

2m11.2906.2

Université de Montréal

Mesure du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ et extraction de
 $|V_{ub}|$ à l'expérience BaBar

par

Simon Sabik

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

mai 2001

©Simon Sabik, 2001



QC

3

154

2001

N. 016

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Mesure du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ et extraction de
 $|V_{ub}|$ à l'expérience BaBar

présenté par:

Simon Sabik

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Viktor Zacek,	président-rapporteur
Paul Taras,	directeur de recherche
Jean-Pierre Martin,	membre du jury

Mémoire accepté le: ..20.1.07/2001..

Sommaire

L'étude de la désintégration semileptonique du méson B^0 en $\pi l \nu$ permet de calculer l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa de transition entre les quarks. Du point de vue théorique, l'extraction de $|V_{ub}|$ requiert l'élaboration de modèles permettant d'isoler l'interaction faible des effets de l'interaction forte dans le processus. Du point de vue expérimental, cette étude requiert une grande source de mésons B ainsi qu'un détecteur performant. Notre étude est basée sur les $20,1 \text{ fb}^{-1}$ de luminosité intégrée de collisions e^+e^- recueillis par le détecteur BaBar au cours des années 1999 et 2000. Les étapes cruciales de l'analyse ont été la reconstruction du neutrino par l'énergie manquante de l'événement et l'identification du lepton chargé. Des valeurs préliminaires du rapport d'embranchement et de $|V_{ub}|$ ont été extraites: $Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = (1,77 \pm 0,38_{\text{statistique}} \pm 0,07_{\text{systématique}}) 10^{-4}$ et $|V_{ub}| = (3,4 \pm 0,4_{\text{statistique}} \pm 0,1_{\text{systématique}}) 10^{-3}$. Certaines incertitudes systématiques restent à ajouter.

Mots clés: physique, particules, méson B, semileptonique, BaBar.

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	ix
Remerciements	xiv
Introduction	1
Chapitre 1: Phénoménologie des désintégrations semileptoniques des mésons	
B	5
1.1 Introduction	5
1.2 Modèle Standard	5
1.2.1 Les fermions	5
1.2.2 Les bosons	6
1.3 Matrice CKM et triangle d'unitarité	7
1.4 Désintégrations du B	12
1.5 Cinématique des désintégrations semileptoniques	15
1.6 Modèles de facteurs de forme	19

1.6.1	WRB et KB	20
1.6.2	Règle de somme	20
1.6.3	Théorie QCD sur réseau	21
1.6.4	ISGW	21
1.6.5	ISGW2	22
1.6.6	Prédiction pour $B \rightarrow \pi l \nu$	24
Chapitre 2: Contexte expérimental		26
2.1	Introduction	26
2.2	PEP-II	27
2.3	BaBar	28
2.3.1	Système de reconstruction des traces chargées	29
2.3.1.1	SVT (Silicon Vertex Tracker)	29
2.3.1.2	DCH (Drift Chamber)	33
2.3.2	DIRC (Detection of Internally Reflected Cerenkov (light))	38
2.3.3	EMC (Electromagnetic Calorimeter)	43
2.3.4	IFR (Instrumental Flux Return)	46
2.3.5	Déclenchement	48
Chapitre 3: Les outils d'analyse		50
3.1	Introduction	50

3.2	La reconstruction des particules	51
3.2.1	Les traces chargées	51
3.2.2	La reconstruction dans le calorimètre	56
3.3	La reconstruction des vertex	57
3.4	L'identification des particules chargées	58
3.4.1	Les hadrons chargés	59
3.4.2	Les électrons	64
3.4.3	Les muons	67
3.5	Topologie de l'événement	72
3.5.1	Sphéricité	73
3.5.2	Moments de Fox-Wolfram	73
3.6	Les simulation Monte-Carlo	74
Chapitre 4: Extraction du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \pi l \nu$		77
4.1	Introduction	77
4.2	Méthode d'analyse et échantillons étudiés.	77
4.3	Sélection des événements $B\bar{B}$	80
4.4	Sélection des candidats pion et lepton	87
4.4.1	Sélection des traces chargées	87
4.4.2	Sélection du pion	88

4.4.3	Sélection du lepton	92
4.4.4	Le vertex du couple pion-lepton	95
4.5	Reconstruction du neutrino	95
4.5.1	Méthode	95
4.5.2	Sélection des candidats chargés	96
4.5.3	Sélection des candidats neutres	97
4.5.4	Coupures de qualité du neutrino reconstruit	98
4.5.5	Résultat de la reconstruction du neutrino	106
4.6	Autres sélections	108
4.7	Reconstruction du signal	110
4.8	Analyse sur les données réelles	114
4.9	Extraction du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$	120
4.10	Discussion des résultats	122
	Conclusion	127
	Bibliographie	130

Liste des tableaux

1-I	Prédictions du taux total de désintégration en termes de $ V_{ub} $. . .	25
2-I	Section efficace de production à $E_{centre\ de\ masse} = M(\Upsilon(4S))$	28
3-I	Définition des sélections <i>serrée</i> et <i>très serrée</i> pour les électrons.	68
3-II	Définition des sélections <i>serrée</i> et <i>très serrée</i> pour les muons. . .	70
4-I	Pourcentage d'événements passant les coupures <i>sphéricité</i> / $R_2 \geq 1,0$ et nombre de traces ≥ 4	87
4-II	Les bruits de fond persistants à toutes les coupures et leurs proportions finales. D^{autre} désigne les mésons charmés autre que D et D^*	115

Liste des figures

- 1-1 Le triangle d'unitarité, normalisé par $|V_{cd}V_{cb}^*|$. On approxime ici les termes près de l'unité: $V_{ud} \sim 1$ et $V_{tb} \sim 1$ 9
- 1-2 Restrictions sur le triangle d'unitarité. La courbe Δm_d représente les limitations dues à la fréquence d'oscillations du B_d^0 . Δm_s est la fréquence d'oscillation du B_s^0 . ϵ_k est un paramètre caractéristique de la violation CP dans le système des $K^0\bar{K}^0$. On a également les mesures de $|V_{ub}/V_{cb}|$ qui donnent des limitations ainsi que la valeur de $\sin(2\beta)$, récemment mesurée par BaBar. Le sommet du triangle se trouverait donc dans la région ombrée. $\bar{\eta} \equiv \eta(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\rho} \equiv \rho(1 - \lambda^2/2)$ 11
- 1-3 Exemples de diagrammes de Feynman pour les désintégrations du B (a) leptonique, (b) semileptonique et (c) hadronique. 13
- 1-4 Configurations cinématiques de la désintégration semileptonique d'un méson B: avant (haut), lepton opposé au neutrino et quark produit presque immobile (milieu) et lepton colinéaire au neutrino avec impulsion maximale pour le quark produit (bas). 17
- 1-5 Spectre de désintégration normalisé pour $\bar{B}^0 \rightarrow X_{u\bar{d}}e\nu_e$ en fonction de l'énergie de l'électron pour π , ρ , les états 1P et le total des contributions de tous les états 1S, 1P, 2S. 22

1-6	Spectre de désintégration normalisé pour $\overline{B^0} \rightarrow X_{c\bar{d}}e\nu_e$ en fonction de l'énergie de l'électron pour D , D^* et le total des contributions de tous les états 1S, 1P, 2S.	23
2-1	Le détecteur BaBar vu de haut.	30
2-2	Vue schématique de la section longitudinale du SVT.	33
2-3	Résolution spatiale des points de mesure du SVT en z (microns).	34
2-4	Résolution spatiale des points de mesure du SVT en ϕ (microns).	34
2-5	Section longitudinale de la chambre à dérive.	36
2-6	Les cellules de dérive et leurs isochrones (courbe sur laquelle le temps de dérive est uniforme).	37
2-7	Résolution de la position (séparément pour la gauche et la droite de l'anode).	39
2-8	Géométrie du DIRC vu de haut.	40
2-9	Résolution de (a) l'angle Cerenkov pour un photon seul et (b) la différence entre le temps mesuré et le temps estimé.	42
2-10	Disposition des cristaux de l'EMC.	45
2-11	Quantité de matériau traversée par fraction de longueur de radiation entourant le point d'interaction.	46
3-1	Les paramètres des traces. Vue xy du détecteur.	51
3-2	Les paramètres des traces. Vue R-Z du détecteur. Le point en haut à gauche est le point d'approche minimale en xy.	52

3-3	Efficacité de reconstruction des traces qui sont dans l'acceptance de la DCH en fonction de l'impulsion transverse $p_t = p \sin \theta$ pour 1960 V (points noirs) et 1900 V (points blanc).	54
3-4	Efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de l'angle polaire (en radians) pour 1960 V (points noirs) et 1900 V (points blancs).	55
3-5	dE/dx en fonction de l'impulsion dans la chambre à dérive.	60
3-6	dE/dx en fonction de l'impulsion dans le SVT, ($c=1$).	61
3-7	Efficacité d'identification des kaons et probabilité de confondre les pions en kaons.	63
3-8	Le rapport E/p pour des électrons et d'autres particules chargées.	64
3-9	Les variables du LAT.	65
3-10	Efficacité d'identification des électrons et probabilité de confondre les pions en électrons.	68
3-11	Efficacité d'identification des muons, variables <i>serrées</i>	70
3-12	Probabilité de confondre les pions en muons, variables <i>serrées</i>	71
3-13	Efficacité d'identification des muons, variables <i>très serrées</i>	71
3-14	Probabilité de confondre les pions en muons, variables <i>très serrées</i>	72
4-1	La sphéricité pour des événements hadroniques et leptoniques. On remarque que la distribution est concentrée à 0 pour $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-	81
4-2	R_2 pour des événements hadroniques et leptoniques. On remarque que la distribution est concentrée à 1 pour $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-	82

4-3	R_2 en fonction de la sphéricité pour des événements hadroniques et leptoniques. On coupe les événements au-dessus de la droite. . .	83
4-4	<i>Sphéricité</i> / R_2 pour des événements hadroniques et leptoniques. La flèche indique la coupure <i>Sphéricité</i> / $R^2 \geq 1$	84
4-5	Le nombre total de traces pour des événements hadroniques et leptoniques. Déjà, à cette étape, on n'a plus de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. . .	86
4-6	Le point d'approche minimal des candidats pion et lepton en xy (d_0) pour le signal et le bruit de fond.	89
4-7	Le point d'approche minimal des candidats pion et lepton en z (z_0) pour le signal et le bruit de fond.	90
4-8	Impulsion du pion dans le système du centre de masse.	91
4-9	Impulsion du lepton dans le système du centre de masse. Coupure $\vec{p}_l > 1,3 \text{ GeV}/c$ déjà appliquée.	93
4-10	Probabilité χ^2 par degré de liberté de l'ajustement au vertex pion-lepton.	94
4-11	Différence d'impulsion avant toute coupure entre le neutrino reconstruit et le neutrino véritable.	98
4-12	Charge totale mesurée par événement.	100
4-13	Énergie manquante en fonction de la masse manquante au carré pour du signal et du bruit de fond. On garde les événements à l'intérieur du cône.	101
4-14	Cosinus de l'angle α_1 calculé entre le couple pion-lepton et le neutrino.	103

4-15	Différence entre le cosinus de l'angle du neutrino calculé par rapport au couple pion-lepton (a1) et le cosinus de l'angle du neutrino reconstruit par rapport au couple pion-lepton (a2).	104
4-16	Différence d'impulsion après coupures entre le neutrino reconstruit et le neutrino véritable.	107
4-17	Cosinus de l'angle entre les candidats pion et lepton.	109
4-18	ΔE pour le signal, le bruit de fond $b\bar{b}$ et les bruits de fond du continuum hadronique.	111
4-19	Masse invariante du B reconstruit.	113
4-20	Masse invariante du B reconstruit. Présentation du signal obtenu des données réelles (d'où on a soustrait le continuum) et du bruit de fond $b\bar{b}$	118
4-21	Masse invariante du B reconstruit en dehors de la fenêtre ΔE . Aucun excédent n'y est observé.	119
4-22	Impulsion du lepton dans le système du centre de masse à l'intérieur de la fenêtre ΔE	121

Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement les personnes qui m'ont appuyé et encouragé:

- Mes remerciements à mon directeur de recherche, Paul Taras, pour avoir dirigé mes travaux. Ses conseils judicieux m'ont guidé tout au long de ma maîtrise. Je le remercie également pour m'avoir donné l'occasion de travailler dans l'environnement du Stanford Linear Accelerator Center qui fut si bénéfique pour mon apprentissage.
- Je remercie Jean-Yves Nief, à qui j'ai eu recours à de nombreuses occasions lors de mes passages au SLAC. Son aide constante à la réalisation de diverses tâches m'a été précieuse.
- J'aimerais remercier Viktor Zacek pour m'avoir souvent aidé et conseillé au cours des dernières années. C'est en partageant avec moi sa passion pour la physique des particules qu'il m'a donné envie d'étudier dans le domaine.
- Merci aux autres étudiants du groupe BaBar Montréal, Jean-François Arguin et Sylvie Brunet. Ce fut un plaisir de travailler avec vous!
- Je veux finalement remercier ma mère qui m'a toujours soutenu dans tout ce que j'ai entrepris.

Introduction

La physique du B est un domaine très actif en physique des particules. Depuis la découverte du quark b [1] en 1977 à Fermilab, on a vu apparaître de nombreuses expériences étudiant les mésons B (CLEO, ARGUS, LEP et la nouvelle génération BaBar et Belle). Les désintégrations semileptoniques sont importantes pour étudier les couplages de la force faible. De plus, elles permettent d'étudier la dynamique des désintégrations des quarks lourds.

Dans ce mémoire, nous exposerons l'étude exclusive de la voie de désintégration semileptonique $B^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu$ ainsi que son conjugué complexe, où l est un lepton chargé e ou μ . Cette analyse mène à l'évaluation du rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)$ et de $|V_{ub}|$, l'un des plus faibles et plus méconnus éléments de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) de transition entre les quarks.

Expérimentalement, les désintégrations semileptoniques sont caractérisées par la présence d'un lepton très énergétique. En revanche, le neutrino n'est pas détecté et on utilise l'énergie manquante de l'événement pour le reconstituer. Cette voie de désintégration, impliquant la transition de deux générations d'un quark b vers un quark u par l'intermédiaire d'un boson W, est rare; l'expérience CLEO [53] a déjà mesuré un rapport d'embranchement de $Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = (1,8 \pm 0,4_{-0,7}^{+0,5} \pm 0,5) 10^{-4}$. Ainsi, l'étude de cette voie nécessite un détecteur aussi hermétique que possible et performant pour tout type de particules. L'expérience BaBar au SLAC, grâce à une luminosité élevée de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, nous fournit un nombre considérable de mésons B. C'est un élément essentiel pour l'extraction

du signal dans une voie aussi rare. La grande statistique prévue permettra à terme d'améliorer les résultats obtenus par CLEO.

Notre étude étant préliminaire, elle sera surtout basée sur les simulations Monte Carlo. Notre objectif principal est d'exposer une bonne méthode pour extraire le signal afin de sonder la possibilité d'obtenir une mesure plus précise du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$. Celui-ci, éventuellement combiné aux rapports d'embranchement des autres processus $b \rightarrow ul\nu$ (impliquant les mésons π^0, ρ, ω), fournira une évaluation très précise de $|V_{ub}|$.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous traiterons de l'intérêt de cette étude pour la physique des particules dans le cadre de la théorie CKM et de la cinématique des désintégrations semileptoniques menant au calcul théorique du rapport d'embranchement. Nous verrons que la nature non perturbative de l'interaction forte par laquelle les quarks sont liés en mésons complique considérablement le calcul théorique du rapport d'embranchement et par conséquent la mesure de $|V_{ub}|$. Nous devons isoler le rôle joué par l'interaction forte en la paramétrisant en termes des facteurs de forme qui sont fonction de \mathbf{q}^2 , la masse au carré du boson W virtuel; ainsi, le phénomène de transition des quarks sera isolé et on pourra exprimer le rapport d'embranchement en termes de $|V_{ub}|^2$. Les résultats seront donc fortement dépendants du modèle théorique utilisé. Nous verrons aussi que les processus semileptoniques impliquant la transition de quark $b \rightarrow c$, auront une dynamique semblable à celle de $b \rightarrow u$ caractérisée par la signature d'un lepton chargé très énergétique; ils seront donc la principale source de bruit de fond.

L'objet du second chapitre sera une description du contexte expérimental dans lequel nous effectuerons notre étude. Nous discuterons dans un premier

temps du collisionneur $e^+ e^-$ PEP-II qui utilise la résonance $\Upsilon(4S)$ pour fournir une source abondante de paires $B\bar{B}$. Ensuite, nous discuterons de chaque partie du détecteur BaBar en relation avec notre étude $B^0 \rightarrow \pi l \nu$. Nos besoins principaux sont une bonne efficacité de reconstruction des traces chargées et des particules neutres dans une grande acceptance du détecteur, ainsi qu'une bonne identification des leptons.

Le troisième chapitre sera consacré aux outils de traitement des données. Nous y décrirons les algorithmes de reconstruction des traces chargées et des particules neutres. Nous traiterons de l'identification des particules chargées par la fusion des informations brutes fournies par les détecteurs. Nous insisterons particulièrement sur l'identification des électrons et des muons. Il sera aussi question des variables sur la forme des événements qui servent à sélectionner les paires $B\bar{B}$ par rapport aux événements qui ne sont pas issus de la résonance $\Upsilon(4S)$. Finalement, nous discuterons des logiciels de simulation Monte Carlo utilisés.

Dans le quatrième chapitre, nous détaillerons l'extraction des événements du signal par rapport au bruit de fond, menant au rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)$ et à $|V_{ub}|$. L'analyse portera d'abord sur des données simulées Monte Carlo, où nous décrirons l'effet de chaque sélection pour mettre en évidence le signal. La reconstruction du neutrino, dont on recherche une évaluation précise de l'impulsion, occupe une place centrale dans l'analyse, car la majorité des coupures concernent le neutrino reconstruit. Nous dresserons une liste des bruits de fond persistant à toutes les sélections. Ensuite, les mêmes sélections sont utilisées sur les $20,1 \text{ fb}^{-1}$ de données réelles accumulées à BaBar en 1999 et 2000, desquelles on extraira le signal par comparaison avec le bruit de fond Monte Carlo. Nous obtiendrons une valeur préliminaire du rapport d'embranchement et y appliquerons l'un des modèles théoriques discutés au chapitre 1 (ISGW2) pour obtenir

une valeur préliminaire de $|V_{ub}|$.

Nous enchaînerons par une discussion des résultats. Nous y discuterons des solutions possibles aux problèmes rencontrés. Il sera aussi question des sources d'erreurs systématiques dont nous discuterons qualitativement.

La conclusion sera une récapitulation du mémoire axée sur les perspectives de poursuite de notre analyse à BaBar. Nous y comparerons les forces et les faiblesses de BaBar pour l'étude des désintégrations semileptoniques rares par rapport à l'expérience CLEO.

Chapitre 1

Phénoménologie des désintégrations semileptoniques des mésons B

1.1 Introduction

Après un rapide coup d'oeil au Modèle Standard, nous discuterons de la matrice CKM et de la physique du B. Dans la section 1.5, nous décrirons quelques propriétés cinématiques des désintégrations semileptoniques, en insistant particulièrement sur le canal étudié $B \rightarrow \pi l \nu$. Dans la section 1.6, nous résumerons les théories qui prédisent la valeur des facteurs de forme qui isolent les effets hadroniques des effets leptoniques.

1.2 Modèle Standard

1.2.1 Les fermions

Il y a 6 leptons connus dans le Modèle Standard. Chaque doublet correspond à une génération:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Les leptons chargés (membres du bas) sont de masses bien connues. Les neu-

trinos (membres du haut) sont neutres et on n'avait que des limites supérieures sur leurs masses jusqu'à ce que, tout récemment, l'expérience SuperKamiokande [10] prouve par l'oscillation du neutrino qu'au moins un d'entre eux est de masse non nulle. Tous les leptons ont été directement observés.

De façon analogue aux leptons, les quarks sont organisés en trois générations de doublets:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Les membres du haut sont de charge $2/3 e$ et les membres du bas sont de charge $-1/3 e$. Les masses des quarks sont approximativement connues. On ne les observe qu'en états liés (hadrons).

À chaque quark et lepton du Modèle Standard est associée une antiparticule de masse égale et de charge opposée.

1.2.2 Les bosons

Dans le Modèle Standard, les forces sont exercées par la médiation des bosons. Il existe quatre forces: forte, faible, électromagnétique et gravitationnelle.

Toutes les particules chargées interagissent par l'intermédiaire de la force électromagnétique dont le médiateur est le photon.

Les quarks et leurs composés interagissent également par l'interaction forte, décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Comme pour les interactions électromagnétiques, les interactions fortes ont pour intermédiaire un

boson sans masse de spin 1 (le gluon).

Tous les quarks et leptons interagissent par un courant neutre faible (boson Z_0) et par un courant chargé faible (boson W^\pm). Ces bosons sont massifs. Le couplage avec un boson W permet aux quarks de changer de génération; cependant le courant neutre faible conserve la saveur des quarks. Le changement de génération du lepton n'a jamais été observé et est interdit dans le Modèle Standard.

1.3 Matrice CKM et triangle d'unitarité

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa relie les états propres de la force faible (d', s', b') aux états propres de masses (d, s, b). C'est la matrice de mélange des quarks:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

La matrice CKM doit être unitaire pour s'assurer que d', s' et b' soient des états de quarks orthonormaux, comme d, s et b . Les éléments $V_{qq'}$ sont liés à la probabilité de transition entre les générations et, pour un processus donné, la largeur de désintégration Γ est proportionnelle à $|V_{qq'}|^2$ (voir 1.5).

Les symétries sont un aspect important du Modèle Standard, notamment la parité (P), la conjugaison de charge (C) et l'inversement du temps (T). La violation de l'opérateur CP dans la force faible a été observée dans le système des mésons K [2]. Cette étude a permis d'ajouter des restrictions supplémentaires sur le Modèle Standard, mais, comme nous n'avons pas de prédictions théoriques a

priori, n'a fourni aucun test. Les prédictions qui en découlent pour le système des B, où de nombreux cas de violation CP sont attendus, permettront de vérifier l'aptitude du Modèle Standard à décrire la violation CP. S'il est possible de conformer les constantes du Modèle Standard aux observations de la violation CP dans le système des B, le Modèle Standard sera confirmé. Si ce n'est pas possible, il faudra faire appel à de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

Les neuf paramètres de la matrice CKM ne sont pas indépendants. En utilisant la condition d'unitarité $(VV^\dagger) = 1$ et en enlevant les phases de quarks qui ne sont pas physiques, on peut montrer que la matrice CKM ne contient que quatre paramètres réels indépendants [6]. Trois d'entre eux peuvent être vus comme des angles de rotation θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} . L'autre est une phase δ . Par cette paramétrisation, cette phase est la seule source de violation CP dans la matrice CKM [7].

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$

Les connaissances expérimentales permettent de grandement simplifier cette matrice. Comme nous le verrons plus loin, il a déjà été mesuré que l'élément $|V_{ub}|$ est très faible, mais non nul ($|V_{ub}| \sim 0,003$). Cette observation permet de conclure que s_{13} est très faible et donc $c_{13} \sim 1$. Remarquons d'ailleurs que si $|V_{ub}|$ était nul, on ne pourrait pas décrire la violation CP dans le cadre du Modèle Standard.

$$\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

La relation d'unitarité de la matrice CKM entraîne, entre autres [8]:

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.6)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.7)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.8)$$

Chacune de ces trois équations implique que la somme de trois quantités complexes est nulle et peut ainsi être représentée dans le plan complexe comme un triangle, le triangle d'unitarité. Tous les triangles d'unitarité sont de même aire [7]. L'expression (1.8) est la plus intéressante, les autres ne donnant que des triangles quasiment plats (ce qui implique une faible violation CP dans les K (équation 1.6) et les B_s 1.7). Elle est illustrée à la figure 1-1.

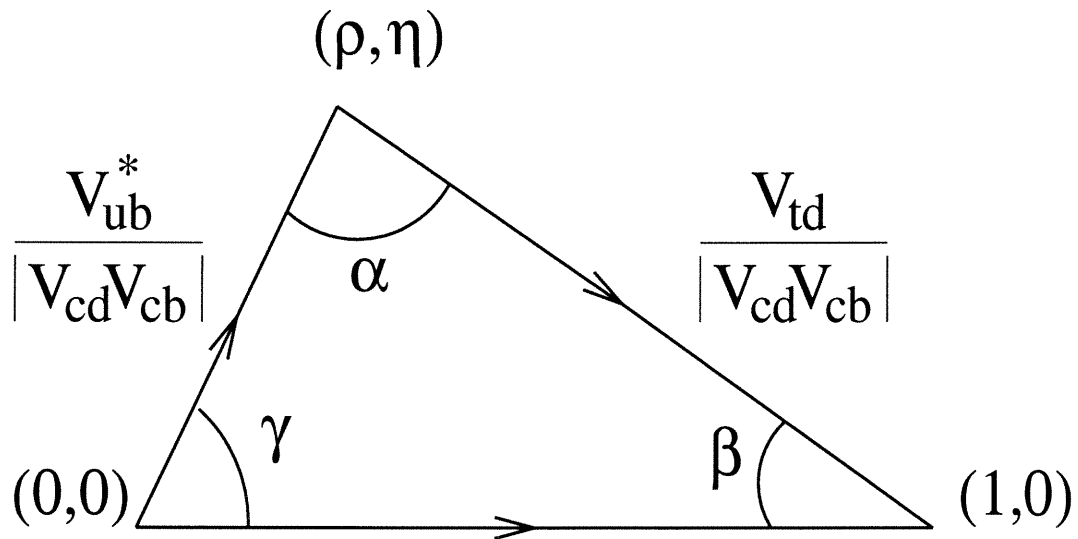


Figure 1-1. Le triangle d'unitarité, normalisé par $|V_{cd}V_{cb}^*|$. On approxime ici les termes près de l'unité: $V_{ud} \sim 1$ et $V_{tb} \sim 1$.

Une autre paramétrisation importante de la matrice CKM est celle de Wolfenstein. Il s'agit d'exploiter davantage la hiérarchie des grandeurs des éléments,

comme nous avons commencé en utilisant la petitesse de V_{ub} . On a toujours quatre paramètres indépendants (A, λ, ρ, η) .

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \Theta(\lambda^4) \quad (1.9)$$

Le paramètre λ représente le sinus de l'angle de Cabibbo $\lambda = |V_{us}| = 0,22$ [9]. η représente la phase qui viole CP et (ρ, η) représente la position du sommet du triangle d'unitarité (voir figure 1-1) qui n'est pas fixé à $(0,0)$ ou $(0,1)$.

La majorité des éléments de la matrice CKM a été déterminée à partir de désintégrations semileptoniques [12] (voir section 1.4). La valeur de $|V_{ud}|$ a été mesurée à l'aide des désintégrations nucléaires β . $|V_{us}|$ a été mesuré dans les désintégrations semileptoniques des kaons. Les éléments CKM associés aux désintégrations charmées, $|V_{cs}|$ et $|V_{cd}|$, peuvent être déterminés par la mesure des désintégrations des mésons charmés ou par la production de neutrinos et antineutrinos. Une importante conséquence est que, ayant deux méthodes indépendantes, cela permet une vérification des prédictions théoriques des amplitudes de désintégration. Dans le cas des éléments $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$, ceux-ci peuvent être déterminés à partir de désintégrations semileptoniques de mésons B et, comme on ne connaît pas d'autres méthodes, la prédiction théorique du taux de désintégration ne peut pas être testée indépendamment mais doit être prise pour acquise [11]. Sa grande masse créant des restrictions expérimentales et théoriques, les mesures des éléments impliquant le quark t sont indirectes. La mesure de l'élément $|V_{tb}|$ provient de l'étude des paires $t\bar{t}$. Les éléments $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$ sont obtenus par la mesure des oscillations de B_s^0 et de B_d^0 .

Nos connaissances actuelles nous permettent de donner les limites suivantes

sur les éléments de la matrice CKM [12]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.0043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Comme on peut le constater ici, $|V_{ub}|$ est un des éléments les plus mal connus de la matrice CKM, d'où l'importance d'effectuer sa mesure. De plus, une connaissance plus précise de $|V_{ub}|$ nous donnera une meilleure restriction sur la position du sommet du triangle d'unitarité. D'autres connaissances nous permettent également de donner des restrictions sur le triangle d'unitarité, telles qu'illustrées à la figure 1-2 [13].

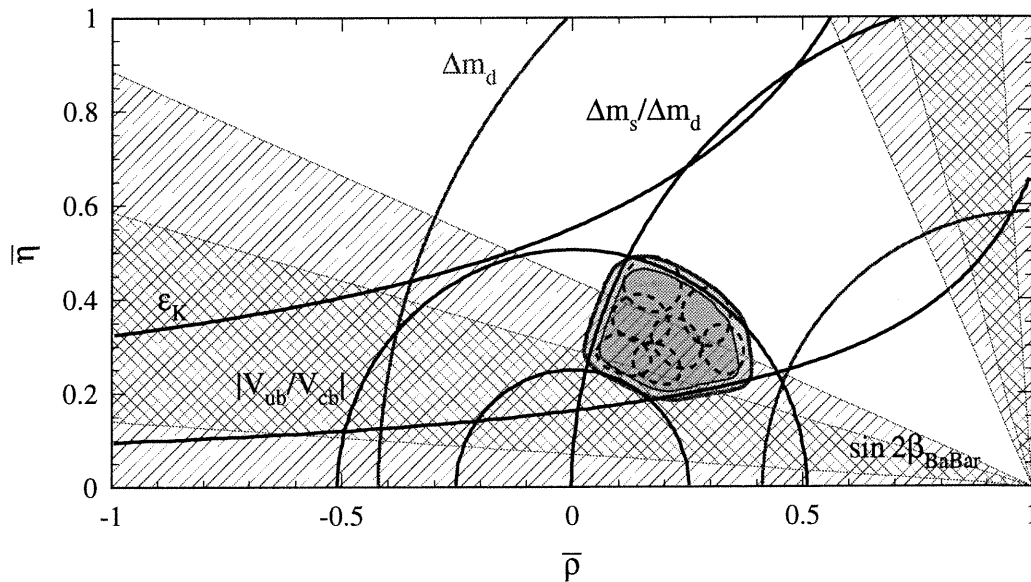


Figure 1-2. Restrictions sur le triangle d'unitarité. La courbe Δm_d représente les limitations dues à la fréquence d'oscillations du B_d^0 . Δm_s est la fréquence d'oscillation du B_s^0 . ϵ_k est un paramètre caractéristique de la violation CP dans le système des $K^0\bar{K}^0$. On a également les mesures de $|V_{ub}/V_{cb}|$ qui donnent des limitations ainsi que la valeur de $\sin(2\beta)$, récemment mesurée par BaBar. Le sommet du triangle se trouverait donc dans la région ombrée. $\bar{\eta} \equiv \eta(1 - \lambda^2/2)$ et $\bar{\rho} \equiv \rho(1 - \lambda^2/2)$.

1.4 Désintégrations du B

Les désintégrations des mésons lourds peuvent être classées en trois catégories: les désintégrations leptoniques où tous les produits de désintégration sont des leptons, les désintégrations semileptoniques où tous les produits de désintégration sont des leptons et des hadrons et finalement les désintégrations hadroniques où tous les produits de désintégration sont des hadrons. Des exemples de leurs diagrammes de Feynman dans le cas des mésons B sont illustrés à la figure 1-3.

La relation entre les particules de générations différentes est un phénomène incompris. La désintégration des quarks b joue un rôle important dans la compréhension du processus de changement de saveur par la force faible. Son partenaire du doublet, le t, est de masse de l'ordre de l'échelle de la force faible [3] et donc les quarks produits (s'il y a lieu) doivent être de génération différente (quark u ou c). La difficulté vient de ce que, pour que l'information sur le changement de saveur devienne disponible, il faut confronter le fait que le quark b est lié à un autre quark par la force forte (voir les gluons de la figure (1-3b)). La nature non-perturbative des états liés rend difficile l'isolement du phénomène d'intérêt: le changement de saveur du quark [4].

Une bonne façon de distinguer ces deux effets (force forte et force faible) est l'étude des désintégrations semileptoniques, (par exemple $B \rightarrow \pi l \nu$, $B \rightarrow \rho l \nu$, $B \rightarrow \omega l \nu$ ou $B \rightarrow D l \nu$). Celles-ci peuvent être décrites par deux courants dont un seul est affecté par la force forte.

Les processus purement hadroniques qui impliquent un changement de saveur du quark B ont le désavantage d'être décrits par deux courants qui sont

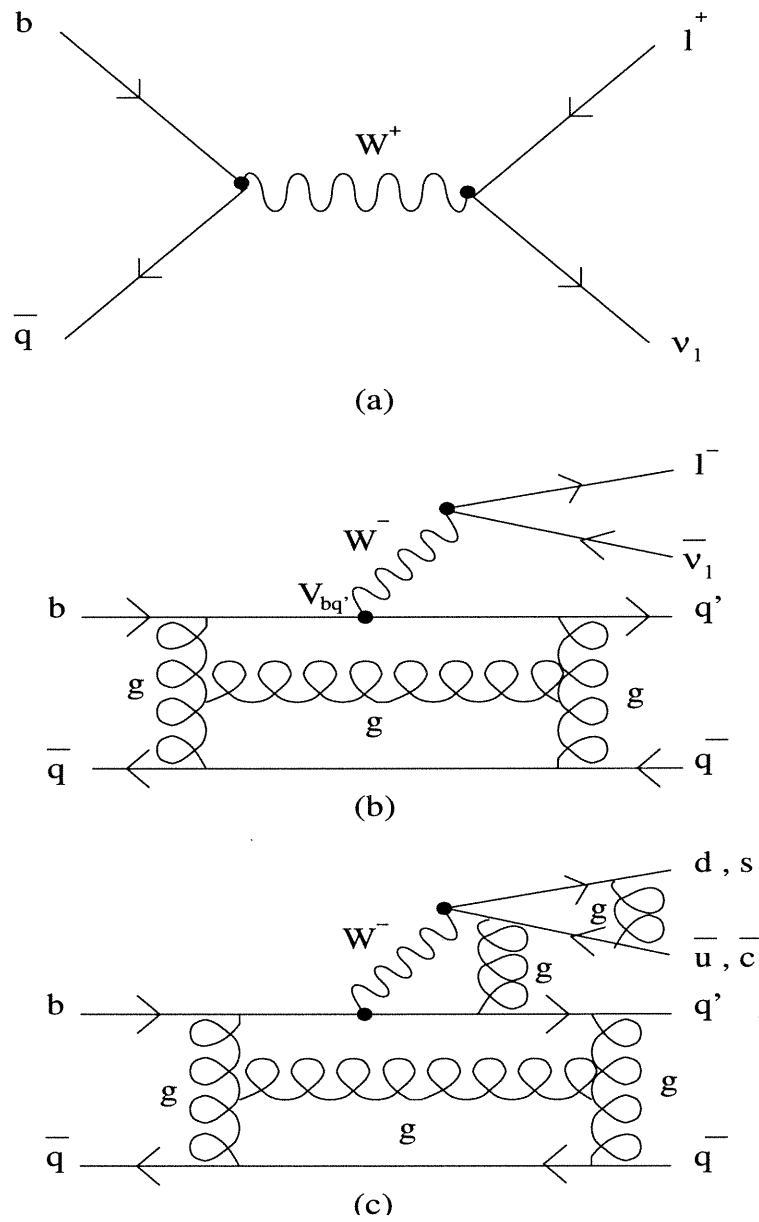


Figure 1-3. Exemples de diagrammes de Feynman pour les désintégrations du B (a) leptonique, (b) semileptonique et (c) hadronique.

tous deux affectés par la force forte (les gluons du graphe (1-3c) affectent tous les produits de désintégration). Cependant, ils ont généralement des rapports d'embranchement beaucoup plus grands que les processus semileptoniques, ce qui rend leur étude viable.

Les processus leptoniques, qui peuvent être également décrits par un courant leptonique et un courant hadronique, sont beaucoup plus simples théoriquement car la force forte n'affecte que le parent (voir les gluons de la figure (1-3a)), mais leurs rapports d'embranchements sont beaucoup plus faibles.

Une étude *exclusive* d'un processus semileptonique est concentrée sur un canal de désintégration donné. Elle implique l'observation du lepton et du méson final (ou des mésons finaux) ou de ses (ou leurs) produits de désintégration (dans le cas ρ , ω ou D) et parfois de la totalité des particules d'un événement pour la reconstruction du neutrino (comme dans notre cas car on tente de reconstruire entièrement le $B \rightarrow \pi l \nu$). L'étude exclusive permet l'acquisition d'une plus grande quantité d'information comme les rapports d'embranchements individuels. Chaque voie peut ainsi être proprement étudiée individuellement, et l'information des différentes voies peut être ensuite combinée pour améliorer l'extraction des éléments de la matrice CKM.

