

Université de Montréal

Amélioration à l'analyse de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$: extraction de son rapport d'embranchement puis de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM dans le cadre de l'expérience BABAR

par
Marie-Élisabeth Sicard

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

Décembre, 2006

© Marie-Élisabeth Sicard, 2006.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Amélioration à l'analyse de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$: extraction de son rapport d'embranchement puis de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM dans le cadre de l'expérience BABAR

présenté par:

Marie-Élisabeth Sicard

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Carignan,	président-rapporteur
Paul Taras,	directeur de recherche
Viktor Zacek,	membre du jury

Mémoire accepté le:

À Françoise et Alain, mes parents,
pour leur support constant tout au long de mes études.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier M. Paul Taras, mon directeur de recherche pour son support et ses conseils tout au long de ma maîtrise, ainsi que Sylvie Brunet, Benoît Viaud, David Côté et Martin Simard pour leur aide et leurs conseils dans la navigation du monde informatique de BABAR.

Je voudrais aussi remercier mes parents pour leur support et leurs encouragements et François Dionne pour m'avoir aidé à réfléchir à haute voix de nombreuses fois pendant le baccalauréat et la maîtrise.

RÉSUMÉ

La physique des particules cherche à expliquer les interactions de la matière. Une description prometteuse est le Modèle Standard, mais certains de ses paramètres sont encore mal connus. L'un de ceux-ci, l'élément V_{ub} de la matrice CKM de transition des quarks, peut être étudié à travers la désintégration semi-leptonique $B \rightarrow \pi^0 l \nu$. L'analyse de ce mode de désintégration du méson B est ici effectuée sur des données correspondant à une luminosité intégrée de 210,5 fb^{-1} recueillie par le détecteur BABAR au SLAC. Les mésons B y sont produits par l'accélérateur électron-positron PEP-II opérant à une énergie de 10,54 GeV, correspondant à la résonance $\Upsilon(4S)$. Ce mémoire présente un outil d'analyse se basant sur l'analyse préexistante faite par S. Brunet^[1]. Nous y détaillons une méthode d'analyse exclusive utilisant des étiquettes $B \rightarrow D^0 l \nu(X)$ (où X peut être un photon ou un pion neutre provenant d'une désintégration $D^* \rightarrow D^0 X$) afin d'extraire le rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ ainsi que la grandeur de l'élément V_{ub} de la matrice CKM. Nous obtenons un rapport d'embranchement de $(9,02 \pm 2,47) \times 10^{-5}$ pour la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ et une grandeur de $(2,97 \pm 0,65) \times 10^{-3}$ pour l'élément V_{ub} . Notre outil d'analyse présente l'avantage d'être compatible avec les formats de données les plus récents utilisés par l'expérience BABAR.

Mots-Clés : Physique des particules, désintégration semileptonique, analyse exclusive, méson B, matrice CKM, collisionneur électron-positron.

ABSTRACT

Particle physics aims to explain all matter interaction. A promising description is the Standard Model, however some of its parameters are still not well known. One of these, the CKM quark transition matrix element V_{ub} can be studied through semileptonic $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ decays. Here, the analysis of this B meson decay mode was done using data corresponding to an integrated luminosity of $210,5 \text{ fb}^{-1}$ recorded by the BABAR detector. The B mesons are produced by the electron-positron accelerator PEP-II operating at an energy of $10,54 \text{ GeV}$, corresponding to the $\Upsilon(4S)$ resonance. This thesis presents an analysis tool based on the preexisting analysis by S. Brunet^[1]. In this paper, we will detail an exclusive analysis method using $B \rightarrow D^0 l \nu(X)$ tags (where X can be a photon or neutral pion from a $D^* \rightarrow D^0 X$ decay) in order to extract the branching fraction of the $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ decay as well as the magnitude of the CKM matrix element V_{ub} . We obtain a value of $(9,02 \pm 2,47) \times 10^{-5}$ for the $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ branching fraction and a module of $(2,97 \pm 0,65) \times 10^{-3}$ for V_{ub} . Our analysis tool has the advantage of being compatible with the most recent data storing formats used at the BABAR experiment.

Keywords : Particle physics, semileptonic decay, exclusive analysis, B meson, CKM matrix, electron-positron collider.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xiii
0.1 Traces Chargées ^[2]	xiii
0.1.1 <i>GoodTracksVeryLoose</i> :	xiii
0.1.2 <i>GoodTracksLoose</i> :	xiii
0.1.3 <i>GoodTracksTight</i>	xiii
0.2 Particules neutres ^[2]	xiv
0.3 Pions neutres ^[3]	xiv
0.4 Sélecteurs ^[4]	xv
0.5 Désintégrations spécifiques	xv
LISTE DES TABLEAUX	xvi
LISTE DES ANNEXES	xvii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : CONTEXTE THÉORIQUE	4
1.1 Modèle Standard et matrice CKM	4
1.1.1 Théories de Jauge	5

1.1.2	Le Modèle Standard	8
1.2	La matrice CKM et la violation de CP	13
1.2.1	Généralités	13
1.2.2	Motivation pour étudier la matrice CKM	16
1.2.3	Étude expérimentale de la matrice CKM	17
1.3	$ \mathbf{V}_{ub} $ dans les désintégrations semileptoniques	19
1.3.1	L'approche inclusive	23
1.3.2	L'approche exclusive	25
1.4	La chromodynamique quantique sur réseau	28
1.4.1	Intégrales de chemin et CDQ sur réseau	28
1.4.2	Limitations de la CDQ sur réseau	31
1.4.3	Les améliorations décisives	33
CHAPITRE 2 : CONTEXTE EXPÉRIMENTAL		37
2.1	Introduction	37
2.2	Le collisionneur PEP-II	37
2.3	Le détecteur BABAR	38
2.3.1	L'appareil de reconstruction des vertex au silicium (Silicone Vertex Tracker)	39
2.3.2	La chambre à dérive (Drift CHamber)	43
2.3.3	Le détecteur de lumière Cerenkov réfléchi intérieurement (Detector of Internally Reflected Cerenkov light)	45
2.3.4	Le calorimètre électromagnétique (ElectroMagnetic Calorimeter)	48
2.3.5	Le solénoïde	50
2.3.6	Le détecteur de muon et hadrons neutres (Instrumented Flux Return)	51
2.3.7	Le système de déclenchement	52
CHAPITRE 3 : ANALYSE		54
3.1	Stratégie d'analyse	54

3.2	Échantillons de données	54
3.3	Sélection des candidats	57
3.3.1	Présélection des événements	57
3.3.2	Sélections des couples du côté étiquette	58
3.3.3	Sélections des couples du côté signal	60
3.3.4	Sélection des paires étiquette-signal	60
3.4	Comparaison des données réelles avec les simulations Monte-Carlo	64
CHAPITRE 4 : RÉSULTATS		84
4.1	Extraction du rapport d'embranchement de $B \rightarrow \pi^0 l \nu$	84
4.2	Calcul de l'élément $ V_{ub} $ de la matrice CKM	87
4.3	Discussion des résultats	87
CONCLUSION		89
BIBLIOGRAPHIE		92

LISTE DES FIGURES

1.1	Triangle d'unitarité	16
1.2	Contraintes sur les paramètres du triangle d'unitarité	19
1.3	Diagramme de Feynman d'une désintégration leptonique	20
1.4	Diagramme de Feynman d'une désintégration semi-leptonique	20
1.5	Diagramme de Feynman d'une désintégration hadronique	21
1.6	Diagramme de Feynman d'une désintégration hadronique	21
1.7	FD complexe	22
2.1	Détecteur BABAR	40
2.2	Détecteur SVT vu de la tranche	41
2.3	Détecteur SVT vu de côté	42
2.4	Super-couches du détecteur DCH	44
2.5	Isochrones d'une cellule du détecteur DCH	45
2.6	Détecteur DIRC vu de la tranche	46
2.7	Détecteur DIRC vu de côté	47
2.8	Détecteur EMC vu de côté	50
2.9	Cristal du détecteur EMC	51
3.1	Figure provenant de ^[23] . Illustration des angles ϕ_B , θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0l}$ et γ utilisés dans l'expression de $\cos^2 \phi_B$	62
3.2	Graphique de la masse du D^0	63
3.3	Graphique de r2a	74
3.4	Graphique du nombre de couples D^0 -l potentiels	74
3.5	Graphique du nombre de couples Dl acceptés	75
3.6	Graphique du nombre de couples π^0 -l potentiels	75
3.7	Graphique du nombre de couples π^0 -l acceptés	76
3.8	Graphique du nombre de paires	76
3.9	Graphique de la masse du D^0	77

3.10	Graphique du cosinus de l'angle BY	77
3.11	Graphique de l'impulsion du lepton étiquette	78
3.12	Graphique de l'impulsion du D^0	78
3.13	Masse du π^0	79
3.14	Graphique du cosinus de l'angle B <i>Pi</i> 0l	79
3.15	Graphique de l'impulsion du lepton signal	80
3.16	Graphique de l'impulsion du pion neutre	80
3.17	Nombre de traces restantes	81
3.18	Graphique de l'énergie neutre restante	81
3.19	Graphique de l'angle $\cos^2 \phi_B$	82
3.20	$\cos^2 \phi_B$ sans coupure sur E_{extra} ou T_{extra}	83
3.21	$\cos^2 \phi_B$ avec coupures E_{extra} ou T_{extra}	83

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

Les termes décrits ci-dessous décrivent les différentes listes dans lesquelles les traces reconstruites peuvent être inscrites. Ces listes sont créées durant l'étape de production en ligne (online production OPR) et représentent les différentes qualités de reconstructions disponibles basées sur diverses exigences. L'information sur ces listes provient de [2], [3] et [4].

0.1 Traces Chargées^[2]

ChargedTracks

- Candidats de charge non-nulle.
- Masse d'un pion assignée par défaut.

0.1.1 *GoodTracksVeryLoose* :

- Impulsion maximale de 10 GeV/c.
- Distance d'approche minimum dans le plan XY inférieure ou égale à 1,5 cm.
- Distance d'approche minimum selon Z entre -10 cm et 10 cm.

0.1.2 *GoodTracksLoose* :

- Impulsion maximale de 10 GeV/c.
- Impulsion transverse minimale de 0,1 GeV/c
- Distance d'approche minimum dans le plan XY inférieure ou égale à 1,5 cm.
- Distance d'approche minimum selon Z entre -10 cm et 10 cm.
- Nombre d'impacts dans la DCH d'au moins 12

0.1.3 *GoodTracksTight*

- Impulsion maximale de 10 GeV/c.
- Impulsion transverse minimale de 0,1 GeV/c
- Distance d'approche minimum dans le plan XY inférieure ou égale à 1 cm.

- Distance d’approche minimum selon Z entre -3 cm et 3 cm.
- Nombre d’impacts dans la DCH d’au moins 20

0.2 Particules neutres^[2]

CalorNeutral : Candidats (*BtaMicroCandidates*) associés à une déposition d’énergie dans l’EMC ne comportant qu’un maximum et n’étant pas associés à une trace chargée. Une masse hypothétique est assignée à partir de l’énergie totale déposée.

CalorClusterNeutral : Candidats (*BtaMicroCandidates*) associés à une déposition d’énergie dans l’EMC comportant un ou plusieurs maxima et ne faisant pas partie d’une gerbe associée à une trace chargée.

0.3 Pions neutres^[3]

Pi0AllDefault

La liste est composée à partir de tous les candidats provenant des listes *MergedPi0Loose* et *Pi0DefaultMass*.

MergedPi0Loose

- Candidats provenant de la liste *CalorClusterNeutral*.
- Cohérence des pions fusionnés supérieure à 0,01.

Pi0DefaultMass

- Photons provenant de la liste *GammaForPi0*.
- Masse entre 0,115 et 0,150 GeV/c².
- Lissage Add4.
- Énergie dans le référentiel du laboratoire entre 0,2 et 100 GeV.

0.4 Sélecteurs^[4]

Les listes suivantes correspondent à des outils pour déterminer la vraisemblance de l'identité des particules identifiées.

KMicroNotPion^[5] :

L'identification des kaons dans la liste *KMicroNotPion* se fait par réseau neuronal.

PidLHElectron^[6] :

L'identification des électrons dans la liste *PidLHElectron* se fait par coupures.

MuonNNLoose^[7] :

L'identification des muons dans la liste *MuonNNLoose* se fait par réseau neuronal.

0.5 Désintégrations spécifiques

Les candidats des listes de désintégrations réunissent des candidats de particules pouvant être le produit de la désintégration d'une particule ainsi reconstituée.

BToDorDstarlnuX^[24] :

- Les leptons utilisés doivent répondre aux critères de leurs sélecteurs respectifs, avoir une impulsion du centre de masse supérieure à 1 GeV/c et être du bon signe, avec le kaon, pour la reconstruction du méson D.
- Les mésons D doivent avoir une impulsion dans le centre de masse entre 0,5 et 2,5 GeV/c.
- Les mésons D et les leptons utilisés doivent satisfaire aux conditions de reconstruction de vertex imposées.

