta) &= \mathbf{0,19} && (\textit{simulation rapide}) \\ \sigma(\sin 2\beta) &= \mathbf{0,32} && (\textit{version préliminaire du programme de reconstruction})\end{aligned}$$

La comparaison du résultat obtenu dans ce mode avec celui du mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est riche d'enseignements théoriques.

L'étude des performances du détecteur *DIRC* a été effectuée sur le prototype-II et le détecteur final. Les résultats des tests sur faisceau du prototype-II ont permis d'obtenir une résolution sur l'angle θ_c et un nombre de photons Cerenkov donnés par les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta_c) &= \mathbf{10,2 \pm 0,1} \text{ mrad} && \textit{par photon} \\ \sigma(\theta_c) &= \mathbf{3,2 \pm 0,2} \text{ mrad} && \textit{par trace} \\ N_\gamma &= \mathbf{15,7 \pm 0,1} && \textit{à } \theta_{dip} = 20^\circ \textit{ et aucune transmission dans la barre}\end{aligned}$$

L'analyse des premières données cosmiques du détecteur *BABAR* a permis d'étudier le *DIRC* dans sa configuration finale. Parmi tous les résultats obtenus, nous donnerons les résultats suivants:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta_c) &= \mathbf{10,09 \pm 0,06} \text{ mrad} && \textit{par photon} \\ \sigma(\theta_c) &= \mathbf{4,71 \pm 0,14} \text{ mrad} && \textit{par trace} \\ N_\gamma &= \mathbf{35,2 \pm 3,8} && \textit{à } \theta_{dip} = 20^\circ \textit{ et aucune transmission dans la barre}\end{aligned}$$

L'extrapolation de l'ensemble de ces résultats aux conditions réelles de *BABAR* indique que le *DIRC* aura dès le démarrage des performances très proches des valeurs nominales.

Une étude détaillée du bruit de fond montre que celui-ci, bien que non négligeable, ne posera pas de problèmes importants pour le *DIRC* dans *BABAR*.

Mots-clés : PEP-II Triangle d'unitarité
BABAR Angle β
DIRC Mésons charmés
Violation de CP Mésons beaux
Détecteur Cerenkov

ABSTRACT

The work presented in this thesis is divided into two parts: the physics analysis of the decay mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$ and the performance obtained with a new type of a particle identification detector using the Cerenkov effect technique: the D_{IRC} . The analysis of the decay mode $B^0 \rightarrow D^+D^-$ has been performed with data generated from fast simulation and a preliminary version of the reconstruction program. The branching ratio of this channel is predicted to be $4,5 \cdot 10^{-4}$. The uncertainty on $\sin 2\beta$ measurement obtained with this mode is:

$$\begin{aligned}\sigma(\sin 2\beta) &= \mathbf{0,19} && \text{(fast simulation)} \\ \sigma(\sin 2\beta) &= \mathbf{0,32} && \text{(preliminary version of the reconstruction program)}\end{aligned}$$

The comparison of this result with the one obtained in the $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ mode will bring very useful theoretical insights.

The performance study of the D_{IRC} has been done on the prototype-II and the final detector. The beam-test results in terms of resolution on the θ_c angle and number of Cerenkov photons are the following:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta_c) &= \mathbf{10,2 \pm 0,1} \text{ mrad} && \text{per photon} \\ \sigma(\theta_c) &= \mathbf{3,2 \pm 0,2} \text{ mrad} && \text{per track} \\ \mathbf{N}_\gamma &= \mathbf{15,7 \pm 0,1} && \text{at } \theta_{dip} = 20^\circ \text{ and zero transmission in the bar}\end{aligned}$$

The analysis of the first cosmic data collected by the B_{ABAR} detector has allowed to study the D_{IRC} in its final configuration. Among all the results obtained, we give the following ones:

$$\begin{aligned}\sigma(\theta_c) &= \mathbf{10,09 \pm 0,06} \text{ mrad} && \text{per photon} \\ \sigma(\theta_c) &= \mathbf{4,71 \pm 0,14} \text{ mrad} && \text{per track} \\ \mathbf{N}_\gamma &= \mathbf{35,2 \pm 3,8} && \text{at } \theta_{dip} = 20^\circ \text{ and zero transmission in the bar}\end{aligned}$$

The extrapolation to the real condition of B_{ABAR} for all these results show that the D_{IRC} will run with performances similar to the nominal values.

A detailed study of the background shows that, even though it will not be negligible, it will not compromise the D_{IRC} performances in B_{ABAR} .