Par contre, l'approche *inclusive* de l'étude des désintégrations semileptoniques ne tient pas compte des modes de désintégrations individuels, mais plutôt de leur somme. Du point de vue expérimental, seul le lepton est observé, éliminant la difficulté des reconstructions complexes impliquant de faibles efficacités de reconstruction, donc une statistique moins importante. Du point de vue théorique, la supposition que le quark lourd se désintègre comme une particule libre simplifie grandement les calculs [5].

1.5 Cinématique des désintégrations semileptoniques

Les quarks et antiquarks sont de spin 1/2 et leurs parités intrinsèques sont opposées l'une par rapport à l'autre. Lorsqu'une paire quark-antiquark est dans un état singulet qui est décrit par une fonction antisymétrique en spin ($\downarrow\uparrow$) et qu'ils se trouvent dans un état de moment orbital angulaire $l = 0$, le méson est de spin-parité $J^P = 0^-$ et il est dit *méson pseudoscalaire*. Les B et les pions sont des mésons pseudoscalaires. Lorsqu'une paire est en état triplet décrit par une fonction symétrique en spin, ($\uparrow\uparrow$) avec $l = 0$, le méson est de spin-parité $J^P = 1^-$ et il est dit *méson vecteur*. Par exemple, les ρ et les ω sont des mésons vecteurs [14].

Nous nous intéressons aux désintégrations semileptoniques exclusives d'un méson pseudoscalaire $B(b\bar{q})$ en un autre méson pseudoscalaire $m(q'\bar{q})$ (où q est un quark léger (u,d,s)). Pour le processus $B \rightarrow m(q'\bar{q}) l \bar{\nu}$, illustré par le diagramme de Feynman de la figure (1-3b), le taux de désintégration dans le référentiel du B sera donné par [16]:

$$d\Gamma(B \rightarrow m(q'\bar{q}) l \bar{\nu}) = \frac{1}{2M_B} |\mathcal{M}(B \rightarrow m(q'\bar{q}) l \bar{\nu})| (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{P}_B - \mathbf{P}_{m(q'\bar{q})} - \mathbf{P}_l - \mathbf{P}_\nu) \prod_f \frac{d^3 p_f}{2(2\pi)^3 E_f} \quad (1.11)$$

où les \mathbf{P}_i sont les quadrivecteurs du parent et des produits, δ est la fonction delta de Dirac, f représente dimensions spatiales et $|\mathcal{M}(B \rightarrow m(q'\bar{q}) l \bar{\nu})|$ est l'amplitude de désintégration du processus $B^0(b\bar{q}) \rightarrow m^+(q'\bar{q}) l^- \bar{\nu}$. Définissons le quadrivecteur du boson W virtuel par:

$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_\nu \quad (1.12)$$

et donc, dans le système du B,

$$\mathbf{q}^2 = M_W^2 = (\mathbf{P}_B - \mathbf{P}_{m(q'\bar{q})})^2 = M_B^2 + M_{m(q'\bar{q})}^2 - 2M_B E_{m(q'\bar{q})} \quad (1.13)$$

La figure 1-4 [5] montre les cas limites pour $B \rightarrow ul\nu$. Pour simplifier la

discussion, on emploie le système du B au repos. Lorsque le lepton et le neutrino sont colinéaires, \mathbf{q}^2 est à sa valeur minimale [11],

$$\mathbf{q}_{min}^2 = (\mathbf{P}_l + \mathbf{P}_\nu)^2 \approx M_l^2 \quad (1.14)$$

et peut être considéré comme étant nul dans le cas d'un électron ou d'un muon [5]. Dans le cas où le méson produit est au repos, on a

$$\mathbf{q}_{max}^2 = (M_B - M_{m(q'\bar{q})})^2 \quad (1.15)$$

La quantité \mathbf{q}^2 est très importante et c'est en fonction d'elle qu'on exprimera la largeur de désintégration différentielle et les facteurs de forme (équation 1.25).

Un processus semileptonique peut être décomposé comme le produit d'un courant leptonique décrivant le système $l\bar{\nu}$ et d'un courant hadronique décrivant la transition du méson initial B au méson final $m(q'\bar{q})$ [19]. L'amplitude de désintégration \mathcal{M} du processus est [11]:

$$\mathcal{M}(B \rightarrow m(q'\bar{q})l\bar{\nu}) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{bq'} L^\mu H_\mu \quad (1.16)$$

où $V_{bq'}$ est l'élément de transition d'un quark b vers un quark q' de la matrice CKM et G_F est la constante de couplage de Fermi ($1,166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$).

Le couplage des leptons au boson W est régi par un courant chargé V-A bien connu et compris; on peut l'écrire en termes des spineurs de Dirac u_l et $v_{\bar{\nu}}$ [20]:

$$L^\mu = \bar{u}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_{\bar{\nu}} \quad (1.17)$$

Le courant V-A est également utilisé pour décrire le courant hadronique de l'évolution du B initial vers le méson final [21],

$$H_\mu = \langle m(q'\bar{q}) | \bar{q}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle \quad (1.18)$$

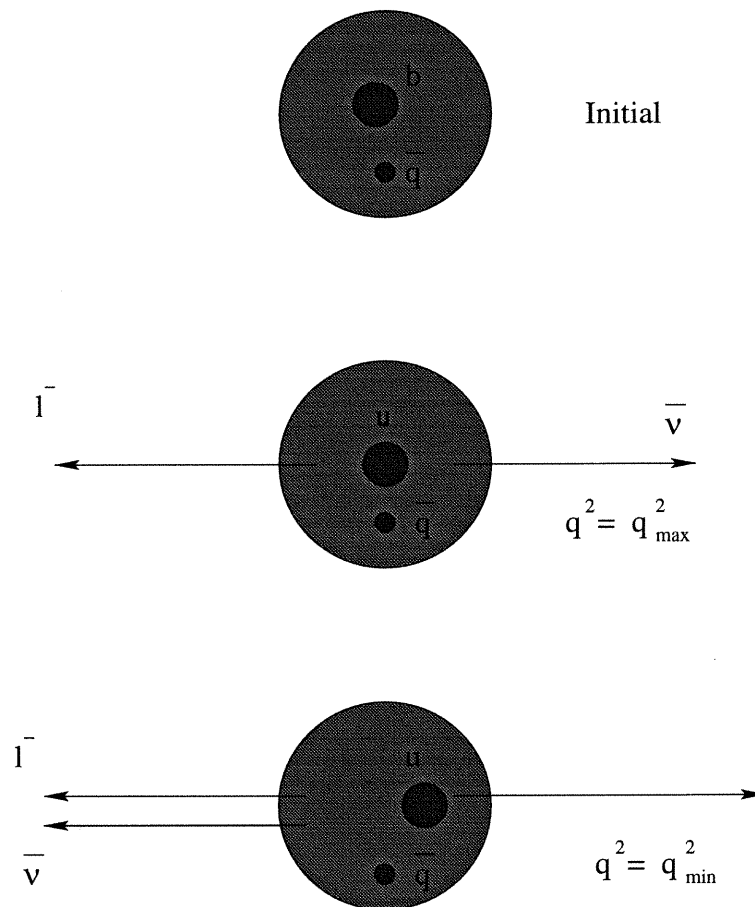


Figure 1-4. Configurations cinématiques de la désintégration semileptonique d'un méson B: avant (haut), lepton opposé au neutrino et quark produit presque immobile (milieu) et lepton colinéaire au neutrino avec impulsion maximale pour le quark produit (bas).

mais il n'est pas possible de le calculer trivialement. C'est pourquoi nous devons l'exprimer en termes des facteurs de forme $f_+(q^2)$ et $f_-(q^2)$ qui permettent d'isoler l'effet des interactions fortes dans l'amplitude de désintégration. Nous n'avons que deux quadrivecteurs indépendants ($\mathbf{P}_B + \mathbf{P}_{m(q'\bar{q})}$) et q . Comme les mésons initial (B) et final (π) sont tous deux des pseudoscalaires et qu'ils ont la même parité, le terme vecteur axial en $\gamma_\mu\gamma_5$ (celui de droite dans (1.18)) sera nul [22]. Il ne nous reste que la composante vectorielle [11]:

$$\langle m(q'\bar{q})|\bar{q}'\gamma_\mu b|B\rangle = f_+(q^2)(\mathbf{P}_B + \mathbf{P}_{m(q'\bar{q})})_\mu - f_-(q^2)q_\mu \quad (1.19)$$

En pratique, à la limite $M_l \rightarrow 0$ (valable dans le cas d'un électron ou d'un muon relativiste ou ultra-relativiste), seules les composantes spatiales du tenseur leptonique L^{ij}

$$L^{ij} = 4\mathbf{q}^2[(\delta^{ij} - \hat{e}^i\hat{e}^j) - i\epsilon^{ijkl}\hat{e}^l] \text{ où } \hat{e} \text{ est dans la direction du lepton} \quad (1.20)$$

sont non nulles [23]. N'ayant donc besoin que des composantes spatiales de H_ν , il est utile ici de projeter le courant hadronique dans une base de polarisation. Si on prend la base d'hélicité, l'axe z étant la direction du W, on a pour les vecteurs unitaires composant la base d'hélicité [17]:

$$(\epsilon_+, \epsilon_-, \epsilon_0) = \left(\frac{-1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + i\hat{y}), \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - i\hat{y}), \hat{z} \right) \quad (1.21)$$

Il faut relier les amplitudes d'hélicité $H_{+,-,0}$ à l'amplitude invariante définie en (1.19). Le méson final étant un pseudoscalaire, l'information sur l'hélicité est perdue, puisque l'hélicité du méson doit être 0. Comme le méson initial est de spin 0, la conservation du moment angulaire force le W à avoir également une hélicité 0 [11]. Ainsi, les composantes H_+ et H_- sont nulles. La composante le long de l'axe z est donnée par [23]:

$$H_0 = -2 \frac{|\vec{P}_{m(q'\bar{q})}| M_B}{\sqrt{q^2}} f_+(q^2) \quad (1.22)$$

et $f_-(\mathbf{q}^2)$ n'a pas de contribution car q_μ n'a pas de composante spatiale dans le système $l\nu$. La norme de l'impulsion du méson final $|\vec{p}_{m(q'\bar{q})}|$ est entièrement dépendante de \mathbf{q}^2 [11]:

$$|\vec{p}_{m(q'\bar{q})}| = \sqrt{\frac{(M_B^2 - \mathbf{q}^2 + M_{m(q'\bar{q})}^2)^2}{4M_B^2} - M_{m(q'\bar{q})}^2} \quad (1.23)$$

On peut donc simplifier l'expression du courant hadronique en supprimant les termes négligeables et ainsi le décrire par un seul facteur de forme $f_+(q^2)$ [11]:

$$H_\mu = f_+(q^2)(\mathbf{P}_B + \mathbf{P}_{m(q'\bar{q})})_\mu \quad (1.24)$$

La largeur de désintégration différentielle nous sera donnée par [23]:

$$\frac{d\Gamma}{d\mathbf{q}^2} = \frac{G_F^2 |V_{bq}| |\vec{p}_{m(q'\bar{q})}|^3}{24\pi^3} f_+(\mathbf{q}^2) \quad (1.25)$$

Il existe plusieurs modèles pour décrire ce facteur de forme $f_+(\mathbf{q}^2)$. Nous verrons les principaux dans la section suivante. La largeur de désintégration sera déterminée expérimentalement par le rapport d'embranchement, ce qui nous permettra d'extraire $|V_{ub}|$ (section 1.6.6).

1.6 Modèles de facteurs de forme

De nombreux modèles tentent de traiter de la QCD (section 1.2.2). Aucun d'entre eux ne décrit complètement la cinématique de QCD, mais ils en sont de bonnes approximations. Le problème majeur est que la théorie des perturbations QCD ne s'applique qu'aux grandes valeurs de \mathbf{q}^2 alors qu'on a besoin d'intégrer l'équation 1.25 pour toute valeur de \mathbf{q}^2 . Nous résumons ici les modèles qui sont les plus intéressants pour le calcul du facteur de forme $f_+(\mathbf{q}^2)$ de $B \rightarrow \pi l\nu$.

1.6.1 WRB et KB

La méthode WRB [24] consiste à exprimer les facteurs de forme du courant hadronique en termes des fonctions d'onde relativistes des états liés des quarks pour lesquelles on prend la solution d'un modèle d'oscillateur harmonique relativiste. Cette technique ne permet de déterminer le facteur de forme qu'à $\mathbf{q}^2 = 0$. Elle permet d'extrapoler ensuite le facteur de forme pour n'importe quelle valeur de \mathbf{q}^2 en supposant un comportement de pôle [25]:

$$f_+(\mathbf{q}^2) = \frac{f_+(0)}{\left(1 - \frac{\mathbf{q}^2}{m_{\text{pôle}}^2}\right)} \quad (1.26)$$

où la masse du pôle est la masse de chaque combinaison de quarks possible. Entre les pôles, on interpole.

Le modèle KB [26] suit la méthode WRB pour déterminer le facteur de forme à $\mathbf{q}^2 = 0$ mais extrapole pour \mathbf{q}^2 arbitraire en utilisant une combinaison de pôles simples et doubles [25].

1.6.2 Règle de somme

L'approche de la règle de somme [27][28][29] tente, à partir de la théorie QCD perturbative, d'incorporer les éléments non perturbatifs impliqués dans le processus. La règle de somme estime les éléments de la matrice hadronique des opérateurs des champs de quarks et de gluons à partir des fonctions de corrélation des courants de quarks, plutôt que de les estimer directement à partir d'autres modèles. Certains éléments de cette méthode ne peuvent pas être calculés rigoureusement à partir de la théorie QCD et on doit faire appel à des données expérimentales.

1.6.3 Théorie QCD sur réseau

La QCD sur réseau peut potentiellement permettre de calculer les effets de la matrice hadronique des opérateurs des champs de quarks et de gluons. Elle permet de calculer numériquement les propriétés des hadrons. Elle se sert d'une simulation utilisant un réseau discret de l'espace-temps [18]. En principe, cette manière de procéder permet de traiter n'importe quel problème de QCD, même dans le cadre du régime non perturbatif. Elle permet aussi d'étudier la physique hadronique inhérente à la physique semileptonique. En combinant les résultats de QCD sur réseau et les restrictions cinématiques, on peut dériver de nombreux facteurs de forme QCD. La théorie QCD sur réseau comportant de trop grandes incertitudes pour les grandes valeurs d'impulsion du méson final, elle n'est valide directement qu'au voisinage de \mathbf{q}_{max}^2 (voir (1.15)). On doit faire une extrapolation jusqu'à \mathbf{q}_{min}^2 . La QCD sur réseau est la seule approche parfaitement rigoureuse pour étudier la QCD. Sa faiblesse vient de ce qu'elle implique une énorme quantité de calculs, dépassant nos capacités si on ne veut pas faire d'approximations. L'application de cette méthode à $B \rightarrow \pi l \nu$ est exposée dans [30].

1.6.4 ISGW

En utilisant le modèle du potentiel du quark, le modèle ISGW [31] prédit le spectre d'énergie des leptons d'une désintégration semileptonique. En prêtant une attention particulière à la région de la limite cinématique, elle permet d'extraire les angles de mélange de l'interaction faible. Le modèle ISGW respecte la symétrie des quarks lourds seulement près de la limite \mathbf{q}_{max}^2 . Il ne tient pas compte de la relativité.

1.6.5 ISGW2

Le modèle ISGW2 [15] est une version améliorée de ISGW qui est plus conforme aux restrictions de symétrie des quarks lourds, et cela pour n'importe quelle valeur de q^2 . Il utilise, plutôt que le modèle de courant de quark, le courant faible total en tenant compte des conditions de la théorie effective des quarks lourds. La forme des facteurs de forme est plus réaliste grâce à la comparaison et à l'adaptation aux données expérimentales. De plus, il est plus conforme à la relativité.

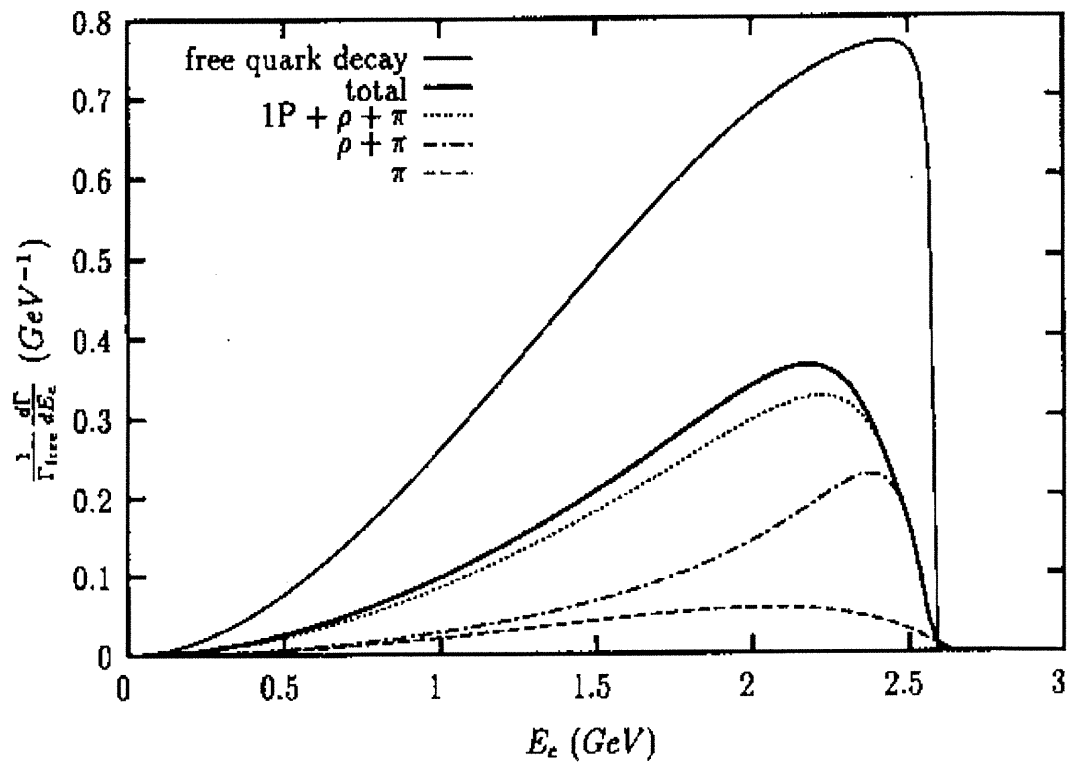


Figure 1-5. Spectre de désintégration normalisé pour $\overline{B}^0 \rightarrow X_{u\bar{d}} e \nu_e$ en fonction de l'énergie de l'électron pour π , ρ , les états 1P et le total des contributions de tous les états 1S, 1P, 2S.

Une autre prédiction intéressante du modèle ISGW2 a trait au spectre d'énergie du lepton. De façon générale, les processus $B(b\bar{q}) \rightarrow m(q'\bar{q}) l \bar{\nu}$ ten-

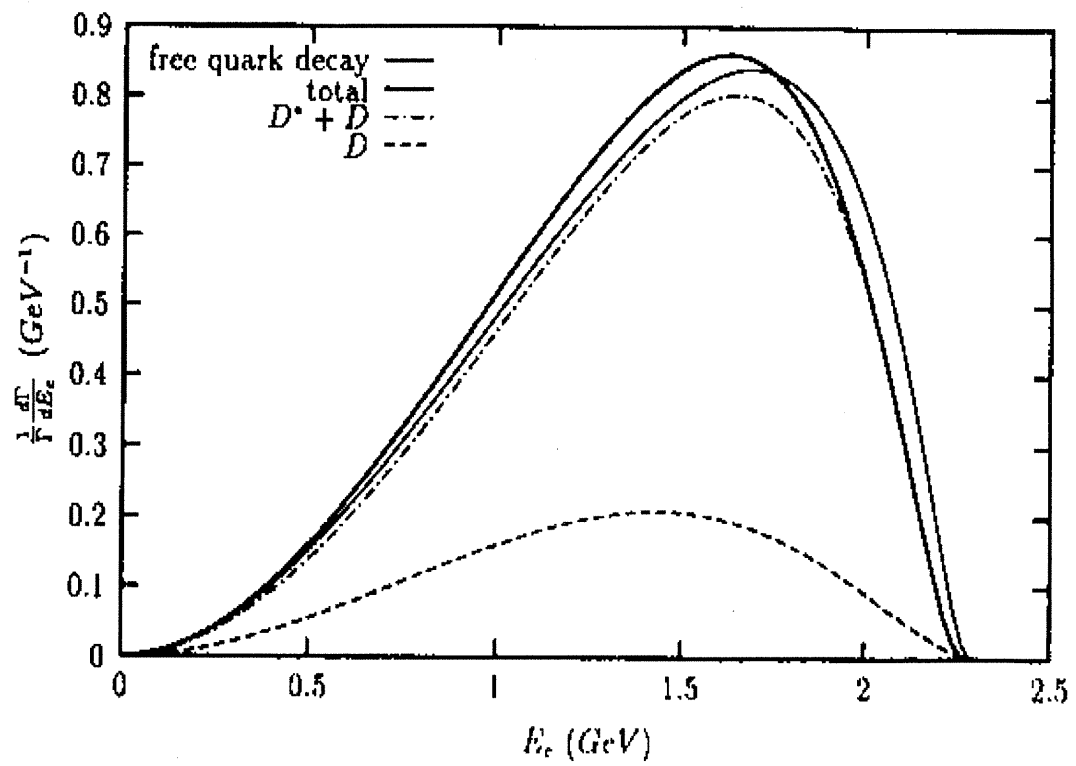


Figure 1-6. Spectre de désintégration normalisé pour $\overline{B}^0 \rightarrow X_{c\bar{d}} e \nu_e$ en fonction de l'énergie de l'électron pour D , D^* et le total des contributions de tous les états 1S, 1P, 2S.

dent à avoir un spectre d'impulsion du lepton plus large que les désintégrations $B(b\bar{q}) \rightarrow v(q'\bar{q})l\nu$ (où $v(q'\bar{q})$ est un méson vecteur impliquant le quark u) pour lesquelles la distribution est concentrée dans les hautes impulsions (voir figure 1-5 [15]). La figure 1-6 [15] montre la distribution pour les principaux processus semileptoniques impliquant le quark c (mésons D^* et D). La distribution de l'énergie du lepton de $b \rightarrow cl\nu$ laisse présager que ces processus constitueront un bruit de fond très important. Dans le modèle ISGW2, le spectre d'énergie du lepton est surtout dépendant des couplages V-A et des nombres quantiques du méson produit.

Les prédictions du spectre de désintégration $B(b\bar{q}) \rightarrow m(q'\bar{q})l\bar{\nu}$ du modèle ISGW2 pour les leptons de hautes énergies sont contestées (à cause du manque de rigueur par rapport à la théorie QCD) et les incertitudes sont grandes, mais il ne fait nul doute que la distribution est moins prononcée aux hautes énergies de leptons que celle de $B(b\bar{q}) \rightarrow v(q'\bar{q})l\nu$ [15].

1.6.6 Prédiction pour $B \rightarrow \pi l\nu$

En intégrant l'équation 1.25, on obtient le taux total de désintégration. Le tableau suivant montre les prédictions théoriques des modèles mentionnés plus haut.

Comme on peut le voir, les prédictions diffèrent d'un modèle à l'autre et les incertitudes sur le calcul du facteur de forme sont grandes. Par conséquent, notre méconnaissance de la QCD aura des répercussions sur notre compréhension de la matrice CKM, en particulier l'élément V_{ub} qui nous intéresse ici.

Modèle	$\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)$ ($10^{12} s^{-1}$)
WRB	$6,3 - 10 V_{ub} ^2$
KB	$7,25 V_{ub} ^2$
Règle de somme	$7,5 \pm 2,5 V_{ub} ^2$
QCD sur réseau	$9,0 \pm 3,0 \pm 3,2 V_{ub} ^2$
ISGW	$2,1 V_{ub} ^2$
ISGW2	$9,6 V_{ub} ^2$

Tableau 1-I. Prédications du taux total de désintégration en termes de $|V_{ub}|$.

Le rapport d'embranchement que l'on va mesurer est défini par:

$$Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \pi l \nu)}{\Gamma(B^0 \rightarrow \text{tous les canaux})} \quad (1.27)$$

avec

$$\Gamma(B^0 \rightarrow \text{tous les canaux}) = \frac{1}{\tau_{B^0}} \quad (1.28)$$

où τ_{B^0} est le temps de vie du B^0 .

On a donc:

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)}{x} \frac{1}{\tau_{B^0}}} \quad (1.29)$$

où x est le coefficient du tableau 1-I.

Dans quelques années, une si grande quantité de données sera disponible que l'on pourra déterminer directement la largeur de désintégration différentielle (équation 1.25) pour n'importe quelle valeur de \mathbf{q}^2 . On pourra en tirer la valeur de $f_+(\mathbf{q}^2)$ et en déduire la validité des modèles théoriques.

Chapitre 2

Contexte expérimental

2.1 Introduction

L'expérience est composée d'un accélérateur linéaire d'électrons et de positrons, d'un collisionneur, PEP II, doté d'un détecteur, BaBar [32][33][4], à l'endroit où ont lieu les collisions. Le tout est optimisé pour la production de mésons B et est donc un excellent lieu d'étude pour les désintégrations de ceux-ci.

L'objectif principal du détecteur BaBar est d'étudier la violation CP dans les désintégrations des mésons B^0 et \overline{B}^0 en états propres CP et d'obtenir, de façon précise, une mesure des éléments $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ de la matrice CKM. De plus, l'expérience permet une grande variété d'autres études du B, du charme, du tau et du Υ , nous donnant des contraintes supplémentaires sur les constantes fondamentales du Modèle Standard. Le détecteur est optimisé en fonction de l'étude de la violation CP. Il en résulte qu'à quelques égards, les choix de conception ne sont pas toujours idéaux pour les besoins spécifiques de toutes les analyses. Toutefois, la grande luminosité nous donne une quantité de données telle qu'elle permet une grande variété d'études. Les mésons B ayant de nombreux canaux de désintégration possibles, le détecteur BaBar se doit d'être polyvalent pour tout type de particules et pour une grande plage d'impulsions.

Après une brève description du collisionneur, nous présenterons ici le détecteur

BaBar en mettant l'accent sur le rôle de chaque sous-détecteur pour notre analyse de $B \rightarrow \pi l \nu$.

2.2 PEP-II

PEP-II fournit une source abondante de mésons B. C'est un collisionneur $e^+ e^-$ composé de deux anneaux de stockage asymétriques (9 GeV pour les électrons (anneau HER) et 3,1 GeV pour les positrons (anneau LER)). Sa luminosité est sans précédent, de l'ordre de $2,5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui permet la production d'un très grand nombre de données. On s'attend à ce que la luminosité atteigne $1,5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ d'ici quelques années. Les mésons B sont produits par le processus suivant:

$$e^+ e^- \longrightarrow \Upsilon(4S) \longrightarrow B \bar{B}$$

Il existe plusieurs avantages à utiliser un collisionneur $e^+ e^-$ à la résonance $\Upsilon(4S)$. La section efficace de $e^+ e^-$ vers $\Upsilon(4S)$ est assez grande ($\sigma \approx 1,07 \text{ nb}$) et la désintégration de $\Upsilon(4S)$ vers $B \bar{B}$ est supérieure à 96% (48% B chargés et 48% B neutres). Le tableau 2-I montre les produits de désintégration de $e^+ e^-$ et leurs sections efficaces.

La faible présence de produits fragmentaires (comparativement à un collisionneur hadronique) réduit de beaucoup les possibilités de bruit de fond combinatoire (défini à la section 4.2). De plus, on connaîtra exactement l'impulsion des B dans le système du centre de masse, ce qui aidera leur reconstruction. On ne connaît pas, cependant, la direction des B dans le système du centre de masse.

La mesure de la violation CP demande de connaître la séparation entre les vertex de désintégration des B^0 et des \bar{B}^0 issus d'un même événement. Le temps

$e^+e^- \rightarrow$	Sections efficaces (nb)
$b\bar{b}$	1,05
$c\bar{c}$	1,30
$s\bar{s}$	0,35
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35
$\tau^+\tau^-$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	~ 53

Tableau 2-I. Section efficace de production à $E_{\text{centre de masse}} = M(\Upsilon(4S))$.

de vie des B^0 étant très court, ceci nécessite une poussée (nous dirons désormais “boost”) du centre de masse, donc une asymétrie des énergies des e^+ et e^- . C’est là la nécessité d’avoir deux anneaux.

À l’approche du point d’interaction, les faisceaux sont défléchis par des aimants dipôlares pour une collision frontale. La courbure du faisceau provoque la création d’un grand flux de photons de rayonnement synchrotron que l’on doit masquer. Le système de courbure par des aimants occupe un espace précieux où il n’est donc pas possible d’ajouter d’autres composantes de détecteur.

2.3 BaBar

Le détecteur BaBar est conçu pour servir un ambitieux programme expérimental et doit être capable d’une haute efficacité de reconstruction d’états finaux extrêmement rares en la présence du bruit de fond combinatoire et de celui de la machine. Ce besoin donne une importance primordiale à la cou-

verture d'angle solide, à la résolution sur l'impulsion des particules chargées, à l'identification des particules, à la résolution des photons et à l'efficacité de détection des particules. Cette large couverture d'angle solide est un peu compromise par l'asymétrie puisque cette dernière favorise l'émission des particules dans la région avant. C'est notamment le cas des particules à faible impulsion transverse (impulsion perpendiculaire à l'axe z du détecteur).

Le détecteur consiste en (voir figure 2-1):

- Appareils de détection des traces chargées
 - Détecteur de vertex au silicium (SVT)
 - Chambre à dérive (DCH)
- Détecteur Cerenkov à réflexion interne (DIRC)
- Calorimètre électromagnétique (EMC)
- Détecteur de muons et de hadrons neutres (IFR)

Entre l'EMC et l'IFR, on a un solénoïde supraconducteur qui induit un champ magnétique de 1,5 Tesla. La déflexion que causera ce champ aux particules chargées nous permettra d'en déduire leur impulsion.

2.3.1 Système de reconstruction des traces chargées

2.3.1.1 SVT (Silicon Vertex Tracker)

Le SVT est un appareil de reconstruction des traces chargées confiné à l'intérieur d'un tube de support en fibre de carbone de 20 cm de rayon. Il est borné intérieurement par le tuyau du faisceau composé essentiellement de béryllium, au plus près du point d'interaction primaire.

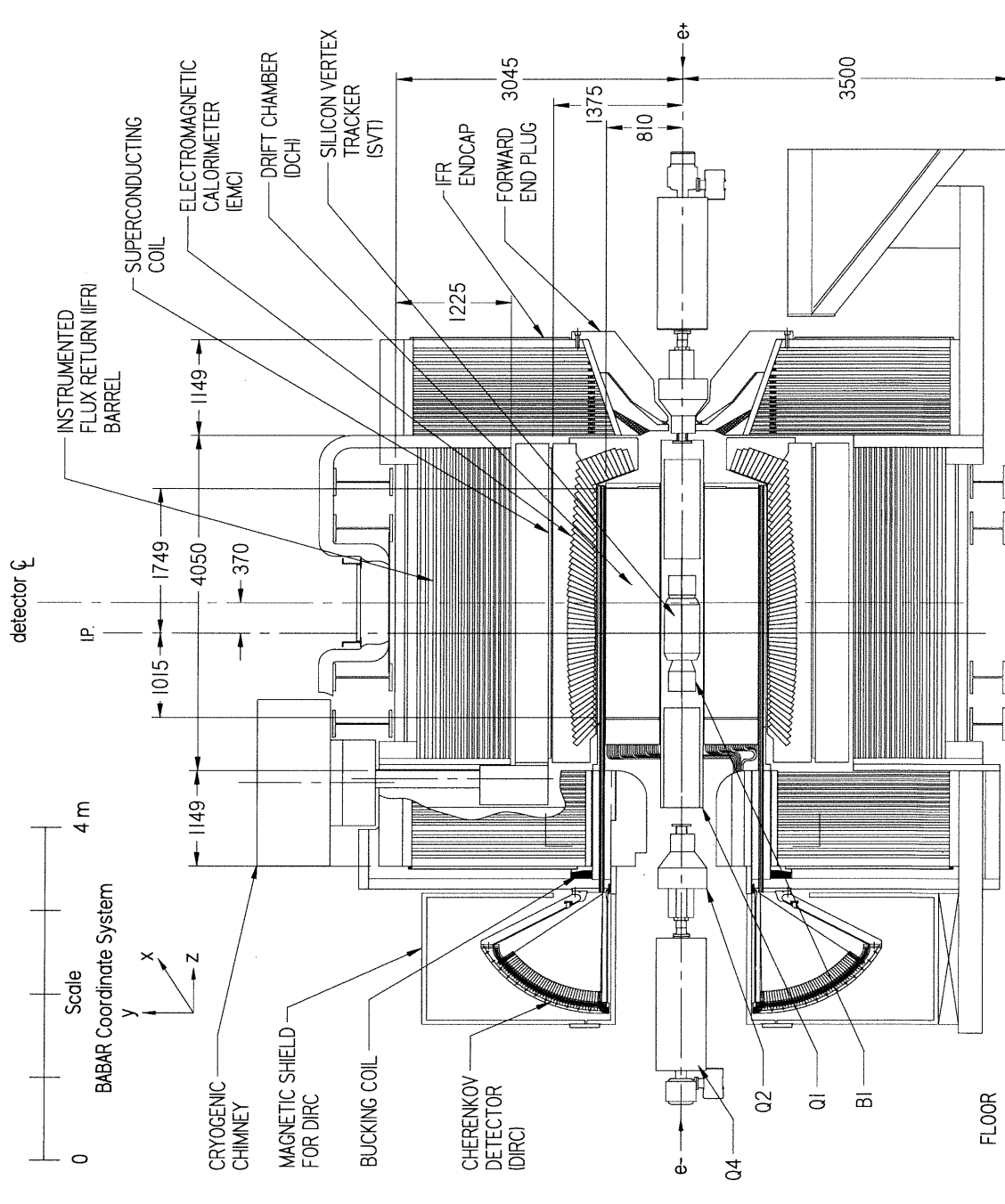


Figure 2-1. Le détecteur BaBar vu de haut.

Le SVT est constitué de couches de micro-plaquettes de silicium, un semi-conducteur. Les détecteurs semi-conducteurs sont essentiellement des chambres d'ionisation à l'état solide où les paires électrons-trous jouent un rôle analogue aux paires électrons-ions des chambres à gaz, tel que nous le décrirons plus loin. La présence du champ électrique induit par les électrodes sépare les électrons des trous et les envoie aux anodes où ils donnent un signal proportionnel à la perte d'énergie de la particule incidente. L'avantage de l'utilisation du silicium dans cette région du détecteur BaBar vient de ce qu'il a une grande tolérance à la radiation qui est abondante dans les régions entourant le point d'interaction ainsi qu'une faible masse (pour un solide), ce qui réduit les diffusions multiples.

Après un certain parcours, les diffusions multiples modifient aléatoirement la direction de la particule, limitant la précision sur son orientation initiale. Ce sont donc les mesures des points intérieurs, celles du SVT, qui donnent la meilleure information sur la direction initiale d'une trace. Ainsi, le SVT est l'instrument primordial pour la reconstitution des vertex de désintégration des particules à faible durée de vie (notamment les B^0 dont la longueur de vol est de quelques centaines de microns); c'est d'ailleurs sa fonction la plus importante. La mesure de l'intervalle de temps entre la désintégration des deux B^0 découle de la position de leurs vertex respectifs et est un aspect primordial de l'étude de la violation CP. Dans notre cas, la reconstitution du vertex de désintégration du pion et du lepton nous permettra de réduire considérablement le bruit de fond combinatoire.

La proximité du point d'interaction permet également de mesurer la trajectoire des particules chargées de faible impulsion transverse ($\leq 100 \text{ MeV}/c$) qui, boostées vers l'avant, n'atteignent pas la chambre à dérive. Cette dernière, d'ailleurs, n'atteint sa résolution optimale qu'à partir d'une impulsion transverse de $180 \text{ MeV}/c$. Tenir compte des traces de faible impulsion est très important

pour notre étude car la reconstruction du neutrino nous oblige à nous intéresser à toutes les particules d'un événement donné, chaque contribution étant non négligeable.

En plus de son rôle pour ces faibles impulsions où il joue un rôle de premier plan, le SVT recueille également de l'information sur la perte d'énergie des particules chargées dE/dx ¹ et la quantité de mouvement de toute trace afin de la combiner avec celle mesurée par autres détecteurs (surtout la chambre à dérive) et ainsi améliorer la résolution de la reconstruction des traces chargées et de l'identification des particules. En ce qui concerne le dE/dx , l'utilisation du silicium s'avère être un avantage par rapport à un gaz pour les traces de faible impulsion puisque celles-ci créeront plus de paires électrons-trous dans le silicium qu'elle ne créeraient de paires électrons-ions dans une chambre à gaz.