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Particules du Modèle standard	6
1.2	Valeurs des paramètres de CKM et du triangle	18
2.1	Sections efficaces pour l'énergie au centre de masse de 10,58 GeV	38
3.1	Rapports d'embranchement pour les désintégrations semileptoniques.	56
3.2	masses des D	59
3.3	Table d'efficacité BpBm	66
3.4	Table d'efficacité B0B0bar	67
3.5	Table d'efficacité ccbar	68
3.6	Table d'efficacité uds	69
3.7	Table d'efficacité tautau	70
3.8	Table d'efficacité OnPeak	71
3.9	Table d'efficacité OffPeak	72
3.10	Table d'efficacité MC Signal pour π^0	73

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Dérivation de $\cos^2 \phi_B^{[23]}$	95
------------	--	----

INTRODUCTION

L'un des grands défis de la physique des particules, de nos jours, est de décrire adéquatement les particules composant la matière et leurs interactions. Parmi ces interactions, on compte l'interaction faible qui est responsable des changements de saveur des quarks. Ces transitions sont gouvernées par la matrice CKM dont certains des éléments jouent aussi un rôle dans l'asymétrie entre la quantité de matière et d'anti-matière dans l'univers. L'un de ces éléments est V_{ub} .

Le but de ce mémoire est d'exposer un outil d'analyse permettant d'extraire la grandeur de l'élément $|V_{ub}|$. Cet outil est basé sur une analyse préexistante^[1], mais a été adapté au nouveau format de données et modifié pour pouvoir faire des analyses similaires facilement. L'analyse originale détermine le rapport d'embranchement de la désintégration semileptonique $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ par une technique d'analyse dite étiquetée et l'utilise pour extraire la valeur de $|V_{ub}|$. L'analyse présentée ici reprend cette démarche pour vérifier la validité du nouvel outil développé et présente ensuite des résultats préliminaires de son utilisation sur la désintégration $B \rightarrow \eta l \nu$.

Expérimentalement, l'élément V_{ub} est difficile à mesurer à cause des bruits de fond élevés et des effets hadroniques mal connus à considérer. L'analyse présentée ici utilise entre autre la méthode "d'étiquetage" combinée à la grande luminosité fournie par l'accélérateur PEP-II au SLAC pour diminuer les bruits de fond tout en gardant une quantité suffisante d'événements à étudier. Les coupures sur des variables cinématiques permettent aussi de différencier les événements signaux du bruit de fond. L'étude d'une désintégration semileptonique permet aussi d'isoler le courant hadronique et ainsi de le décrire plus facilement. L'analyse bénéficie aussi, à ce point de vue, de plusieurs avancées théoriques récentes de la chromodynamique quantique sur réseau pour exprimer ces effets.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous aborderons la description des particules élémentaires et de leurs interactions par le Modèle Standard. Nous verrons que sa description n'est pas parfaite et que l'étude de la matrice CKM et plus particulièrement de l'élément V_{ub} contribue à améliorer la connaissance d'un de ses as-

pects les plus nébuleux, l'asymétrie CP. L'étude de $|V_{ub}|$ peut se faire à travers plusieurs types de désintégrations. L'analyse présentée ici utilise une désintégration semileptonique. Les désintégrations semileptoniques présentent les avantages de faire moins appel que les désintégrations hadroniques aux notions de chromodynamique quantique (CDQ) mal connues théoriquement et ont des rapports d'embranchement plus élevés que les désintégrations leptoniques. Les désintégrations semileptoniques peuvent être approchées de deux manières différentes : inclusivement ou exclusivement. L'approche inclusive ne reconstruit pas le produit final de la désintégration du B et évite ainsi une grande incertitude théorique, par contre, elle est grandement limitée par les bruits de fond. Notre analyse utilise l'approche exclusive, qui cible une seule désintégration précise à la fois, ici $B \rightarrow \pi^0 l \nu$. Cette approche a un meilleur ratio signal sur bruit de fond, mais est plus affectée par les incertitudes théoriques de la CDQ. Pour décrire les interactions fortes entre les quarks, nous utilisons la CDQ sur réseau qui consiste à discrétiser les calculs de la CDQ pour la rendre plus facilement calculable par ordinateur. La discrétisation introduit des incertitudes et le traitement des quarks très légers et très lourds pose certains problèmes, mais ces incertitudes sont réduites dans les dernières améliorations à la CDQ sur réseau, dont nous verrons les points forts et les points faibles.

Le second chapitre décrit les installations physiques rendant possible l'étude des mésons B au Stanford Linear Accelerator Center. Tout d'abord, nous verrons le collisionneur e^+e^- PEP-II opérant à la résonance $\Upsilon(4S)$ pour créer des paires de mésons B avec une luminosité importante. Nous détaillerons ensuite chacune des parties du détecteur BABAR, les demandes auxquelles elles doivent répondre, leurs mécanismes de détection des particules et l'utilisation principale des données qu'elles fournissent. Nous verrons finalement le fonctionnement du système de déclenchement du détecteur et son utilité dans la réduction du bruit de fond.

Dans le troisième chapitre, nous expliquerons la méthode d'extraction des événements signaux par rapport au bruit de fond. Nous verrons d'abord les échantillons de données réelles et simulées avec lequel nous travaillons, incluant les corrections

faites sur les données simulées pour concorder avec les améliorations théoriques faites depuis leur simulation. Ensuite, nous détaillerons les coupures faites sur les événements, en accord avec l'analyse de S. Brunet^[1], pour isoler les événements signaux. Nous examinerons ensuite l'accord entre les données réelles et les données simulées, particulièrement pour les données hors-résonnance que nous remplaçons par les données simulées pour calculer le rapport d'embranchement, en raison du faible nombre d'événements des données réelles. Nous comparerons ensuite les distributions de diverses variables avec celles obtenues dans l'analyse de S. Brunet pour confirmer la validité de notre analyse.

Le quatrième chapitre exposera le calcul du rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ à partir des résultats de nos coupures et ensuite le calcul de $|V_{ub}|$ à partir de ce rapport d'embranchement.

Nous concluerons par une récapitulation du mémoire en mettant l'accent sur les améliorations potentielles pour compléter cette analyse ainsi que son utilisation possible pour de nouvelles analyses semblables à celle-ci, telle que l'étude de la désintégration $B \rightarrow \eta l \nu$.

CHAPITRE 1

CONTEXTE THÉORIQUE

1.1 Modèle Standard et matrice CKM

Tous les phénomènes observés à ce jour impliquent des particules subatomiques pouvant être décrites par le modèle dit Standard. Il dresse la liste des particules élémentaires connues et décrit qualitativement et quantitativement leurs interactions. Il classe les particules en diverses catégories. Tout d’abord, il introduit une distinction entre les “particules de matière”, et les “particules d’interaction”. Les premières sont les fermions, de spin 1/2, les secondes sont des bosons vecteurs, de spin 1. Les fermions composent la matière, les bosons vecteurs véhiculent les interactions. Les trois interactions comprises dans le Modèle Standard sont l’interaction électromagnétique, les interactions faible et forte. L’intensité de leurs interactions est déterminée par leurs constantes de couplage respectives, soient la charge électrique, l’isospin faible et l’hypercharge, et la couleur. L’interaction faible est responsable de la radioactivité β tandis que l’interaction forte est responsable de la cohésion des nucléons au sein du noyau atomique ou encore des quarks au sein des hadrons.

Le Modèle Standard comprend douze particules : six leptons et six quarks, ainsi que leurs anti-particules. Les leptons sont sensibles uniquement aux interactions électrofaibles, tandis que les quarks sont également sensibles à l’interaction forte. Les leptons comme les quarks sont regroupés en trois “familles”, chaque famille étant constituée d’un doublet :

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

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

Lorsqu'il est nécessaire de distinguer les deux particules d'un même doublet, on appelle "up" les fermions occupant la première composante d'un doublet et "down" l'autre particule du doublet, par analogie avec la première famille de quarks.

Les trois familles se distinguent par la masse des particules qui les composent. Ainsi, la masse du quark u ("up") de la première famille est très inférieure à celle du quark c ("charm"), lui-même de masse très inférieure à celle du t ("top"). Il en va de même pour les quarks "down" des trois doublets. On retrouve le même schéma pour les familles de leptons, à ceci près que les masses des neutrinos, très faibles, ne sont pas précisément mesurées et sont postulées nulles dans le cadre du Modèle Standard. On sait toutefois qu'elles doivent en réalité être non nulles pour expliquer le phénomène observé de l'oscillation des neutrinos^[15], c'est-à-dire le changement spontané de famille d'un neutrino. La charge électrique des quarks "up" est de $2/3e$, celle des quarks "down", de $-1/3e$. Elle est de $-1e$ pour les leptons "down" et nulle pour les neutrinos. Les caractéristiques des particules du Modèle Standard sont décrites dans le tableau [1.1]. Les T_3 , Y et la couleur qui y figurent sont les charges associées à l'interaction faible (T_3 et Y) et à l'interaction forte (la couleur). Elles seront expliquées plus loin lorsque nous aborderons ces modèles spécifiques.

Aux 12 fermions, il convient d'ajouter les 12 anti-particules qui leur sont associées. Les particules qui décrivent les interactions sont les bosons de jauge : γ , W et Z pour l'interaction électro-faible et les gluons pour l'interaction forte.

1.1.1 Théories de Jauge

Les théories physiques font souvent appel aux concepts intuitifs de symétrie et de conservation. Par exemple, on observe que la charge électrique est conservée par les interactions électromagnétiques. Or, le théorème de Noether^[16] indique que

		Symbole	Masse (MeV/c^2)	Charge électrique (e)	T_3^*	Y	Couleur	Spin
Fermions	Leptons	e^-	0,511	-1	-1/2	-1/2	-	1/2
		ν_e	<0,002	0	1/2	-1/2	-	1/2
		μ^-	105,66	-1	-1/2	-1/2	-	1/2
		ν_μ	<0,002	0	1/2	-1/2	-	1/2
		τ^-	$1776,99 \pm 0,30$	-1	-1/2	-1/2	-	1/2
		ν_τ	<0,002	0	1/2	-1/2	-	1/2
	Quarks	u	1,5 à 3,0	2/3	1/2	1/6	r,b,v	1/2
		d	3 à 7	-1/3	-1/2	1/6	r,b,v	1/2
		c	$(1,25 \pm 0,09)10^3$	2/3	1/2	1/6	r,b,v	1/2
		s	95 ± 25	-1/3	-1/2	1/6	r,b,v	1/2
		t	$(174,2 \pm 3,3)10^3$	2/3	1/2	1/6	r,b,v	1/2
		b	$(4,20 \pm 0,07)10^3$	-1/3	-1/2	1/6	r,b,v	1/2
Bosons	Force électro-faible	W	$(80,403 \pm 0,029)10^3$	± 1	± 1	0	-	1
		Z	$(91,188 \pm 0,002)10^3$	0	0	0	-	1
		γ	0	0	0	0	-	1
	Force forte	8 gluons	0	0	0	0	mélange de r,b ou v	1

TAB. 1.1 – Particules du Modèle standard. *Seules les composantes gauchères des particules ont des valeurs de T_3 non nulles. Les valeurs citées proviennent de ^[11].

lorsqu'une quantité physique est conservée lors d'une interaction, le lagrangien décrivant cette interaction est invariant lorsque les champs qui le composent subissent une "transformation de Jauge".

Cette invariance permet de guider la construction du lagrangien. Nous rapportons la démarche consistant à construire un lagrangien invariant de Jauge dans le cas le plus simple, celui de l'électrodynamique quantique (EDQ). La même démarche est aussi utilisée pour construire les lagrangiens des autres théories, mais ne sera pas exposée en détails puisque les calculs sont plus complexes, alors que le principe physique est exactement le même. L'électrodynamique quantique est le résultat de l'application du principe de l'invariance de jauge locale sur le lagrangien de Dirac. On détermine le lagrangien de l'électrodynamique en cherchant un lagrangien

décrivant des fermions et invariant de jauge. De plus, comme la conservation de la charge se fait de manière locale (au vertex des interactions), on cherche en fait un lagrangien invariant sous transformation de jauge locale. On part du lagrangien de Dirac^[14] :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi, \quad (1.1)$$

qui décrit un système de fermions libres et relativistes et où ψ et $\bar{\psi}$ sont les champs associés aux fermions, m est la masse du fermion décrit, les γ^μ sont les matrices de Dirac et on somme sur les indices μ qui vont de 0 à 3 et représentent les 4 dimensions de l'espace-temps. Il doit être invariant sous la transformation de jauge locale (i.e. où α dépend de x) :

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x). \quad (1.2)$$

Mathématiquement, cela nécessitera l'addition d'un terme impliquant un champ A_μ , lui aussi modifié par la transformation de jauge. Mais, ce terme s'explique également par une origine physique : il reprend les concepts de potentiel électrique et vecteur potentiel utilisés en électromagnétisme :

$$A_\mu = (V, \vec{A}) \quad (1.3)$$

pour décrire les interactions entre les fermions et les photons (le champ de jauge A_μ). Le lagrangien devient alors

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)[i\gamma^\mu(\partial_\mu + ieA_\mu) - m]\psi(x) \quad (1.4)$$

avec e la charge électrique de la particule considérée et il est invariant sous transformation de jauge locale sous cette forme. Pour satisfaire cette condition, on a dû modifier le lagrangien de Dirac original (1.1) pour faire apparaître le terme $e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu A_\mu(x)\psi(x)$. On voit ici de façon très concise comment l'exigence d'invariance de jauge locale permet de construire la théorie décrivant une interaction.