Chaque couche de silicium a deux plans d'électrodes segmentées: un dont les pistes sont parallèles à l'axe z (pour mesurer les coordonnées cylindriques r et ϕ) et un perpendiculaire à l'axe z (pour mesurer la position en z).

On a cinq couches de micro-plaquettes. Les trois premières, ainsi que la partie centrale des deux dernières sont de forme cylindrique et parallèles à l'axe z . Les extrémités des deux couches extérieures sont affaissées pour capter les particules chargées émises à de petits angles vers l'avant ou l'arrière (voir figure 2-2). Chacune des trois couches intérieures a six modules de détecteurs, placés azimutalement, tandis que les deux couches extérieures comportent seize et dix-huit modules, respectivement. Pour tenir compte de l'effet du boost, le SVT est décalé vers l'avant par rapport au point d'interaction et les composantes telles que les modules électroniques, le système de refroidissement, etc, sont situées dans la

¹Énergie déposée selon la formule de Bethe-Bloch [34]

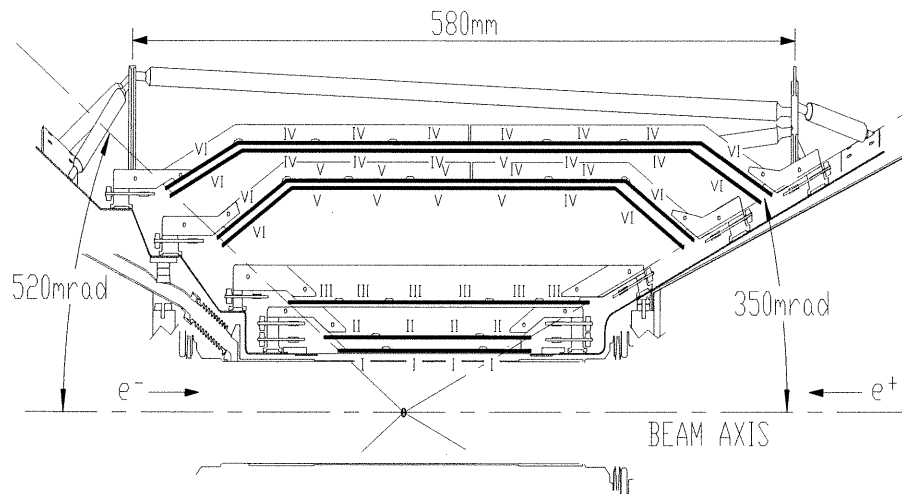


Figure 2-2. Vue schématique de la section longitudinale du SVT.

région arrière. Son acceptation, limitée par la présence des aimants qui courbent le faisceau est de $17,2^\circ$, dont $20,1^\circ$ actifs si on tient compte des composantes mécaniques (région avant), à $168,8^\circ$ dont $150,2^\circ$ actifs (région arrière). Cela représente 92% de l'angle solide dans le système du centre de masse. Le SVT est conçu de façon à minimiser, autant que possible, la quantité de matériau utilisée afin de réduire les diffusions multiples et les photons de conversion pour ne pas limiter l'efficacité des autres détecteurs.

L'efficacité combinée de prise des points de mesure du SVT est de 97% (si on exclut les 9 secteurs défectueux sur 208). Les figures 2-3 et 2-4 montrent la résolution spatiale pour chaque couche. La perte d'efficacité est la combinaison d'imprécisions du montage et d'imprécisions des logiciels.

2.3.1.2 DCH (Drift Chamber)

La chambre à dérive, entourant le tube de support et bornée à l'extérieur par le DIRC, est l'élément central de tracking. Ses objectifs sont premièrement de

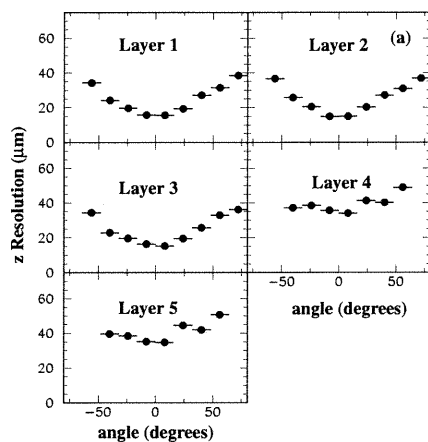


Figure 2-3. Résolution spatiale des points de mesure du SVT en z (microns).

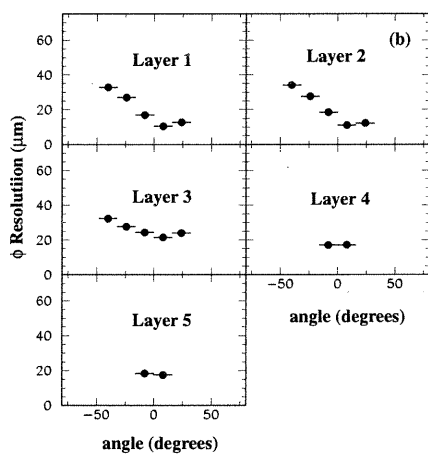


Figure 2-4. Résolution spatiale des points de mesure du SVT en ϕ (microns).

reconstruire efficacement, avec précision, et pour une grande couverture d'angle solide, la trajectoire des particules chargées d'impulsion transverse p_t supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ tout en atteignant l'efficacité optimale à partir de $p_t > 180 \text{ MeV}/c$. Il faut garder en mémoire que, les particules étant boostées vers l'avant, celles d'impulsion faible sortiront par l'avant de la chambre à dérive avant d'atteindre les couches extérieures. Un autre objectif de la chambre à dérive est de fournir l'information dE/dx des traces afin d'aider à leur identification.

En présence d'un champ électrique, les électrons, produits par le passage d'une particule chargée dans un gaz, dériveront vers l'anode. Si le champ au voisinage du fil d'anode est suffisamment fort, l'électron gagnera assez d'énergie pour causer une seconde ionisation et ainsi provoquer toute une production en chaîne d'électrons qui sera mesurée comme une impulsion électrique sur l'anode. Il se déroule un certain temps entre le moment où l'électron de dérive est produit par ionisation et le moment où il est capté par l'anode. Ce temps de dérive est relié à la distance entre l'anode et le point de passage de la particule. Il faut aussi un temps de référence pour savoir à quel moment la particule a traversé le détecteur, dont on déduira le temps de dérive et la distance de dérive. Ce temps de référence nous est fourni par le système de déclenchement que nous décrirons brièvement plus loin. Ainsi on peut mesurer la position de passage de la particule chargée par rapport au fil (dans le plan xy).

La conception choisie est une chambre à cellules multiples. On a dix supercouches contenant chacune quatre couches sensibles. On a donc un total de 40 couches, ce qui permet un maximum de 40 mesures par trace. Toutes les couches d'une même supercouche donnée sont orientées dans la même direction pour uniformiser raisonnablement la performance. Les supercouches A sont axiales, les supercouches U et V sont inclinées d'un angle stéréo alternant positif

et négatif, variant de 40 mrad pour les couches intérieures à 70 mrad pour les couches extérieures. Le tout est disposé, en partant de l'intérieur, selon le profil AUVAUVAUVA. Cette inclinaison permet un effet de parallaxe pour résoudre la position en z avec une précision d'environ 1 mm. Pour aider davantage à déterminer la position en z , un dispositif électronique mesure la différence du temps d'enregistrement de l'impulsion entre un bout du fil et l'autre. Une bonne résolution en z aide à associer les traces de la chambre à dérive avec celles du SVT et aide à projeter les traces dans le DIRC et le calorimètre.

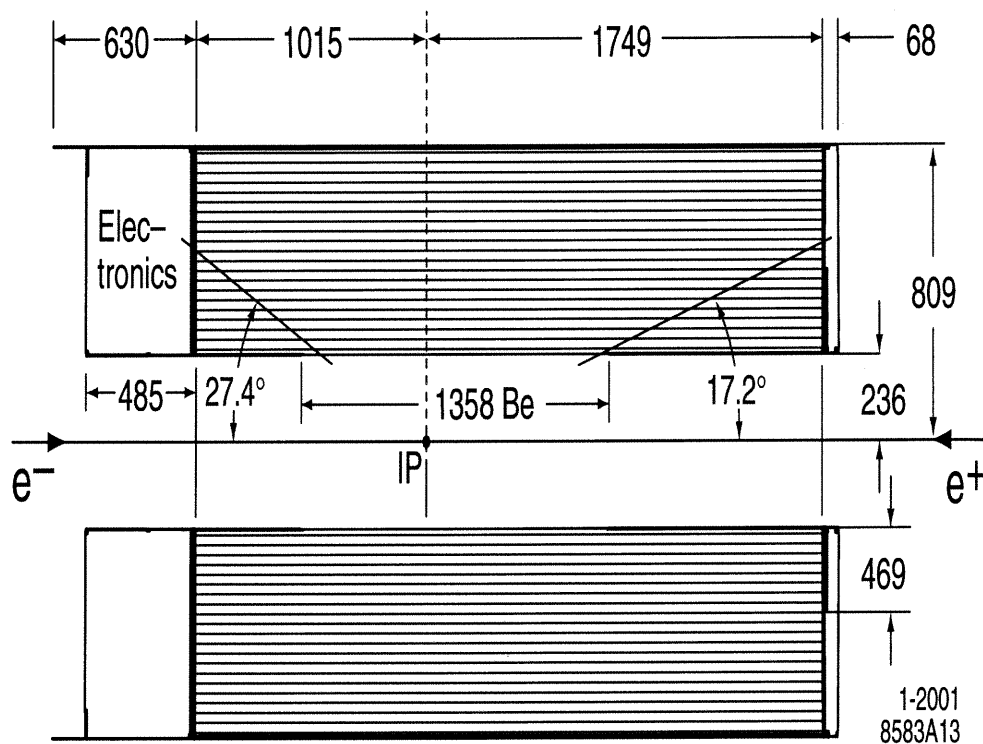


Figure 2-5. Section longitudinale de la chambre à dérive.

La chambre, illustrée à la figure 2-5, est longue de 180 cm et occupe l'espace radial entre 22 et 85 cm, si on tient compte de l'épaisseur des parois externes. Pour donner à la région avant l'importance qui lui revient, la chambre est, tout

comme le SVT, décalée vers l'avant par rapport au point d'interaction et ses modules électroniques sont situés à l'arrière (préamplificateur, digitalisateur, etc.). La limitation principale à la résolution des paramètres des traces est la diffusion multiple. Pour minimiser cet effet, toutes les composantes de la chambre à dérive sont faits de matériaux de faible masse atomique (fils, gaz, parois) pour minimiser l'impact sur la résolution des détecteurs subséquents. La paroi interne est composée de béryllium et la paroi externe d'une fibre de carbone.

Il y a en tout 7104 cellules de forme hexagonale comportant chacune un fil sensible (l'anode) (voir figure 2-6). Leurs dimensions sont d'environ 11,9 mm

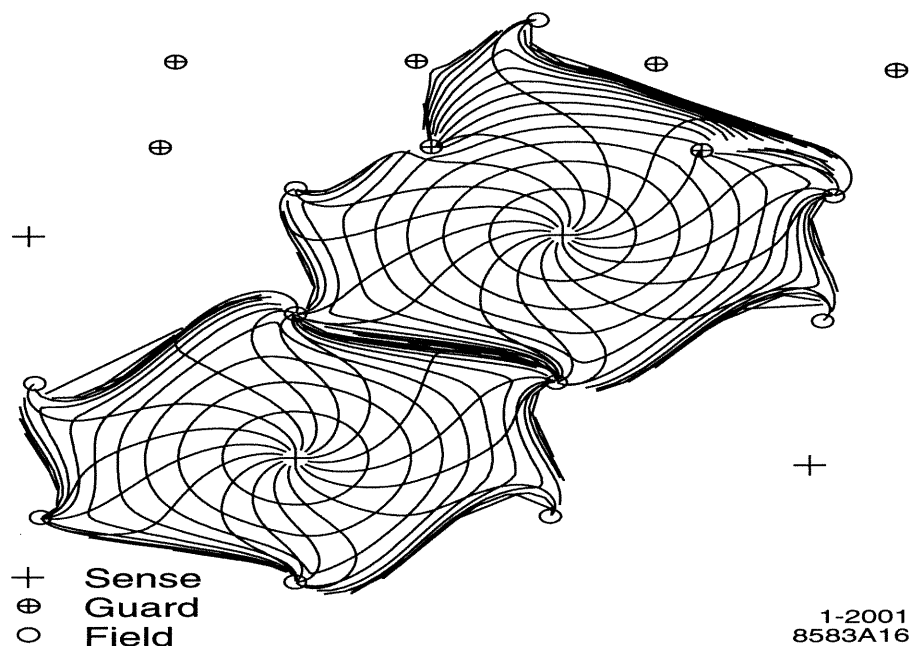


Figure 2-6. Les cellules de dérive et leurs isochrones (courbe sur laquelle le temps de dérive est uniforme).

dans la direction radiale par 19,0 mm dans la direction azimutale. Les fils sensibles sont de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre et sont en tungstène plaqué d'or. Les quelques 55000 fils de champ (les cathodes) ont 80 ou $120\ \mu\text{m}$ de diamètre et sont d'aluminium

plaqué d'or. Chacun des 7104 canaux envoie rapidement l'information des impulsions reçues au système de déclenchement du niveau 1 (L1) dont nous discuterons brièvement plus loin. Généralement, on applique une tension entre 1900 et 1960 V.

Le gaz utilisé est un mélange d'hélium (80%) et d'isobutane (20%). Sa faible masse permet d'obtenir une résolution inférieure à $100 \mu m$ sur la position; les diffusions multiples y sont peu abondantes et la performance dE/dx (6,9% de résolution) est comparable aux traditionnels mélanges à base d'argon.

L'angle de Lorentz, l'angle de dérive des électrons selon la force de Lorentz ($\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$) où le champ électrique provient des fils de la chambre et le champ magnétique provient de la bobine, est plutôt faible (32°) grâce à la faiblesse du champ magnétique.

La figure 2-7 montre la résolution de la position en fonction de la distance du fil sensible. La performance sur la détermination de l'énergie déposée sera traitée dans la section concernant l'identification des particules.

2.3.2 DIRC (Detection of Internally Reflected Cerenkov (light))

Le détecteur de réflexion interne de lumière Cerenkov est utilisé pour l'identification des particules chargées. Une excellente identification des particules pour les hadrons et les leptons pour une grande plage d'angles solides et d'impulsions est essentielle pour les besoins de BaBar. L'information provenant de la chambre à dérive, du calorimètre et de l'IFR permet l'identification de la plupart des leptons et de plusieurs hadrons. Cependant, ces systèmes ne sont pas suffisants pour distinguer les pions chargés des kaons d'impulsion supérieure à 0,7

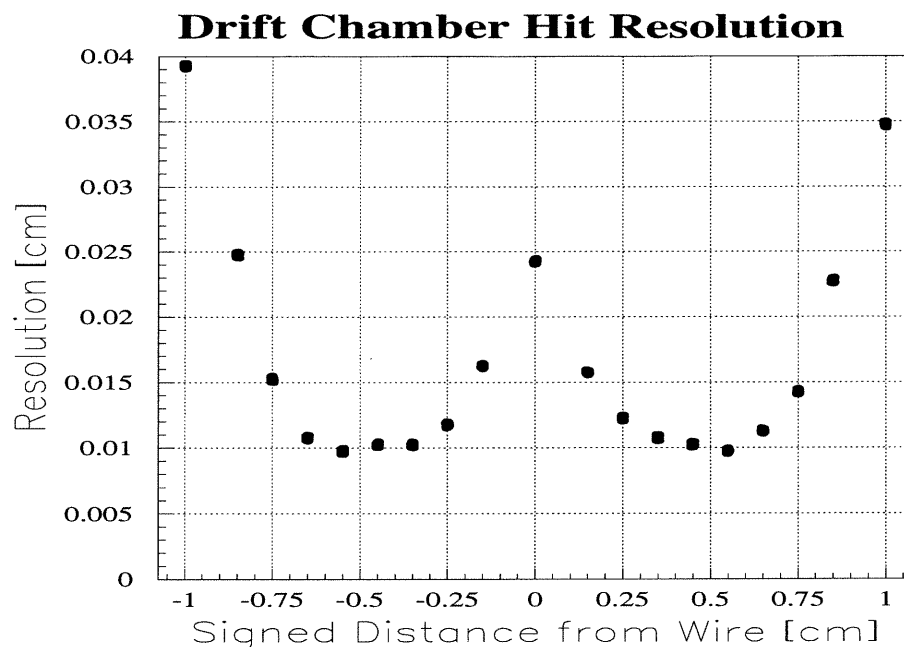


Figure 2-7. Résolution de la position (séparément pour la gauche et la droite de l'anode).

GeV/c ou des protons d'impulsion supérieure à 1,3 GeV/c.

Dans un milieu à haut indice de réfraction n , comme le quartz dans le cas du DIRC de BaBar, le passage des particules chargées de vitesse v polarise les atomes excités au voisinage de la particule. Si v est plus grand que la vitesse de la lumière dans le milieu (c/n), une partie de l'énergie d'excitation réapparaît comme une radiation cohérente émise à un angle caractéristique θ par rapport à la direction du mouvement. La radiation Cerenkov apparaît comme un spectre continu qui sera détecté par un appareil photosensible. Une détermination de l'angle de Cerenkov est une mesure directe de la vitesse:

$$\cos \theta = \frac{c}{v n}$$

Connaissant l'impulsion de la particule déterminée à partir des autres détecteurs, on peut alors déduire sa masse et ainsi l'identifier.

Le compteur Cerenkov de BaBar a cela de singulier que sa lumière, produite dans une barre de quartz, est transférée par réflexion totale interne, tout en gardant son angle initial qui dépend de la vitesse de la particule incidente, jusqu'à un grand réservoir d'eau situé à l'arrière de la région magnétique tel que montré schématiquement sur la figure 2-8. La lumière est observée par un ensemble de

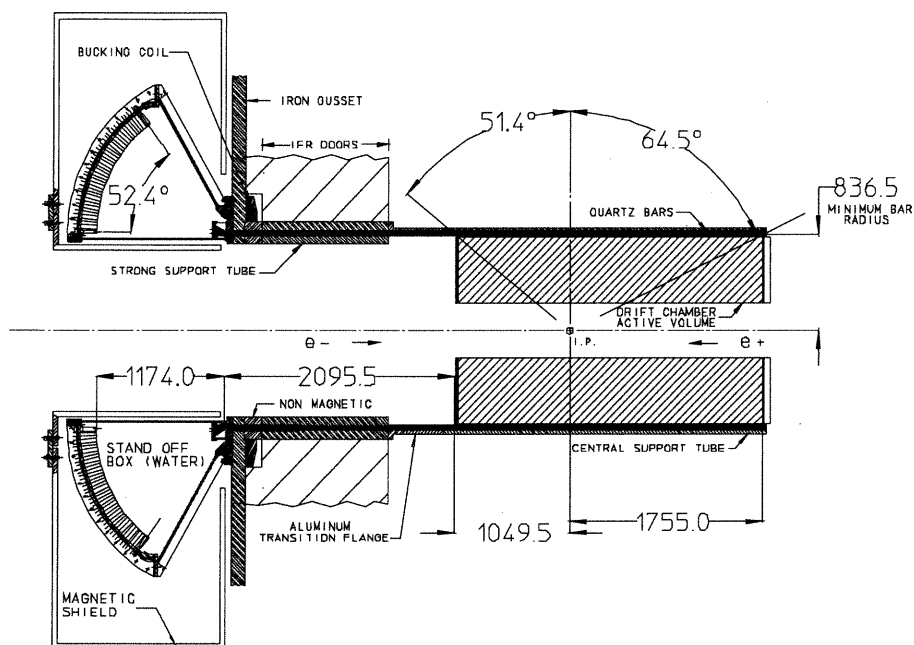


Figure 2-8. Géométrie du DIRC vu de haut.

photomultiplicateurs situés à l'intérieur du réservoir d'eau. La position du photomultiplicateur touché est dépendante de l'angle Cerenkov d'un photon donné. Un miroir situé à l'extrémité avant des barres de quartz permet de réfléchir la lumière vers l'arrière, tout en préservant l'angle Cerenkov.

L'asymétrie du détecteur est avantageuse pour le DIRC. Les particules boostées vers l'avant, donc presque toutes les particules de haute impulsion, causeront une plus grande quantité de lumière que les particules à incidence normale (car elles traverseront une plus grande section de quartz et aussi car une plus grande frac-

tion de la lumière émise sera réfléchi intérieurement (Snell-Descartes [35])).

Même si la quantité de matériau utilisée en termes de longueur de radiation² X_0 est comparable à celle des techniques plus traditionnelles ($0,14 X_0$ pour une particule incidente à un angle normal), le DIRC occupe seulement 8 cm d'espace radial, laissant plus de place pour la chambre à dérive et le calorimètre.

Le DIRC couvre 87% de l'angle polaire dans le système du centre de masse et son acceptance est de 93% de l'angle azimutal si on tient compte de l'espace entre les barres de quartz.

Dans notre analyse, l'identification des particules est importante pour les raisons suivantes: il nous faut identifier le lepton et le pion de notre signal et il nous faut identifier toutes les particules de l'événement pour le calcul de l'énergie du neutrino reconstruit.

La résolution sur l'angle Cerenkov d'une trace est reliée à celle d'un photon seul par $\sigma_{trace} = \sigma_{\gamma}/\sqrt{N}$ où N est le nombre de photons détectés. La résolution angulaire pour un photon seul est illustrée à la figure 2-9 (a). Elle est en moyenne de 10,2 mrad. La différence entre le temps mesuré et le temps estimé de lecture du photon seul est montrée à la figure 2-9 (b). La résolution temporelle moyenne est de 1,7 ns. L'identification des particules en tant que telle sera traitée plus loin.

²Quantité de matériau réduisant d'un facteur e l'énergie d'un électron incident

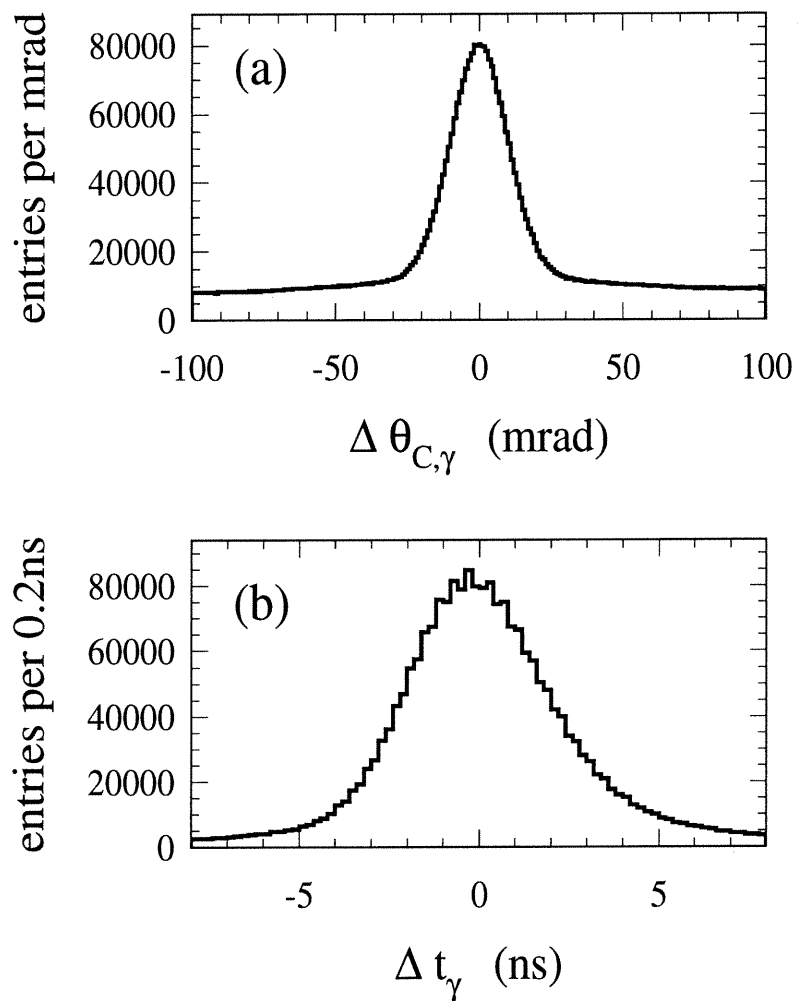


Figure 2-9. Résolution de (a) l'angle Cerenkov pour un photon seul et (b) la différence entre le temps mesuré et le temps estimé.

2.3.3 EMC (Electromagnetic Calorimeter)

Le calorimètre électromagnétique de BaBar mesure l'énergie et la position des particules par leur absorption totale dans des scintillateurs CsI(Tl). Il peut détecter les particules neutres aussi bien que les chargées, particulièrement les photons et les électrons. Les objectifs principaux pour la conception du calorimètre sont une très bonne résolution énergétique et angulaire pour les photons de toutes énergies (entre 20 MeV et 5 GeV) et un système de lecture capable d'opérer dans un champ magnétique car on est encore à l'intérieur du solénoïde. Cette précision est très importante notamment pour la reconstruction des pions neutres qui se sont désintégrés en $\gamma\gamma$ en cours de vol. En dessous de 20 MeV, les photons ne peuvent pas être distingués du bruit de fond de la machine.

Quand un électron ou un photon interagit avec la matière, la perte d'énergie principale est due à l'effet bremsstrahlung dans le cas d'une de l'électron et à la production de paire e^+e^- dans le cas du photon. Au contact avec le scintillateur, l'électron irradiera un photon, qui se convertira en paire, qui irradiera et produira des paires à son tour, le nombre de particules augmentant de façon exponentielle avec la profondeur du milieu. La gerbe se développe ainsi jusqu'à ce que l'énergie des électrons produits soit sous l'énergie critique où la perte en ionisation est égale à celle de l'effet bremsstrahlung. Le tout, dont l'intensité est dépendante de l'énergie de la particule incidente, est capté par une photodiode située à l'arrière du scintillateur. Les hadrons chargés peuvent être aussi captés par le calorimètre; ils interagissent avec les cristaux par l'interaction nucléaire.

Les cristaux sont de forme trapézoïdale avec une dimension transverse typiquement de $47 \times 47 \text{ mm}^2$ à la face avant et de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ à la face arrière. Chaque assemblage de cristal consiste en un cristal CsI(Tl) dont les côtés sont

paints d'un réflecteur blanc et enveloppés dans une feuille d'aluminium, avec le matériel de lecture (diode, etc) à l'arrière.

Deux photodiodes lisent indépendamment la lumière scintillée de chaque cristal. Cette technique, par opposition à la plupart de celles avec photomultiplicateurs, permet de placer le solénoïde à l'extérieur du calorimètre car les photodiodes opèrent sans problème dans un champ magnétique. De plus, les photodiodes utilisées atteignent leur efficacité optimale pour les longueurs d'onde caractéristiques des cristaux utilisées. La redondance de ce double système de lecture indépendant permet d'augmenter le rapport signal sur bruit, mais il est surtout présent pour une question de fiabilité. En effet, étant donné que le remplacement des cristaux de la partie cylindrique nécessite l'ouverture du calorimètre et que celle-ci n'est pas prévue pour les prochaines années, on s'assure que si une photodiode ou son système électronique se détériore, on aura probablement au moins un canal de lecture par cristal.

La géométrie de l'EMC consiste en une section de cylindre terminée par une extrémité conique dans la région avant, comme l'illustre la figure 2-10 . Il est, comme les autres détecteurs, placé asymétriquement vers l'avant et il couvre les angles polaires de $-0,80 < \cos\theta < 0,89$ dans le système du laboratoire. Tout le système électronique, de refroidissement, de support, etc. peut être placé à l'arrière des cristaux car on n'a plus à se soucier aussi minutieusement de l'économie d'espace et de matériau qui ne gênerait que très peu les particules susceptibles d'atteindre l'IFR (muons, K_L^0). Les cristaux ont d'ailleurs une grande longueur de radiation (entre 16,1 à 17,6 X_0) comparativement à celle d'environ 0,22 X_0 issue de la combinaison de tous les détecteurs internes au calorimètre (venant surtout du DIRC et de la paroi externe de la DCH) (voir figure 2-11 où l'on voit la contribution de chaque détecteur normalisée par la moyenne sur

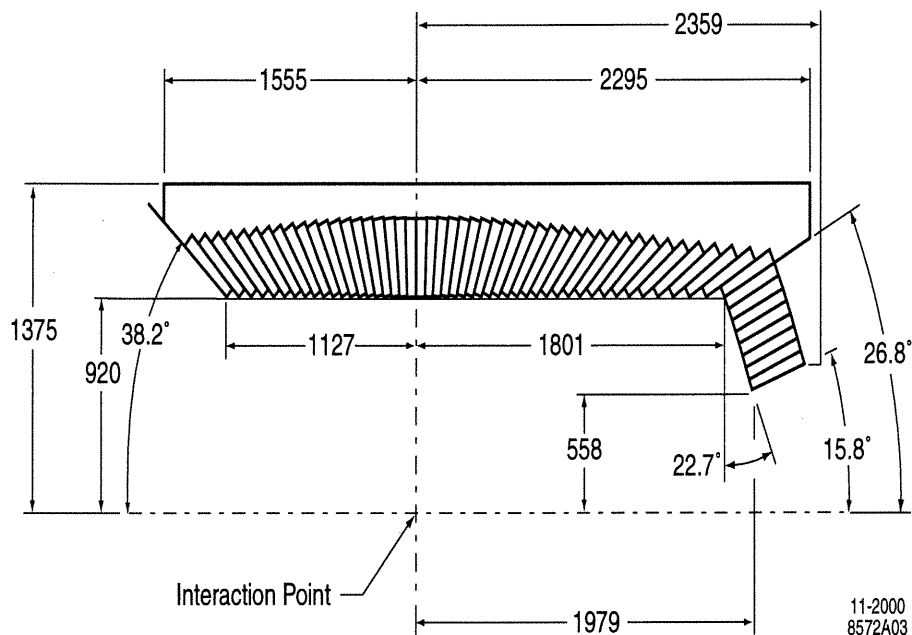


Figure 2-10. Disposition des cristaux de l'EMC.

tous les angles en fonction d'un angle donné). Remarquons que le calorimètre est différent des détecteurs qui lui sont internes en ce qu'il absorbe ou change la nature des particules.

Le calorimètre électromagnétique est le seul instrument de détection directe des particules neutres et jouera par conséquent un rôle crucial dans la reconstruction du neutrino. Son apport à l'identification et à la mesure de l'énergie des électrons sera aussi d'importance pour nous.

La résolution en énergie du calorimètre est de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30) \%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12) \%$$

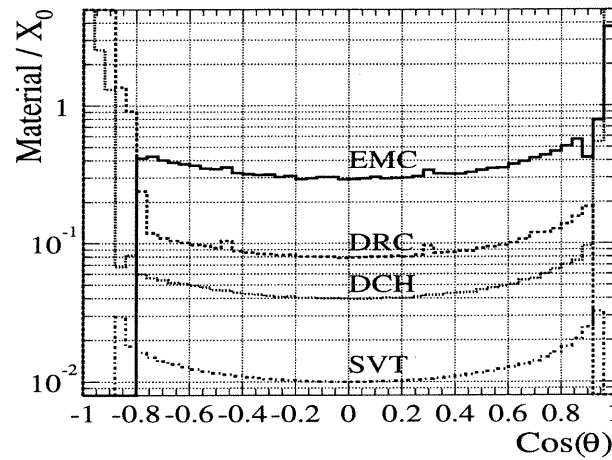


Figure 2-11. Quantité de matériau traversée par fraction de longueur de radiation entourant le point d'interaction.

Et sa résolution angulaire est de:

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{\phi} = \left(\frac{3.87 \pm 0.07}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.00 \pm 0.04) \right) \text{ mrad}$$

2.3.4 IFR (Instrumental Flux Return)

L'IFR est conçu pour identifier les muons d'impulsion supérieure à 0,5 GeV/c et pour détecter les hadrons neutres à longue durée de vie. C'est une large structure de fer divisée en 20 couches dont l'épaisseur est croissante de 2 à 5 cm. Entre la plupart des couches absorbantes de fer, on a des cavités de 3 cm dotées de RPCs (Resistive Plate Chambers) qui servent de détecteurs actifs pour capter la pénétration des particules. Cette configuration permet d'identifier les muons pour les impulsions voulues et nous sert à la fois comme d'une sorte de calorimètre à hadrons, nous donnant la possibilité de capter et d'identifier les K_L^0 . La structure de fer a également pour rôle de retourner le flux du solénoïde vers l'intérieur.

Les muons interagissent avec les RPC par perte d'énergie par ionisation. Ils y sont beaucoup plus freinés que dans les autres détecteurs et sont parfois complètement absorbés.

C'est l'éloignement du point d'interaction qui permet à l'IFR de capter les K_L^0 car ceux-ci ont un long temps de vie. Lorsqu'ils se désintègrent de manière faible, les produits sont captés par les RPC de la même manière qu'un calorimètre.

Le détecteur IFR, basant son identification des particules sur le pouvoir de pénétration, contrairement aux méthodes de Cerenkov du DIRC et de l'énergie déposée de l'EMC, du SVT et de la DCH, qui sont toutes basées sur la mesure de la masse des particules (parfois indirectement), est beaucoup plus efficace pour différencier les particules de masses voisines, particulièrement les pions et les muons.

La différenciation entre les muons et les hadrons neutres proviendra d'une part d'une analyse détaillée du profil d'absorption dans les RPC et d'autre part d'une tentative d'association avec le résultat des autres détecteurs, notamment les traces de la chambre à dérive.

La fonction calorimétrique du détecteur étant secondaire, on ne s'attend pas à être en mesure d'obtenir précisément l'énergie des K_L^0 . Ce serait utile pour la reconstruction des neutrinos. Mais la majorité des K_L^0 interagissent avec le calorimètre avant d'atteindre l'IFR et on peut espérer au moins que l'identification des autres (ceux qui n'ont pas interagit avec l'EMC) permettra de rejeter les événements dont ils font partie.

À la résonance $\Upsilon(4S)$, les muons proviennent surtout des désintégrations semi-leptoniques, soit directement des mésons B ou des cascades issues d'un méson D. Leur identification est doublement intéressante pour nous car on doit à la fois les sélectionner pour notre candidat lepton et les discriminer pour notre candidat pion.

Durant la première année d'utilisation, de nombreux modules RPC accusaient une perte significative d'efficacité. Le problème semblait relié aux hautes températures, mais les récents tests semblent indiquer qu'il reste toujours de sévères problèmes à régler en ce qui concerne l'IFR. Nous discuterons de l'efficacité d'identification des particules dans une section qui y sera entièrement consacrée.

2.3.5 Déclenchement

Le système de déclenchement de BaBar est implémenté à deux niveaux: le déclencheur hardware de niveau 1 (L1) et le déclencheur software de niveau 3 (L3).

L1 consiste d'abord en la DCH et l'EMC qui sont chacun capable de satisfaire les besoins en déclenchement, fournissant une redondance d'un degré suffisant. Le déclencheur pour les traces chargées requiert au moins une trace d'impulsion transverse minimale de 0,18 GeV/c et une de 0,12 GeV/c. Le déclencheur pour l'énergie requiert au moins deux amas électromagnétiques dans l'EMC, ayant chacun l'énergie reconstruite au dessus du minimum pour un muon. L'IFR fait aussi partie du système L1 et est utilisé pour déclencher sur les paires de muons et les événements cosmiques.

L3 agit au second stage pour rejeter les événements qui ne sont pas d'intérêt physique (événements faisceaux-gaz, événements cosmiques, une fraction des bhab-

has). Il contient une combinaison flexible d'outils pour réduire le bruit de fond, sans toutefois réduire l'efficacité du déclencheur L1.

L'efficacité du système de déclenchement global est d'environ 99% pour les paires $B\bar{B}$.

Chapitre 3

Les outils d'analyse

3.1 Introduction

L'information brute collectée par les détecteurs lors des collisions e^+e^- ne peut être utilisée directement pour l'analyse physique; c'est vrai notamment dans le cadre de notre étude où l'on tente d'extraire les événements du type $B \rightarrow \pi l \nu$. Afin de pouvoir effectuer une analyse de données, il faut tout d'abord reconstruire les trajectoires des particules chargées et reconstruire les particules neutres, ce que nous allons brièvement décrire dans la section 3.2. Nous poursuivrons par l'étude des vertex de désintégration des particules chargées à la section 3.3. L'identification des particules chargées, en particulier les leptons, est essentielle pour cette analyse et sera présentée dans la section 3.4. Ensuite, nous discuterons des techniques d'identification du continuum hadronique ($e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$)¹ et leptonique ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$) qui constitue une source de bruit de fond pour le canal étudié (section 3.5). Finalement, nous décrirons les simulations Monte-Carlo utilisées dans cette étude; elles sont essentielles pour l'étude des bruits de fond ainsi que la compréhension de la physique du processus étudié et la définition des critères de sélection du signal (section 3.6).

¹La contribution de $b\bar{b}$ au continuum est négligeable.

3.2 La reconstruction des particules

3.2.1 Les traces chargées

Le but principal du système de reconstruction des trajectoires, le SVT et la DCH (voir section 2.3.1), est de reconstruire la trajectoire des particules chargées et de mesurer leurs impulsions et leurs directions avec grande précision. À partir des points de mesure de la DCH et du SVT, le logiciel *bear* nous permet de reconstruire les traces.

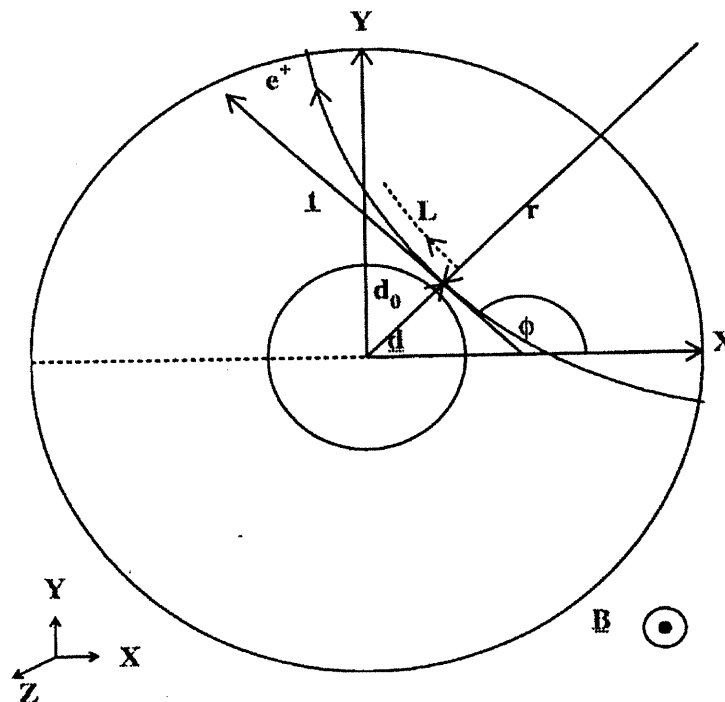


Figure 3-1. Les paramètres des traces. Vue xy du détecteur. \underline{d} est le vecteur de l'origine à la trace, \underline{t} est la tangente à la direction de la trace, L est la longueur de la trajectoire et r est le rayon de courbure.

Les traces sont définies par cinq paramètres (voir figures 3-1 et 3-2) [38]: les distances d'approche minimale en z (z_0) et dans le plan xy (d_0), l'angle azimuthal (ϕ_0), l'angle par rapport au plan transverse ($\lambda \equiv \theta - \pi/2$ où θ est l'angle polaire par rapport à l'axe z) et la courbure ($\omega \equiv 1/p_t$).

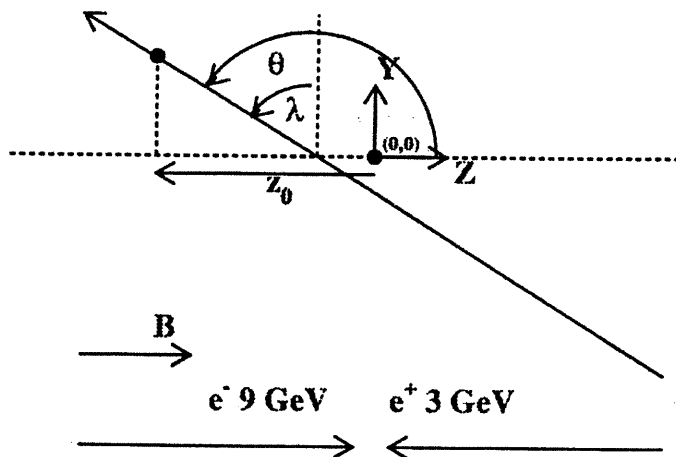


Figure 3-2. Les paramètres des traces. Vue R-Z du détecteur. Le point en haut à gauche est le point d'approche minimale en xy.

La reconstruction des traces chargées s'effectue en plusieurs étapes. On utilise d'abord l'information provenant du système de déclenchement de niveau L3 (voir section 2.3.4). Il s'agit d'améliorer la détermination du temps de départ, t_0 , par un ajustement des paramètres d_0 , ϕ_0 et t_0 sur des segments de quatre points de mesure dans la DCH. Le temps de départ est utile pour connaître la distance entre la traces et le fil sensible (voir section 2.3.1). Ensuite, un ajustement de fonction hélicoïdale est appliqué sur les points de mesure. On essaie aussi d'associer d'autres points de mesure qui pourraient appartenir à ces traces. En éliminant les points de mesure qui ne sont pas associés à des traces, on peut déterminer encore plus précisément t_0 .

En complément, il est important de reconstruire aussi les traces qui ne traversent pas complètement la chambre à dérive, ou qui ne proviennent pas du point d'interaction primaire. C'est pourquoi on recherche ces traces à partir des segments qui n'appartiennent à aucune autre trace.

On extrapole ensuite toutes les traces de la DCH vers le SVT. Les segments de points de mesure du SVT sont ajoutés aux traces s'ils sont à l'intérieur de l'erreur statistique attendue par l'extrapolation de la trace de la DCH vers le SVT. Afin d'affiner la connaissance des paramètres de la trace au point d'interaction, on utilise l'algorithme du filtre de Kalman [39] qui permet de tenir compte de la quantité de matière traversée (qui intervient dans la perte d'énergie par ionisation dE/dx et dans le phénomène de la diffusion multiple) et des inhomogénéités du champ magnétique tout le long de la trajectoire de la particule. On doit, pour appliquer l'algorithme de Kalman, faire une hypothèse de masse pour la particule. On choisit d'utiliser la masse du pion car ils sont prédominants et de masse moyenne. Les algorithmes pour des hypothèses de masse multiples sont en développement.

Les points de mesure du SVT qui n'ont pas encore été associés à des traces sont étudiés par deux algorithmes de recherche de traces complémentaires. Le premier essaie, en utilisant des triplets des trois couches impaires (il y a 5 couches, voir section 2.3.1), d'associer des points correspondants dans les couches paires pour former des traces. Le second forme des traces circulaires à partir des composantes spatiales ϕ (plan xy) des points de mesure et y associe les composantes z des points de mesure pour créer des hélices.

La dernière étape est une tentative d'association des traces qui ne semblent avoir été mesurées que dans le SVT ou la DCH et qui n'ont pas été directement associées par extrapolation en raison de la diffusion multiple ou d'un problème d'alignement entre la DCH et le SVT.

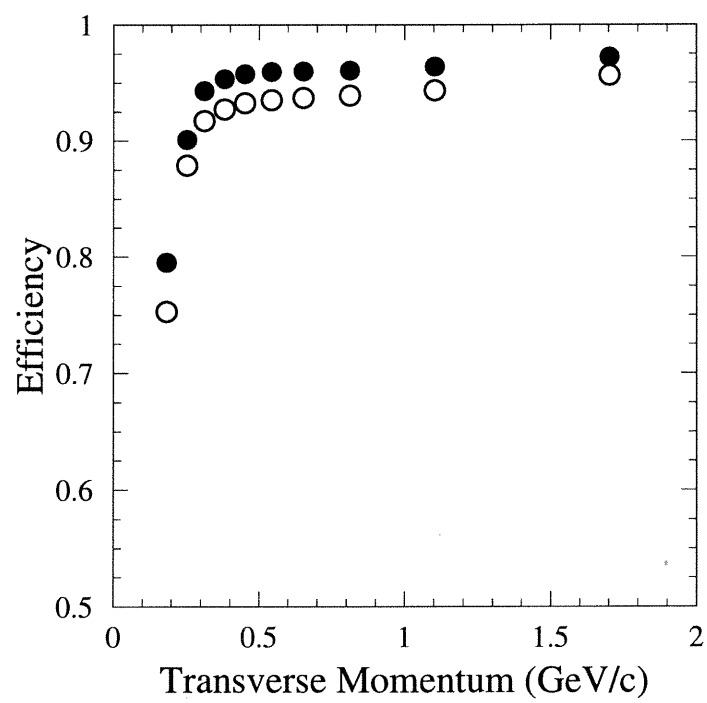


Figure 3-3. Efficacité de reconstruction des traces qui sont dans l'acceptance de la DCH en fonction de l'impulsion transverse $p_t = p \sin \theta$ pour 1960 V (points noirs) et 1900 V (points blanc).

Les figures 3-3 et 3-4 montrent l'efficacité de reconstruction des traces dans la chambre à dérive. L'efficacité est mesurée dans les événements multi-hadroniques comme une fraction de toutes les traces détectées par le SVT pour lesquelles la partie dans la DCH est aussi reconstruite. Notons que, pour l'incidence normale (figure 3-4), les cellules sont nettement moins efficaces pour une tension dans les fils sensibles de 1900 V que pour une tension de 1960 V. Une bonne partie des données accumulées par BaBar à ce jour ont été acquises en régime 1900 V. Ceci a un impact sur notre analyse car nous cherchons à reconstruire l'impulsion manquante dans le détecteur pour déterminer l'impulsion du neutrino, d'où la nécessité d'une bonne efficacité de reconstruction de toutes les traces chargées.

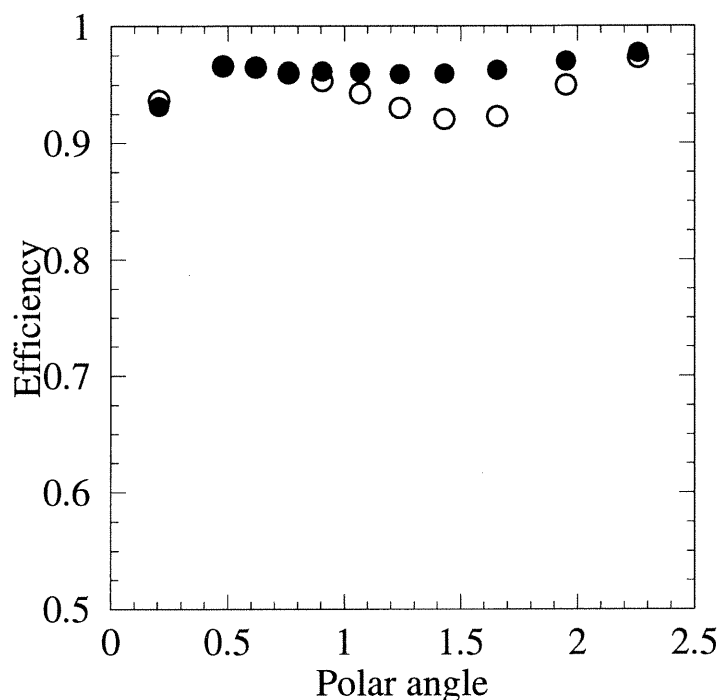


Figure 3-4. Efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de l'angle polaire (en radians) pour 1960 V (points noirs) et 1900 V (points blancs).

3.2.2 La reconstruction dans le calorimètre

Le calorimètre permet, en particulier, de reconstruire les photons. Dans notre cas, ce sera très important pour mesurer l'énergie manquante de l'événement. Il est possible aussi de tenter d'utiliser ces photons pour reconstruire les pions neutres, ce qui sera intéressant à l'avenir pour le canal $B^\pm \rightarrow \pi^0 l \nu$. Le calorimètre aide également à l'identification des particules chargées (section 3.4) et à la reconstruction des K_L^0 . La reconstruction dans le calorimètre est également effectuée par le logiciel *bear*.

Tous les cristaux du calorimètre où un seuil d'énergie minimal (0,5 MeV nominale, mais dépendant du bruit électronique et du bruit de fond du faisceau) a été déposé sont groupés en amas de cristaux adjacents. On recherche ensuite les maxima locaux de ces amas en faisant bien attention de ne pas inclure les cas où la fluctuation de la forme d'une gerbe donne l'apparence d'un second maximum local. Cette forme est caractéristique dans ces cas, ce qui permet de les reconnaître. En excluant ces fluctuations, chaque maximum local correspond à une particule.

Il est important de distinguer les maxima locaux provenant des particules chargées de ceux des neutres. On tente d'associer l'extrapolation des traces chargées aux maxima locaux du calorimètre. Un bon indice est que les traces, par leur courbure, n'entreront pas radialement dans le calorimètre et le barycentre de leur maximum local sera généralement décalé dans la direction ϕ avec un signe dépendant de la charge de la trace. Ce décalage $\Delta\phi$ est amplifié pour les traces de faibles impulsions car celles-ci ont une plus grande courbure.

3.3 La reconstruction des vertex

Comme les B^0 et $\overline{B^0}$ peuvent se désintégrer à une distance de quelques centaines de μm l'un de l'autre, il est possible de distinguer leurs vertex de désintégration respectifs [40]. Il est aussi possible que les produits de désintégrations aient un temps de vie assez long pour créer des vertex supplémentaires (par exemple $B \rightarrow DX$ ou $B \rightarrow K_S X$). L'information sur le vertex de désintégration des particules est utilisé couramment en physique du B pour la mesure du temps de vie, des oscillations, ou les asymétries CP en fonction du temps. Dans notre cas $B^0 \rightarrow \pi l \nu$, on s'intéressera à savoir si le candidat pion provient du même vertex de désintégration que le candidat lepton.

Pour les neutres, dont on ne calcule pas la trajectoire, l'information sur la direction ne provient que de la position des cristaux touchés de l'EMC et on ne connaît donc pas leur origine primaire. Ils ne peuvent donc pas être utiles pour reconstruire les vertex de désintégration des particules.

Le processus de recherche des vertex, effectué avec le logiciel *fastvtx*, consiste à trouver la meilleure estimation du point d'intersection tridimensionnel d'un certain nombre de traces. De plus, l'outil de création des vertex doit rapporter la qualité du vertex reconstruit en χ^2 par degré de liberté, nous permettant de discriminer les traces qui ne proviennent pas vraiment du même vertex.

La reconstruction des vertex est grandement compliquée par la non uniformité du champ magnétique et par la présence du matériel qui provoque des diffusions. On peut ignorer ces incertitudes et faire l'approximation que la trajectoire des particules est hélicoïdale.

L'algorithme consiste en la sommation des carrés de la distance d'approche minimale d'un ensemble de traces par rapport à un point. Le problème est non linéaire et la solution doit être obtenue en le linéarisant pour une solution locale. Cette procédure est itérée à partir de la première solution locale jusqu'à ce qu'on trouve la solution qui minimise la somme des carrés. Il est important de commencer par un point qui n'est pas loin du vertex. Pour les B , il est convenable d'utiliser le point d'interaction comme point de départ.

Nous utilisons l'algorithme de Billoir [36][37] qui résout le problème en fournissant une qualité de vertex sous la forme de χ^2 par degré de liberté. De plus, il est très économique au niveau du temps d'exécution par rapport à la plupart des autres algorithmes qui, eux, recherchent une convergence de la sommation des carrés de la distance d'approche.

3.4 L'identification des particules chargées

La philosophie du système d'identification des particules chargées est que l'on considère toutes les particules chargées comme étant des pions jusqu'à preuve du contraire. Chaque sous détecteur BaBar fournit indépendamment un niveau d'évidence sur la possibilité d'identité d'une particule. Ensuite, un algorithme fusionne l'information pour donner un niveau d'évidence global. L'information fournie par les différents détecteurs est en première approximation non corrélée. Le logiciel *Beta* est utilisé pour identifier les particules.

Pour notre étude $B^0 \rightarrow \pi l \nu$, l'identification du candidat lepton comme l'électron ou muon est d'importance majeure. De plus, si un candidat pion a une grande probabilité d'être en réalité une autre particule, il sera rejeté. Pour reconstruire l'énergie du neutrino, il sera utile de connaître la masse de toutes

les particules finales d'un événement donné (voir section 4.5). Ceci implique l'identification de toutes les particules chargées. Il n'est pas intéressant de reconstruire les parents de ces particules; à titre d'exemple, nous n'essayons pas de reconstruire les π^0 par les photons observés dans le calorimètre. Nous nous contentons de connaître l'énergie de ces photons. Comme les seuls neutres dont on mesure l'énergie directement sont les photons, l'identification des particules ne sera utile que pour les particules chargées.

Pour connaître les efficacités d'identification ² et la probabilité de confondre une particule en une autre, on utilise des échantillons de contrôle extraits des données réelles (par exemple, la voie $\gamma\gamma \rightarrow eeee$ pour les électrons et la voie $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ pour les muons). Les voies de désintégrations utilisées pour ces échantillons sont choisies pour leur grande pureté. Ils doivent fournir une grande quantité du type de particule étudié pour une grande plage d'impulsions.

3.4.1 Les hadrons chargés

La mesure de l'énergie déposée par unité de longueur dE/dx fournie par le SVT et la DCH, et celle de l'angle de Cerenkov du DIRC, sont utilisées pour l'identification des hadrons chargés.

L'énergie transférée par ionisation des atomes du milieu est mesurée dans chaque cellule de la DCH et dans chaque module du SVT. Chaque mesure est intégrée sur une période de quelques μs . Ensuite, pour chaque trace, une moyenne tronquée dE/dx est calculée indépendamment pour chaque détecteur, ce qui améliore la résolution dE/dx . Le calcul de cette moyenne tronquée réduit les effets du phénomène des fluctuations de Landau [41] où un petit nombre

²Fraction des particules reconstruites qui sont identifiées correctement.

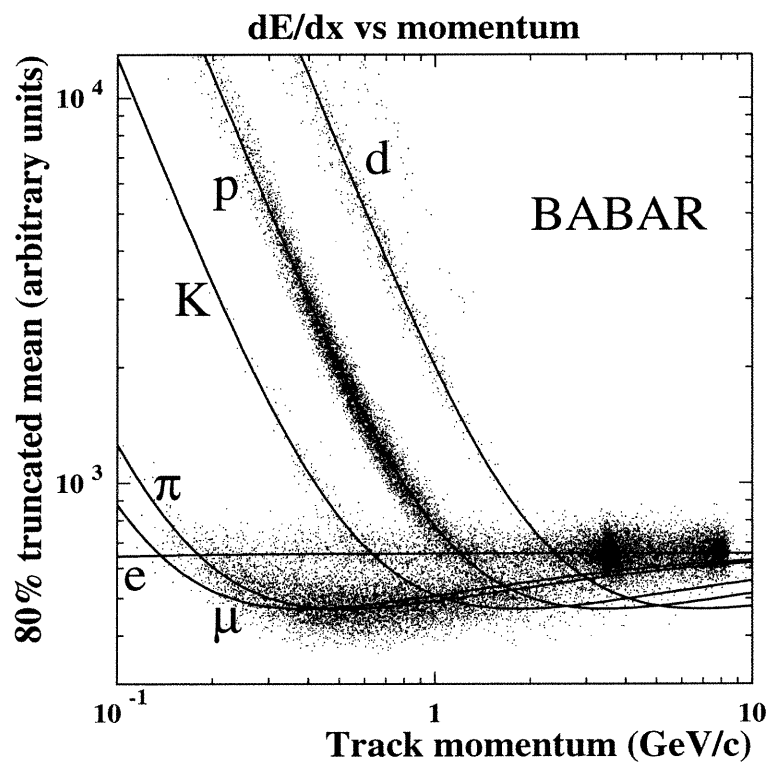


Figure 3-5. dE/dx en fonction de l'impulsion dans la chambre à dérivation.

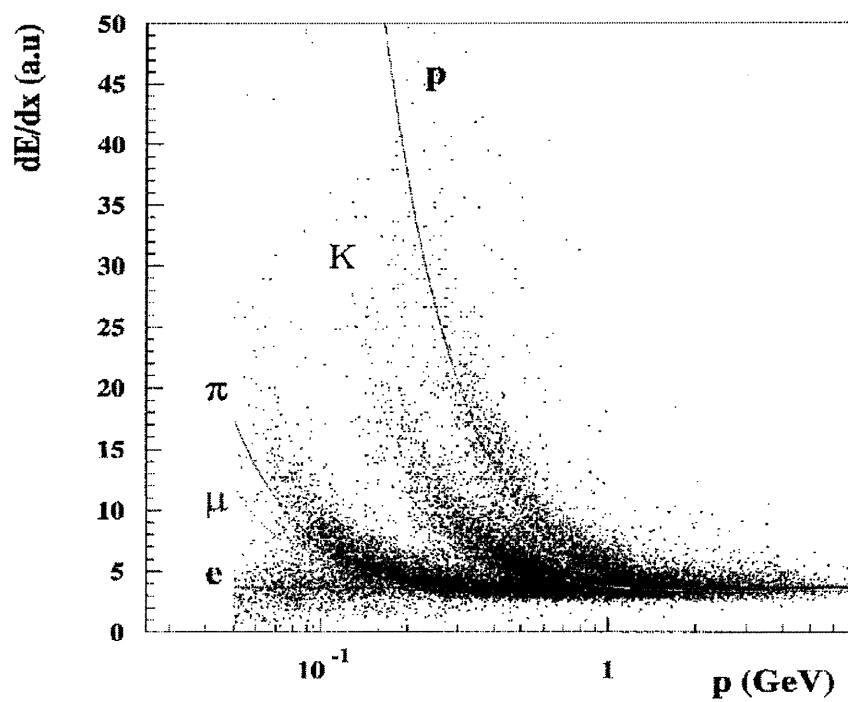


Figure 3-6. dE/dx en fonction de l'impulsion dans le SVT, ($c=1$).

d'ionisations implique un grand transfert d'énergie (diffusion dure de la particule sur l'atome). En utilisant notre connaissance de l'impulsion d'après la reconstruction de la trace, on peut calculer la masse de la particule et ainsi donner un niveau d'évidence d'identification. L'identification par dE/dx n'est efficace que pour les faibles impulsions, typiquement $p < 700 \text{ MeV}/c$ pour la séparation des kaons et pions et $p < 1,4 \text{ GeV}/c$ pour la séparation des protons et pions. Les figures 3-5 et 3-6 montrent les distributions dE/dx pour chaque particule chargée en fonction de l'impulsion pour la DCH et le SVT, respectivement. Les courbes Bethe-Bloch y ont été superposées [34].

Le DIRC fournit un angle Cerenkov (section 2.3.2) et une erreur associée pour chaque trace qui le traverse. On calcule, pour chaque hypothèse de masse, le niveau d'évidence d'identité de la particule. La limite Cerenkov, l'impulsion minimale pour qu'on ait une réflexion totale interne, est dépendante de l'angle d'incidence et de la masse de la particule. Pour chaque trace qui n'a pas été associée à une mesure du DIRC, on calcule, pour chaque possibilité d'identité, la limite Cerenkov; si, pour une possibilité d'identité donnée, l'impulsion est supérieure à la limite Cerenkov, on aurait dû avoir une mesure du DIRC associée à la trace et on peut éliminer cette possibilité d'identité par veto. Contrairement au dE/dx , l'identification par la mesure de l'angle Cerenkov, comme elle requiert réflexion totale interne, est efficace seulement pour les hautes impulsions, typiquement $p > 700 \text{ MeV}/c$ pour la séparation des kaons et pions et $p > 2 \text{ GeV}/c$ pour la séparation des protons et pions.

Ainsi, seule l'information combinée des deux techniques permet d'identifier les kaons sur une grande plage d'impulsions. Calculée à partir d'échantillons de contrôle ($D^0 \rightarrow K^+\pi^-$), la figure 3-7 montre l'efficacité d'identification des kaons et la probabilité de confondre les pions en kaons en fonction de l'impulsion.

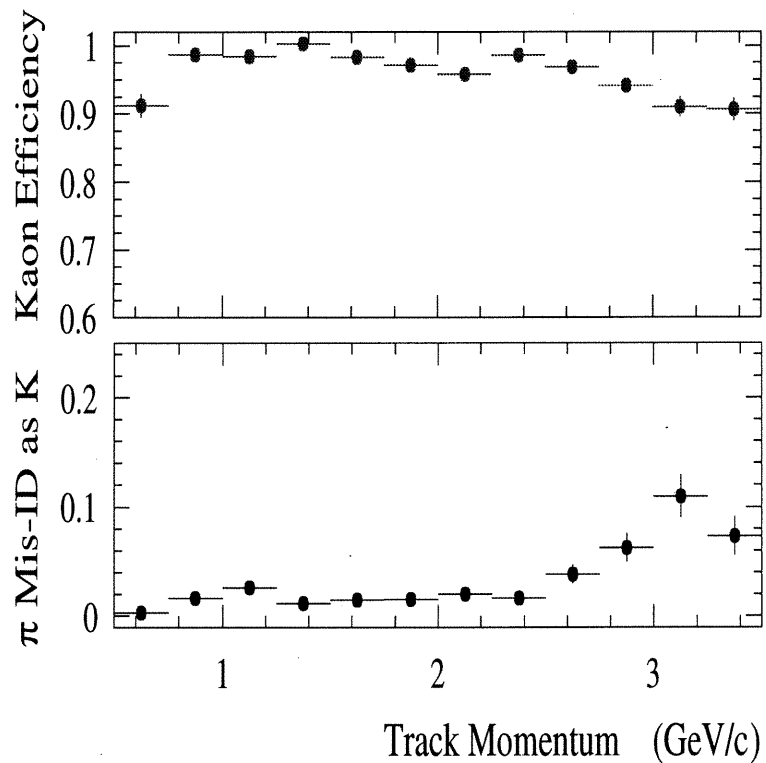


Figure 3-7. Efficacité d'identification des kaons et probabilité de confondre les pions en kaons.

La limite Cerenkov étant très haute pour les protons, la plupart d'entre eux sont identifiés dans le DIRC par veto s'ils sont d'impulsion supérieure à la limite Cerenkov des kaons. L'information dE/dx permet de différencier les protons des pions jusqu'à $1,4 \text{ GeV}/c$ et les protons des kaons jusqu'à $1 \text{ GeV}/c$.

Les outils d'identification des protons sont en développement et ne sont pas encore disponibles pour utiliser dans le cadre des analyses.

3.4.2 Les électrons

Les électrons sont identifiés principalement à partir des gerbes dans l'EMC [42]. Le rapport de l'énergie des gerbes dans l'EMC et de l'impulsion

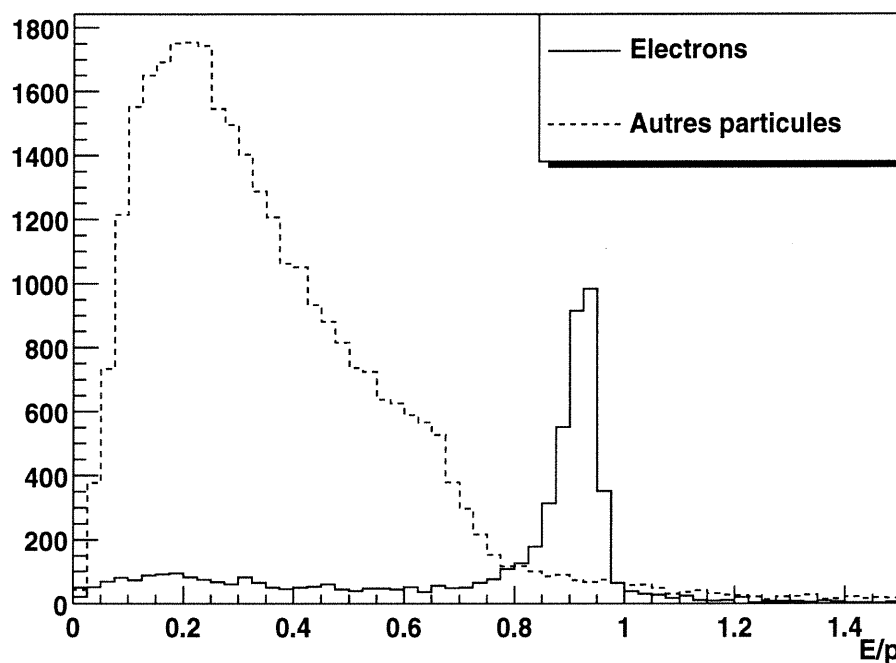


Figure 3-8. Le rapport E/p pour des électrons et d'autres particules chargées.

d'une trace E/p est une caractéristique qui permet une très bonne différenciation des électrons par rapport aux autres particules chargées. Lorsqu'un électron entre dans le calorimètre, il produit une gerbe électromagnétique consistant d'électrons, de positrons et de photons qui tous combinés déposent l'énergie de l'électron initial (section 2.3.3). Malgré les erreurs de résolution et d'efficacité de mesure des gerbes, le rapport E/p est près de l'unité et peut même y être légèrement supérieur en raison de l'effet bremsstrahlung. On n'observe pas cela pour les muons qui, eux, déposent seulement une partie de leur énergie sans créer de cascade. Les hadrons chargés, quant à eux, peuvent parfois traverser le calorimètre sans

interagir, comme les muons, et peuvent parfois laisser une partie, mais rarement la totalité, de leur énergie (section 2.3.3). Les muons et les hadrons chargés ont donc un rapport E/p beaucoup plus faible que l'unité. La figure 3-8 illustre la différence entre E/p pour des électrons et d'autres particules chargées d'après des simulations Monte-Carlo (section 3.6).

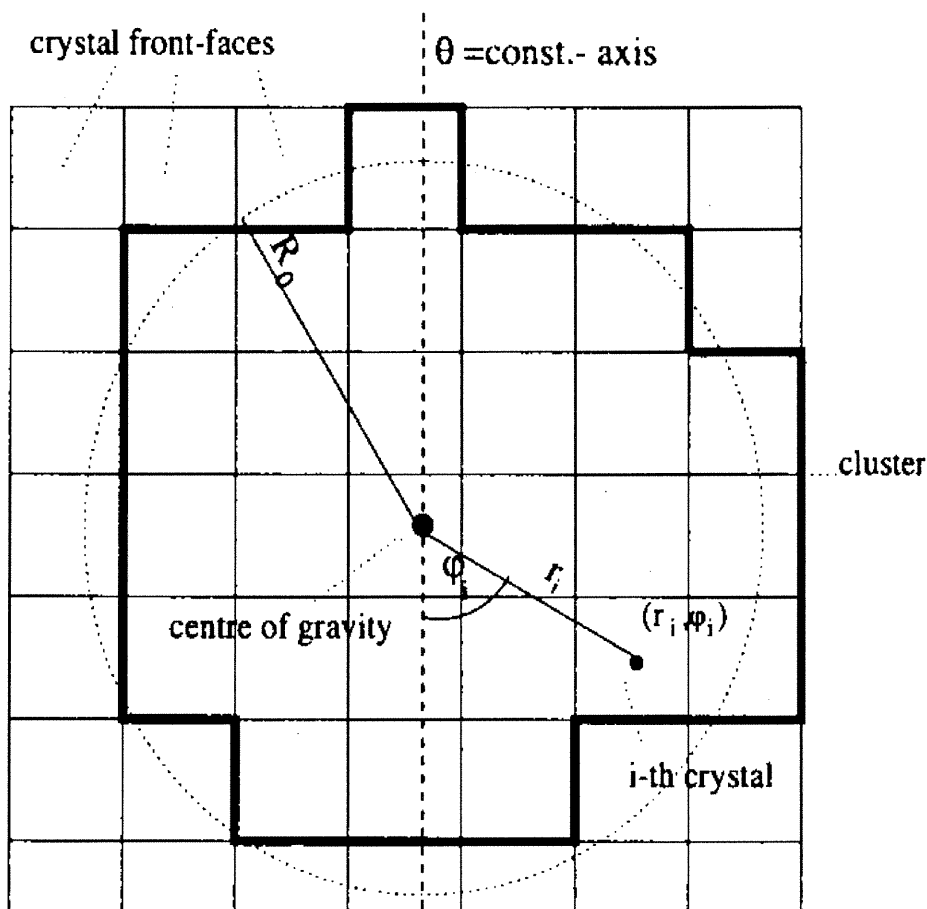


Figure 3-9. Les variables du LAT.

Dans le cas où un hadron chargé a déposé une large fraction de son énergie dans l'EMC, il est difficile de le différencier par E/p ; mais la forme de sa gerbe sera significativement différente de celle d'un électron. La distribution longitudinale et latérale d'une gerbe hadronique est caractérisée par la grande longueur de

l'interaction nucléaire comparativement à la longueur de radiation. Pour décrire la distribution latérale des gerbes, on définit la variable LAT qui sera dépendante du nombre N de cristaux touchés par la gerbe, de l'énergie E_i dans chaque cristal tel que $E_1 > E_2 > \dots > E_N$, de la distance moyenne r_0 entre chaque paire de cristaux (environ 5 cm), de la distance r_i entre le centre du cristal et la droite passant par le centre de la gerbe et le point d'interaction primaire (voir figure 3-9).

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \quad (3.1)$$

Les électrons déposant la plus grande partie de leur énergie dans deux ou trois cristaux, le LAT des gerbes électromagnétiques est beaucoup plus faible que celui des gerbes hadroniques, celles-ci déposant leur énergie de façon plus distribuée. La sommation sur les carrés amplifie cet effet.

On utilise aussi l'information dE/dx pour les traces de faibles impulsions et le DIRC pour les traces de hautes impulsions (voir figures 3-5 et 3-6).

En résumé, les variables suivantes sont utilisées pour identifier les électrons:

- Le dE/dx .
- Nombre minimal de cristaux touchés dans le calorimètre (pour éviter les faux causés par le bruit de fond électronique).
- Le rapport E/p .
- Le LAT.
- Les gerbes hadroniques ont tendance à être plus irrégulière que les gerbes électroniques. La forme latérale de la gerbe est quantifiée en termes du

moment de Zernike A_{42} [42][43].

$$A_{nm} = \sum_{r_i < R^0}^n \frac{E_i}{E} e^{-im\phi_i} \left(\sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)! \left(\frac{r_i}{R^0}\right)^{n-2s}}{s! ((n+m)/2 - s)! ((n-m)/2 - s)!} \right) \quad (3.2)$$

- Le développement longitudinal de la gerbe: comme les électrons créent des gerbes dès leur entrée dans l'EMC et que les hadrons le pénètrent généralement avant d'interagir, le $\Delta\phi$ (voir section 3.2.2) des électrons sera plus faible. La coupure sur $\Delta\phi$ dépend de l'impulsion et de la position des cristaux touchés.
- Niveau de confiance dans le DIRC.

Les critères des sélections *serrée* et *très serrée* pour les électrons sont donnés dans le tableau 3-I.

Calculée à partir d'échantillons de contrôle ($\gamma\gamma \rightarrow eee$), la figure 3-10 montre l'efficacité d'identification des électrons et la probabilité de confondre les pions en électrons.

3.4.3 Les muons

L'identification des muons dans l'IFR [44] consiste en la différenciation entre les hypothèses pion et muon pour une particule donnée. Les autres hadrons chargés (kaon et proton) ont un profil similaire car ils interagissent de la même façon. à celui du pion en ce qui concerne l'IFR.

De nombreuses variables, dont la majorité concerne l'IFR, sont utilisées pour l'identification des muons:

Coupure	<i>Serrée</i>	<i>Très serrée</i>
dE/dx (unités arbitraires)	500 à 1000	500 à 1000
$N_{cristaux}$	≥ 3	≥ 3
E/p	0,75 à 1,3	0,89 à 1,2
LAT	0 à 1,6	0 à 1,6
A_{42}	-10 à 10	-10 à 0,11
$\Delta\phi$	aucune	variable
DIRC	aucune	$< 3\sigma$

Tableau 3-I. Définition des sélections *serrée* et *très serrée* pour les électrons.