1.1.2 Le Modèle Standard

L'interaction électromagnétique discutée ci-haut n'est en fait qu'un cas particulier d'une interaction plus globale, l'interaction électrofaible. Cette dernière s'inscrit à l'intérieur d'un modèle encore plus général, le Modèle Standard, qui inclut également l'interaction forte.

1.1.2.1 La chromodynamique quantique (CDQ)

Les quarks n'étant pas trouvés à l'état libre, ils doivent être étudiés à travers les hadrons qui en sont des combinaisons. Or, la découverte d'une particule de charge électrique $+2$ et de spin $3/2$, Δ^{++} , portait à croire qu'elle était composée de trois quarks "up" dans le même état (notamment de spins parallèles), ce qui violerait le principe d'exclusion de Pauli.

On ajoute donc un nouveau nombre quantique, qu'on nomme couleur, pour résoudre ce problème. Puisque la particule Δ^{++} contient trois quarks "up", elle doit pouvoir exister en trois couleurs différentes : rouge, bleu et vert. Puisque l'existence de ces couleurs ne s'est jamais manifestée chez les hadrons, on postule qu'ils doivent être des singulets de couleur, c'est-à-dire qu'on ne les retrouve que dans des agencements globalement neutres de couleurs : soit une couleur et son anti-couleur (dans une paire quark et anti-quark), soit une superposition des trois couleurs. On appelle cette nécessité le confinement de la couleur. On trouve alors qu'il est effectivement possible de décrire des réactions où tous les hadrons de l'état initial ainsi que ceux créés dans l'état final sont singulets de couleur à partir d'une théorie où les quarks qui les composent interagissent entre eux en conservant la couleur^[13].

Pour étudier les systèmes de quarks, on a observé les produits d'annihilation électron-positron. La réaction peut facilement créer des paires quarks-antiquarks. Si l'énergie est suffisante, les deux fermions de la paire cherchent à se diriger dans des directions opposées et en se séparant, ils créent d'autres quarks pour former deux jets de hadrons selon les directions des quarks originaux. Cependant, on observe

aussi, plus rarement, des événements à trois jets de hadrons.^[13] L'explication à ce phénomène est qu'une particule d'interaction, nommée gluon, très énergétique a pu être émise avec un angle trop grand pour être absorbé par le quark ou l'anti-quark. Ce gluon pourrait alors lui-même former de nouveaux quarks et anti-quarks s'il est porteur de couleur. L'observation de ce type d'événements requiert l'existence de ces gluons.

Au niveau mathématique, ils interviendront dans le lagrangien de la CDQ pour faire respecter l'invariance de jauge locale de la même manière que le champ A_μ l'avait fait pour l'électrodynamique quantique. Cependant, puisqu'ils doivent être porteurs de couleur, on aura ici 8 champs indépendants, $G_a^\mu(x)$, plutôt qu'un seul pour l'EDQ. Le lagrangien de la CDQ est donc :

$$\mathcal{L}_{CDQ} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu(\partial_\mu + ig_s\frac{\lambda^a}{2}G_a^\mu(x)) - m_f)q_f^\alpha \quad (1.5)$$

où le premier terme décrit les interactions gluon-gluon, possibles puisque les gluons sont porteurs de couleur, les λ_a sont des matrices nécessaires mathématiquement, g_s est la constante de couplage de l'interaction forte et où on a une sommation implicite sur les indices répétés.

Le fait que les gluons soient eux-mêmes porteurs de couleur et puissent donc interagir entre eux provoque la "liberté asymptotique" : lors d'interactions à haute énergie, la constante de couplage est faible. Elle augmente à mesure que l'énergie décroît. En pratique, les quarks seront presque libres les uns par rapport aux autres lorsqu'ils sont à haute énergie (courte distance), et seront attirés les uns vers les autres de manière de plus en plus forte si l'énergie diminue (s'ils s'éloignent). Si la force qui sépare les quarks est trop grande, le grand nombre de gluons créera une nouvelle paire quark et anti-quark qui se séparera des quarks originaux, préservant ainsi le confinement de la couleur.

1.1.2.2 Le modèle Glashow-Weinberg-Salam des interactions faibles

L'apparition de paires de leptons et neutrinos lors de la mesure de processus régis par l'interaction faible laisse supposer que ces particules, bien que différentes à prime abord, devraient en réalité être traitées ensemble. Cette symétrie nous pousse à placer ces particules dans des doublets d'isospin faible, c'est-à-dire qu'il s'agit de la même particule, sauf en ce qui a trait à la valeur de la troisième composante de son isospin faible (T_3), que l'interaction faible conservera. Des observations similaires sont faites concernant les quarks up et down. On décrit donc l'interaction faible des quarks de la même manière. Ils sont eux aussi placés dans des doublets. Ces réactions semblaient originalement pouvoir toutes être décrites par l'échange de bosons de jauge chargés, W^\pm .

Une autre observation importante de cette interaction est qu'elle traite différemment les états gauchers et droitiers des fermions, c'est-à-dire les fermions dont le spin est, respectivement, anti-parallèle ou parallèle à l'impulsion. En effet, l'analyse détaillée des distributions angulaires des particules de l'état final dans des désintégrations telles que $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ou $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ indique que seuls des états gauchers des fermions (et droitiers des anti-fermions) entrent en jeu dans ces interactions. La comparaison des rapports d'embranchements des désintégrations $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ confirme la sélectivité de l'interaction faible par rapport à l'hélicité et permet de constater que les ν ($\bar{\nu}$) apparaissent uniquement dans des états d'hélicité gauche (droite). Ainsi, ce seront seulement les états gauchers des fermions qui pourront interagir avec d'autres particules, les états droitiers, quant à eux, ne peuvent interagir qu'avec eux-mêmes (ou leur anti-particule).

Plus tard, l'observation de réactions à courant neutres nécessita que l'interaction faible comprenne également un boson de jauge neutre, nommé Z^0 . Bien que le Z^0 décrivait très bien les réactions à basse énergie, des infinités mathématiques apparaissaient dans la description de réactions à haute énergie. Pour les annuler, on fit intervenir des échanges de photons dans ces réactions, unissant ainsi l'électromagnétisme et l'interaction faible dans ce qui devint l'interaction électrofaible.

La charge associée au mélange de photon et de Z^0 fut appelée l'hypercharge, Y_W , et est reliée à la charge électrique, Q , et à l'isospin faible, T_3 , par la relation $Q = Y_W + T_3$.

Puisque l'interaction électrofaible compte deux nouvelles charges, elle ajoutera aussi deux champs de jauge, A_μ et B_μ et leurs constantes de couplages respectives, g et g' , dans les dérivées covariantes du lagrangien afin de préserver l'invariance de jauge, similairement à la démarche utilisée pour l'électrodynamique quantique et l'interaction forte. Cependant, ici, on doit aussi donner des masses aux bosons pour correspondre aux observations expérimentales. La nécessité de respecter l'invariance de jauge tout en maintenant les différences entre les états gauchers et droitiers de la matière par l'interaction faible compliquent l'ajout des termes de masses. Il faut faire appel à la brisure spontanée du potentiel par le mécanisme de Higgs.

Le mécanisme de Higgs consiste à ajouter au lagrangien des termes décrivant un champ à potentiel symétrique originalement^[14]. Ce potentiel symétrique a une infinité de minima. C'est en décrivant le champ par rapport à sa valeur minimum, puis en choisissant un minimum parmi l'infinité possible qu'on brise spontanément la symétrie. On peut alors décrire un champ particulier à faire intervenir dans le lagrangien. Le terme cinétique devient alors :

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) \rightarrow \frac{v^2}{2} \frac{g^2}{4} [A_\mu^1 A^{\mu 1} + A_\mu^2 W^{\mu 2}] + \frac{1}{4} \frac{v^2}{2} [g A_\mu^3 - g' B_\mu] [g A^{\mu 3} - g' B^\mu] + f(H). \quad (1.6)$$

On voit alors apparaître des termes de masses pour les champs A^i et B , dont les combinaisons linéaires suivantes correspondent aux bosons physiques observés et les constantes devant elles, à leur masses respectives^[14] :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp i A_\mu^2) & m_W &= g \frac{v}{2} \\ Z_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g A_\mu^3 - g' B_\mu) & \text{avec masses} & \quad m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \\ \gamma_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g' A_\mu^3 + g B_\mu) & m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

On remarque que le champ γ_μ , associé au photon, demeure sans masse, comme

l'exige l'électrodynamique quantique.

Il manque encore au lagrangien les termes des masses des fermions. Pour cela, il faut ajouter des interactions de Yukawa qui couplent le champ de Higgs utilisé plus haut avec les fermions. Il faut respecter le traitement différent des hélicités gauches et droites de l'interaction faible ainsi que des contraintes de renormalisabilités mathématiques. De plus, il faut inclure les trois familles de quarks et de leptons et tenir compte du fait que les interactions ne sont pas confinées à l'intérieur des familles. En se plaçant au minimum du potentiel du lagrangien de Higgs, et en plaçant les champs de fermions dans les doublets suivants :

$$U_L = \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad D_L = \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad E_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix}, \text{ etc.} \quad (1.8)$$

on peut alors écrire les termes de masses sous la forme :

$$\mathcal{L}_Y = \bar{D}_L M^d D_R + \bar{U}_L M^u U_R + \bar{D}_R (M^d)^* D_L + \bar{U}_R (M^u)^* U_L + \bar{E}_L M^l E_R + \bar{E}_R (M^l)^* E_L \quad (1.9)$$

où les matrices M^i ne sont pas diagonales et donnent donc naissance à des termes croisés entre les doublets qui ne correspondent pas à des termes de masse puisqu'ils mettent en jeu deux champs de nature différente. Même les termes situés sur les diagonales de ces matrices ne sont pas des termes de masse puisque les matrices sont complexes. Bien que ce résultat semble surprenant, il est tout à fait logique puisque les seules exigences faites sur les doublets de fermions gauchers, introduits lors de la construction du lagrangien électrofaible par invariance de jauge, étaient qu'ils soient des états propres de jauge ; rien ne stipulait qu'ils devraient être des états propres de masse observés expérimentalement. Pour que le lagrangien décrive l'interaction de ces états, il faudra faire subir des transformations unitaires différentes aux premières et deuxièmes composantes des doublets d'isospin de chaque famille, i.e. aux triplets

de champs U_L et D_L , pour les faire passer d'état de jauge à état de masse :

$$U_L \text{ mass} = \mathcal{U}_L^U U_L \text{ jauge}, \quad D_L \text{ mass} = \mathcal{U}_L^D D_L \text{ jauge}, \quad (1.10)$$

$$U_R \text{ mass} = \mathcal{U}_R^U U_R \text{ jauge}, \quad D_R \text{ mass} = \mathcal{U}_R^D D_R \text{ jauge}$$

En effectuant cette transformation dans le lagrangien du courant chargé :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_{Lj} \gamma^\mu D_{Lj} W_\mu + h.c. \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_{L\alpha} \left[\left(\mathcal{U}_L^{U\dagger} \right)_{\alpha i} \left(\mathcal{U}_L^D \right)_{i\beta} \right] \gamma^\mu D_{L\beta} W_\mu + h.c. \end{aligned} \quad (1.11)$$

on voit alors apparaître le terme $\mathcal{U}_L^{U\dagger} \mathcal{U}_L^D$. On appelle la matrice résultante, la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (V_{CKM}). Puisque \mathcal{U}_L^U et \mathcal{U}_L^D sont différentes, la matrice CKM n'est pas diagonale. On l'appelle la matrice de mélange des quarks.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

1.2 La matrice CKM et la violation de CP

1.2.1 Généralités

Le concept de symétrie est très important en physique. Outre les symétries de jauge utilisés précédemment, certaines symétries d'intérêt en physique des particules sont la conjugaison de charge (C) et la parité (P).

La conjugaison de charge consiste à inverser les charges électriques, ainsi que les nombres quantiques jouant un rôle analogue pour les autres interactions (couleur, isospin) en leur opposés. Cela laisse inchangées l'impulsion et l'hélicité. Soit $|\psi(\vec{p}, h, q)\rangle$ un état décrivant une particule d'impulsion \vec{p} , d'hélicité $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ et charge électrique q , on a :

$$\hat{C}|\psi(\vec{p}, h, q)\rangle = \eta_c |\psi(\vec{p}, h, -q)\rangle \quad (1.13)$$

où η_c est un facteur de phase. Un électron chargé négativement devient son antiparticule, c'est-à-dire un positron chargé positivement, lorsque l'on applique C.

Cependant, la conjugaison de charge ne permet pas à elle seule de changer n'importe quelle particule en son antiparticule. En effet, elle ne change pas l'hélicité. Or, dans les interactions faibles, comme par exemple la désintégration $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu^{(-)}$, on observe toujours le neutrino dans l'état d'hélicité droite^[13] (noté par $h=1$), il faut donc faire appel à une symétrie supplémentaire, la parité P. La parité P est la transformation qui inverse les coordonnées spatiales. C'est l'opérateur qu'il faut appliquer à un état quantique pour obtenir l'état quantique décrivant le même système dans un référentiel dont les axes spatiaux ont été inversés. P transforme l'impulsion en son opposée, ainsi que l'hélicité car elle laisse le spin inchangé.

$$P|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_p|\psi(-\vec{p}, -h)\rangle, \quad (1.14)$$

où η_p est la parité intrinsèque, égale à ± 1 .