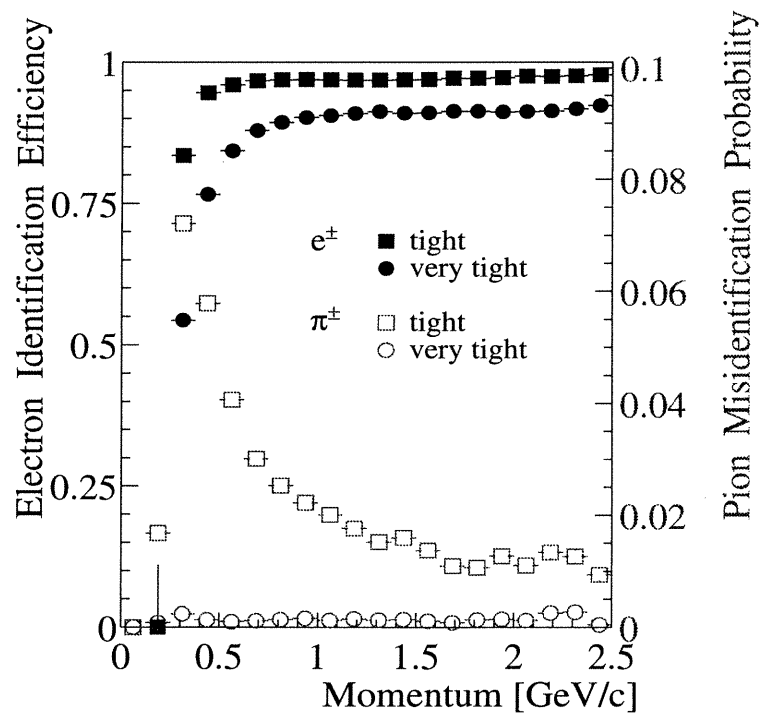


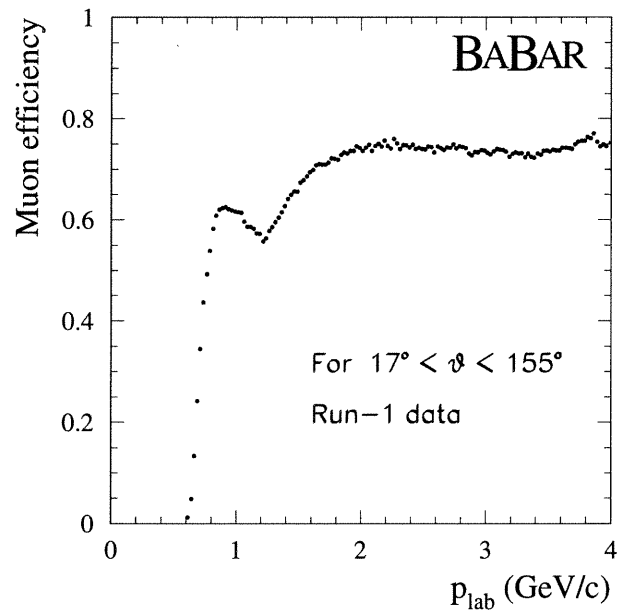
Figure 3-10. Efficacité d'identification des électrons et probabilité de confondre les pions en électrons.

- L'énergie déposée dans le calorimètre (E_{cal}).
- Le nombre de couches de l'IFR touchées par l'amas (N_L).
- La présence ($p = 1$) ou l'absence ($p = 0$) d'un point de mesure dans un RPC de la couche intérieure de l'IFR.
- La première couche de l'IFR touchée (F_h).
- La dernière couche de l'IFR touchée (L_h).
- La longueur de radiation totale traversée du point d'interaction à la dernière couche de l'IFR touchée (λ).
- La longueur de radiation totale attendue en extrapolant les traces dans l'IFR dans l'hypothèse que la particule est un muon (λ_{exp}).
- Le χ^2 par degré de liberté de la position des électrodes touchées dans l'amas de l'IFR par rapport à l'extrapolation de la trace (χ_{trk}^2).
- Le χ^2 par degré de liberté de la position des électrodes touchées par rapport à une régression polynomiale de 3^e ordre pour l'amas de l'IFR (χ_{fit}^2).
- Le nombre total d'électrodes touchées dans chaque couche ($N_s(i)$).
- Le nombre total d'électrodes touchées dans l'amas de l'IFR (N_s).

Les critères des sélections *serrée* et *très serrée* pour les muons sont donnés dans le tableau 3-II.

Calculées à partir d'échantillons de contrôle ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$), les figures 3-11, 3-12, 3-13 et 3-14 montrent l'efficacité d'identification des muons et la probabilité de confondre les pions en muons.

Coupure	<i>Serrée</i>	<i>Très serrée</i>
$E_{cal} (GeV)$	0,05 à 0,4	0,05 à 0,4
N_L	≥ 2	≥ 2
$\lambda_{exp} - \lambda$	< 1	< 1
λ	$> 2,2$	$> 2,2$
χ_{trk}^2	< 5	< 5
χ_{fit}^2	< 3	< 3
$T_c \equiv \frac{N_L}{L_h - F_h + 1 - p}$	$< 0,3$	$< 0,34$
Moyenne $\overline{(N_s(i))}$	< 8	< 8
Ecart type $\sigma_{(N_s(i))}$	< 4	< 4

Tableau 3-II. Définition des sélections *serrée* et *très serrée* pour les muons.Figure 3-11. Efficacité d'identification des muons, variables *serrées*.

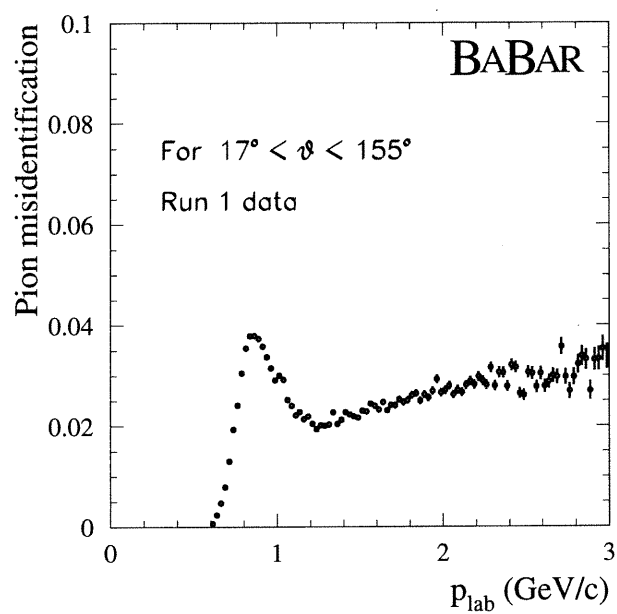


Figure 3-12. Probabilité de confondre les pions en muons, variables serrées.

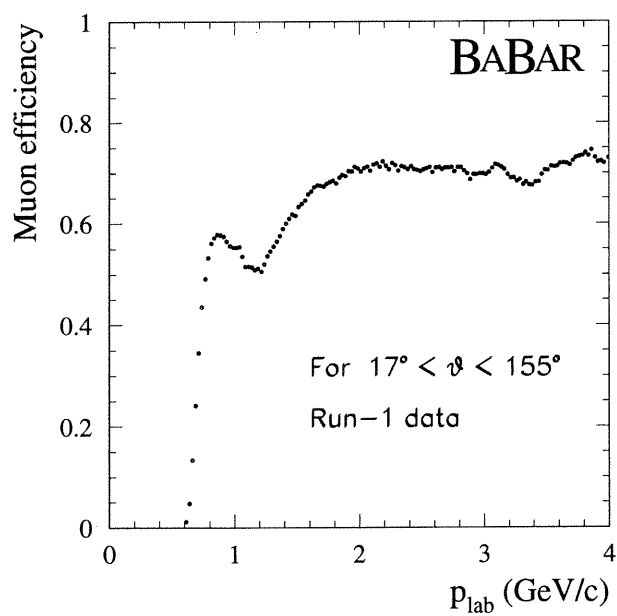


Figure 3-13. Efficacité d'identification des muons, variables très serrées.

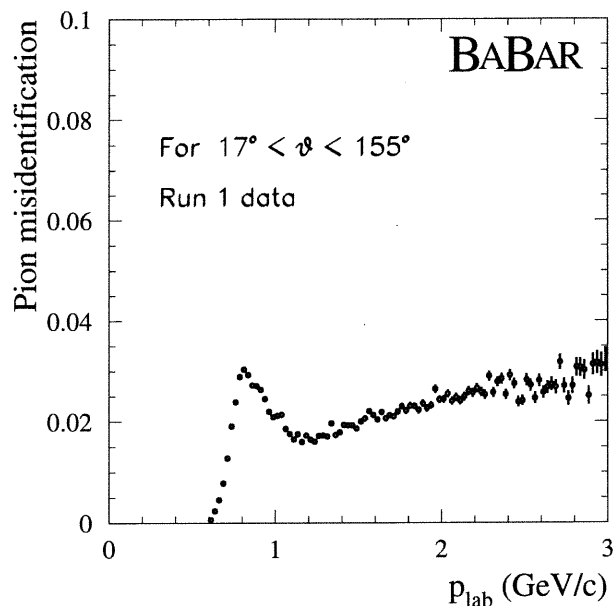


Figure 3-14. Probabilité de confondre les pions en muons, variables *très serrées*.

3.5 Topologie de l'événement

L'exploitation des différences topologiques entre les événements $b\bar{b}$ et les événements du continuum $q\bar{q}$ (où $q = u, d, s$ ou c) ou leptoniques ($\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-), est un outil puissant pour sélectionner les mésons B. La somme de la masse des deux mésons B ($\sim 10,558 \text{ GeV}$) n'étant que légèrement inférieure à l'énergie totale ($\sim 10,8 \text{ GeV}$), ceux-ci auront une faible impulsion dans le système du centre de masse du $\Upsilon(4S)$. De plus, la désintégration de chaque B est généralement isotrope et non corrélée. Les événements du continuum, pour qui l'énergie cinétique disponible est plus grande, auront, malgré l'échange possible d'un gluon entre les deux hadrons, une structure prononcée à deux jets. Pour les événements leptoniques, la structure à deux jets sera encore plus marquée car ils n'interagissent pas par la force forte. Nous utiliserons les variables sphéricité et moments Fox-Wolfram pour caractériser cette topologie.

3.5.1 Sphéricité

La sphéricité [45] est une mesure de la somme des carrés des impulsions transverses par rapport à l'axe du détecteur. Elle est définie comme étant

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \quad (3.3)$$

où λ_1 et λ_2 sont les deux plus petites valeurs propres du tenseur de sphéricité diagonalisé:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_{i,\alpha} p_{i,\beta}}{\sum_i p_i^2} \quad (3.4)$$

où i représente la i_{eme} particule et α, β correspondent aux coordonnées spatiales.

Elle est comprise dans l'intervalle (0,1), les grandes valeurs de sphéricité correspondant aux événements isotropes (dans notre cas $b\bar{b}$) et les faibles valeurs correspondant aux événements dont l'orientation est très prononcée (dans notre cas $q\bar{q}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ ou e^+e^-). On montrera l'effet de cette variable pour $b\bar{b}$ et pour le continuum à la section 4.3.

3.5.2 Moments de Fox-Wolfram

Les moments de Fox-Wolfram [46] sont un ensemble de variables observables invariantes sous la rotation qui caractérisent la forme des événements e^+e^- . Ils sont définis par la sommation sur tous les couples de particules i et j possibles:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{i,j}) \quad (3.5)$$

où P_l sont les polynômes de Legendre et E_{vis} est l'énergie visible dans l'événement (on peut utiliser l'énergie des traces chargées seulement ou l'énergie totale de l'événement). Dans le cadre de l'expérience BaBar, pour séparer les événements $b\bar{b}$ du continuum, la variable $R^2 \equiv \frac{H_2}{H_0}$ permet de caractériser la topologie Fox-

Wolfram pour l'obtention d'un résultat optimal. On montrera l'effet de cette variable pour $b\bar{b}$ et pour le continuum à la section 4.3.

3.6 Les simulation Monte-Carlo

Notre étude étant préliminaire, elle sera surtout basée sur les simulations. Les simulations permettent d'étudier les bruits de fonds et l'efficacité de reconstruction du signal pour extraire le signal dans les données réelles.

À partir de modèles théoriques, la simulation Monte-Carlo reproduit les événements le plus conformément possible à la réalité. Elle s'effectue en trois étapes:

- Génération des processus physiques: On utilise les générateurs Jetset 7.4 [47] et EvtGen [48]. Dans le cas de $B \rightarrow \pi l \nu$, le modèle de désintégration utilisé est ISGW2 (section 1.6.5).
- Simulation des interactions entre les particules et le détecteur: le simulateur utilisé est Geant 321. On utilise une modélisation du détecteur qui tient compte de la quantité et de la nature de la matière en chaque point du détecteur. À cette étape, l'information est enregistrée avec l'hypothèse que les éléments de lecture du détecteur sont parfaits.
- Simulation des imperfections du détecteur: le bruit de fond électronique, qui intervient lors d'une véritable lecture, est simulé par le logiciel *simapp*.

Ainsi, l'information sur les événements physiques ("vérité MC"), sur les interactions avec les détecteurs et sur les imperfections de lecture sont toutes

disponibles séparément pour les analyses.

La simulation Monte-Carlo est particulièrement complexe et elle nécessite une parfaite compréhension du détecteur. Lorsqu'on applique l'identification des particules directement aux simulations Monte Carlo, on n'obtient pas un résultat conforme à la réalité. La simulation à BaBar ne tient pas compte correctement de toutes les défauts dans divers parties du détecteur qui diminuent grandement l'efficacité d'identification. Ainsi, dans notre cas, l'efficacité d'identification des particules est grandement surestimée lorsqu'elle est appliquée simplement au Monte-Carlo.

Pour corriger cette situation, on doit créer des tables d'identification. À partir d'échantillons de contrôle (voir section 3.4), on étudie la probabilité qu'une particule d'identité donnée soit correctement identifiée en fonction de son impulsion, de sa charge et de sa direction en θ et ϕ . On étudie également la probabilité qu'elle soit confondue en un autre type de particule. Ces probabilités sont inscrites dans des tables d'identification. Pour chaque trace reconstruite de la simulation, on regarde l'identité véritable de la particule, et un générateur aléatoire décide, selon la probabilité en fonction de l'impulsion, de la charge et la direction, si elle sera correctement ou incorrectement identifiée. Ainsi, pour le Monte-Carlo, on n'utilise pas directement l'information du DIRC, de l'énergie déposée et de l'IFR pour identifier les particules; on utilise des probabilités basées sur les études d'échantillons de contrôle.

Bien que les tables d'identification soient, comme on l'a dit, plus appropriées pour le Monte-Carlo, elles ne sont pas encore au point et on observe de nombreuses différences pour l'identification des particules entre le Monte-Carlo et les données réelles. Nous le verrons plus loin à la section 4.8.

L'efficacité de reconstruction des traces chargées est également divergente entre le Monte-Carlo et les données réelles. Il existe des outils pour modifier l'efficacité de reconstruction dans le Monte-Carlo, mais ils ne sont pas encore au point et ne permettent, pour l'instant, que de modifier arbitrairement l'efficacité pour obtenir une correspondance illusoire.

Chapitre 4

Extraction du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \pi l \nu$

4.1 Introduction

Nous exposons d'abord la sélection des événements Monte Carlo $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ parmi tous les événements produits par les interactions e^+e^- à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$. Il s'agit, dans un premier temps, de la sélection de la résonance $B\bar{B}$ et du rejet du continuum (section 4.3). Ensuite, on sélectionne le pion et le lepton (section 4.4) et on reconstruit le neutrino (section 4.5). Avec ces trois particules, on reconstruit complètement le B^0 du signal (section 4.7).

Les critères de sélection déterminés à partir du Monte Carlo sont ensuite appliqués sur les données réelles (section 4.8), ce qui mène à l'extraction du rapport d'embranchement et de $|V_{ub}|$ (section 4.9).

Nous discuterons qualitativement des erreurs systématiques dans la section 4.10.

4.2 Méthode d'analyse et échantillons étudiés.

Les sections 4.3 à 4.7 traitent uniquement de l'analyse sur les données simulées Monte Carlo. On utilisera des sélections dans le but d'éliminer le plus

de bruit de fond possible et le moins de signal possible. L'analyse est présentée dans un ordre logique où chaque étape est une sélection d'événements cumulative. Mais, de façon pratique, le résultat de chaque sélection a été réévalué à différentes étapes de l'analyse.

On dispose de 3 733 178 événements simulés Monte Carlo de paires $B^0\bar{B}^0$ ¹. On dispose d'autant de paires B^+B^- . On retrouve une telle quantité d'événements $B\bar{B}$ dans une luminosité intégrée de $7,11 fb^{-1}$. Ces mésons B sont libres de se désintégrer en n'importe quel canal parmi selon les probabilités données dans les simulations. Ces probabilités de désintégration ont été attribuées selon nos connaissances actuelles des rapports d'embranchement [50]. Lorsqu'on fera référence à *événement $b\bar{b}$* , il sera toujours question de n'importe quel événement du type $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ou de la formation directe $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (négligeable), incluant les événements signaux. Lorsqu'on fera référence à *bruit de fond $b\bar{b}$* , il sera toujours question de n'importe quel événement du type $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ou de la formation directe $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (négligeable), excluant les événements signaux.

On dispose de 50 000 événements signaux Monte Carlo. Les événements signaux sont des événements où on a une paire de mésons B neutres dont un se désintègre comme $B^0 \rightarrow \pi^-l^+\nu$ ou $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+l^-\bar{\nu}$. L'autre B neutre se désintègre comme n'importe quoi d'autre. Ces 50 000 événements signaux ne sont pas compris dans les 3 733 178 paires $B^0\bar{B}^0$; en effet comme le rapport d'embranchement est faible (de l'ordre de 10^{-4}), on étudie un signal pur séparément du bruit de fond $b\bar{b}$. Par l'associateur vérité Monte Carlo (section 3.6), on s'assure que les candidats pion et lepton sélectionnés sont bien ceux issus de $B \rightarrow \pi l \nu$.

¹On peut aussi avoir un mélange des B neutres par l'oscillation.

Pour notre étude du continuum, on dispose de 7 189 132 événements de type $c\bar{c}$ et de 16 079 677 événements au total de type $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$, l'équivalent d'une luminosité intégrée de $5,53 fb^{-1}$. On dispose d'une quantité suffisante ($\sim 1 fb^{-1}$) de continuum leptonique (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$) pour notre étude. On fera toujours référence au terme *bruit de fond du continuum* pour désigner les événements $c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^- ; on exclut les événements du continuum $b\bar{b}$ (ceux qui n'impliquent pas $\Upsilon(4S)$) car leur contribution est négligeable.

Il n'est pas nécessaire d'utiliser la totalité des simulations Monte Carlo dès le début de l'analyse. Cela nécessiterait une mémoire et un temps d'exécution dépassant nos capacités. À mesure qu'on appliquera des sélections, la quantité de matériel informatique requis diminuera et on pourra utiliser de plus larges échantillons. Dans un premier temps, on comparera 1000 événements $b\bar{b}$ avec 1000 événements de chaque type d'événements du continuum (section 4.3).

À l'étape suivante, on comparera 1000 événements de signal avec une composition d'événements bruits de fond ($b\bar{b}$, continuum hadronique et leptonique) équivalent de $10 pb^{-1}$ de données selon les sections efficaces du tableau 2-I (on utilise cet échantillon jusqu'à la coupure sur $\cos a_1$ (section 4.5.4), inclusivement). Par l'associateur vérité Monte Carlo, on s'assure que ces événements bruits de fond $b\bar{b}$ ne sont pas des événements signaux. Pour chaque événement, on itère sur les combinaisons de couples possibles de candidats pion et lepton. Il est donc possible qu'un événement de bruit de fond donné comporte plusieurs couples de candidats retenus, ce qui constitue un bruit de fond combinatoire. Dans les premières étapes de l'analyse, il est sage de garder tous ces couples de candidats, même si on en a plusieurs par événement, car on n'a pas de moyen adéquat de choisir lequel est le plus susceptible de persister aux coupures à venir.

On passera ensuite à 50 000 événements signaux et l'équivalent de $1 fb^{-1}$ de bruit de fond $b\bar{b}$ et du continuum (on utilise cette sélection jusqu'à la coupure sur ΔE , section 4.7, exclusivement). À partir de cette étape, on élimine le bruit de fond combinatoire en choisissant, lorsqu'il y a plusieurs couples de candidats retenus, celui dont l'impulsion dans le centre de masse est plus proche de celle de l'autre B (sélection expliquée à la section 4.6).

À partir de la section 4.7, on utilisera toutes les données dont on dispose. On comparera le signal au bruit de fond $b\bar{b}$ et au continuum persistant à ce point.

Ce n'est qu'à la section 4.8 qu'on utilisera les $20,1 fb^{-1}$ de données qui ont été recueillies par BaBar au cours des années 1999 et 2000. Pour réduire le temps d'exécution du programme d'analyse, on utilise des données filtrées spécifiquement pour les études semileptoniques. On rejette tous les événements qui ne comportent pas de lepton sélectionné serré (voir section 3.4) d'une impulsion minimale de $1,3 GeV/c$ dans le système du centre de masse. De plus, ces événements doivent comporter au moins 4 traces chargées et $R_2 \leq 0,9$ (défini à la section 3.5).

Dans la composition de notre bruit de fond simulé Monte Carlo, on a également utilisé ce filtrage pour réduire le temps d'exécution.

4.3 Sélection des événements $B\bar{B}$

Les événements du continuum hadronique ($c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$) et leptonique ($\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-) constituent une part importante du bruit de fond qui contaminera le signal. Au départ, on les retrouve dans la proportion donnée

au tableau 2-I. À cette étape, il s'agit de les éliminer autant que possible afin d'obtenir une bonne pureté d'événements $b\bar{b}$ dans l'échantillon sélectionné.

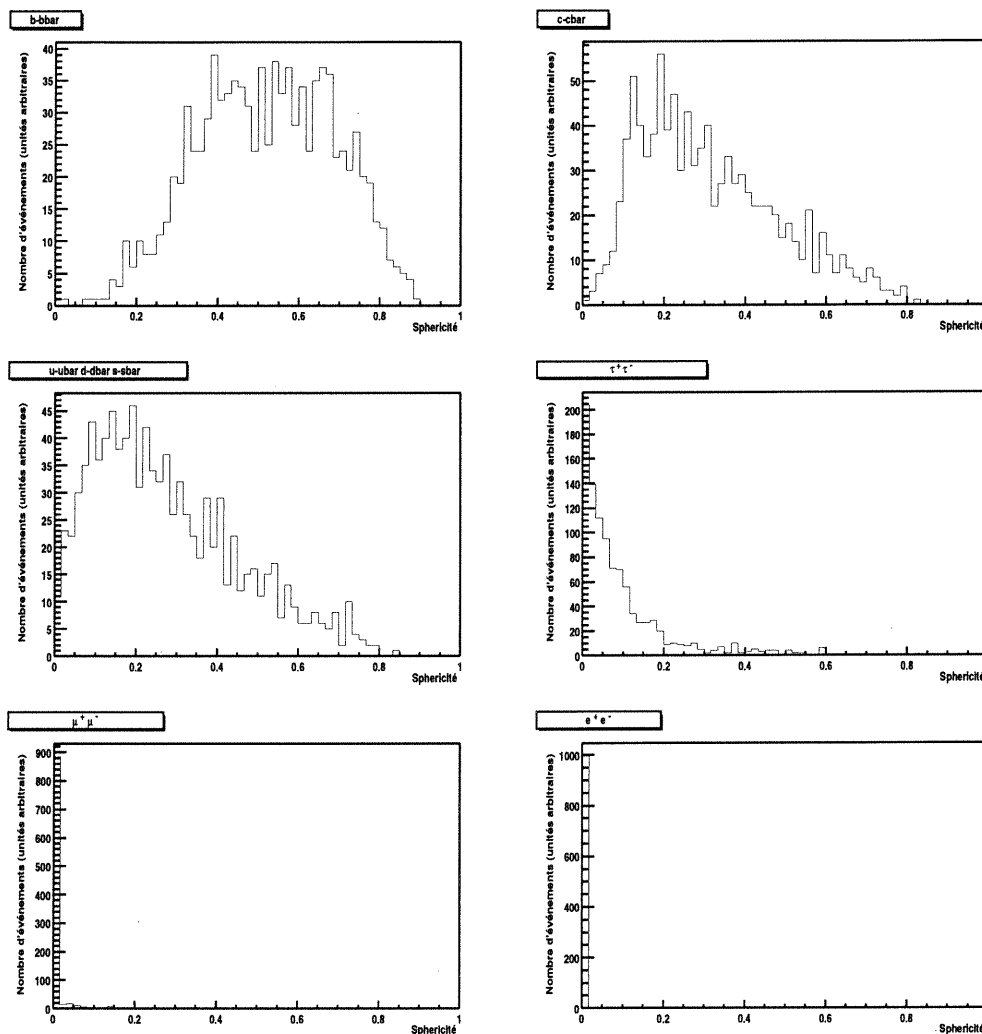


Figure 4-1. La sphéricité pour des événements hadroniques et leptoniques. On remarque que la distribution est concentrée à 0 pour $\mu^+\mu^-$ et e^+e^- .

Pour 1000 événements Monte Carlo $b\bar{b}$ et pour 1000 événements Monte Carlo de chaque type d'événement du continuum, la sphéricité et le moment Fox-Wolfram R_2 , définis à la section 3.5, sont donnés par les figures 4-1 et 4-2,

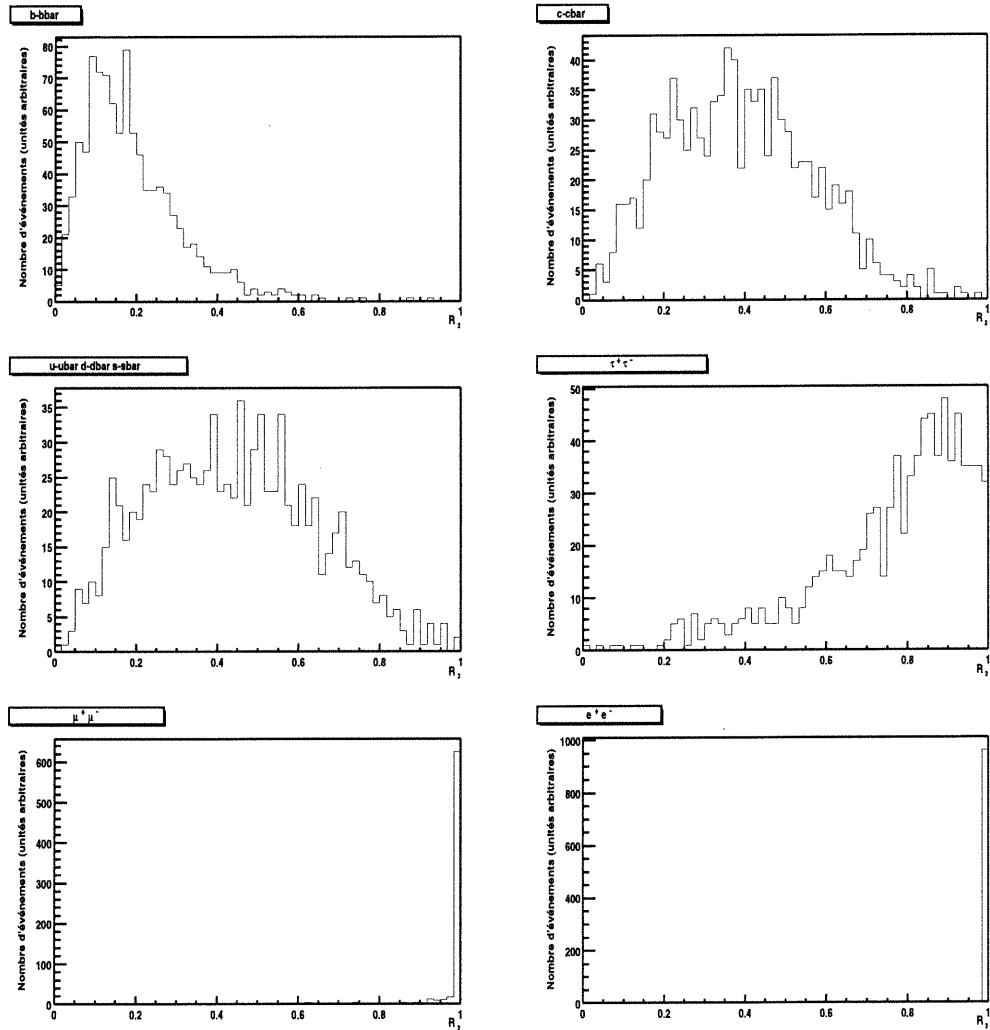


Figure 4-2. R_2 pour des événements hadroniques et leptoniques. On remarque que la distribution est concentrée à 1 pour $\mu^+\mu^-$ et e^+e^- .

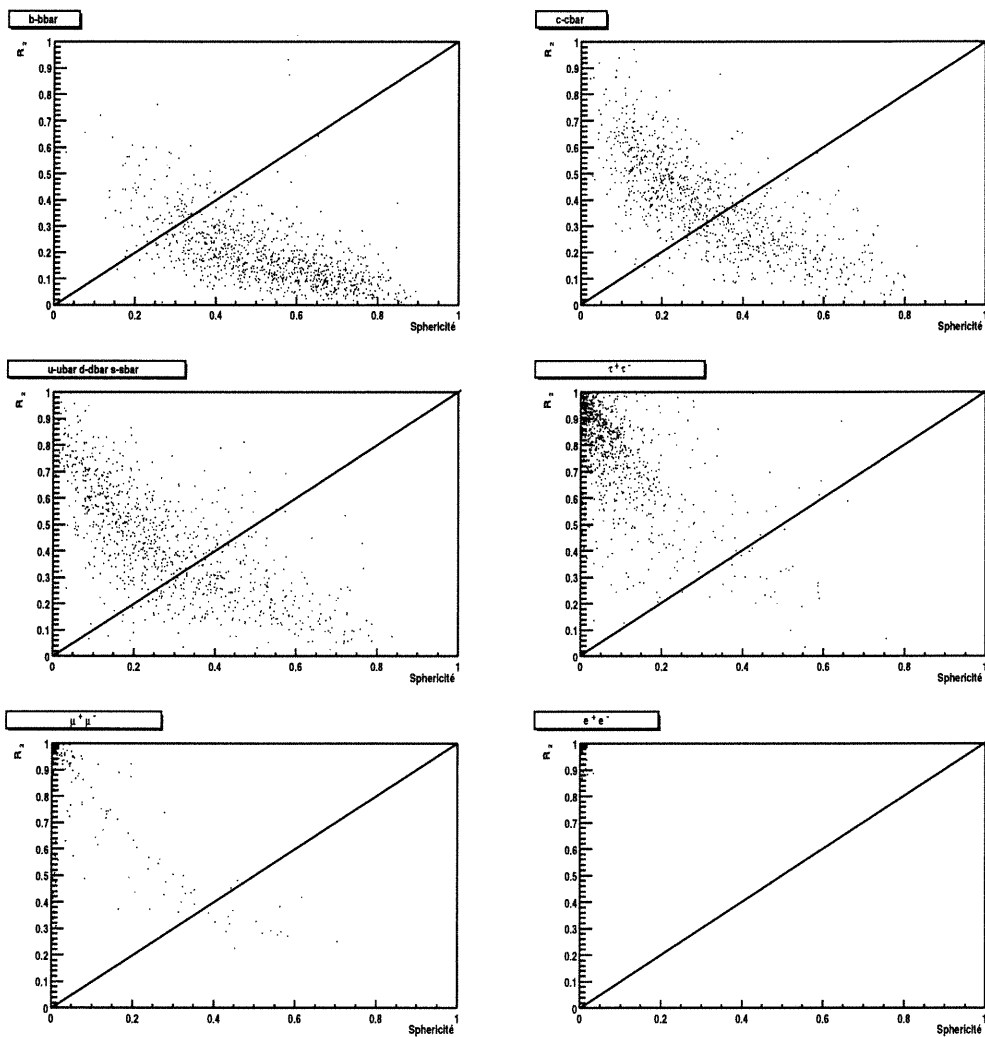


Figure 4-3. R_2 en fonction de la sphéricité pour des événements hadroniques et leptoniques. On coupe les événements au-dessus de la droite.

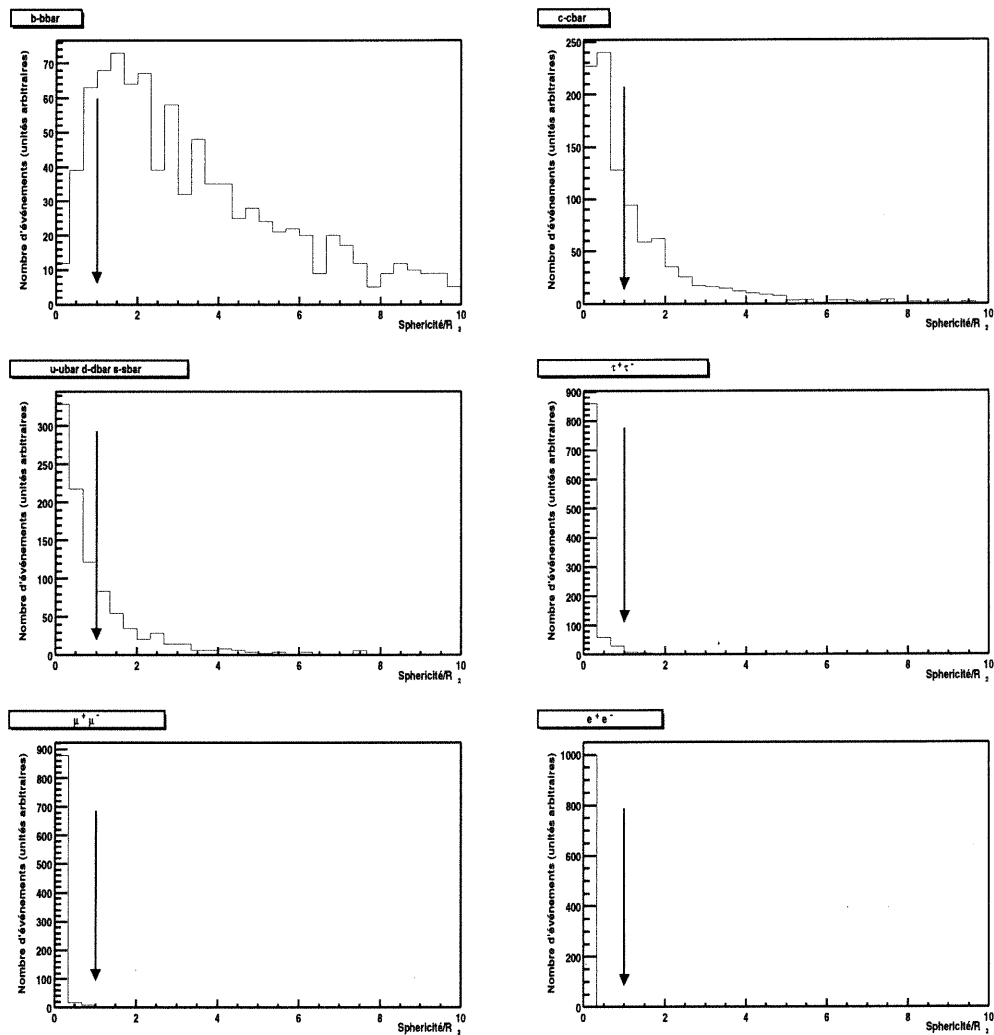


Figure 4-4. $Sphéricité/R_2$ pour des événements hadroniques et leptoniques. La flèche indique la coupure $Sphéricité/R_2 \geq 1$.

respectivement. On remarque que le continuum hadronique est plus isotrope que le continuum leptonique; ceci est surtout le résultat de l'interaction forte exercée entre les quarks qui atténue la structure à deux jets (dans le centre de masse). On remarque aussi que plus les particules produites par les interactions e^+e^- sont lourdes, plus la structure est isotrope, car il y a moins d'énergie cinétique disponible et, donc, les particules produites perdront la structure à 2 jets. Il en résulte que le continuum $c\bar{c}$ sera le plus difficile à réduire. Pour trouver la coupure optimale, il est convenable de faire un graphique bidimensionnel de R_2 en fonction de la sphéricité (figure 4-3). Même si la sphéricité et les moments Fox-Wolfram ne sont pas en principe fortement corrélés, ils mesurent tous deux la structure des jets de l'événement et ne sont pas complètement indépendants. Il est donc préférable de faire une coupure qui est fonction des deux. En analysant la figure 4-3, où on a R_2 en fonction de la sphéricité, on a choisi de couper par une droite passant par l'origine. La figure 4-4 montre la $sphéricité/R_2$. On a choisi de couper par la droite $sphéricité/R_2 \geq 1,0$. Comme on peut le voir sur la figure 4-3, cette coupure inclut totalement la coupure $R_2 < 0,9$ des données filtrées.

Comme les événements qui ont une très forte structure à deux jets ont beaucoup d'énergie cinétique disponible, ils ont moins d'énergie disponible pour la masse des particules créées et on observera un moins grand nombre de traces. De plus, leurs produits ont tendance à sortir de la chambre à dérive avant de se désintégrer; on aura donc, souvent, un faible nombre de produits et un faible nombre de traces. La figure 4-5 montre le nombre total de traces des événements qui ont survécu à la première coupure sur la forme des événements ($sphéricité/R_2 \geq 1,0$). De ces événements, on élimine ceux pour lesquels le nombre total de traces est inférieur à 4.

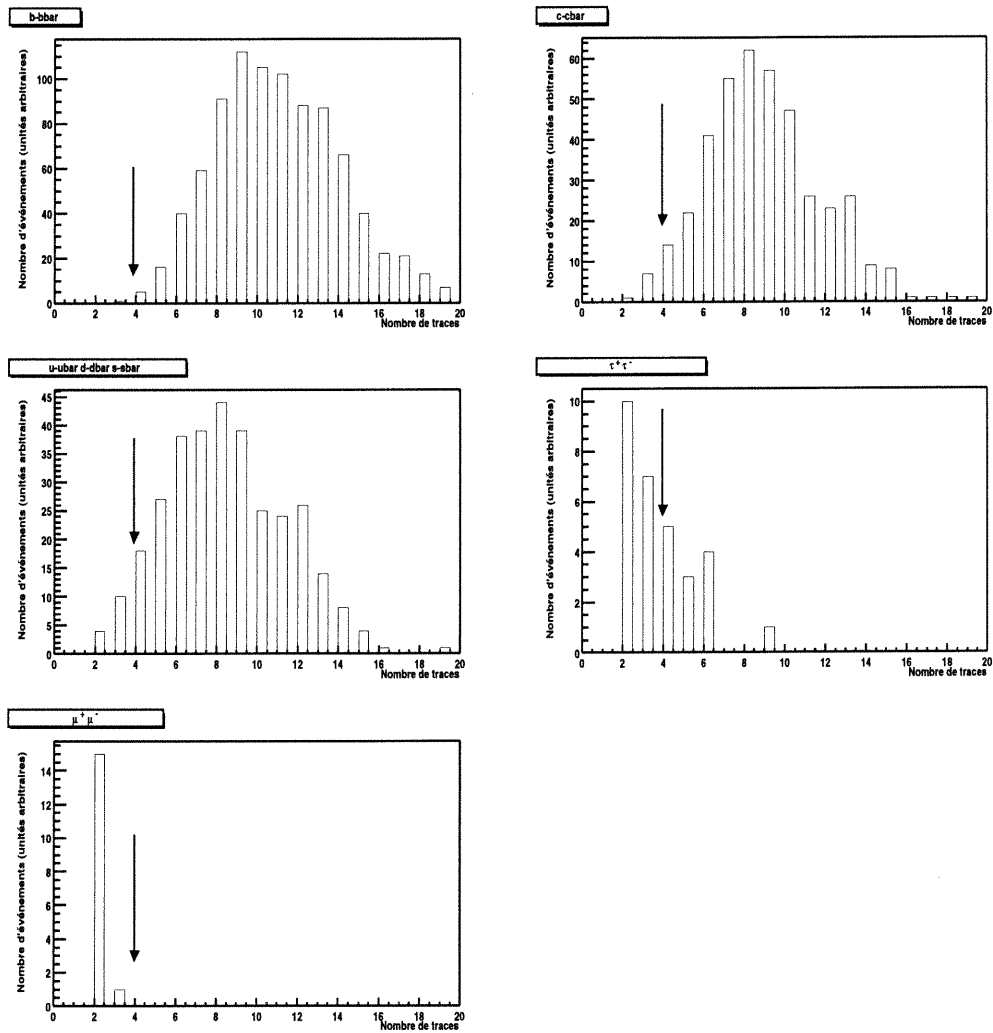


Figure 4-5. Le nombre total de traces pour des événements hadroniques et leptoniques. Déjà, à cette étape, on n'a plus de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Le résultat combiné de ces deux coupures est donné dans le tableau 4-I.

$e^+e^- \rightarrow$	Pourcentage après coupures
$b\bar{b}$	88%
$c\bar{c}$	39%
$u\bar{u} \ d\bar{d} \ s\bar{s}$	30%
$\tau^+\tau^-$	1,3%
$\mu^+\mu^-$	0,0%
e^+e^-	0,0%

Tableau 4-I. Pourcentage d'événements passant les coupures $sphéricité/R_2 \geq 1,0$ et nombre de traces ≥ 4 .

4.4 Sélection des candidats pion et lepton

4.4.1 Sélection des traces chargées

Il sera question ici de la sélection des traces chargées pour les candidats pion et lepton de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$. Il n'y a pas de différence entre ces deux candidats au niveau de la reconstruction. On traitera donc des deux en même temps.

La mesure du point d'approche minimale (d_0, z_0) entre une trace chargée et l'origine du repère relié à BaBar (0,0,0) (voir section 3.2) a pour but premier de déterminer si une trace reconstruite provient directement de l'interaction. Si ce n'est pas le cas, la trace candidate peut être un produit de désintégration secondaire, une *fausse trace* (On utilise cette appellation pour désigner les traces qui n'existent pas et ont été reconstruite par une erreur de l'algorithme de reconstruction ou les traces qui ne proviennent pas de l'événement (par exemple le bruit de fond de la machine ou une particule cosmique)) ou encore une trace

mal reconstruite. Dans notre cas, notre objectif n'est pas de vérifier la qualité de la trace. En effet, la résolution sur l'impulsion et la direction des pions et des leptons de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ sera nettement supérieure à celle du neutrino reconstruit. Les incertitudes causées par les erreurs sur la trace du pion et du lepton sont donc négligeables. Toutefois, les traces qui ne proviennent véritablement pas du point d'interaction ne peuvent pas être des pions ou des leptons issus de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ et on doit donc les éliminer. Les figures 4-6 et 4-7 montrent la distance d'approche minimale en xy et z , respectivement. On remarque que le centre de la distribution de z_0 est décalé de 1 cm par rapport à l'origine; c'est la distance entre le point d'interaction et l'origine le long de l'axe z . Pour les candidats pion et lepton, on coupe à $|d_0| < 0,4\text{ cm}$ et $|z_0 + 1| < 3\text{ cm}$. Ces coupures conservent $\sim 94\%$ du signal et suppriment $\sim 33\%$ du bruit de fond.

Il est possible d'éliminer les traces pour lesquelles le χ^2 par degré de liberté calculé lors de la reconstruction indique que la trace n'est pas bien reconstruite. Il est également possible de rejeter les traces pour lesquelles on a peu de points de mesure dans la chambre à dérive et qui sont donc probablement mal reconstruites. Toutefois, dans notre cas, nous observons qu'en bout de ligne, ces deux coupures suppriment autant de signal que de bruit de fond. Il est donc effectivement préférable de garder les traces mal reconstruites que de les supprimer.

4.4.2 Sélection du pion

Connaissant l'impulsion et l'énergie du centre de masse, on peut effectuer un boost de Lorentz [49] pour connaître l'impulsion des particules dans le système du centre de masse. Cependant, il est à noter que le phénomène de radiation d'état initial ² peut diminuer l'énergie du centre de masse. Comme le photon émis a une impulsion transverse trop faible pour rejoindre le calorimètre, il n'existe

²Processus radiatif par lequel un électron ou positron émet un photon.

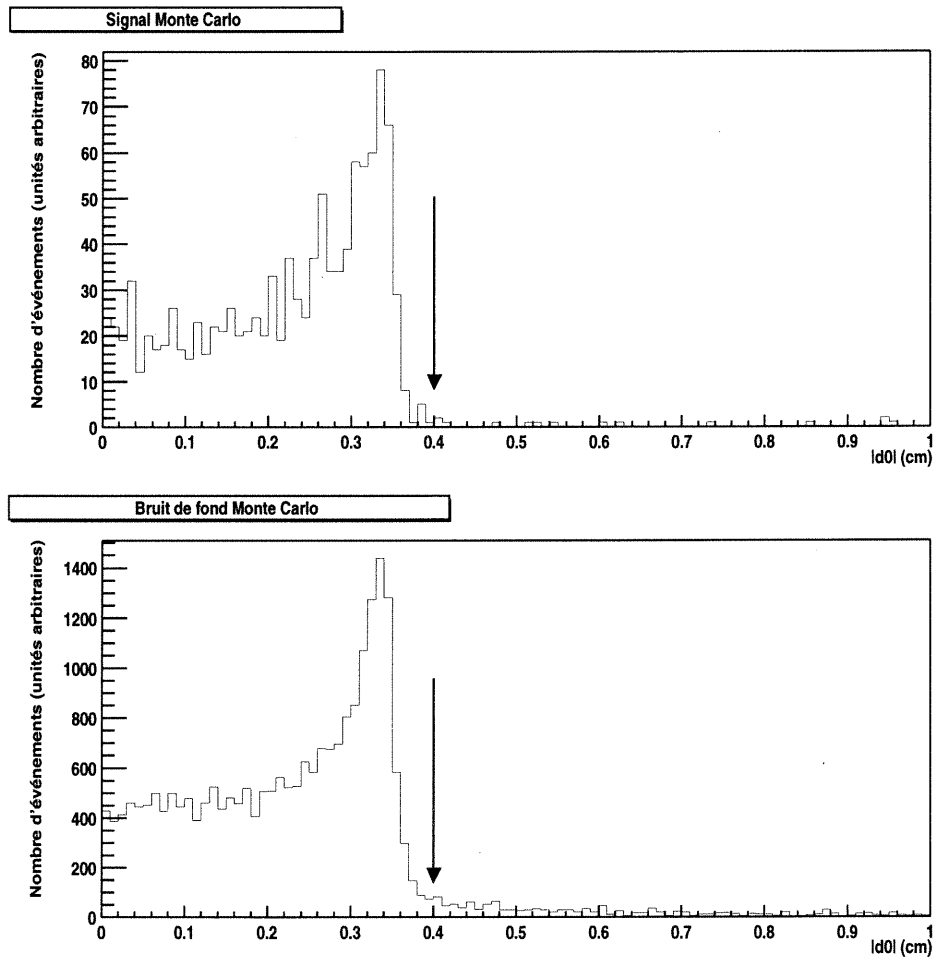


Figure 4-6. Le point d'approche minimal des candidats pion et lepton en xy (d_0) pour le signal et le bruit de fond.

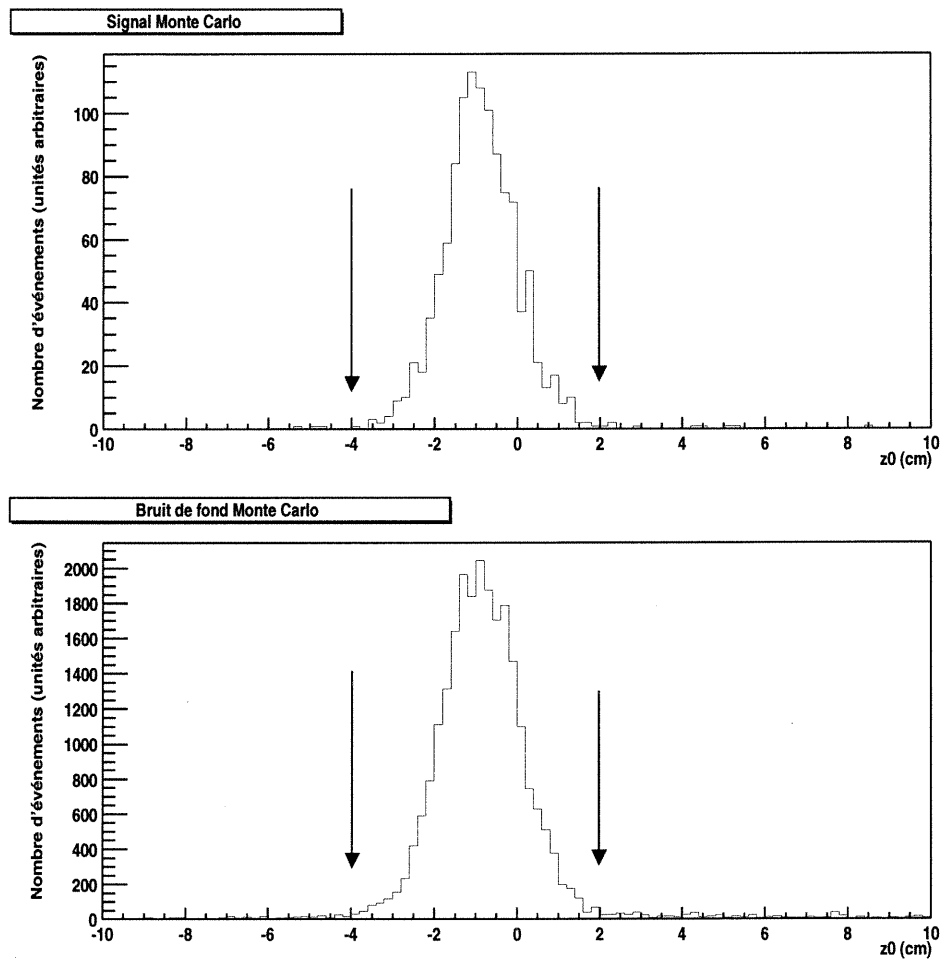


Figure 4-7. Le point d'approche minimal des candidats pion et lepton en z (z_0) pour le signal et le bruit de fond.

aucun moyen pour savoir si le phénomène de radiation d'état initial a eu lieu et on a donc toujours une incertitude sur l'énergie du centre de masse. Il y a aussi une incertitude provenant de l'énergie des faisceaux. Cette incertitude sur l'énergie du centre de masse peut atteindre 20 MeV (d'ailleurs, si elle est plus grande, on n'a pas de $\Upsilon(4S)$ [51]). Malgré tout, comme nos connaissances sur l'énergie des B ne se réfèrent qu'au système du centre de masse, il est beaucoup plus pertinent et efficace de travailler avec les impulsions des candidats dans le système du centre de masse.

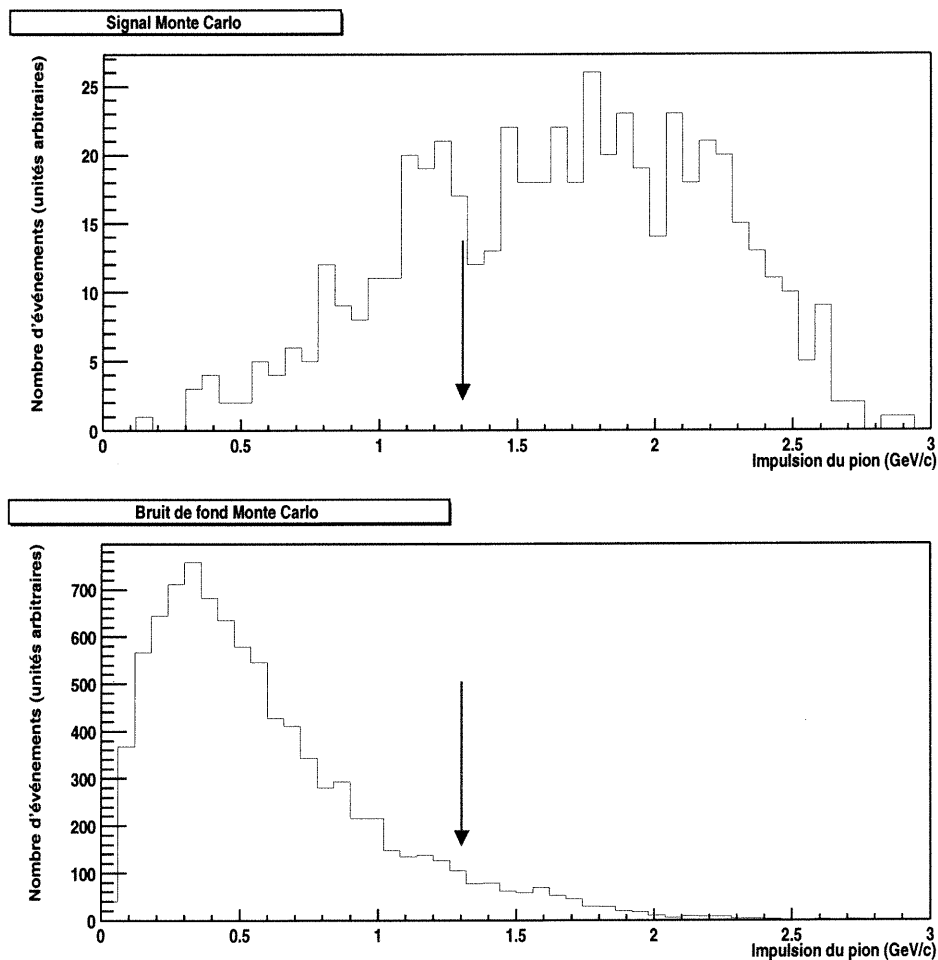


Figure 4-8. Impulsion du pion dans le système du centre de masse.

La figure 4-8 montre l'impulsion du candidat pion dans le système du centre de masse correspondant au signal et au bruit de fond. Les pions issus de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ ont en général une impulsion nettement supérieure à celle des pions typiquement rencontrés lors d'événements quelconques. En coupant à $\vec{p}_{pion} > 1,3 \text{ GeV}/c$, on supprime $\sim 93\%$ du bruit de fond et on conserve $\sim 72\%$ du signal.

Comme nous l'avons vu à la section 3.4, l'identification des pions chargés n'est effectuée qu'indirectement par sa non-identification en d'autres particules. Ainsi, on rejette toutes les particules qui sont sélectionnées comme électron, muon ou kaon (l'identification des protons n'est pas disponible, voir section 3.4) avec les critères serrés. Comme il s'agit d'une antisélection serrée, c'est l'équivalent d'une sélection plutôt relâchée. Ainsi, par l'identification des pions chargés on supprime $\sim 42\%$ du bruit de fond tout en conservant $\sim 99\%$ du signal.

4.4.3 Sélection du lepton

Comme nous en avons discuté à la section 1.6.5, les principaux bruits de fond issus de paires $B\bar{B}$ proviendront du $b \rightarrow cl\nu$ et des autres processus de type $b \rightarrow ul\nu$. Les figures 1-6 et 1-5 montrent la distribution énergétique pour plusieurs résonances impliquant les quarks c (D et D^*) et u (π , ρ , etc.), respectivement. Une coupure sur l'impulsion du lepton permet de couper de nombreux événements qui ne sont pas semileptoniques, mais ne permet pas d'isoler les événements $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ des autres événements semileptoniques. De plus, comme ils ont une grande énergie cinétique disponible, les événements du continuum peuvent contenir des leptons et des pions de haute impulsion. Les filtres qui sont conçus spécialement pour étudier les désintégrations semileptoniques, coupent l'impulsion du candidat lepton à $1,3 \text{ GeV}/c$. La figure 4-9 montre l'impulsion du candidat lepton dans le système du centre de masse pour le signal et le bruit de fond, avec cette coupure déjà appliquée. On a décidé de garder cette coupure à $|\vec{p}_{lepton}| > 1,3 \text{ GeV}/c$ pour

ne pas perdre trop de signal. On garde ainsi $\sim 72\%$ du signal et, comme la coupure sur le bruit de fond à été appliquée avant l'analyse pour réduire les entrées inutiles (comme pour les filtres semileptoniques), on ne peut pas déterminer exactement la suppression du bruit de fond.

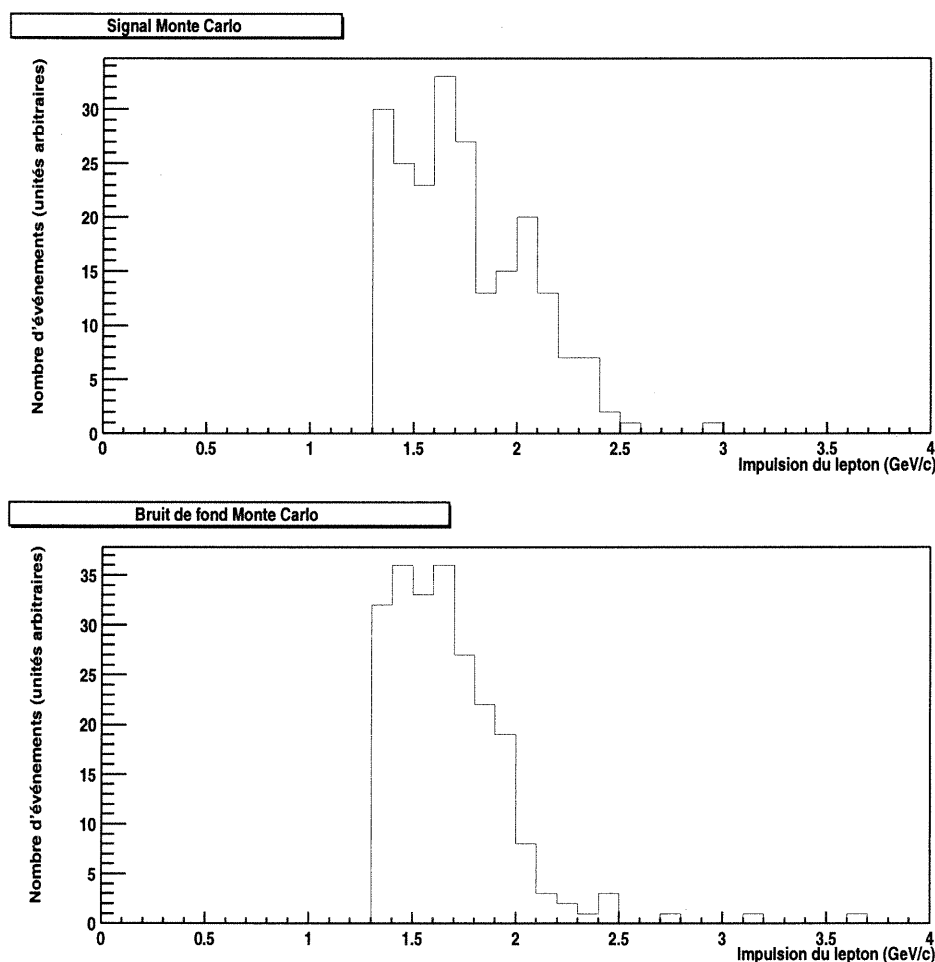


Figure 4-9. Impulsion du lepton dans le système du centre de masse. Coupure $\vec{p}_l > 1,3 \text{ GeV}/c$ déjà appliquée.

Toute étude semileptonique est grandement dépendante de l'identification des leptons. Une contamination de faux leptons nuirait grandement à la pureté du signal. Nous avons donc choisi le sélecteur *très serré*, tel que décrit à la section

3.4. Il conserve $\sim 81\%$ du signal. Encore une fois, la sélection avait préalablement été effectuée sur le bruit de fond.

Une fois l'identification du lepton effectuée, on peut définir le quadrivecteur du lepton en fonction de son impulsion et de sa masse:

$$P_l \equiv (\sqrt{m_l^2 + |\vec{p}_l|^2}, \vec{p}_l) \quad (4.1)$$

C'est ce quadrivecteur qu'on utilise pour effectuer le boost de Lorentz pour

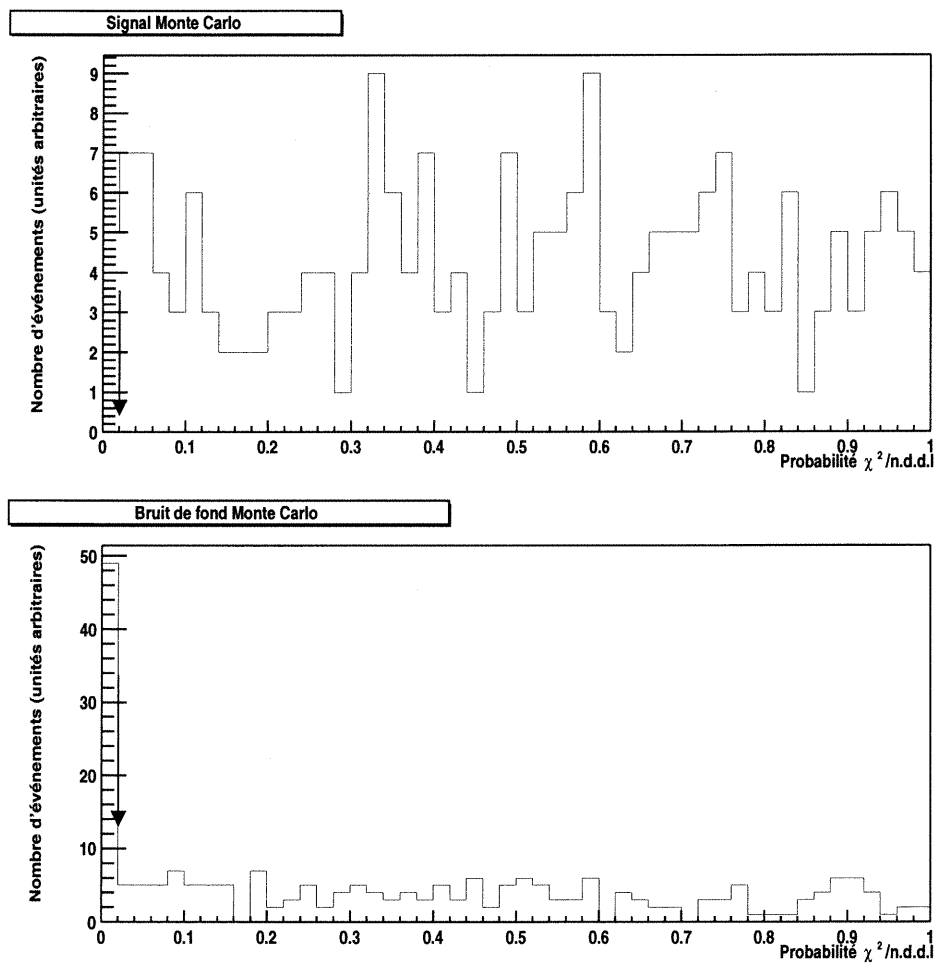


Figure 4-10. Probabilité χ^2 par degré de liberté de l'ajustement au vertex pion-lepton.

obtenir l'impulsion du lepton dans le système du centre de masse (comme sur la figure 4-9).

4.4.4 Le vertex du couple pion-lepton

Les trois particules π , l et ν de $B \rightarrow \pi l \nu$ proviendront toutes du point de désintégration du méson B^0 ou \bar{B}^0 parent. L'outil de reconstruction des vertex (section 3.3) fournit une qualité de reconstruction sous la forme de probabilité de χ^2 par degré de liberté, défini sur l'intervalle (0,1). Une mauvaise qualité de reconstruction indiquerait que les deux particules ne proviennent pas du même méson B et donc qu'on n'a pas de signal. La figure 4-10 montre cette variable. On coupe à $prob > 0,02$, ce qui conserve $\sim 98\%$ du signal et supprime $\sim 22\%$ du bruit de fond.

4.5 Reconstruction du neutrino

4.5.1 Méthode

Toute l'information dont on dispose sur l'énergie et l'impulsion du centre de masse et sur les énergies et impulsions de toutes les particules d'un événement seront nécessaires à la reconstruction du neutrino. L'énergie manquante et l'impulsion manquante sont définies comme le quadrivecteur de la différence entre les énergies E et impulsions \vec{p} initiales (le centre de masse cm) et finales (les traces chargées i et les neutres j):

$$(E_{manq}, \vec{p}_{manq}) \equiv (E_{cm}, \vec{p}_{cm}) - \sum_i (E_i, \vec{p}_i) - \sum_j (E_j, \vec{p}_j) \quad (4.2)$$

On connaît le quadrivecteur du centre de masse. Les énergies des candidats chargés peuvent être déterminées selon l'impulsion et la masse de la particule identifiée. Si avec les sélections *serrées*, définies à la section 3.4, la particule est

classée comme électron, muon ou kaon, on lui assigne la masse correspondante m_i . Si non, elle garde automatiquement la masse du pion par défaut. Le critère *serré* a été choisi parce que c'est ainsi qu'un nombre maximal de particules chargées est identifié correctement. L'identification des protons n'est pas disponible. Pour les neutres, les seuls qui sont observés directement dans le calorimètre sont les photons, dont la masse est nulle. L'énergie des neutres de l'IFR (K_L) n'est pas disponible. On a donc:

$$(E_{manq}, \vec{p}_{manq}) = (E_{cm}, \vec{p}_{cm}) - \sum_i (\sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2}, \vec{p}_i) - \sum_j (|\vec{p}_j|, \vec{p}_j) \quad (4.3)$$

L'énergie et l'impulsion manquante représentent la totalité des particules qui n'ont pas été détectées. Si on a une et une seule particule qui n'est pas détectée et si l'événement comporte un et un seul neutrino, l'énergie et l'impulsion manquante correspondent au quadrivecteur du neutrino. La reconstruction du neutrino consiste tout d'abord à reconstruire au mieux de nos capacités l'énergie manquante et ensuite à écarter les cas où elle correspond à plusieurs particules ou à une particule autre qu'un neutrino. Les particules manquantes (autres que le neutrino) sont donc la principale cause de perte de résolution de l'impulsion et de l'énergie du neutrino reconstruit. Les fausses particules (voir section 4.4.1) peuvent aussi dégrader légèrement la résolution.

4.5.2 Sélection des candidats chargés

Les outils disponibles pour contrôler la qualité de la reconstruction des traces chargées sont le χ^2 par degré de liberté, la distance d'approche minimale, le nombre de points de mesure dans la DCH et le SVT et l'impulsion transverse minimale. Comme le calcul de l'énergie manquante est une sommation sur l'énergie des traces, le simple rejet d'une trace mal reconstruite n'est pas dans notre intérêt. Nous devons nous efforcer cependant de rejeter les fausses traces

car celles-ci viennent se soustraire au calcul du quadrivecteur du neutrino reconstruit (équation 4.3).

Les coupures sur le χ^2 par degré de liberté et le nombre de points de mesure dans la DCH et le SVT visent surtout à discriminer les traces qui correspondent à des particules mal reconstruites. De telles coupures n'améliorent pas la résolution du neutrino reconstruit; au contraire, elles l'empirent. Pour la distance d'approche minimale qui, comme on l'a vu à la section 4.4.1, est le meilleur outil pour éliminer les fausses traces, on utilise la coupure standard de BaBar à $|d_0| < 1,5 \text{ cm}$ et $|z_0 + 1| < 10 \text{ cm}$. Aussi, de nombreuses fausses traces de très faible impulsion transverse sont reconstruites par l'algorithme de reconstruction. On coupe les traces d'impulsion transverse inférieure à 50 MeV/c. Les coupures qui visent l'élimination des fausses traces ont un impact négligeable sur la résolution du neutrino. Ce seront les traces manquées qui auront un impact significatif.

4.5.3 Sélection des candidats neutres

Le bruit de fond de la machine cause l'apparition de nombreux amas électromagnétiques de faible énergie dans le calorimètre. On compte comme neutre tous les amas électromagnétiques d'énergie totale supérieure à 30 MeV. Encore une fois, l'élimination des faux amas a un impact négligeable sur la résolution du neutrino.

D'autres erreurs peuvent provenir d'une erreur d'association entre les amas électromagnétiques et les traces chargées. Lorsqu'une trace a été faussement associée à un amas, cet amas sera manquant dans la sommation de l'énergie manquante. Lorsqu'une trace n'a pas été associée à un amas qui avait été créé

par la même particule, on a un faux amas. Les cas où la fluctuation de la forme d'une gerbe donne l'apparence d'un second maximum local (discuté à la section 3.4.2) sont les principales causes de mauvaise association entre les traces chargées et les amas.

4.5.4 Coupures de qualité du neutrino reconstruit

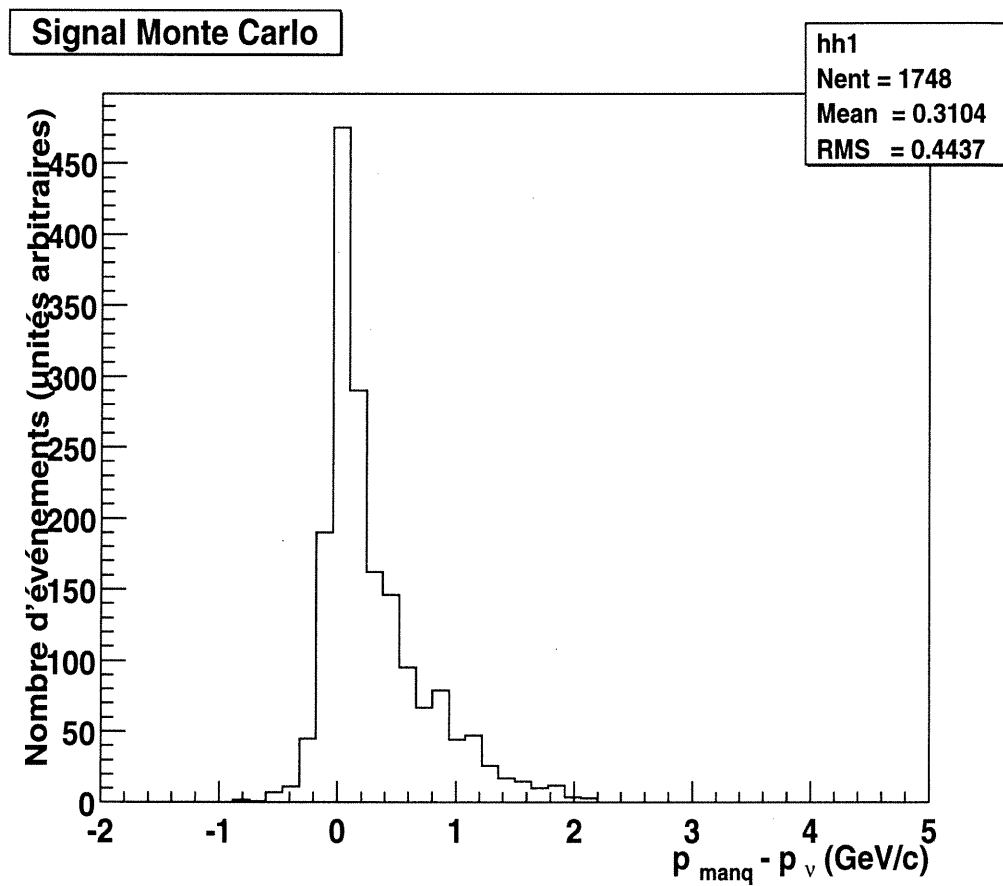


Figure 4-11. Différence d'impulsion avant toute coupure entre le neutrino reconstruit et le neutrino véritable.

L'énergie manquante de l'événement étant reconstruite au meilleur de nos capacités, il reste à voir si elle correspond à un neutrino. Ce sera le cas si on a une et une seule particule manquée et si c'est un neutrino. C'est pourquoi on

effectuera une série de coupures pour discriminer les cas où l'énergie manquante est composée de plusieurs particules ou d'une particule qui n'est pas un neutrino. La résolution sur l'impulsion du neutrino reconstruit est bien meilleure que la résolution sur son énergie. En effet, le calcul de l'énergie est dépendant de la masse des particules et donc de leur identification. La figure 4-11 montre, avant toute coupure, la différence entre l'impulsion du neutrino reconstruit et celle du véritable neutrino (par l'associateur vérité Monte Carlo). La différence moyenne est de $310 \text{ MeV}/c$. L'écart type, calculé de la même façon que pour une gaussienne, est de $440 \text{ MeV}/c$. L'objectif est d'améliorer cette résolution. 4.5.5.

Un bon moyen de vérifier si le neutrino est bien reconstruit est de compter la charge totale de l'événement. Si celle-ci n'est pas nulle, on a inévitablement au moins une trace manquée ou une fausse trace. Si la charge totale est nulle, elle n'indique pas si on a eu des traces manquées ou fausses. La figure 4-12 montre la charge totale pour le signal et le bruit de fond. L'acceptance du système de reconstruction des traces chargées est de $\sim 92\%$ de l'angle solide dans le système du centre de masse [4] et l'efficacité de reconstruction des traces est donnée par les figures 3-3 en fonction de l'impulsion transverse et 3-4 en fonction de l'angle polaire. Étant donné que le nombre de traces par événement est élevé (figure 4-5), on ne peut pas s'attendre à ce qu'un nombre suffisant de neutrinos reconstruits ne comporte aucune trace perdue. Couper tous les événements pour lesquels la charge totale n'est pas nulle réduit considérablement l'efficacité de reconstruction du signal, sans toutefois améliorer dramatiquement la résolution du neutrino reconstruit. Il est donc plus sage de couper seulement à $|Q_{tot}| \leq 1$ et d'accepter d'avoir au moins une trace manquante ou une fausse trace, en espérant que ce soit une trace de faible impulsion. Cette coupure conserve $\sim 88\%$ du signal et rejette $\sim 15\%$ du bruit de fond. L'objectif n'est pas d'améliorer le rapport *signal/bruit*, mais de discriminer les neutrinos mal reconstruits.