L'interaction faible, contrairement aux deux autres interactions du Modèle Standard, viole chacune de ces symétries. Elle viole la parité parce qu'elle est sensible à l'hélicité : l'interaction faible n'affecte pas les particules gauchères et droitières de manière équivalente. Elle viole aussi la conjugaison de charge, du fait qu'on n'observe pas de neutrinos droitiers.

La transformation CP semble par contre devoir être conservée par l'interaction faible. En effet, elle change une particule gauchère en anti-particule droitère. Pourtant, on observe expérimentalement des phénomènes violant CP dans les systèmes des kaons et des mésons B. Il est donc nécessaire au Modèle Standard de fournir un mécanisme pour prédire la violation de CP.

L'interaction faible couple les quarks des différentes familles entre eux par l'intermédiaire de la matrice CKM. Elle est le produit de deux matrices unitaires effectuant un changement de base. Le produit de deux matrices unitaires étant unitaire, il en va de même pour V_{CKM} . Une matrice 3×3 complexe contient 18 paramètres libres. Or, il existe neuf relations d'unitarité issues de $V^\dagger V = I$, ce qui diminue

à neuf le nombre de paramètres libres. Il est possible d'absorber 5 autres degrés de liberté par des rotations de phase sur les quarks. Il reste donc 4 paramètres : 3 angles et une phase. Ces paramètres apparaissent clairement dans l'une des paramétrisations possibles de V_{CKM} , dite standard :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où $c, s_{ij} \equiv \cos, \sin \theta_{ij}$. La présence des termes complexes de cette matrice dans le lagrangien de l'interaction entre les fermions et les bosons chargés permet de prédire la violation de CP à cause de la conjugaison complexe introduite par l'opérateur \hat{C} lorsque l'on applique CP au lagrangien. Puisque les V_{ij} sont complexes et que V_{CKM} n'est pas symétrique, le lagrangien n'est pas invariant sous transformation CP.

Il est pratique d'utiliser une autre paramétrisation de la matrice CKM pour simplifier le lien entre les V_{ij} mesurés et les paramètres libres. Cette paramétrisation est obtenue en se basant sur la hiérarchie observée dans les amplitudes de transition inter-famille, par un développement limité par rapport à λ . On obtient la paramétrisation de Wolfenstein en faisant les substitutions suivantes : $\sin \theta_{12} \equiv \lambda$, $\sin \theta_{23} \equiv A\lambda^2$, $\sin \theta_{13}e^{-i\delta_{13}} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta)$. On obtient une paramétrisation approximative où les paramètres A, λ, ρ et η sont les quatre degrés de liberté, et où le champ complexe est dû à la non nullité de η :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.16)$$

La phase complexe ne se retrouve ici que dans les éléments V_{ub} et V_{td} . Il est donc crucial de les déterminer pour étudier la violation CP dans le Modèle Standard.

L'unitarité de la matrice CKM implique l'orthogonalité de ses colonnes, qui

donne lieu à trois équations :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.17)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.18)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.19)$$

Chacune de ces équations représente un triangle dans le plan complexe puisqu'il implique que la somme de trois quantités complexes est nulle. La présence des deux seules phases complexes à ce degré d'approximation, V_{ub} et V_{td} , dans le troisième triangle le rend plus ouvert dans le plan complexe et rend ainsi la mesure de ses côtés et ses angles plus facile. Ce triangle rend particulièrement évidente l'utilité de la paramétrisation de Wolfenstein.

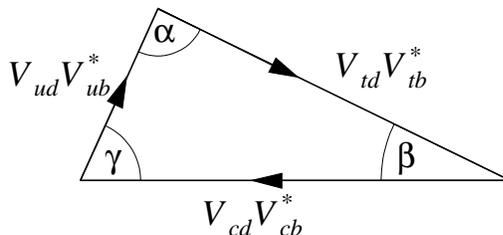


FIG. 1.1 – Représentation du triangle d'unitarité dans le plan complexe^[1].

1.2.2 Motivation pour étudier la matrice CKM

La motivation pour mesurer les éléments de la matrice CKM est grande. Il s'agit de la possibilité de confirmer ou d'invalider le Modèle Standard. Des raisons existent de douter du Modèle Standard, de chercher des ajouts et modifications ou même des alternatives radicalement différentes. Le Modèle Standard contient 18 paramètres libres (comme les constantes de couplage, les masses, les autres paramètres libres de la matrice CKM, etc.) dont les valeurs ne peuvent par nature être

prédites théoriquement et doivent être mesurées expérimentalement. Le nombre de familles des quarks et des leptons est aussi déterminé expérimentalement. De même, la hiérarchie des masses n'est expliquée par aucun principe physique fondamental. Enfin, le Modèle Standard ne permet pas d'unifier toutes les interactions à haute énergie, car les valeurs des constantes de couplage ne s'y rejoignent pas, et car la gravitation n'est pas comprise dans le modèle.

Ces raisons poussent à penser que le Modèle Standard n'est que la manifestation à basse énergie d'un modèle plus général et plus pertinent, tout comme les phénomènes électriques et magnétiques sont unifiés dans l'électromagnétisme, de même que l'électromagnétisme et l'interaction faible se révèlent être des manifestations différentes d'une même théorie électrofaible. Afin de trouver des indices sur cette théorie unificatrice, il faut chercher des manifestations de physique non expliquées par le Modèle Standard. La mesure des éléments de la matrice CKM impliqués dans la violation de CP est prometteuse pour trouver de tels indices. Bien que le Modèle Standard prévoit mathématiquement son existence, il ne fournit aucun argument physique fondamental pour expliquer son origine, comme une conservation ou invariance quelconque. De plus, la prédominance de la matière sur l'anti-matière dans l'Univers implique l'existence de phénomènes de violation CP, mais l'asymétrie observable dans l'Univers est supérieure à ce que le Modèle Standard peut prédire, compte tenu de la valeur mesurée des éléments de la matrice CKM. On espère donc découvrir des phénomènes non décrits par le Modèle Standard en mesurant les éléments V_{ub} et V_{td} de la matrice CKM.

1.2.3 Étude expérimentale de la matrice CKM

La vérification ou l'infirmité du Modèle Standard par la matrice CKM se fait à travers les mesures des angles et des côtés du triangle d'unitarité mentionné plus haut. Si les mesures indépendantes des trois côtés et des trois angles parviennent à concorder pour former un triangle, alors cet aspect du Modèle Standard sera confirmé et la connaissance du schéma de violation CP qu'il propose sera grandement améliorée. Le cas contraire, d'un triangle qui ne se refermerait pas, serait bien

plus excitant puisqu'il nous guiderait vers de la nouvelle physique.

Les contraintes connues, en date de mai 2006, sont énumérées dans le tableau 1.2 et sont illustrées à la figures 1.2.

Paramètre	Mesure
α	94_{-10}^{+12}
β	$23, 8_{-2,0}^{+2,1}$
γ	62_{-12}^{+10}
$ V_{ud} $	$0, 97400_{-0,00058}^{+0,00054}$
$ V_{us} $	$0, 2265_{-0,0023}^{+0,0025}$
$ V_{ub} $	$(3, 87_{-0,30}^{+0,35}) \times 10^{-3}$
$ V_{cd} $	$0, 2264_{-0,0023}^{+0,0025}$
$ V_{cs} $	$0, 97317_{-0,00059}^{+0,00053}$
$ V_{cb} $	$(41, 2_{-5,7}^{+5,1}) \times 10^{-3}$
$ V_{td} $	$(8, 26_{-0,86}^{+0,72}) \times 10^{-3}$
$ V_{ts} $	$(40, 47_{-0,62}^{+1,39}) \times 10^{-3}$
$ V_{tb} $	$0, 999146_{-0,000058}^{+0,000024}$

TAB. 1.2 – Valeurs des paramètres de CKM et du triangle d'unitarité avec incertitudes pour un intervalle de confiance de 1σ .^[10]

Une mesure précise de $|V_{ub}|$ est cruciale pour déterminer si le triangle d'unitarité se referme ou non. De plus, alors que les paramètres A et λ sont bien connus à travers les mesures de $|V_{ud}|$, $|V_{us}|$ et $|V_{cb}|$, une meilleure mesure de $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ permettrait de mieux connaître η et ρ grâce à la relation les liant à la longueur du côté opposé à l'angle β ^[10] :

$$\begin{aligned}
 \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| &= \left| \frac{(1 - \frac{\lambda^2}{2})A\lambda^3(\rho + i\eta)}{-\lambda - A\lambda^2} \right| \\
 &= \left| -(\rho + i\eta)(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \right| \\
 &= (\bar{\rho} + i\bar{\eta})
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

où $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$. Écrite de cette façon, la représentation

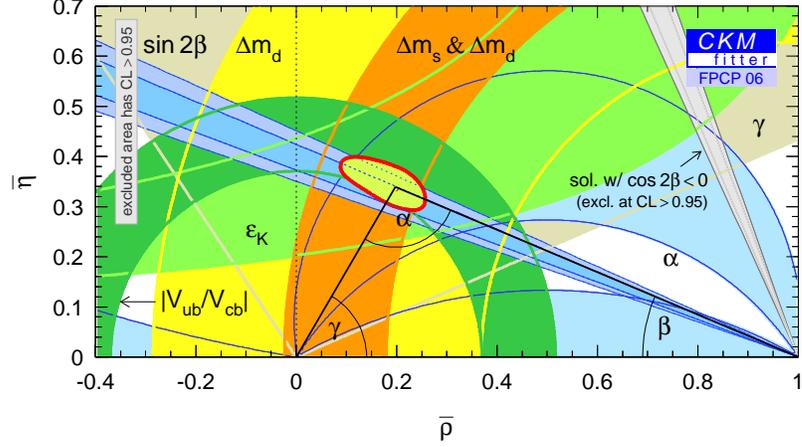


FIG. 1.2 – Représentation des contraintes sur les paramètres du triangle d’unitarité dans le plan complexe^[9]

du triangle d’unitarité dans le plan complexe est évidente et le côté impliquant l’élément V_{ub} se place naturellement entre l’origine et l’apex du triangle. En tenant compte de l’incertitude sur la mesure de ce côté, la contrainte sur le plan ρ, η due à la mesure de $|V_{ub}|$ se traduit donc visuellement par un anneau centré à l’origine.

Présentement, c’est la mesure de $\sin 2\beta$ qui fournit la plus forte contrainte dans le plan (ρ, η) . Cependant, puisque la contrainte due à $|V_{ub}|$ recoupe tangentiellement celle due au faisceau de $\sin 2\beta$, une meilleure mesure de $|V_{ub}|$ pourrait ne pas être cohérente avec la mesure de $\sin 2\beta$ et empêcher le triangle de se refermer, indiquant l’existence de physique au delà du Modèle Standard.

1.3 $|V_{ub}|$ dans les désintégrations semileptoniques

Il existe trois grands types de désintégrations possibles pour les mésons B : les désintégrations leptoniques, semileptoniques ou hadroniques. Dans les désintégrations leptoniques, le seul courant hadronique est le méson B lui-même. Dans le cas de $B^+ \rightarrow l^+ \nu$, l’anti-quark b s’annihile nécessairement avec un quark u (pour faire intervenir $|V_{ub}|$ en un boson W qui crée ensuite une paire lepton positif et neutrino (figure 1.3). Dans les désintégrations semileptoniques, seul le quark b du

méson B interagit par interaction faible, l'autre quark reste spectateur. Le quark b interagit donc avec un boson W pour se changer en quark u alors que le boson crée une paire leptonique (figure 1.4). Les désintégrations hadroniques sont plus compliquées puisque plusieurs diagrammes de Feynman les décrivent. Il peut y avoir des cas comme les désintégrations leptoniques ou semi-leptoniques où le boson W crée simplement une paire quark et anti-quark au lieu d'une paire leptonique (figure 1.5) et il peut y avoir, par exemple, des diagrammes penguins (voir figure 1.6).