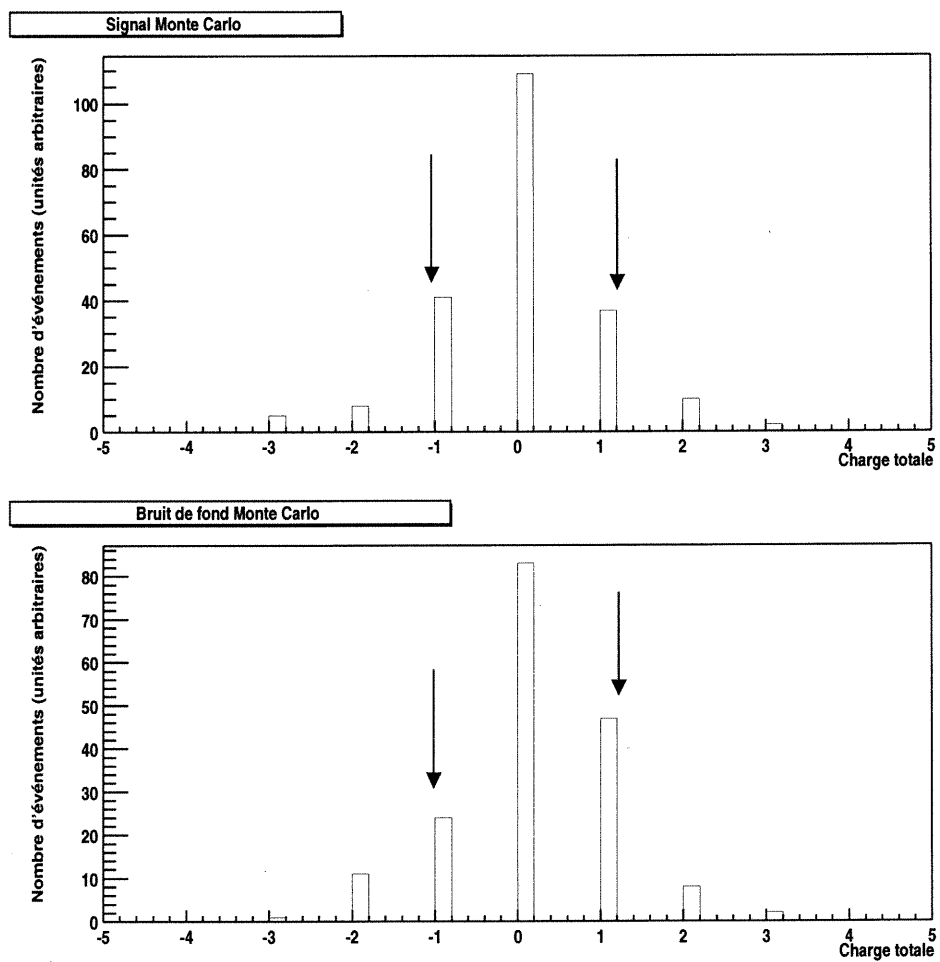


Figure 4-12. Charge totale mesurée par événement.

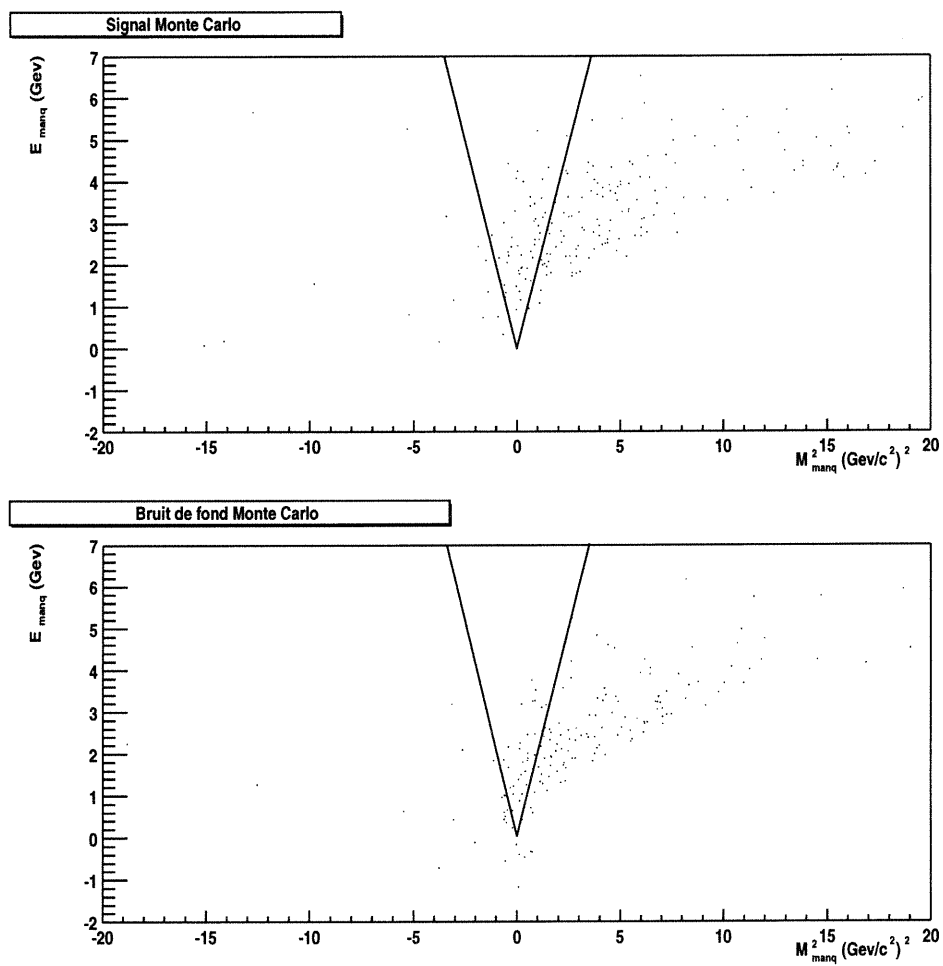


Figure 4-13. Énergie manquante en fonction de la masse manquante au carré pour du signal et du bruit de fond. On garde les événements à l'intérieur du cône.

Le quadrivecteur $(E_{manq}, \vec{p}_{manq})$ contient l'information sur l'énergie manquante et l'impulsion manquante. S'il s'agit bel et bien d'un neutrino, la masse manquante au carré $M_{manq}^2 \equiv E_{manq}^2 - |\vec{p}_{manq}|^2$ devrait être proche de 0. On peut s'attendre à ce que, pour le signal, la distribution des écarts de $M_{manq}^2 = 0$ soit largement dépendante de la grandeur de E_{manq} , comme E_{manq} a une moins bonne résolution que \vec{p}_{manq} (car le calcul de E_{manq} est dépendant de l'identification des particules). On fait donc une figure bidimensionnelle de E_{manq} en fonction de M_{manq}^2 (figure 4-13). On coupe à $|M_{manq}^2|/|E_{manq}| < 0,5 \text{ GeV}/c^4$, ce qui coupe $\sim 79\%$ du bruit de fond et conserve $\sim 29\%$ du signal. Cette coupure est très sévère, mais elle est nécessaire pour éliminer les neutrinos mal reconstruits; elle serait beaucoup plus efficace si on avait une meilleure efficacité de reconstruction des particules (voir section 3.4).

En faisant l'hypothèse qu'on a bel et bien un événement $B^0 \rightarrow \pi l \nu$, on a les restrictions que $E_B = \sqrt{s}/2$ et $\mathbf{P}_B^2 \sim \mathbf{0}$, dans le système du centre de masse. On peut calculer, à partir de la somme des quadrivecteurs des candidats pion-lepton $\mathbf{P}_{\pi l} \equiv \mathbf{P}_\pi + \mathbf{P}_l$, quelle serait la direction du neutrino par rapport au couple pion-lepton si tous trois provenaient effectivement de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$. On définit l'angle a_1 comme l'angle entre les vecteurs d'impulsion du couple pion-lepton $\vec{p}_{\pi l}$ et l'impulsion du neutrino \vec{p}_ν dans le centre de masse. En mettant au carré la conservation des impulsions dans le système du centre de masse, $\vec{p}_B = \vec{p}_{\pi l} + \vec{p}_\nu$ on obtient:

$$\cos(a_1) = \frac{\frac{s}{4} - M_B^2 - \vec{p}_{\pi l}^2 - \left(\frac{\sqrt{s}}{2} - E_{\pi l}\right)^2}{2 |\vec{p}_{\pi l}| \left(\frac{\sqrt{s}}{2} - E_{\pi l}\right)} \quad (4.4)$$

La figure 4-14 montre la distribution de cette variable. Notons que, pour un grand nombre de cas (surtout pour le bruit de fond), le résultat ne correspond pas à l'intervalle (-1,1) des valeurs permises pour un cosinus. Cela signifie qu'il n'est pas cinématiquement possible que le couple de candidats pion-lepton soient issus de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ et on peut couper ces cas. Cette coupure très puissante n'est

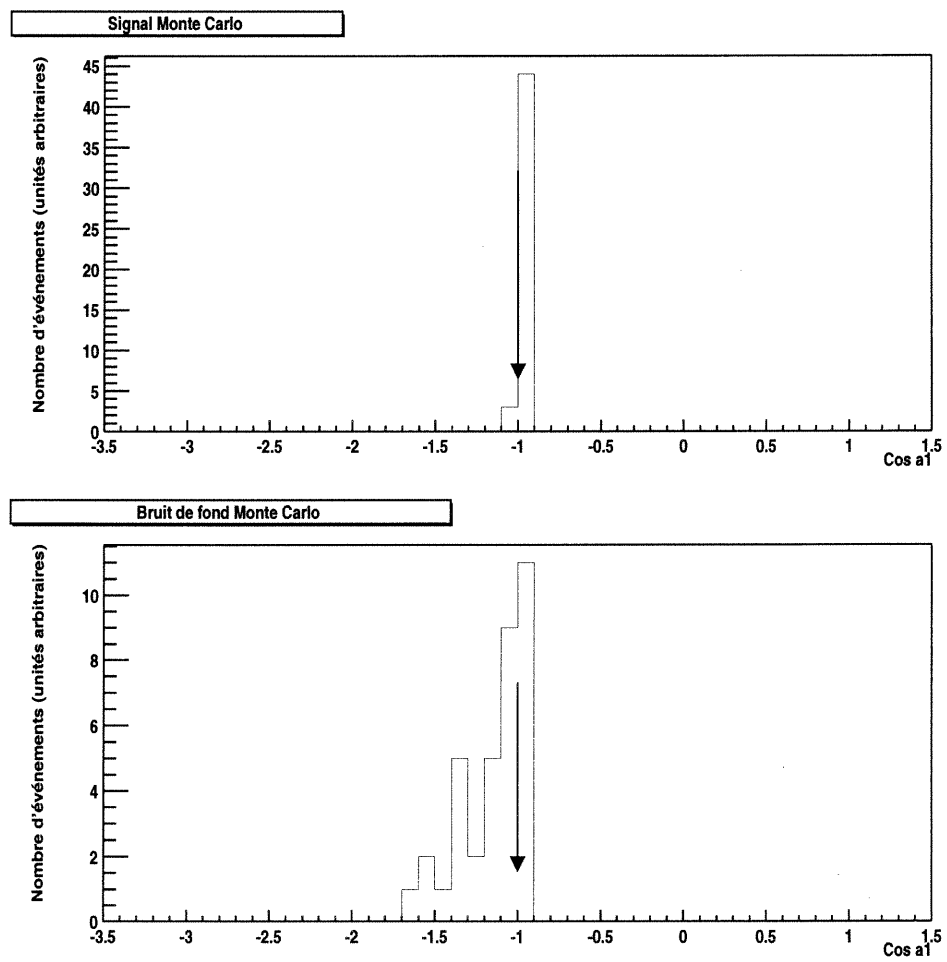


Figure 4-14. Cosinus de l'angle a_1 calculé entre le couple pion-lepton et le neutrino.

pas une coupure sur le neutrino reconstruit, mais sur la possibilité cinématique d'avoir un neutrino associé aux candidats pion et lepton. Cette coupure conserve $\sim 92\%$ du signal et supprime $\sim 69\%$ du bruit de fond.

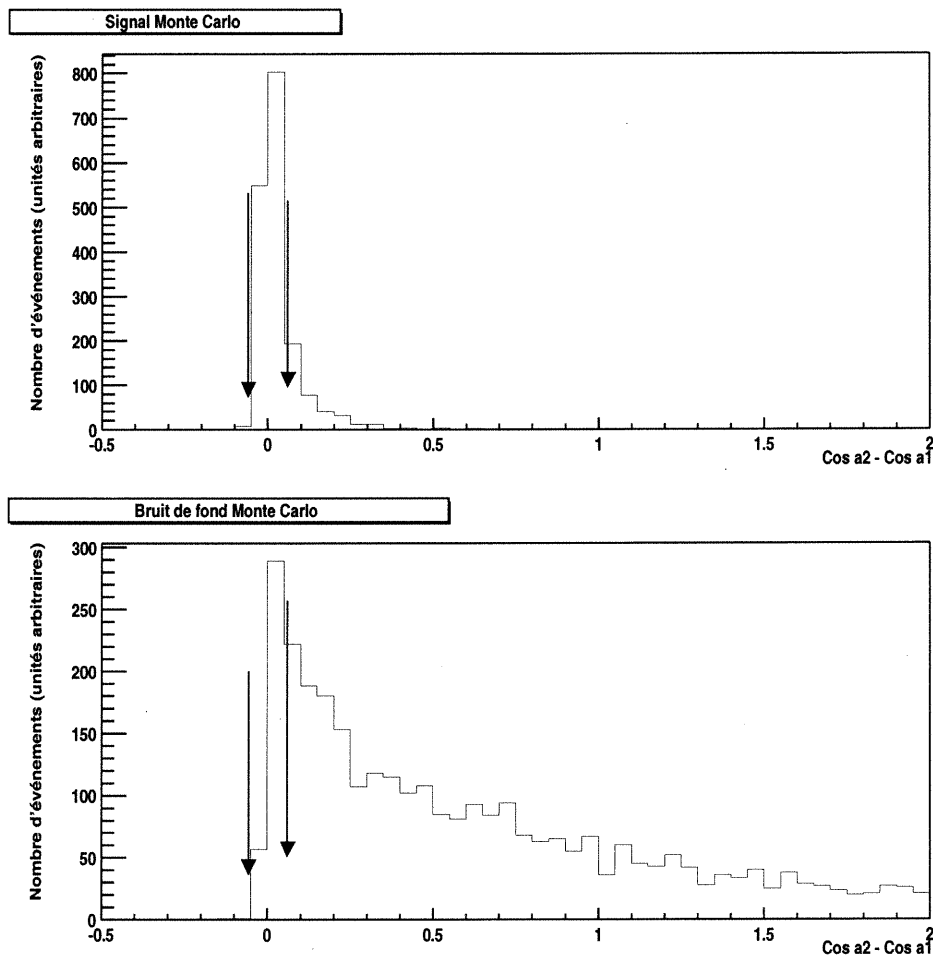


Figure 4-15. Différence entre le cosinus de l'angle du neutrino calculé par rapport au couple pion-lepton ($a1$) et le cosinus de l'angle du neutrino reconstruit par rapport au couple pion-lepton ($a2$).

On peut ensuite comparer cette valeur du cosinus de l'angle qu'aurait le neutrino par rapport au couple pion-lepton ($a1$) avec l'angle entre l'impulsion manquante et le couple pion-lepton (on note cet angle $a2$). Si le neutrino recon-

struit correspond au véritable neutrino, on aura $\cos a_1 - \cos a_2 \sim 0$. La figure 4-15 montre la différence $\cos a_1 - \cos a_2$. On coupe à $|\cos a_1 - \cos a_2| < 0,06$, ce qui conserve $\sim 81\%$ du signal et rejette $\sim 87\%$ du bruit de fond. À partir de cette étape, inclusivement, on effectue une sélection des événements où on a plusieurs couples de candidat pion-lepton retenus en choisissant celui dont l'impulsion du second B reconstruit est la plus proche de la véritable valeur dans le système du centre de masse (voir section 4.6). On n'a donc plus aucun bruit de fond combinatoire.

Les leptons chargés sont très souvent associés à des neutrinos. La présence de plusieurs leptons chargés peut indiquer qu'on a plusieurs neutrinos dans l'événement. Certains processus, cependant, produisent des paires de leptons sans neutrino, comme par exemple: les photons de conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$, la désintégration de Dalitz $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ou encore $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, etc. Comme ils ne proviennent pas directement du B, ces paires de leptons seront souvent de faible impulsion. Donc, un lepton de haute impulsion est généralement associé à un neutrino. Si on a deux leptons de haute impulsion, on a fort probablement un événement à deux neutrinos et on coupe l'événement. On coupe les événements qui comportent deux leptons qui passent le critère de sélection *très serrés* d'impulsion supérieure à $0,75 \text{ GeV}/c$. Ainsi, on garde $\sim 89\%$ du signal et on perd $\sim 17\%$ du bruit de fond. Cette coupure fait gagner peu sur le rapport signal/bruit, mais elle est nécessaire pour supprimer les neutrinos mal reconstruits. Remarquons encore une fois (comme pour M_{manq}^2), que les coupures les moins performantes sont dépendantes de l'identification des particules.

Il serait utile de couper les événements où l'on a des particules de type dont on ne mesure pas l'énergie. Ceux-ci sont principalement les K_L^0 de l'IFR et les neutrons. Malheureusement, les algorithmes d'identification des K_L^0 de l'IFR sont

toujours en développement et le détecteur BaBar n'est pas équipé pour capter les neutrons. Cette coupure ne fut donc pas possible. Environ 35% des événements initiaux comportent un K_L^0 ou un neutron.

Un coupure intéressante qui a été étudiée consiste en la suppression des événements où l'énergie manquante est dirigée hors de l'acceptance (parties avant et arrière) du détecteur. L'énergie manquante, étant composée d'une ou de plusieurs particules qui n'ont pas été détectées, peut fort bien être en fait composée d'une particule qui serait détectable (donc pas d'un neutrino) si elle était dirigée dans l'acceptance du détecteur. Mais ce n'est pas nécessairement le cas et, comme le centre de masse est en mouvement dirigé vers l'avant, il n'est pas du tout rare que l'énergie manquante, même si elle est principalement composée d'un neutrino, soit dirigée vers l'avant. Cette coupure réduirait un peu les erreurs de reconstruction du neutrino, mais elle est beaucoup trop drastique pour l'efficacité de reconstruction du signal. Cette possibilité a donc été abandonnée.

4.5.5 Résultat de la reconstruction du neutrino

La figure 4-16 montre la différence entre la grandeur de l'impulsion du neutrino reconstruit et celle du véritable neutrino Monte Carlo sur du signal après l'application de toutes les coupures de qualité du neutrino. La différence moyenne est de $220 \text{ MeV}/c$ et l'écart type est de $360 \text{ MeV}/c$ (par rapport à une moyenne de $310 \text{ MeV}/c$ et un écart type de $440 \text{ MeV}/c$ avant les coupures 4.5.4). La différence entre l'impulsion du neutrino reconstruit et celle du neutrino véritable est positive car l'écart est principalement dû aux particules manquées qui ne sont pas soustraites (équation 4.3); même s'il s'agit d'une soustraction vectorielle, l'effet de manquer des particules a en moyenne tendance à augmenter l'impulsion du neutrino.

Comme on a déjà vérifié la consistance sur $M_{manq}^2 \equiv E_{manq}^2 - |\vec{p}_{manq}|^2 \sim 0$ (section 4.5.4), on n'utilise pas la quantité E_{manq} et on exprime le quadrivecteur du neutrino en fonction de \vec{p}_{manq} et $m_\nu \sim 0$ seulement.

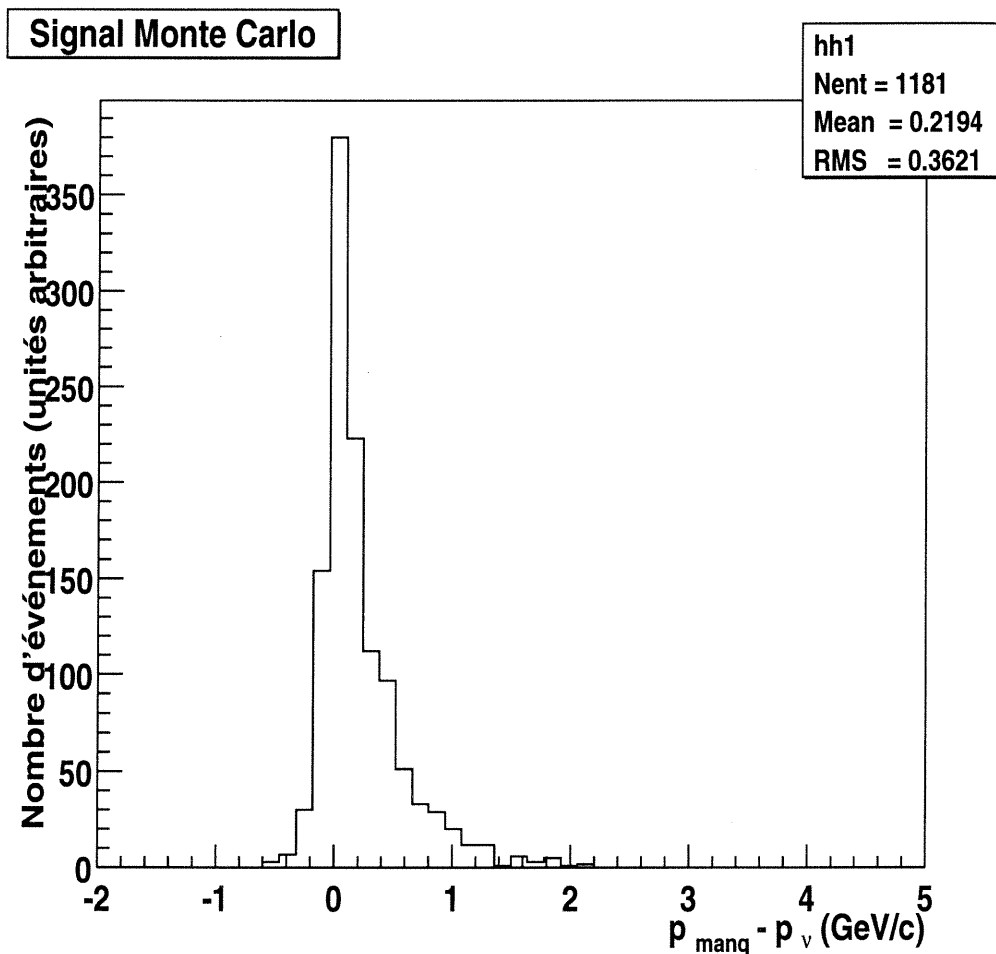


Figure 4-16. Différence d'impulsion après coupures entre le neutrino reconstruit et le neutrino véritable.

$$(E_\nu, \vec{p}_\nu) \equiv (|\vec{p}_{manq}|, \vec{p}_{manq}) \quad (4.5)$$

C'est de ce quadrivecteur dont on se sert comme neutrino reconstruit.

Les limitations à la résolution du neutrino reconstruit sont principalement

les traces manquées (hors de l'acceptance du détecteur et par inefficacité de reconstruction) ainsi que les neutres manqués (K^L , neutrons, second neutrinos, acceptance et efficacité du calorimètre); la contribution des fausses particules est négligeables.

4.6 Autres sélections

Une dernière coupure cinématique permet d'éliminer une quantité importante de bruit de fond persistant. Dans les désintégrations à trois corps, les particules ont tendance à ne pas être dans la même direction. Si, par contre, on a trois particules choisies aléatoirement qui ne proviennent pas nécessairement de la même particule, comme c'est souvent le cas pour le bruit de fond, il n'y a aucune tendance particulière quant à leur direction. En utilisant du Monte Carlo, on peut montrer que, dans le système du centre de masse, les vecteurs d'impulsion du pion et du lepton sont plus souvent de directions opposées quand ceux-ci forment du signal que lorsqu'ils forment du bruit de fond (figure 4-17). On coupe à $\cos(\theta_{\pi,l}) < 0,6$, ce qui conserve $\sim 99\%$ du signal et supprime $\sim 10\%$ du bruit de fond.

Dans les cas où on a plusieurs couples de candidats pion-lepton d'un même événement qui ont survécu à toutes les coupures, on reconstruit, pour chaque couple de candidats, l'impulsion qu'aurait le second B dans le système du centre de masse. On garde le couple pour lequel on est plus proche de la véritable valeur ($\sqrt{s/4 + M_B^2}$). Cette sélection est toujours effectuée après toutes les coupures. À partir de la coupure sur $|\cos a_1 - \cos a_2|$, les figures tiennent compte de cette sélection et on n'a plus de bruit de fond combinatoire. En bout de ligne, la sélection sur l'impulsion du second B conserve $\sim 100\%$ du signal et supprime $\sim 1\%$ du bruit de fond.

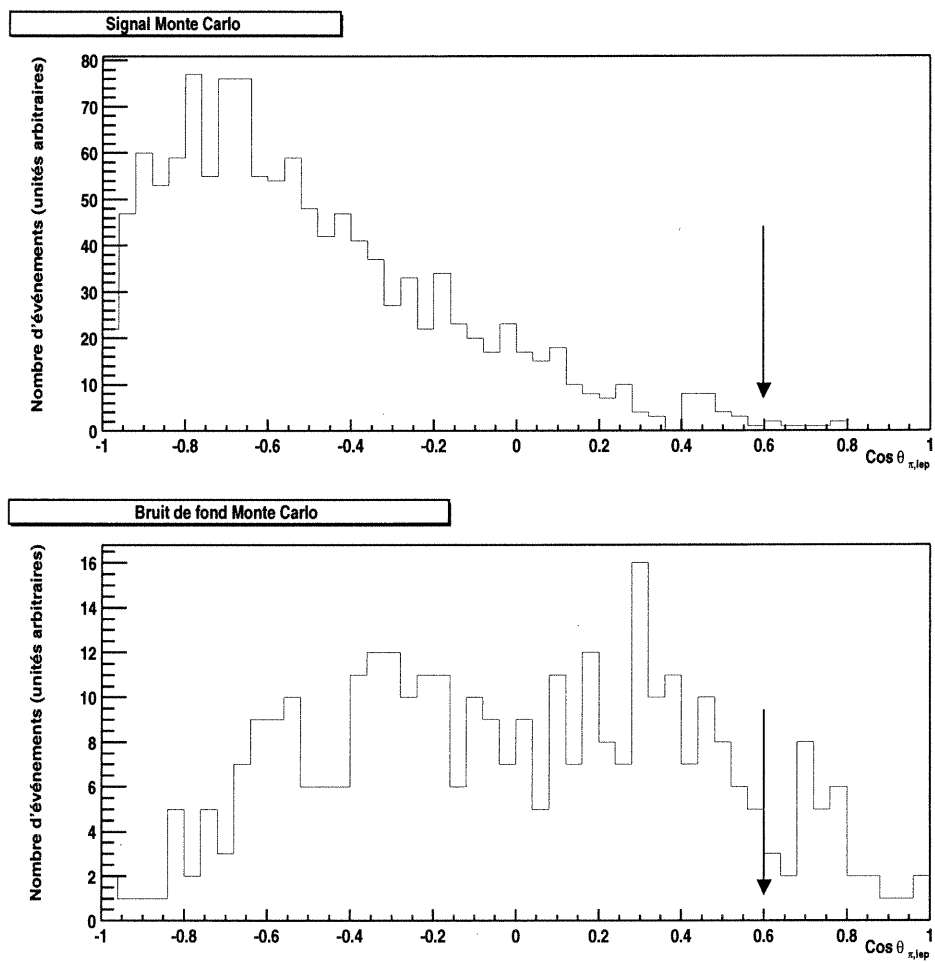


Figure 4-17. Cosinus de l'angle entre les candidats pion et lepton.

4.7 Reconstruction du signal

L'énergie totale du pion, lepton et neutrino doit correspondre à l'énergie du B. On définit ΔE , la différence entre l'énergie du méson B, $\sqrt{s}/2$, et la somme des énergies des trois particules candidates dans le système du centre de masse.

$$\Delta E \equiv \frac{\sqrt{s}}{2} - E_\pi + E_l + E_\nu \quad (4.6)$$

La figure 4-18 illustre ΔE pour le signal, le bruit de fond $b\bar{b}$ et la somme du continuum $c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$. À partir de cette étape, on étudie les bruits de fond $b\bar{b}$ et du continuum hadronique séparément (il ne subsiste aucun événement de continuum leptonique). On remarque que la distribution pour le signal est légèrement décalée vers le positif car, comme on l'a vu sur la figure 4-16, l'impulsion manquante a tendance à être plus grande que l'impulsion du neutrino. On choisit de sélectionner les événements à l'intérieur de la fenêtre $-190 \text{ MeV} < \Delta E < 410 \text{ MeV}$. Cette coupure conserve $\sim 75\%$ du signal et supprime $\sim 83\%$ du bruit de fond ($\sim 81\%$ pour le bruit de fond $b\bar{b}$ et $\sim 89\%$ pour le bruit de fond du continuum hadronique).

Les événements à l'extérieur de cette fenêtre peuvent servir à mieux estimer le bruit de fond lorsqu'on fait des régressions sur les distributions. Nous n'effectuerons pas ces régressions dans le cadre de cette analyse préliminaire, mais les événements en dehors de la fenêtre ΔE nous serviront quand même pour l'étude du bruit de fond.

La masse invariante du méson B reconstruit est par définition, dans le système du centre de masse:

$$M_B = \sqrt{(E_\pi + E_l + E_\nu)^2 - (\vec{p}_\pi + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2} \quad (4.7)$$

La masse du B reconstruit est dépendante de l'énergie et de l'impulsion des trois candidats. Or la coupure sur ΔE est une vérification que la somme des énergies

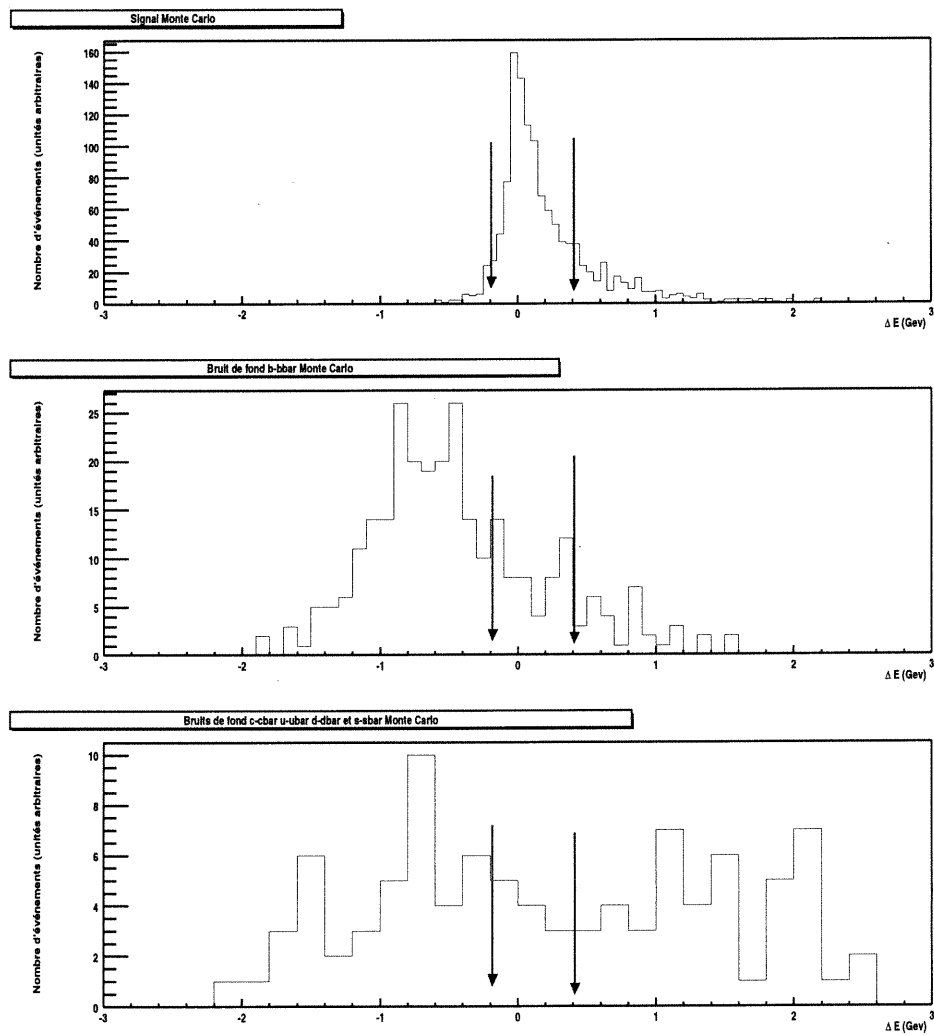


Figure 4-18. ΔE pour le signal, le bruit de fond $b\bar{b}$ et les bruits de fond du continuum hadronique.

des trois candidats π , l et ν est consistante avec l'énergie des B : $E_B = \sqrt{s}/2$. Une fois cette vérification faite (à l'intérieur de la fenêtre ΔE permise), il n'est pas nécessaire de trainer l'incertitude sur $E_\pi + E_l + E_\nu$ plus loin et on peut poser $E_\pi + E_l + E_\nu \equiv \sqrt{s}/2$. La masse du B reconstruit sera donc uniquement dépendante des impulsions des trois candidats. On obtient donc:

$$M_B = \sqrt{\frac{s}{4} - (\vec{p}_\pi + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2} \quad (4.8)$$

À partir des impulsions dans le système du laboratoire, $\vec{p}_{\pi lab}$, $\vec{p}_{l lab}$ et $\vec{p}_{\nu lab}$, il y a deux façons d'obtenir $\vec{p}_\pi + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu$. On peut soit effectuer le boost de Lorentz sur chacune des trois particules, et les additionner ensuite, ou bien additionner les trois particules d'abord et effectuer un seul boost de Lorentz. On suppose qu'on a un méson B , avec quadrivecteur $(\sqrt{(\vec{p}_\pi + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2 + M_B^2}, \vec{p}_\pi + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu)$. On effectue le boost de Lorentz sur ce quadrivecteur et on garde les composantes de son impulsion pour l'équation 4.8. Ainsi, en effectuant un boost de Lorentz plutôt que trois, on minimise les erreurs causées par le boost. Notons que la véritable masse du B n'a été utilisée ici que pour faire le boost de Lorentz. L'information véritable sur la masse du B n'est bien sûr pas utilisée pour restreindre la masse du B reconstruit.

La figure 4-19 montre la masse invariante du B reconstruit pour le signal, et les bruits de fond $b\bar{b}$ et du continuum. On verra (section 4.8) qu'on ne dispose pas d'assez de simulation $b\bar{b}$ et du continuum pour faire des ajustements par régression. On doit donc calculer les nombres d'événements simplement par la somme des événements passant les coupures; pour être rigoureux, on utilise cette méthode pour le signal aussi. On a 919 entrées de signal sur 50 000 au départ. On utilise une incertitude statistique gaussienne sur le nombre d'entrées ($n \pm \sqrt{n}$). On a une efficacité de:

$$\epsilon(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = (1,84 \pm 0,06 \pm \text{Erreurs systématiques})\% \quad (4.9)$$

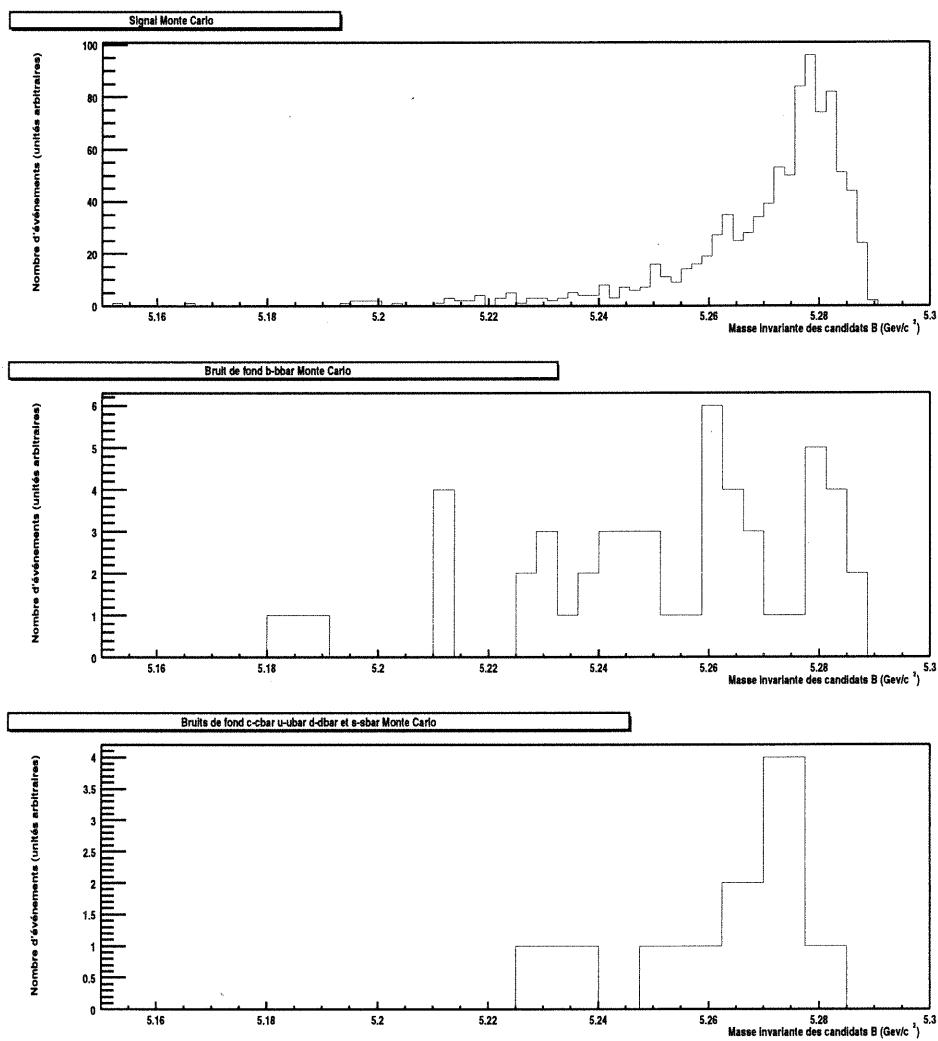


Figure 4-19. Masse invariante du B reconstruit.

On discutera qualitativement des erreurs systématiques à la section 4.10.

Le tableau 4-II montre la nature précise des 63 événements bruits de fond qui ont persisté à toutes les coupures. Remarquons que ce ne sont que des estimations car on a en tout 52 événements de bruit de fond $b\bar{b}$, 8 événements de continuum $c\bar{c}$ et 3 événements de continuum $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$. Comme on s'y attendait, on a une présence importante des bruits de fond $b \rightarrow cl\nu$ ($\sim 63,4\%$), et du continuum ($17,5\%$). Le bruit de fond des autres événements de type $b \rightarrow ul\nu$ (que le signal) a bien été combattu ($\sim 3,2\%$). Ces bruits de fond doivent être étudiés en détail. Ils sont principalement dûs à une mauvaise reconstruction du neutrino. En effet, $\sim 66\%$ des événements bruits de fond persistants $b\bar{b}$ et $\sim 64\%$ des bruits de fond persistants du continuum comportent au moins un K_L^0 , un neutron ou plusieurs neutrinos. C'est le cas de seulement $\sim 18\%$ des événements signaux.

4.8 Analyse sur les données réelles

On applique toutes les coupures de l'analyse Monte Carlo aux $20,1 fb^{-1}$ de données réelles filtrées qui sont disponibles (voir section 4.2). Avant toute coupure, la distribution des données réelles est semblable à celle du bruit de fond Monte Carlo. De façon générale, les coupures ont, au début de l'analyse, environ le même effet sur les données réelles que sur le bruit de fond Monte Carlo. À mesure que l'on progresse dans les coupures, on voit, sur les données réelles, un excédent d'événements apparaître par rapport au bruit de fond Monte Carlo. La distribution de cet excédent semble, de façon générale, être similaire et correspondre à la distribution du signal Monte Carlo.

Outre cet excédent qui, en principe, correspond au signal, il y a quelques différences systématiques entre les données réelles et le Monte Carlo. On remarque clairement que ce sont les coupures sur l'identification des particules et

Type de bruit de fond	Voie	Pourcentage
$b \rightarrow cl\nu$	$B^\pm \rightarrow D^{*0}l\nu$	27,0%
	$B^\pm \rightarrow D^0l\nu$	6,3%
	$B^\pm \rightarrow D^{autre^0}l\nu$	6,3%
	$B^0 \rightarrow D^*l\nu$	12,7%
	$B^0 \rightarrow D^\pm l\nu$	4,7%
	$B^0 \rightarrow D^{autre^\pm}$	3,2%
	$B^0 \rightarrow D^\pm \pi^0 l\nu$	1,6%
	$B^0 \rightarrow D^0 \pi^\pm l\nu$	1,6%
$b \rightarrow ul\nu$	$B^\pm \rightarrow \rho^0 l\nu$	3,2%
Autre $b\bar{b}$	$J/\psi \rightarrow l^+l^-$	6,3%
	$D^0 \rightarrow \pi^\pm l\nu$	3,2%
	$B^\pm \rightarrow D^\mp \pi^\pm l\nu$	1,6%
	$B^\pm \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm l\nu$	1,6%
	$D^\pm \rightarrow \pi^\pm l\nu$	1,6%
	<i>Lepton mal identifié</i>	1,6%
Continuum	$c\bar{c}$	12,7%
	$u\bar{u} d\bar{d} s\bar{s}$	4,8%

Tableau 4-II. Les bruits de fond persistants à toutes les coupures et leurs proportions finales.

D^{autre} désigne les mésons charmés autre que D et D*.

celles qui sont dépendantes de l'identification des particules (M_{manq}^2 et nombre de lepton énergétiques dans l'événement) qui semblent avoir un effet différent sur les données Monte Carlo et les données réelles. Dans le cadre de notre analyse préliminaire, nous ne procéderons pas à l'étude systématique de toutes ces coupures.

Pour extraire le signal des données réelles, il faut tout d'abord soustraire le continuum. La résonance $\Upsilon(4S)$ est de largeur relativement étroite ($21 \pm 4 \text{ MeV}$ [51]). En réduisant l'énergie du centre de masse (d'environ 50 MeV à BaBar) on obtient des données hors résonance. Ces données hors résonance auront les mêmes sections efficaces que celles du tableau 2-I, à l'exception qu'on aura une quantité négligeable de $b\bar{b}$. L'utilisation des données hors résonance est donc un excellent moyen d'étudier le continuum; elles sont largement avantageuses par rapport aux simulations Monte Carlo du continuum car elles sont produites avec les véritables conditions du détecteur. Cependant, BaBar n'a seulement accumulé, jusqu'à présent, que $2,5 \text{ fb}^{-1}$ de données hors résonance. Cette quantité est suffisante pour étudier des canaux à hauts rapports d'embranchements ou ayant un très bon rapport *signal/bruit*, mais nettement insuffisante pour étudier les canaux rares où il est important de comprendre les différentes sources de bruit de fond. On doit donc laisser tomber les données hors résonance et encore utiliser des simulations Monte Carlo du continuum. On dispose de l'équivalent de $5,53 \text{ fb}^{-1}$ de continuum hadronique qu'on devra renormaliser par un facteur 3,64 pour comparer avec les données réelles.

En principe, il faut appliquer un ajustement par une fonction pour mieux paramétriser la distribution du continuum. Comme on peut le voir sur le bas de la figure 4-19, on ne dispose que de 11 événements de continuum. Avec une si faible quantité de données, la distribution est complètement dominée par la statisti-

que et il n'est pas possible d'y appliquer une régression. On devra se contenter de soustraire simplement l'histogramme de la masse invariante du B provenant du continuum de celui des données réelles, tout en tenant compte du facteur de normalisation. Pour minimiser l'effet des fluctuations statistiques, on prend une largeur des barres de l'histogramme de $20 \text{ MeV}/c^2$.

Ensuite, on doit comparer la distribution des données réelles desquelles on a soustrait le continuum à la distribution du bruit de fond $b\bar{b}$ Monte Carlo. On dispose de l'équivalent de $7,11 \text{ fb}^{-1}$ de bruit de fond $b\bar{b}$ Monte Carlo et on devra le renormaliser par un facteur 2,83. Comme on peut le voir sur le panneau central de la figure 4-19, le nombre d'événements par barre d'histogramme est faible et la distribution est encore dominée par la statistique. La renormalisation par un facteur 2,83 amplifie ces fluctuations et il est clair qu'encore une fois on ne peut pas excercer de régression sur un échantillon statistique si faible. On doit donc le garder tel quel, mais, pour réduire l'effet des fluctuations statistiques, on élargira encore les barres de l'histogramme à $20 \text{ (MeV}/c^2)$.

La figure 4-20 montre la masse invariante du B reconstruit avec les données réelles (desquelles on a soustrait le continuum) en comparaison au bruit de fond $b\bar{b}$. On observe un excédent d'événements par rapport au bruit de fond $b\bar{b}$. On peut constater que la distribution de cet excédent (pour observer la distribution du signal net, il faut en fait soustraire le bruit de fond $b\bar{b}$) est similaire à la distribution du signal Monte Carlo montré sur le panneau du haut de 4-19. Les barres d'erreurs sont l'addition en quadrature de l'erreur statistique gaussienne des données réelles et du continuum qui a été soustrait. On a toutefois tenu compte également de l'incertitude statisque gaussienne du bruit de fond $b\bar{b}$ pour calculer l'incertitude sur l'excédent. On a un excédent de 144 ± 31 événements sur la plage (5,235 GeV - 5,285 GeV), ce qui est un indicateur de la présence de

signal dans les données sélectionnées.

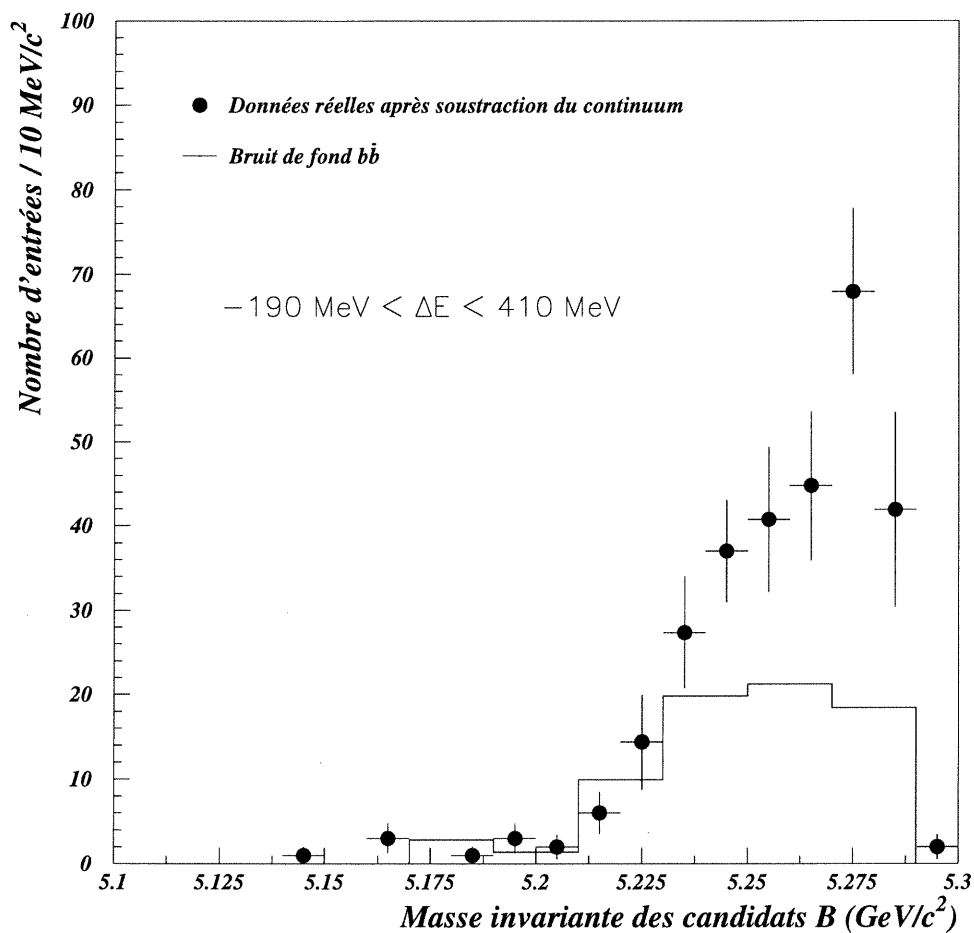


Figure 4-20. Masse invariante du B reconstruit. Présentation du signal obtenu des données réelles (d'où on a soustrait le continuum) et du bruit de fond $b\bar{b}$.

Un bon moyen de vérifier si l'excédent d'événements de la figure est bien du signal est de regarder à l'extérieur de la fenêtre ΔE . C'est ce que nous présentons à la figure 4-21 qui montre M_B pour les données réelles avec le continuum soustrait en comparaison avec le bruit de fond $b\bar{b}$. On n'observe pas d'excédent comme sur

la figure 4-20. Ceci est un excellent indicateur qu'on ne crée pas d'excédent artificiellement à l'intérieur de la fenêtre $-190 \text{ MeV} < \Delta E < 410 \text{ MeV}$. Cela indique également qu'on a un bon accord entre le bruit de fond simulé et le bruit de fond réel, confirmant la présence du signal à l'intérieur de la fenêtre ΔE .

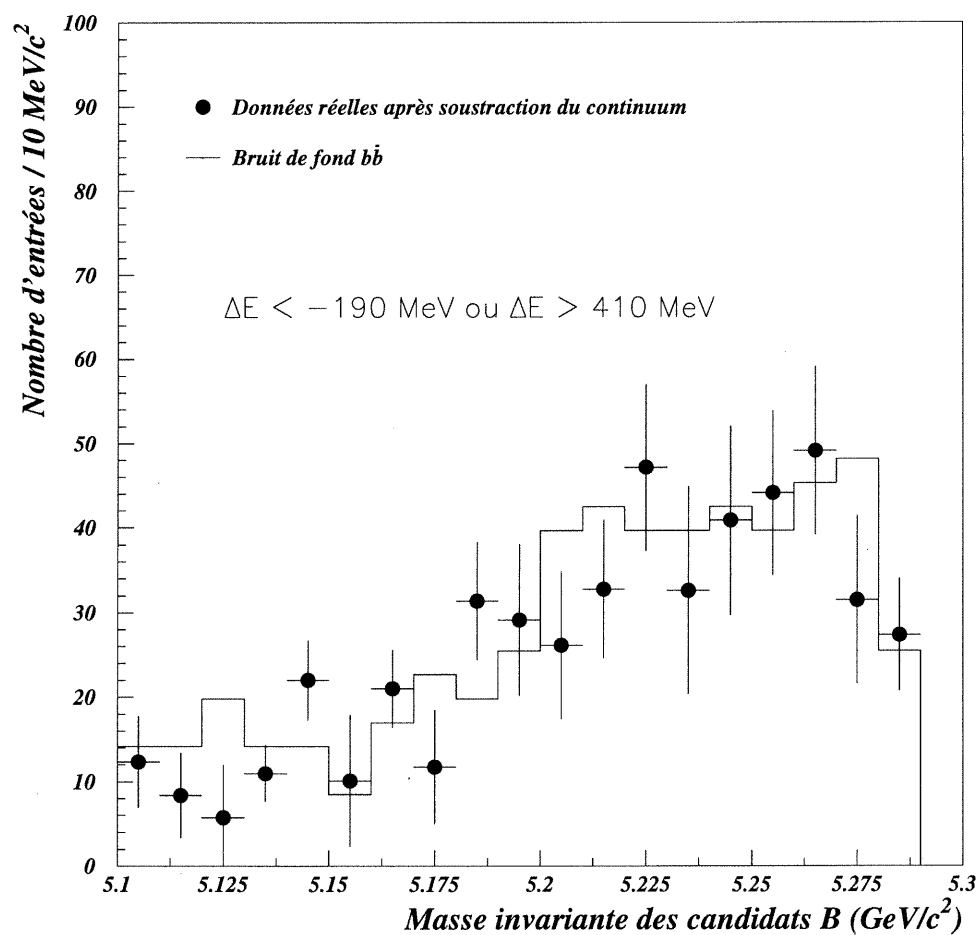


Figure 4-21. Masse invariante du B reconstruit en dehors de la fenêtre ΔE . Aucun excédent n'y est observé.

La figure 4-22 montre la distribution de l'impulsion du lepton dans le système

du centre de masse pour les données réelles (après soustraction du continuum) et pour le bruit de fond $b\bar{b}$. On constate que la distribution des données réelles est beaucoup plus haute en impulsion que celle du bruit de fond $b\bar{b}$ (qui, comme on l'a vu dans le tableau 4-II, est principalement composé d'événements de type $b \rightarrow cl\nu$ caractérisés par une impulsion du lepton (figure 1-6) inférieure à celle du $B \rightarrow \pi l\nu$ (figure 1-5)). C'est une indication supplémentaire de la présence du signal.

4.9 Extraction du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \pi l\nu$

Sur la figure 4-20, on compte un excédent de 144 ± 31 événements. Or, on a calculé, d'après le Monte Carlo, une efficacité de reconstruction de $\epsilon(B^0 \rightarrow \pi l\nu) = (1,84 \pm 0,06 \pm \text{Erreurs systématiques})\%$.

On peut calculer le nombre d'événements attendus en fonction du rapport d'embranchement $Br(B^0 \rightarrow \pi l\nu) \equiv Br(B^0 \rightarrow \pi e\nu)$ ou $Br(B^0 \rightarrow \pi l\nu) \equiv Br(B^0 \rightarrow \pi \mu\nu)$. Il s'agit du nombre d'événements de signal attendu dans une luminosité intégrée $L = 20,1 \pm 0,2 \text{ fb}^{-1}$ multiplié par l'efficacité de reconstruction du signal:

$$N = Br(B^0 \rightarrow \pi l\nu) L \sigma_{b\bar{b}} 2 \frac{1}{2} 2 \epsilon(B^0 \rightarrow \pi l\nu) \quad (4.10)$$

$\sigma_{b\bar{b}} = (1,10 \pm 0,2) \text{ nb}$ est la section efficace de $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (récemment réévaluée par BaBar [54]). Le premier facteur 2 vient de ce qu'on a deux mésons B par paire. On a le facteur un demi car seulement la moitié des paires $B\bar{B}$ sont neutres. On a un second facteur 2 car on a les possibilités $l = e$ et $l = \mu$.

On obtient donc le rapport d'embranchement:

$$Br(B^0 \rightarrow \pi l\nu) = (1,77 \pm 0,38 \pm 0,07) 10^{-4} \quad (4.11)$$

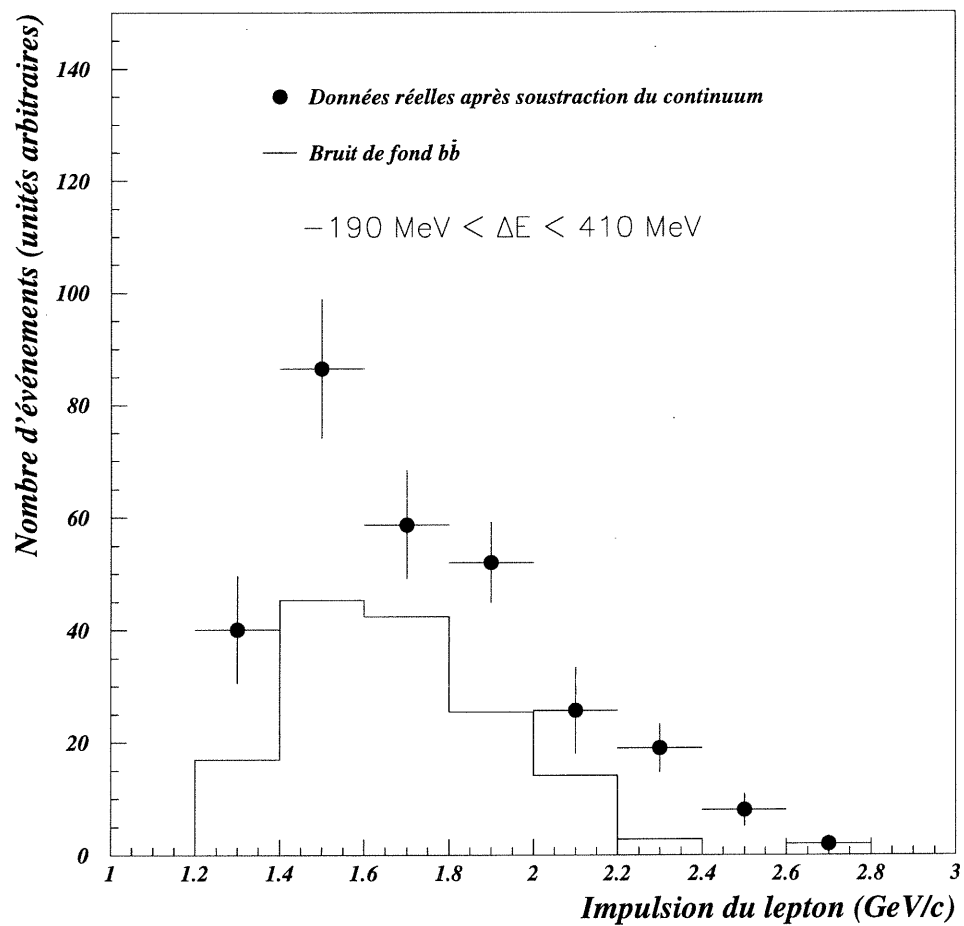


Figure 4-22. Impulsion du lepton dans le système du centre de masse à l'intérieur de la fenêtre ΔE .

La première incertitude vient de l'erreur statistique sur le nombre d'événements excédents. La seconde est l'erreur systématique combinée sur $\sigma_{b\bar{b}}$, L et une partie de celles sur $\epsilon(B^0 \rightarrow \pi l \nu)$ (voir section 4.7) (l'incertitude statistique sur l'efficacité du signal devient une erreur systématique du rapport d'embranchement). Il faudrait y ajouter toutes les importantes erreurs systématiques qui n'ont pas été calculées et qui seront discutées dans la section suivante. L'incertitude systématique a été calculée selon:

$$\Delta Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = \frac{N}{2^{\frac{1}{2}} 2} \times \sqrt{\left(\frac{\Delta \sigma_{b\bar{b}}}{L \epsilon(B^0 \rightarrow \pi l \nu) \sigma_{b\bar{b}}^2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L^2 \epsilon(B^0 \rightarrow \pi l \nu) \sigma_{b\bar{b}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon(B^0 \rightarrow \pi l \nu)}{L \epsilon^2(B^0 \rightarrow \pi l \nu) \sigma_{b\bar{b}}}\right)^2} \quad (4.12)$$

4.10 Discussion des résultats

La valeur du rapport d'embranchement nous permet de calculer la valeur de $|V_{ub}|$. Celle-ci sera dépendante du modèle utilisé. Comme on n'a utilisé que des simulations Monte Carlo du signal calculées d'après le modèle ISGW2, on utilise aussi ce modèle pour calculer $|V_{ub}|$. Par l'équation 1.29 qui donne $|V_{ub}|$ en fonction du rapport d'embranchement et du temps de vie des B^0 , $\tau_{B^0} = (1,56 \pm 0,06) 10^{-12}$ [52], on obtient:

$$|V_{ub}| = (3,4 \pm 0,4 \pm 0,1 \pm \text{Incertitudes théoriques}) 10^{-3} \quad (4.13)$$

La première incertitude est l'erreur statistique. La seconde incertitude est l'erreur systématique incluant l'incertitude sur le temps de vie des B^0 ainsi que sur le rapport d'embranchement et excluant celles qu'on n'a pas calculées; on les a calculées comme:

$$\Delta |V_{ub}| = \sqrt{\left(\frac{\Delta Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)_{\text{sys}}}{2\sqrt{x\tau_{B^0}} Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau_{B^0} \sqrt{Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)}}{2\sqrt{x\tau_{B^0}^3}}\right)^2} \quad (4.14)$$

La troisième incertitude est l'erreur théorique; elle provient uniquement des incertitudes sur le calcul du facteur de forme (section 1.6) et elle n'est pas fournie

par les auteurs du modèle ISGW2.

Nos résultats sur $Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)$ et sur $|V_{ub}|$ restent préliminaires. Il y a encore du travail à faire en ce qui concerne les ajustements possibles entre les données réelles et les simulations Monte Carlo ainsi que l'étude des différentes erreurs systématiques. Une plus grande quantité de statistiques des bruits de fond serait nécessaire. Il serait également de mise de combiner le résultat obtenu du rapport d'embranchement à celui des autres transitions $b \rightarrow ul\nu$ pour réduire l'erreur statistique sur $|V_{ub}|$. Il est à noter, toutefois, que nos résultats sont tout à fait compatibles avec ceux obtenus par CLEO [53].

$$Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu)_{CLEO} = (1,8 \pm 0,4_{-0,7}^{+0,5} \pm 0,5) 10^{-4} \quad (4.15)$$

et

$$|V_{ub}|_{CLEO} = (3,3 \pm 0,2_{-0,4}^{+0,3} \pm 0,7) 10^{-3} \quad (4.16)$$

L'incertitude statistique eût sans doute été plus faible si nous avions eu une quantité suffisante de bruit de fond simulé $b\bar{b}$. Cela nous aurait permis également d'étudier la forme de la distribution pour y appliquer des ajustements par régression. Nous disposerons prochainement d'une plus grande quantité d'événements génériques $b\bar{b}$. Comme le premier terme de la masse invariante du B reconstruit ($\frac{s}{4}$, équation 4.8) est dominant et ne peut varier que très peu, on n'obtient pas une distribution symétrique (voir figure 4-19). Il faut étudier la forme de la distribution (on a une queue à gauche) en détail pour déterminer quel ajustement utiliser. Le plus grand facteur affectant la distribution est la mauvaise reconstruction du neutrino due aux traces manquées.

Pour le bruit de fond provenant du continuum, nous aurions tout avantage à disposer d'une quantité suffisante de données hors résonance pour pouvoir les utiliser. Le BaBar Physics Book [4] recommande, de façon générale, l'utilisation

d'un sixième de la luminosité totale intégrée comme données hors résonance. C'est particulièrement crucial pour les désintégrations rares comme la nôtre, où la contamination venant du bruit de fond du continuum est importante et nécessite une bonne compréhension de la distribution. Nous devrions disposer bientôt d'une quantité suffisante de données hors résonance pour pouvoir les utiliser dans le cadre de notre analyse.

L'augmentation de la quantité de données sur résonance (on prévoit presque le double en 2001) permettra d'obtenir un plus grand échantillon et de réduire l'erreur statistique. Cependant, comme l'erreur statistique est dominée par le manque de quantité de simulations $b\bar{b}$ et de données hors résonance, la quantité de données sur résonance est, pour le moment, secondaire. En bout de ligne, toutefois, c'est certainement la grande quantité de données qui va permettre à BaBar de prévaloir sur les expériences précédentes dans l'étude des désintégrations semileptoniques des mésons B.

Parmi les erreurs systématiques qu'il faudrait étudier, on retrouve en premier lieu celles sur l'efficacité de reconstruction du signal. Il serait utile de simuler une grande quantité d'événements de signal générés en utilisant les modèles théoriques autres que ISGW2. La distribution de l'énergie du lepton, notamment, varie d'un modèle à l'autre, et il serait très intéressant d'analyser la dépendance de notre analyse sur l'utilisation de différents modèles. De nombreuses sélections pourraient être affectées par une distribution différente de l'énergie du lepton.

Une autre erreur systématique importante est celle sur la simulation des bruits de fond, tout particulièrement les bruits de fond $b \rightarrow cl\nu$. Les bruits de fond semileptoniques sont tous générés par le modèle ISGW2 et il serait intéressant de voir l'effet de ce modèle sur l'estimation de notre bruit de fond $b\bar{b}$

Nous avons déjà tenu compte de l'incertitude systématique sur le temps de vie caractéristique des mésons B^0 , sur la luminosité intégrée et sur la section efficace de production des $B\bar{B}$.

L'incertitude de la simulation du détecteur est un facteur qui peut grandement affecter les erreurs systématiques. Celle-ci est très bonne en ce qui à trait à la quantité et la nature du matériau retrouvé précisément en chaque point du détecteur. La faiblesse vient surtout de la simulation de la réaction des appareils de mesure au passage des particules, notamment en ce qui concerne les mesures menant à l'identification des particules. Les tables d'identification, dont le but est de corriger les erreurs de simulation reliées à l'identification des particules (section 3.6), sont toujours en développement. On peut espérer que celles-ci seront bientôt plus conformes à la réalité. Toutefois, l'incertitude sur la simulation du détecteur restera une source d'erreurs systématiques à étudier.

L'efficacité de reconstruction des traces chargées entraîne une erreur systématique qui affecte de nombreuses analyses de BaBar. Elle fait donc l'objet de nombreuses études. Il est à noter que, dans notre cas, les données utilisées n'ont pas toutes été compilées par la même version de l'algorithme de reconstruction des traces chargées. Il en résulte que l'efficacité de reconstruction des traces chargées n'est pas uniforme sur toutes nos données. Environ 65% des données utilisées ont été compilées par une version du programme dans laquelle un problème causait le comptage double de certaines traces. Toutes ces données seront bientôt recompilées avec la nouvelle version du programme. De plus, il est à noter que 60% des données de 1999 et 2000 ont été prises en régime de 1900 V de la chambre à dérive, ce qui affecte l'efficacité de reconstruction (voir figure 3-3 et 3-4). L'efficacité de reconstruction des traces chargées est donc à étudier et à améliorer.

Les ajustements par régression des bruits de fond et des données réelles qui seront nécessaires entraîneront inévitablement d'autres erreurs systématiques.

Conclusion

Nous avons exposé les démarches employées pour réaliser notre analyse exclusive de $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ dans les conditions expérimentales actuelles à BaBar. Une série de sélections nous a permis d'obtenir un bon rapport *signal/bruit* tout en conservant une efficacité acceptable. On a évalué un rapport d'embranchement

$$Br(B^0 \rightarrow \pi l \nu) = (1,77 \pm 0,38 \pm 0,07) 10^{-4} \quad (4.17)$$

ainsi que

$$|V_{ub}| = (3,4 \pm 0,4 \pm 0,1 \pm \text{Incertitudes théoriques}) 10^{-3} \quad (4.18)$$

Notons qu'il reste d'autres erreurs systématiques à ajouter, ainsi qu'une erreur théorique sur $|V_{ub}|$.

Comparons les conditions dans lesquelles on a effectué notre étude à BaBar par rapport à CLEO. CLEO a l'avantage d'avoir atteint, avec le temps, une maturité que BaBar n'a pas encore. C'est pour cette raison que l'identification des particules, l'efficacité de reconstruction des particules et la conformité entre les simulations et les données réelles sont, pour l'instant, supérieures dans CLEO. Toutefois, les méthodes de reconstruction et de calibration sont en développement constant à BaBar et elles s'amélioreront avec le temps.

Le second avantage de CLEO, dont les anneaux de stockage CESR3 sont symétriques, est l'excellente acceptance de son détecteur (96% de 4π pour le système de reconstruction des traces chargées et 98% de 4π pour le calorimètre).

Le PEP-II est asymétrique, ce qui limite l'acceptance du détecteur BaBar dans le système du centre de masse (92% de 4π pour le système de reconstruction des traces chargées et 90% de 4π pour le calorimètre). L'acceptance pourrait quand même être un peu améliorée par un perfectionnement éventuel du détecteur.

Ces désavantages de BaBar par rapport à CLEO nous ont forcé à appliquer des coupures moins sévères, particulièrement au niveau de la reconstruction du neutrino. À titre d'exemple, CLEO coupait tous les événements dont la charge totale des particules qui composait l'énergie manquante n'était pas nulle alors que nous devons, pour augmenter notre efficacité, garder les événements de charge totale ± 1 .

Beaucoup d'améliorations sont à venir dans BaBar. On devrait bientôt rattrapper tous les désavantages par rapport à CLEO, à l'exception de l'acceptance du détecteur, qui ne peut pas atteindre celle d'un détecteur symétrique, mais qui pourrait quand même être améliorée. C'est la très grande luminosité de PEP-II qui procure au détecteur BaBar l'avantage décisif par rapport à CLEO. BaBar a accumulé, au cours de l'année 2000, le double de la luminosité intégrée de celle de CLEO depuis ses débuts. On prévoit 100 fb^{-1} pour juillet 2002. La luminosité de BaBar va continuer d'augmenter et on disposera dans quelques années de suffisamment de données pour réduire significativement l'erreur statistique. L'erreur systématique devrait être proche de celle de CLEO lorsque le détecteur BaBar fonctionnera à son efficacité optimale. L'erreur théorique, quant à elle, pourrait être réduite (ou même éliminée) lorsqu'on aura assez de données pour pouvoir étudier le rapport d'embranchement en fonction des différentes valeurs de q^2 ; ceci pourrait permettre de comprendre complètement les effets de l'interaction forte dans le processus $B \rightarrow \pi l \nu$.

Nous sommes donc convaincus, à la lumière de notre étude, que BaBar obtiendra des valeurs du rapport d'embranchement $B^0 \rightarrow \pi l \nu$ et de $|V_{ub}|$ plus précises que celles qui ont été présentées jusqu'à présent.

Les voies $B^\pm \rightarrow \pi l \nu$, $B \rightarrow \rho l \nu$ et $B \rightarrow \omega l \nu$ seraient également très intéressantes à étudier. La combinaison de tous les rapports d'embranchements $b \rightarrow ul \nu$ donnerait une précision optimale sur $|V_{ub}|$.

Bibliographie

- [1] Herb et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 252.
- [2] J.H. Christenson et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [3] G. Martinelli. hep-ph/9610455 (1996)
- [4] *The BaBar Physics Book*, SLAC-R-504 (1998)
- [5] J.D. Richman. *Heavy Quark Physics and CP Violation* Les Houches 1997 summer school proceedings (1998)
- [6] M. Kobayashi et T. Maskawa. *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [7] Y. Nir. SLAC Summer Institute on Particle Physics: CP Violation in and Beyond the Standard Model. (1999)
- [8] A.J. Buras et R. Fleischer. Heavy Flavours II *World Scientific eds.* (1997)
- [9] N. Cabibbo. *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- [10] Y. Fukuda. *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.
- [11] J.D. Richman et P.R. Burchat. *Rev. Mod. Phys.* **67** (1995) 893.
- [12] D.E. Groom et al. *Particle Data Group. Europ. Phys. J. C* **15** (2000) 110.
- [13] B. Aubert et al. hep-ex/0102030. Soumis à *Phys. Rev. Lett.* (2001).
- [14] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison Wesley, 3e édition (1997) p. 153
- [15] D. Scora et N. Isgur. *Phys. Rev. D* **52** (1995) 2783.

- [16] M.E. Peskin et D.V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books. (1995) p. 107
- [17] *idem*. p. 145.
- [18] *idem*. p. 547.
- [19] P. Renton. *Electroweak Interactions*. Cambridge University Press. (1990) p. 387.
- [20] *idem*. p. 216.
- [21] *idem*. p. 217.
- [22] *idem*. p. 390.
- [23] F.J. Gilman et R.L. Singleton. *Phys. Rev. D* **41** (1989) 93.
- [24] M. Wirbel, B. Stech et L. Wolfenstein. *Z. phys. C* **29** (1985) 637.
- [25] P. Renton. *Fundamentals of Complex Analysis for Mathematics, Science and Engineering*. Prentice-Hall. (1993) p. 220
- [26] J.G. Körner et G.A Schuler. *Z. phys. C* **41** (1989) 690.
- [27] A. Khodjamirian, R. Rückl et C.W. Winhart. *Phys. Rev. D* **58** (1998) 054013.
- [28] P. Ball. *Phys. Rev. D* **48** (1993) 3190.
- [29] V.M. Belyaev, V.M. Braun, A. Khodjamirian et R. Rückl. *Phys. Rev. D* **51** (1995) 6177.
- [30] L. Lellouch. *Nucl. Phys. B* **479** (1996) 353.
- [31] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein et M.B. Wise. *Phys. Rev. D* **39** (1989) 799.
- [32] *The BaBar Detector*, Publication prochaine dans Nucl. Inst. Meth. (2001)

- [33] *BaBar Technical Design Report*, SLAC-R-95-457 (1995).
- [34] H.A. Bethe. *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256.
- [35] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley. (1998) p. 101.
- [36] P. Billoir, R. Fruhwirth et M. Regler. *Nucl. Instr. Methods.* **A 242** (1985) 115.
- [37] P. Billoir et S. Quian *Nucl. Instr. Methods.* **A 311** (1992) 139.
- [38] G. Lynch et al. *BaBar Note* **488** (1999)
- [39] E.J. Wolin et L.L. Ho *Nucl. Instr. Methods.* **A 329** (1993) 493.
- [40] Martinez et Vidal. *BaBar Analysis Document* **102** (2001)
- [41] K.A. Ispirian, A.T. Margarian et A.M Zverev. *Nucl. Instr. Methods.* **A 117** (1974) 125.
- [42] U. Langenegger. *BaBar Analysis Document* **90** (2000)
- [43] R. Sinkus et T. Voss. *Nucl. Instr. Methods.* **A 391** (1997) 360.
- [44] L. Lista et F. Fabozzi. *BaBar Analysis Document* **60** (2000)
- [45] J.D. Bjorken et S.J. Brodsky. *Phys. Rev.* **D 1** (1970) 1416.
- [46] G.C. Fox et S. Wolfram. *Nucl. Phys.* **B 149** (1979) 413.
- [47] T. Sjöstrand. *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*. CERN-TH 7112/93 (1993)
- [48] A. Ryd et al. *EvtGen User Guide*. Document interne à BaBar.
- [49] J. Marion. *Classical Dynamics of Particles and Systems*. Hartcourt Brace College Publisher. (1995) p. 541
- [50] R.M. Barnett et al. *Particle Data Group. Phys. Rev.* **D 54** (1996)

[51] *idem.* p. 555.

[52] *idem.* p. 497.

[53] J.P. Alexander et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 5000.

[54] C. Touramanis. *Communications privées.* SLAC. (2001)