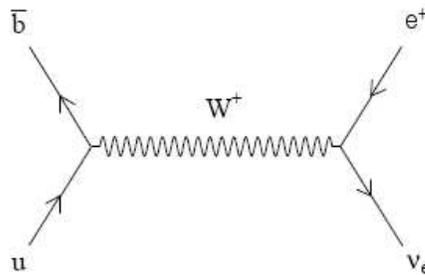


FIG. 1.3 – Diagramme de Feynman d'une désintégration leptonique

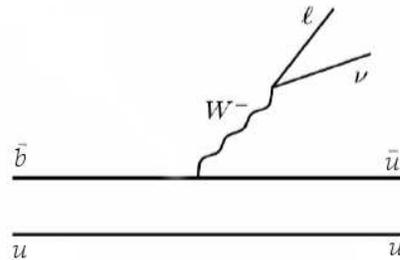


FIG. 1.4 – Diagramme de Feynman d'une désintégration semi-leptonique

Certaines désintégrations hadroniques mettent en jeu $|V_{ub}|$, mais leurs rapports d'embranchement n'y sont pas toujours proportionnels puisque plusieurs diagrammes de Feynman peuvent intervenir. De plus, toutes les particules de l'état initial et de l'état final étant des hadrons, l'influence de l'interaction forte sur

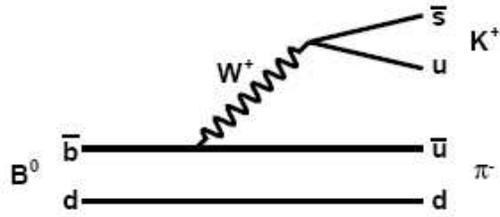


FIG. 1.5 – Diagramme de Feynman d'une désintégration hadronique

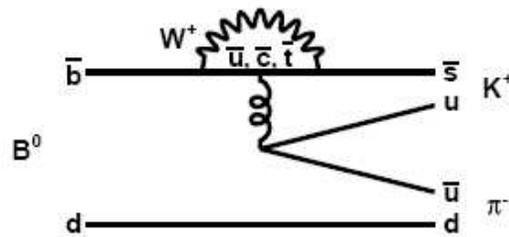


FIG. 1.6 – Diagramme de Feynman d'une désintégration hadronique

les désintégrations est importante et la difficulté à les décrire à basse énergie introduit des erreurs théoriques qui rendent les désintégrations hadroniques moins compétitives pour la mesure de $|V_{ub}|$ que les désintégrations semileptoniques ou leptoniques. Ces dernières ont un rapport d'embranchement proportionnel à $|V_{ub}|$ et elles sont plus simples théoriquement car la CDQ n'intervient que dans la description de l'état initial. Cependant, les désintégrations leptoniques du type $b \rightarrow l\nu$ ont un rapport d'embranchement très faible à cause de la suppression d'hélicité (le boson W ne couple qu'à des particules gauchères, imposant des contraintes sur l'impulsion des leptons dépendantes de l'état de spin du quark b). Les désintégrations semileptoniques sont donc les plus intéressantes pour la mesure de $|V_{ub}|$. La désintégration au niveau des quarks, si on néglige l'interaction forte est décrite par le diagramme à la figure 1.4. La largeur de désintégration est alors décrite par : ^[14]

$$\Gamma(b \rightarrow ul\bar{\nu}) = \frac{G_F^2}{192\pi^2} |V_{ub}|^2 m_b^5. \quad (1.21)$$

En réalité, il faut tenir compte des interactions fortes, comme illustré à la figure 1.7, où les lignes en “tire-bouchon” représentent les gluons.

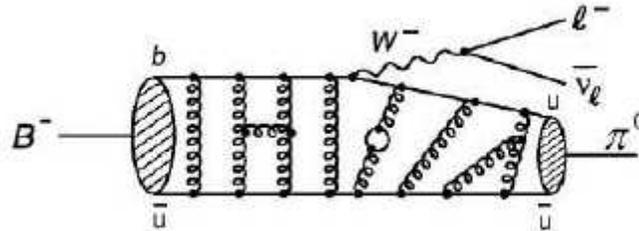


FIG. 1.7 – Diagramme de Feynman d'une désintégration semi-leptonique en incluant les effets de CDQ.

La difficulté d'évaluer les effets de CDQ à basse énergie reste importante et est la principale source d'incertitude sur la mesure de $|V_{ub}|$. En effet, $|V_{ub}|$ est extrait

à partir de la relation suivante^[24] :

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B \rightarrow X_u l \nu)}{\tau_B \Gamma_0}} \quad (1.22)$$

où Γ_0 est la prédiction théorique du taux de désintégration partiel de $|V_{ub}|$ qui vaut $6,24 \pm 2,12 \text{ ps}^{-1}$ selon le modèle FNAL^[23] et τ_B est le temps de vie moyen du méson B et vaut $1,638 \pm 0,011 \text{ ps}^{[11]}$. Les effets d'interaction forte vont induire une incertitude importante sur Γ_0 , et donc sur l'extraction de $|V_{ub}|$.

1.3.1 L'approche inclusive

Comme son appellation le laisse suggérer, l'approche inclusive consiste à rechercher des désintégrations $B \rightarrow X_u l \nu$ sans reconstruire de façon spécifique l'ensemble des hadrons formés par hadronisation du quark u, qui forme un système nommé X_u . Elle inclut donc toutes les configurations possibles pour X_u ($\pi, \rho, \omega, \pi\pi, \text{etc.}$).

Le fait de ne pas avoir à décrire précisément l'état final, permet d'éviter beaucoup d'aspects de chromodynamique quantique qui compliquent beaucoup le calcul de Γ_0 et introduisent des incertitudes théoriques. Le rapport d'embranchement se rapproche donc de celui calculé sans l'apport de la chromodynamique quantique. Les effets de la CDQ doivent néanmoins être traités. On utilise notamment la technique d'expansion des quarks lourds (Heavy Quark Expansion). Elle permet d'étendre le domaine de validité de la théorie des perturbations et ainsi simplifie les calculs en utilisant le fait que, pour les quarks lourds (s,t,b), leur longueur d'onde de Compton est plus petite que la taille du méson dont ils font partie et leur mouvement est donc restreint à l'intérieur de ce dernier. Cela permet d'ignorer certaines caractéristiques du quark et de considérer surtout sa couleur, dont l'effet est à plus longue distance. La technique HQE est complétée par la technique d'expansion de produit d'opérateurs (Operator Product Expansion) qui consiste à remplacer le lagrangien d'une théorie complète, supposée valide à toute énergie, par une somme de produits d'opérateurs pondérés par des coefficients dits de "Wilson".

Le lagrangien ainsi construit est valide dans une gamme d'énergie plus restreinte (ici, typiquement, de 0 à $\sim m_b$). Dans le cas des OPE construites pour décrire les désintégrations de mésons B, les contributions aux intégrales sur les énergies qui décrivent les boucles sont prises en compte par les coefficients de Wilson ou les éléments de matrice des produits d'opérateurs, suivant qu'il s'agit des contributions d'énergie supérieure ou inférieure à une échelle μ , généralement choisie à une valeur de l'ordre de m_b . Mettant en jeu des énergies suffisamment élevées, les coefficients de Wilson sont calculables perturbativement. Cette séparation des énergies facilite ainsi les calculs de CDQ, puisqu'une partie de ces calculs réside dans les coefficients de Wilson que l'on sait calculer. Le rapport d'embranchement calculé est donné par^[14] :

$$\Gamma = \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2 m_b^5}{192\pi^3} \left[1 - \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)_{\text{perturbatif}} - \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_b^2}\right)_{\text{non-perturbatif}} + \dots \right] \quad (1.23)$$

où l'incertitude sur Γ_0 introduite n'est que de l'ordre de 5%, ce qui est très prometteur et mènerait à une mesure très précise de $|V_{ub}|$ sans l'incertitude supplémentaire ajoutée par les bruits de fond.

Cette approche est toutefois limitée par les bruits de fond des désintégrations $B \rightarrow X_c l \nu$, X_c étant tout système hadronique dans lequel le quark b du méson s'est désintégré en quark c . En effet, l'absence de contrainte sur X_u lors de la reconstruction du signal dans le détecteur ne permet pas de distinguer $B \rightarrow X_u l \nu$ de $B \rightarrow X_c l \nu$. Les bruits de fond de $B \rightarrow X_c l \nu$ sont, par ailleurs, très importants puisque leurs rapports d'embranchement sont environ 50 fois supérieurs à ceux de $B \rightarrow X_u l \nu$. Il faut donc se fier à des coupures sur des variables cinématiques. Par exemple, une technique très utilisée consiste à exiger que le lepton impliqué aie une énergie très élevée, ce qui exclut du bruit de fond de $B \rightarrow X_c l \nu$. Cependant, une bonne connaissance de la cinématique de l'événement implique de devoir mieux décrire la dynamique des quarks à l'intérieur du méson B initial. En effet, pour

prédire théoriquement la largeur de désintégration partielle du canal, Γ_0 , au-dessus d'une certaine énergie pour le lepton, il faut évaluer la distribution d'énergie au sein du hadron B. Cela met en jeu des processus d'interaction forte à basse énergie.

Malgré les incertitudes théoriques supplémentaires qui en découlent, les analyses inclusives des désintégrations semileptoniques du méson B donnent la mesure la plus précise de $|V_{ub}|$ jusqu'à maintenant, avec une moyenne mondiale de $4,49 \pm 0,19_{exp} \pm 0,27_{th}$ ^[12].

1.3.2 L'approche exclusive

Ici aussi, le terme exclusif est révélateur en soi. Ce type d'analyse se concentre sur un produit de la désintégration spécifique du méson B. Cette approche permet donc de réduire considérablement les bruits de fond. Par contre, il faut pouvoir décrire précisément l'état final pour obtenir Γ_0 . Comme nous allons le voir, l'évaluation des effets d'interaction forte est alors plus difficile, ce qui mène à des incertitudes théoriques plus élevées. L'analyse étudiée dans ce mémoire a pour cible la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$. La nécessité de bien connaître les états finaux et initiaux mérite de s'attarder à la cinématique de cette désintégration. Le taux de désintégration dans le référentiel du méson B est donné par l'expression^[14] :

$$d\Gamma(B \rightarrow X_u l \bar{\nu}) = \frac{1}{2M_B} |\mathcal{M}(B \rightarrow X l \bar{\nu})|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{P}_B - \mathbf{P}_X - \mathbf{P}_l - \mathbf{P}_{\bar{\nu}}) \prod_{\mathbf{f}} \frac{d^3 \mathbf{p}_{\mathbf{f}}}{2(2\pi)^3 E_{\mathbf{f}}} \quad (1.24)$$

Ici, X représente le méson présent dans l'état final, les \mathbf{P}_i sont les quadrivecteurs des particules impliquées, $|\mathcal{M}(B \rightarrow X l \bar{\nu})|$ est l'amplitude du processus de désintégration étudié, $\delta^{(4)}$ est la fonction delta de Dirac et f représente les différentes configurations possibles pour les valeurs des impulsions des particules de l'état final. Dans ce processus, le quadrivecteur du boson W s'écrit :

$$\mathbf{q} = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{\bar{\nu}} = \mathbf{P}_B - \mathbf{P}_X. \quad (1.25)$$

Alors, la masse invariante au carré du système leptonique, \mathbf{q}^2 , s'écrit

$$\mathbf{q}^2 = M_W^2 = (\mathbf{P}_B - \mathbf{P}_X)^2 = M_B^2 + M_X^2 - 2M_B E_X \quad (1.26)$$

où E_X est l'énergie du système hadronique X. L'amplitude du processus de désintégration est obtenue par le produit des courants leptonique L^μ et hadronique H_μ impliqués.

$$\mathcal{M}(B \rightarrow X l \bar{\nu}) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} L^\mu H_\mu \quad (1.27)$$

Les couplages du W sont décrits par des courants vecteur-axial (V-A) bien compris. Alors que le courant leptonique est bien connu et peut être calculé mathématiquement sans ambiguïté, ce n'est pas le cas pour le courant hadronique. Ce dernier est plus compliqué à cause des effets de chromodynamique quantique qu'il doit décrire et doit être exprimé approximativement à l'aide des facteurs de forme $f_+(q^2)$ et $f_-(q^2)$. L'approximation relativiste des leptons selon laquelle leur masse est négligeable permet alors de ne conserver que les composantes spatiales des courants. De plus, si on les projette dans une base d'hélicité, seule la composante dans la direction du boson W (\hat{z}) sera non-nulle afin d'être cohérent avec les spins nuls du méson final. Cette composante s'exprime alors :

$$H_0 = -2 \frac{|\vec{p}_X| M_B}{\sqrt{\mathbf{q}^2}} f_+(\mathbf{q}^2) \quad (1.28)$$

La norme de l'impulsion du méson final s'exprime facilement en fonction de \mathbf{q}^2 et de la masse du méson B :

$$|\vec{p}_X| = \sqrt{\frac{(M_B^2 - \mathbf{q}^2 + M_X^2)^2}{4M_B^2} - M_X^2} \quad (1.29)$$

Cela permet de négliger plusieurs termes et de simplifier l'expression du courant hadronique de manière à n'utiliser que le facteur de forme $f_+(q^2)$:

$$H_\mu = f_+(q^2) (\mathbf{P}_B + \mathbf{P}_X)_\mu \quad (1.30)$$

On obtient alors l'expression suivante pour la largeur de désintégration différentielle :

$$\frac{d\Gamma}{d\mathbf{q}^2} = \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2 |\vec{p}_X|^3}{24\pi^3} f_+(\mathbf{q}^2) \quad (1.31)$$

Puisque cette expression dépend de \mathbf{q}^2 , ses cas limites dans le référentiel du méson B au repos sont dignes d'intérêt. Pour que \mathbf{q}^2 soit minimal, il faut que les deux leptons soient émis dans la même direction. Dans ce cas,

$$\mathbf{q}^2 = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_\nu)^2 \approx M_1^2 \quad (1.32)$$

et peut être négligé dans les calculs, la masse des leptons étant très inférieure à celle des mésons impliqués. Ce cas correspond aussi au cas où les leptons sont créés au repos et où le méson final bénéficie donc de son impulsion maximale qui est donnée par :

$$|\vec{p}_X|_{max} = \frac{M_B}{2} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{M_X}{M_B}\right)^2\right)^2 - 4 \left(\frac{M_X}{M_B}\right)^2} \quad (1.33)$$

Si la masse du méson produit est petite par rapport à celle du méson B, on peut utiliser des approximations pour exprimer l'impulsion maximale du méson produit comme :

$$|\vec{p}_X|_{max} \simeq \frac{M_B}{2} \left(1 - 3 \left(\frac{M_X}{M_B}\right)^2\right) \quad (1.34)$$

et plus la masse du méson produit sera petite, plus son impulsion tendra vers $|\vec{p}_X|_{max} \approx M_B/2$. Pour que \mathbf{q}^2 soit maximal, il faut au contraire que le méson produit soit au repos. Alors, on a :

$$\mathbf{q}^2 = (M_B - M_X)^2. \quad (1.35)$$

Il n'y a pas d'effet clair sur l'impulsion des leptons puisqu'elle dépend de leur orientation l'un par rapport à l'autre et la norme de l'impulsion de chacun des leptons dépend de la norme de l'impulsion de l'autre lepton.

Puisqu'on reconstruit l'état final, cette analyse nécessite une description complète

des effets de l'interaction forte, en particulier à basse énergie. Ces effets sont inclus dans le facteur de forme $f_+(q^2)$. Son évaluation est nécessaire pour extraire $|V_{ub}|$. L'incertitude sur cette évaluation domine $|V_{ub}|$.

À l'heure actuelle, même le calcul par CDQ en réseau laisse une incertitude théorique d'environ 12%. Avec des améliorations théoriques, les analyses exclusives pourraient gagner grandement en précision et devenir la source de la meilleure mesure des rapports d'embranchement pour le calcul de $|V_{ub}|$.

1.4 La chromodynamique quantique sur réseau

Le calcul du facteur de forme introduit à la section précédente est difficile car il doit rendre compte de processus d'interaction forte à basse énergie, que l'on ne peut décrire à l'aide d'un calcul perturbatif en puissances de la constante de couplage de la CDQ, qui est alors trop élevée. Plusieurs techniques existent pour contourner ce problème. Certaines font appel à des théories effectives. Dans ce cas, le lagrangien décrivant les fermions est remplacé par une approximation valide à basse énergie. Malheureusement, ces approches font appel à des hypothèses et des approximations introduisant dans les résultats des incertitudes importantes et difficiles à évaluer.

L'approche la plus prometteuse est la CDQ sur réseau. C'est une approche non perturbative basée sur des simulations Monte-Carlo. Elle a le grand avantage d'utiliser la véritable CDQ sans approximation. Comme nous allons le voir dans la présentation qui suit, les incertitudes calculables sur ses prédictions ne sont pas dues à des hypothèses quant à la nature de l'interaction forte, mais aux simplifications apportées dans les calculs pour obtenir un temps de calcul raisonnable lors des simulations.

1.4.1 Intégrales de chemin et CDQ sur réseau

La CDQ sur réseau repose sur le formalisme des intégrales de chemin. Celui-ci, lorsqu'adapté à un système quantique relativiste dont le nombre de particules est variable (comme pour des désintégrations), permet de décrire ce système en termes

de champs quantiques $\phi(x)$ et $\pi(x)$, possédant des relations de commutations similaires à celles des opérateurs \hat{p} et \hat{q} des systèmes quantiques. Le fait que ces champs soient définis en tout point de l'espace-temps permet de traiter le temps de la même façon que l'espace, ce qui est nécessaire pour décrire des systèmes relativistes. Cela aide en particulier à déterminer des lagrangiens invariants de Lorentz.

Dans le contexte de la CDQ, l'intérêt du formalisme d'intégrale de chemin est qu'il permet de mettre en jeu une théorie quantique, tout en écrivant la valeur moyenne d'un opérateur en fonction des champs classiques, auxquels on peut donner une valeur complexe, et non en fonction des opérateurs de champs. Il s'agit alors de la moyenne de l'opérateur pour l'ensemble de toutes les configurations possibles des champs, c'est-à-dire l'ensemble de toutes les combinaisons des valeurs possibles des différents champs en chaque point x de l'espace-temps. La probabilité de chaque configuration est donnée par $e^{iS[q(t)]}$, qui agit comme une fonction de densité de probabilité. Il est impossible techniquement de faire la somme infinie requise par l'intégrale, par contre, il est possible d'en calculer une approximation en discrétisant l'espace-temps. Il s'agit de remplacer l'espace-temps continu par un réseau, une matrice à 4 dimensions, et de ne considérer alors que les valeurs des champs aux noeuds du réseau de maille a et d'extension L dans les 4 directions de l'espace-temps. Dans ce cas, les intégrales sont remplacées par des sommes, calculables numériquement. En faisant tendre vers 0 la distance a entre chaque noeud, on retrouve la théorie complète. En ce sens, une théorie de jauge sur réseau n'est pas un modèle de calcul, mais une approximation de la théorie complète. Cette approximation introduit une incertitude qu'il est possible d'évaluer en fonction du paramètre de maille du réseau, a .

Pour des raisons techniques, on ne peut utiliser comme une fonction de densité de probabilité une exponentielle à argument complexe. Pour contourner ce problème, on effectue une rotation vers l'espace euclidien : $t \rightarrow -it$. Le terme e^{-S} qui agit donc comme densité de probabilité des différentes configurations sommées utilise l'action. Pour minimiser le temps de génération, il faut se limiter à des gammes de valeurs pertinentes pour les champs. Pour cela, on fait des essais en se

laissant guider par la valeur de e^{-S} . On peut aussi utiliser le fait que e^{-S} est attendu maximal autour de la valeur des champs obtenus en mécanique classique et doit décroître vite lorsque l'on s'éloigne de cette solution classique. Il faut discrétiser l'action de la CDQ continue pour l'utiliser dans le contexte de la CDQ en réseau. Cela implique de discrétiser les champs de fermions qui seront simplement les champs classiques évalués aux différents noeuds du réseau. Il faut ensuite discrétiser la dérivée covariante, étape cruciale pour obtenir une théorie sur réseau invariante de jauge. Le problème est plus compliqué pour les gluons. En effet, si on se contente de traiter leurs champs comme celui des fermions, on ne peut obtenir une action discrétisée invariante de jauge. Pour remédier à ce problème, il faut remplacer ces champs de gluons par une matrice dont le rôle est de connecter les fermions entre les noeuds en mettant en jeu les champs de gluons à mi-chemin entre deux sites du réseau. Cette approximation introduit une erreur d'ordre $\mathcal{O}(a^2)$.

En effectuant le développement en puissances de a pour $a \rightarrow 0$, on obtient l'action continue plus des termes $\mathcal{O}(a^2)$, indiquant que la discrétisation naïve introduit une incertitude de $\mathcal{O}(a^2)$. On résume souvent cette notation par^[18]

$$S_f = \bar{\psi}(x)M\psi(x) \tag{1.36}$$

où les ψ ne sont plus seulement des triplets de couleur, mais des vecteurs de champs à $12 \times L^4$ dimensions : 12 champs (3 couleurs et 4 spins) pour les L^4 noeuds du réseau, regroupés en un seul vecteur. On emploie cette notation faisant usage de M pour décrire plus simplement tous les calculs de CDQ traitant les effets dus aux fermions à partir de M^{-1} et $\det(M)$. Lors d'un calcul d'amplitude hadronique, les termes en M^{-1} décrivent les quarks de valence des hadrons tandis que le terme $\det(M)$ décrit les paires quark et anti-quark de la mer. Ce sont donc ces termes qu'il faut calculer pour décrire l'interaction des fermions dans un processus hadronique.

1.4.2 Limitations de la CDQ sur réseau

Quatre des principales difficultés de la CDQ sur réseau sont liées à des temps de calcul importants, qui obligent à choisir une maille a importante. Cela mène à une erreur trop importante due à la discrétisation de l'action, puisqu'elle est d'ordre $\mathcal{O}(a^2)$.

1.4.2.1 Spectre des impulsions

Une caractéristique importante de la CDQ sur réseau réside dans le fait que les impulsions qui peuvent être mises en jeu dans le réseau sont discrètes et non continues. La discrétisation de l'espace-temps implique celle de l'énergie-impulsion. Pour un réseau de maille a et d'extension L dans chaque direction de l'espace-temps, les énergies-impulsions autorisées sont :

$$p = \pm \frac{2\pi n}{aL} \quad n = 1, 2, \dots, \frac{L}{2} \quad (1.37)$$

Une conséquence importante du spectre des impulsions ci-dessus est que l'impulsion maximale autorisée sur le réseau est $p_{\max} = \pi/a$. Or, on a besoin de décrire des processus pour n'importe quelle valeur de p (notamment dans les boucles). Cela est fait via les "actions améliorées" qui seront décrites plus loin. Outre les erreurs de discrétisation d'ordre $\mathcal{O}(a^2)$ vues plus haut, les calculs de LQCD souffrent également d'une incertitude proportionnelle à pa . Nous exposerons plus loin l'amélioration des actions qui permet de réduire l'erreur de discrétisation, qui devient alors d'ordre $\mathcal{O}(a^n)$. Malgré ces améliorations, une incertitude $\mathcal{O}((pa)^n)$ persiste. Cette dernière incertitude empêche de calculer précisément le facteur de forme $f_+(q^2)$ pour les impulsions élevées du pion, c'est-à-dire pour les basses valeurs de q^2 (typiquement, $< 16 \text{ GeV}^2$).

1.4.2.2 Calcul des contributions des quarks et masse des quarks légers

La CDQ sur réseau traite les quarks de valence des hadrons via les termes en M^{-1} et les quarks de la mer via $\det(M)$. Or, inverser M demande beaucoup de temps de calcul. Il en va de même pour $\det(M)$ qui est obtenu par des calculs répétés de M^{-1} et demande donc un temps de calcul d'autant plus élevé.

Dans le cas où les masses des quarks sont faibles, le problème est amplifié. En effet, ces calculs impliquent de déterminer les valeurs propres de M . L'intervalle possible pour ces valeurs a pour borne inférieure la masse des quarks. La taille de cet intervalle augmente donc quand $m_q \rightarrow 0$, rendant les calculs encore plus longs et difficiles.

Une solution naïve consiste à augmenter a , ce qui permet de réduire la dimension de M . Mais la valeur à choisir pour réduire le temps de calcul aboutit à des erreurs de discrétisation beaucoup trop élevées. Il n'était donc pas possible d'inclure les quarks u et d . La solution consiste alors à inclure ces quarks avec une masse beaucoup plus grande que leur masse réelle, de l'ordre de celle du quark s . Cela introduit une erreur supplémentaire car il faut alors extrapoler les résultats vers les masses réelles de ces quarks.

1.4.2.3 Approximation “quenched”

Une autre approche pour gagner en temps de calcul consiste à négliger les contributions des quarks de la mer, ce qui revient en pratique à supposer $\det(M)=1$. L'idée est que les propriétés des hadrons, telles que la masse, la constante de désintégration et les facteurs de forme, doivent dépendre de manière dominante des effets des quarks de valence et que les quarks/gluons de la mer n'agissent que comme des corrections à un ordre supérieur. Cependant, la validité de ces hypothèses est difficile à déterminer et l'incertitude qu'elles introduisent est difficile à évaluer a priori.

Ainsi, cette hypothèse introduit une erreur difficilement contrôlable et réduit la fiabilité des résultats, bien qu'elle diminue le temps de calcul de plusieurs ordres

de grandeur.

1.4.2.4 Fermions “doublés”

En reprenant l’expression de la dérivée covariante discrétisée et en se plaçant dans un cas où il n’y a pas d’échange de gluons, on retrouve la version discrétisée de l’équation de Dirac pour un fermion libre. Cependant, lorsqu’on essaie d’en tirer le propagateur du fermion dans un espace à une dimension, on trouve, pour les valeurs limites de l’impulsion ($p \rightarrow 0$ et $p_{max} = \pi/a$), deux solutions de même forme que celle obtenue dans la théorie continue. On dit aussi que le propagateur a deux pôles, ce qui correspond à deux particules sur couche de masse et implique que la théorie correspondant à l’action discrétisée décrit deux particules et non une seule. L’action discrétisée décrit en fait 2 fermions par dimension et donc, dans l’espace-temps, 16 fermions au lieu d’un seul pour l’action continue. On nomme ces multiples fermions les “goûts”. Des interactions entre 2 fermions avec échange de goût peuvent se faire par échange de gluon d’impulsion π/a . Les 16 goûts d’un quark posent un problème puisque 15 d’entre eux ne sont pas physiques, ce qui influe sur les résultats prédits par la théorie.

1.4.3 Les améliorations décisives

1.4.3.1 L’action améliorée

La dépendance en a^2 de l’erreur introduite par l’approximation naïve de l’action pose un problème. Les valeurs de a qu’il faudrait utiliser pour que cette erreur soit suffisamment faible sont trop petites par rapport aux capacités de calcul des ordinateurs actuels. Cependant, ces problèmes peuvent être réduits en “améliorant” l’action.

On choisit d’ajouter à l’action discrétisée des termes supplémentaires correspondant à ces opérateurs, on obtiendrait une action améliorée dont l’incertitude serait $O(a^4)$. On pourrait idéalement monter de la sorte jusqu’à ordre n . L’amélioration de l’action peut aussi être complétée selon une seconde voie. Nous avons vu que

l'impulsion maximale possible sur le réseau est $p = \frac{\pi}{a}$. Ainsi, l'action discrétisée ne pourrait pas décrire les contributions à haute énergie (notamment dans les boucles). Or, elles sont indispensables si l'on veut éviter des incertitudes importantes. Pour éviter ce problème, on pondère et normalise les termes d'ordre supérieurs à $O(a^2)$ de façon à ce que les résultats obtenus par la CDQ sur réseau reproduise les résultats obtenus par la théorie continue, incluant toutes les contributions en énergie.

Ces améliorations permettent de décrire la CDQ sur réseau comme une théorie effective à basse énergie qui doit être complétée via normalisation pour tenir compte des effets de haute énergie.

Trouver les opérateurs ainsi que la valeur des constantes de normalisation nécessaires est une tâche complexe et cruciale à laquelle de nombreux efforts ont été consacrés ces dernières années. Ces efforts ont porté fruit car ils ont permis de résoudre ou contourner un certain nombre de limitations de la CDQ sur réseau qui l'empêchaient d'avoir des prédictions à la fois fiables et précises.

De très gros efforts ont été déployés ces dernières années pour obtenir des actions améliorées performantes, menant à des erreurs de discrétisation raisonnablement faibles, pour une maille de l'ordre de 0,1 fm. Comme cette valeur de a est suffisamment grande vis-à-vis de la puissance de calcul des ordinateurs actuels, il est maintenant possible d'abandonner l'hypothèse des quarks "quenchés" et de calculer avec des masses plus réalistes pour les quarks légers.

1.4.3.2 Quarks légers : traitement des quarks légers et fermions "staggered"

L'un des progrès les plus significatifs concerne le traitement des fermions doublés. Les calculs de HPQCD et FNAL^[18], les deux collaborations dont nous utilisons les résultats pour extraire $|V_{ub}|$, bénéficient de progrès permettant un compromis intéressant entre erreur de discrétisation et temps de calcul pour abandonner l'approximation "quenched".

Leur approche parvient à remplacer mathématiquement les bispineurs décrivant les spins par des champs à une seule dimension et à diminuer le nombre de goûts

des fermions, obtenant ainsi 4 goûts par “staggered” quark plutôt que 16. En supposant que les goûts n’interagissent pas entre eux, ils sont alors de simples copies les uns des autres et on peut utiliser $(\det(M))^{1/4}$. Cependant, ils interagissent en réalité par échange de gluons de haute énergie ($\geq \frac{\pi}{a}$). Cela peut être contourné en utilisant des combinaisons de champs de gluons qui empêchent les couplages aux gluons à hautes énergies. On appelle cette nouvelle action améliorée “asqtad”. L’utilisation de $(\det(M))^{1/4}$ n’est pas justifiée théoriquement. Cependant, la comparaison de certains résultats de la CDQ sur réseau utilisant $(\det(M))^{1/4}$ avec les mesures expérimentales correspondantes n’indique aucun problème. L’erreur de discrétisation qui est associée à cette action est d’ordre $O(\alpha_s a^2)$, ce qui représente une amélioration par rapport à $O(a)$. Cela permet des temps de calculs beaucoup plus faibles que ceux nécessaires pour toutes les autres méthodes traitant les fermions doublés. Elle est décisive car elle permet de faire des calculs à partir de quarks u, d et s “unquenched”, avec des masses plus réalistes pour u et d.

1.4.3.3 Le traitement des quarks lourds

Pour décrire les quarks lourds, HPQCD et FNAL utilisent toutes deux le fait que le quark lourd est peu relativiste à l’intérieur du hadron. FNAL procède en utilisant des actions relativistes, mais en y ajoutant des techniques HQE vues précédemment en se basant sur le fait que ces actions discrétisées possèdent les mêmes propriétés de symétrie des quarks lourds que le lagrangien de la CDQ continue. Cela présente l’avantage de garder une action relativiste, qui est donc plus universelle que d’autres approches, comme celle du quark c. HPQCD utilise, elle, un lagrangien de CDQ non relativiste qui mène à des matrices M rapidement inversables. Les deux approches ont des résultats comparables dans le calcul de $f^+(q^2)$ pour $q^2 \geq 16 \text{ GeV}^2$. Pour FNAL, les erreurs de discrétisation sont dominantes alors que pour HPQCD, ce sont les erreurs d’ajustement à la théorie continue (dans les calculs de “matching”). Les erreurs dues à l’extrapolation chirale sont similaires dans les deux cas.

1.4.3.4 Calcul de f^+ par HPQCD et FNAL : principale limitation

La principale limitation des calculs de $f^+(q^2)$ vient du fait qu'ils ne sont effectués que pour $q^2 \geq 16 \text{ GeV}^2$ puisque l'incertitude, qui contient une composante en $(p_\pi a)^n$, est trop grande pour des valeurs de q^2 plus basses. Il faut donc recourir à un lissage d'une fonction phénoménologique pour extrapoler le facteur de forme à des valeurs q^2 qui tendent vers 0. En supposant que la forme de la fonction utilisée est pertinente partout sur ce domaine, l'extraction de $|V_{ub}|$ est possible sur tout le spectre de q^2 .

Une autre méthode pour calculer tout le spectre avec la CDQ sur réseau est actuellement à l'étude. Il s'agit de "moving" NRQCD^[18] qui applique la CDQ non relativiste dans un référentiel où le quark b est en mouvement dans la même direction que le méson π de l'état final. Dans ce référentiel, l'impulsion du pion est plus faible, et est donc plus facile à décrire par la CDQ sur réseau.

1.4.3.5 Dans le futur

Les erreurs théoriques sur $|V_{ub}|$ sont de l'ordre de $\sim 10 - 15\%$. Les théoriciens prédisent que ces erreurs pourraient dans quelques années être réduites à $\sim 5 - 6\%$ grâce à de meilleurs calculs perturbatifs pour le "matching" avec le continuum et la diminution du paramètre de maille a . Dans ce cas, la mesure de désintégrations semileptoniques exclusives, serait l'approche permettant la mesure la plus précise de $|V_{ub}|$. La contrainte fournie par cette mesure dans le plan (ρ, η) serait alors grandement améliorée.

CHAPITRE 2

CONTEXTE EXPÉRIMENTAL

2.1 Introduction

L'étude de la violation de CP et la détermination de l'élément de matrice V_{ub} dans les systèmes de mésons B nécessite une grande quantité d'événements et l'instrumentation adéquate pour les mesurer. Le Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) a été conçu pour l'étude de phénomènes physiques à hautes énergie et de rayonnement synchrotron et répond à ces deux critères par le collisionneur PEP-II et le détecteur BABAR.

2.2 Le collisionneur PEP-II

Le PEP-II est un collisionneur électron-positron composé de deux anneaux de stockage asymétriques menant à une énergie de 10,58 GeV, soit la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. Il a été construit avec le but d'atteindre une luminosité de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ^[20] qui a depuis été dépassée. La luminosité instantannée maximale atteinte est de $12,069 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le 16 août 2006^[21].

Il y a plusieurs avantages à travailler avec un collisionneur leptonique plutôt qu'hadronique : le ratio du signal sur le bruit de fond est plus élevé, les événements sont plus propres, avec en moyenne 11 traces chargées par événement et les taux d'interactions sont faibles (~ 10 Hz), permettant d'isoler et de sélectionner plus facilement les événements.

Il est aussi avantageux d'avoir deux faisceaux avec des énergies différentes afin que les mésons B créés aient une impulsion importante, cela permet d'augmenter la distance entre les vertex des deux désintégrations des B et ainsi de la rendre mesurable. On peut ensuite en calculer le temps de désintégration des B. Les deux anneaux de stockage de PEP-II ont donc des énergies de 9 GeV pour les électrons (dans l'anneau HER) et 3,1 GeV pour les positrons (dans l'anneau LER), résultant

en un facteur de “boost” $\beta\gamma$ de 0.56 dans le référentiel du laboratoire pour les mésons B.

Le choix de la résonance $\Upsilon(4S)$ est fait pour optimiser la production de paires de mésons B. En effet, la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ est d’environ 1,07 nb et le taux de désintégration de $\Upsilon(4S)$ vers une paire de mésons B est ensuite supérieur à 96%. Les sections efficaces de création de paires de fermions pour ces collisions au $\Upsilon(4S)$ sont données dans le tableau 2.1.

$e^+e^- \rightarrow$	section efficace (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^-	≈ 40

TAB. 2.1 – Sections efficaces pour l’énergie au centre de masse de 10,58 GeV^[22].

On fait aussi fonctionner le collisionneur à des énergie plus basses que $\Upsilon(4S)$ pour prendre des mesures de bruit de fond du continuum que les simulations Monte-Carlo n’arrivent pas à décrire avec autant de précision que désiré pour les analyses les plus délicates. L’énergie au centre de masse choisie pour minimiser l’erreur sur le produit section efficace \times rapport d’embranchement est 60 MeV sous la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$.

2.3 Le détecteur BABAR

Le détecteur BABAR doit répondre à certains critères afin de permettre la meilleure reconstruction possible des événements. Il doit avoir une acceptance angulaire aussi grande que possible et cohérente avec la distribution des particules à détecter. Le détecteur sera donc asymétrique pour tenir compte du fait que les mésons B sont créés avec une impulsion importante selon l’axe \hat{z} (parallèle aux fais-

ceaux des particules) comme mentionné plus haut. Les composantes du détecteur doivent être rapprochées du point d'interaction. La résolution des vertex doit être excellente. Ceci est particulièrement vrai pour l'axe \hat{z} qui est crucial pour la mesure du temps de vie des mésons B puisque leur mouvement y est presque parallèle. Le détecteur doit pouvoir retracer des particules dont l'impulsion transversale se situe approximativement entre 60 MeV et 4 GeV, différencier entre les particules e , μ , π et K sur une grande étendue cinématique, détecter les photons et les π^0 pour des énergies entre 20 MeV et 5 GeV et, finalement, pouvoir identifier les hadrons neutres. Ces différentes fonctions sont assurées par les cinq composantes du détecteur qui seront détaillées ci-bas. L'ensemble du détecteur BABAR est illustré à la figure 2.1.

2.3.1 L'appareil de reconstruction des vertex au silicium (Silicone Vertex Tracker)

L'appareil de reconstruction des vertex au silicium (SVT) est la partie du détecteur la plus rapprochée du point d'interaction des faisceaux. Sa tâche principale est de détecter les particules chargées et de déterminer avec précision leur impulsion et l'angle de leur trajectoire dans le but de reconstruire leurs traces.

Ces mesures seront importantes pour la reconstruction des vertex de désintégration des mésons B afin de déterminer la distance entre leurs vertex de désintégration respectifs et ensuite de pouvoir en déduire leur temps de vol. Elles seront aussi combinées aux mesures provenant des détecteurs plus externes et permettront ainsi d'améliorer leur précision, puisque les interactions nécessaires à la détection d'une particule modifient son impulsion et la font dévier, effet qui s'amplifie en s'éloignant du point d'interaction. C'est donc le SVT, dont la structure permet une grande résolution angulaire, qui donne les mesures les plus précises sur ces données. Ceci est particulièrement important pour les particules dont l'impulsion transverse est en deçà de 100 MeV et qui se désintègreront avant d'atteindre la chambre à dérive.

Le SVT contribue aussi à recueillir de l'information sur le taux de perte d'énergie des particules chargées, dE/dx . L'utilisation de silicium est utile pour cette mesure

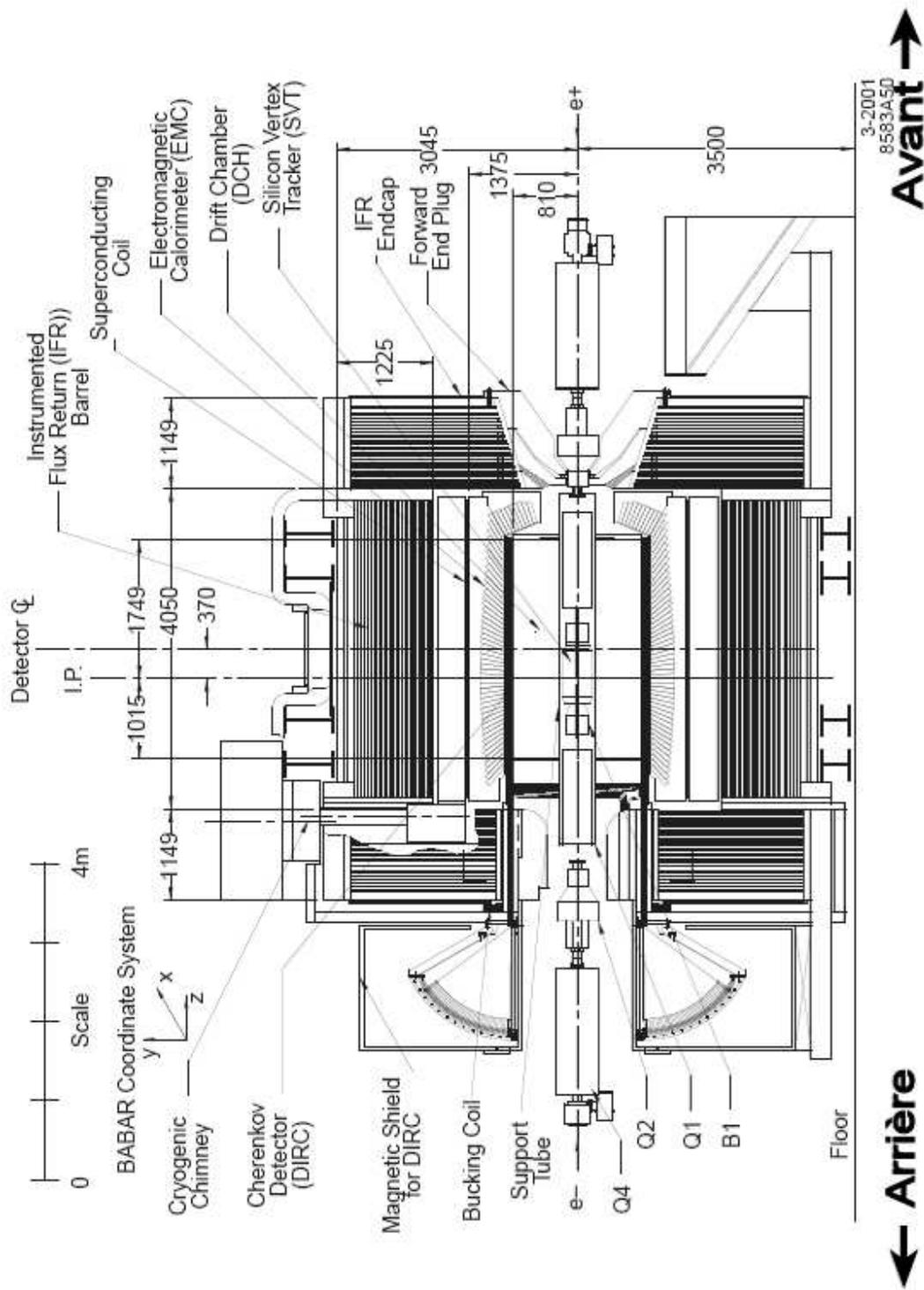


FIG. 2.1 – Le détecteur BABAR vu de côté^[22].

pour les particules à faible impulsion puisqu'elles interagissent plus avec le silicium qu'elles ne le feraient dans une chambre à gaz

Le SVT est confiné dans un tube de fibre de carbone de 20 cm de rayon et d'environ 4,5 m de long. La structure du SVT consiste en cinq couches cylindriques concentriques de micro-plaquettes de silicium avec des surfaces de détection actives des deux côtés. Les trois premières couches sont divisées de manière azimuthale en six modules (voir figure 2.2). La redondance assurée par leur grande concentration est nécessaire pour s'assurer d'avoir une excellente précision aussi près que possible du point d'interaction. La résolution utile des couches internes est limitée par les diffusions multiples et est de 10-15 μm , ce qui répond amplement au critère recherché de 80 μm pour la reconstruction des vertex des mésons B. Les deux dernières couches sont divisées en 16 et 18 modules (voir figure 2.2) et leur positionnement plus éloigné du point d'interaction est utile pour la détermination de l'angle de sortie du SVT et donc de l'entrée dans la chambre à dérive. La résolution des couches externes est de 30-40 μm , répondant aussi au critère souhaitable de 100 μm requis pour séparer les vertex des produits de la désintégration d'un B dont la distance serait alors plutôt dans le plan x-y que selon l'axe z.

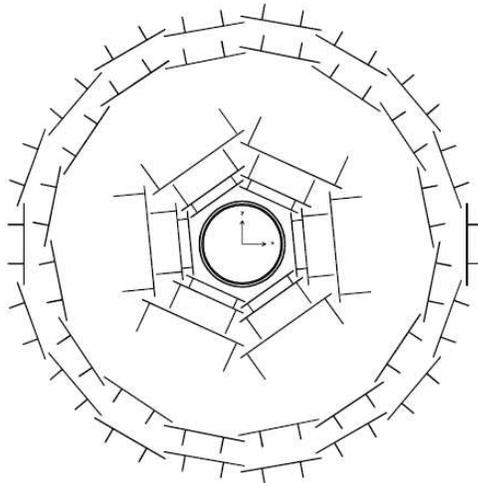


FIG. 2.2 – Section du SVT^[19]

Les parties actives des deux dernières couches du SVT s'affaissent à l'avant (dans la direction du "boost") et à l'arrière du détecteur pour couvrir un angle polaire entre $20,1^\circ$ et $150,2^\circ$ (voir figure 2.3) et les éléments ne servant pas à la détection elle-même, comme le système de refroidissement et les modules électroniques, sont placés à l'arrière pour permettre de placer les composantes actives, et donc maximiser l'acceptance, à l'avant du détecteur.

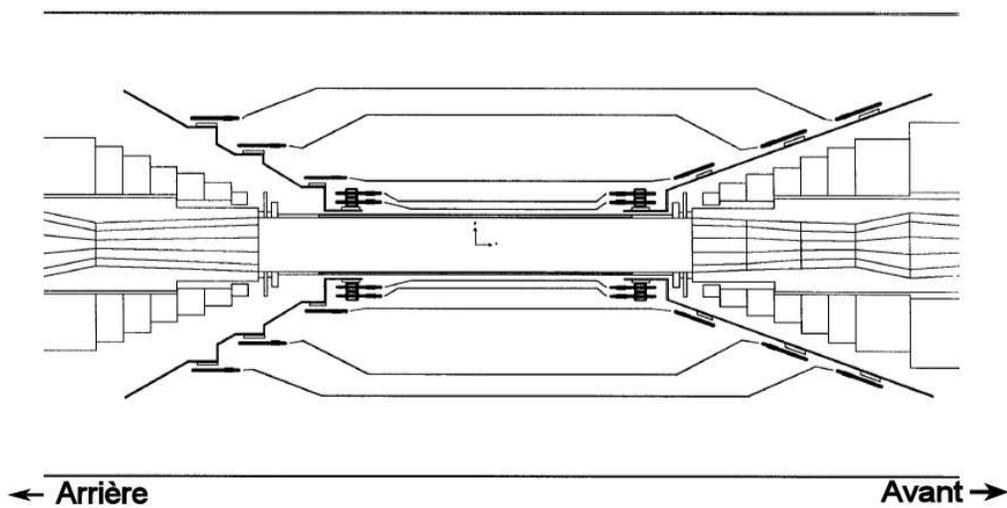


FIG. 2.3 – Vue de côté du SVT^[19]

Le SVT contient un total de 340 micro-plaquettes de silicium qui couvrent une aire totale d'environ 1 m^2 . Les micro-plaquettes de semi-conducteurs, comme le silicium, auxquelles on applique une différence de potentiel développent une région dopée p^+ et une région dopée n^+ , séparées par une région neutre. Dans cette région neutre, les interactions d'une particule avec le silicium créeront une paire électron-trou dont les particules se dirigeront chacune vers une région dopée opposée sous l'effet de la différence de potentiel et engendrera ainsi un courant, qui indiquera la détection d'une particule. Les côtés internes des couches décrites ci-haut portent des plaquettes orientés perpendiculairement à la direction des faisceaux pour mesurer la coordonnée z alors que les plaquettes des couches externes sont orientées parallèlement pour mesurer l'angle ϕ .

2.3.2 La chambre à dérive (Drift Chamber)

La chambre à dérive (DCH) est située juste à l'extérieur du SVT et est l'outil principal de reconstruction des traces du détecteur BABAR par des mesures d'impulsion et d'angle de haute précision. Elle peut fournir jusqu'à 40 mesures de position par trace, assurant ainsi une efficacité de reconstruction très haute pour les traces ayant une impulsion transverse de plus de 100 MeV, complétant les mesures du SVT.

La DCH a pour but de fournir une résolution spatiale moyenne sur le plan R - ϕ supérieure à 140 μm et de permettre l'identification des particules grâce à leur taux de perte d'énergie dE/dx avec une précision de 7% pour 40 mesures de position. La précision de la DCH est optimale à partir d'une impulsion transverse de 180 MeV et les particules d'impulsion transverse inférieure à 100 MeV voient leur résolution limitée par les diffusions multiples qui se produisent dans les parties les plus internes de la DCH et dans le SVT. Cependant, peu de ces particules à faible impulsion transverse parviendront à la DCH à cause de l'impulsion globale des événements selon l'axe des z . La DCH est aussi la seule source d'information sur la position pour la reconstruction des vertex pour les désintégrations qui ont lieu à l'extérieur du SVT comme celles des K_S^0 .

La DCH est un cylindre de 280 cm de long, d'un rayon intérieur de 23,6 cm et d'un rayon extérieur de 80,9 cm. La paroi externe est composée de deux couches de fibre de carbone appliquées sur un cylindre central en Nomex et correspond à 1,5% d'une longueur de radiation (X_0). La paroi interne de la DCH, voulue aussi mince que possible pour faciliter la concordance des mesures entre la DCH et le SVT, est un cylindre de béryllium d'un mm d'épaisseur et correspond à 0,28% X_0 . La DCH est composée de 40 couches de petites cellules hexagonales regroupées par groupes de quatre en dix super-couches. Chaque couche est décalée par rapport à la précédente d'une demi-largeur de cellule pour obtenir une couverture optimale. On distingue trois types différents de super-couches : axiale (A) et stéréo (U et V). Les couches axiales ont leurs anodes parallèles à l'axe \hat{z} alors que celles des couches

stéréos décrivent de petits angles par rapport à l'axe \hat{z} , soient de ± 45 mrad pour les couches U et ± 76 mrad pour les couches V. Elles sont disposées en alternance dans la chambre à dérive selon le schéma AUVAUVAUVAUVA (voir figure 2.4).

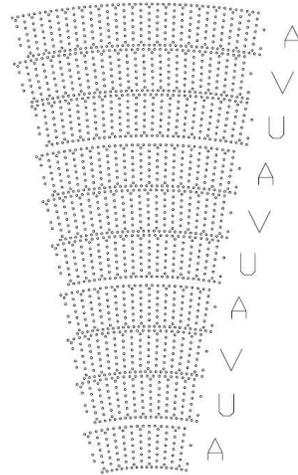


FIG. 2.4 – Disposition des super-couches de la DCH.^[19]

La position de la DCH par rapport au point d'interaction permet aux particules décrivant un angle de $17,2^\circ$ vers l'avant ou $27,4^\circ$ vers l'arrière de traverser la moitié des couches de cellules avant de sortir par l'une ou l'autre des extrémités du détecteur. Il y a en tout 7104 cellules de dimension de 11,9 mm dans la direction radiale et 19,0 mm dans la direction azimuthale. Elles contiennent un fil de tungstène plaqué d'or de $20 \mu\text{m}$ de diamètre en leur centre qui joue le rôle d'anode alors que le rôle des cathodes, qui servent à appliquer une différence de potentiel entre 1900 et 1960 V sur la cellule, est assuré par six fils d'aluminium plaqué d'or de 80 ou $120 \mu\text{m}$ de diamètre (voir figure 2.5). Les cellules sont remplies d'un mélange gazeux 80 : 20 d'hélium et d'isobutane dont la longueur de radiation (X_0) est cinq fois plus grande que pour les gaz à base d'argon utilisés plus couramment.

Lorsqu'une particule chargée pénètre à l'intérieur d'une cellule, celle-ci ionise les particules du gaz avec lesquelles elle interagit. Les électrons libres ainsi produits dérivent alors sous l'action d'un champ électrique appliqué à la cellule et peuvent

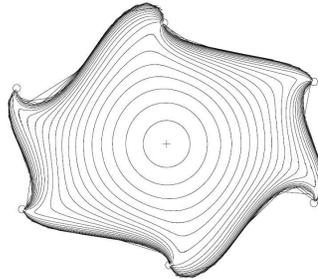


FIG. 2.5 – Schéma des isochrones, soient les positions ayant un même temps de dérive, d'une des cellules de la DCH.^[19]

gagner suffisamment d'énergie en accélérant pour eux-mêmes ioniser d'autres particules du gaz de la cellule. Ceci provoque alors une réaction en chaîne de production d'électrons libres qui sera perçue par l'anode comme une impulsion électrique, indiquant ainsi la détection d'une particule. Pour déterminer la position de la réaction originale à l'intérieur de la cellule, il faut considérer le temps entre la production du premier électron de dérive et le moment où il est capté par l'anode, appelé temps de dérive. Il faut donc un temps de référence auquel la particule est passée dans cette section du détecteur. Ce temps de référence est fourni par le système de déclenchement. Le modèle du détecteur en petites cellules a été choisi dans le but de minimiser le temps de dérive.

2.3.3 Le détecteur de lumière Cerenkov réfléchi intérieurement (Detector of Internally Reflected Cerenkov light)

Le prochain sous-détecteur du détecteur BABAR est le détecteur de lumière Cerenkov réfléchi intérieurement (DIRC). Il est particulièrement utilisé pour l'identification des kaons et des pions, pour les analyses étiquetées qui les utilisent et dont les impulsions des kaons montent normalement jusqu'à environ 2,0 GeV et pour les désintégrations rares de mésons B où les impulsions impliquées sont plus élevées. Le DIRC doit pouvoir différencier les pions et les kaons à la fois pour des impulsions allant jusqu'à 4,0 GeV et pour de grands angles puisqu'à cause de

l'impulsion globale des événements vers l'avant, les particules avec une impulsion élevée risquent aussi d'avoir un angle faible avec l'axe z vers l'avant du détecteur. On fera aussi appel au DIRC pour identifier les muons lorsque l'impulsion est trop faible pour être bien identifiée par l'IFR, soit en-deçà d'environ 750 MeV.

Le DIRC est composé de 144 barres droites de quartz synthétique de 4,9 m de long qui longent l'axe z et ont une section rectangulaire (1,7 cm d'épaisseur et 3,5 cm de largeur). Elles sont disposées par groupes de 12 pour former un dodécaèdre selon la tranche (voir figure 2.6). Ces barres servent à la fois de radiateurs et de guides pour la radiation Cerenkov recueillie.

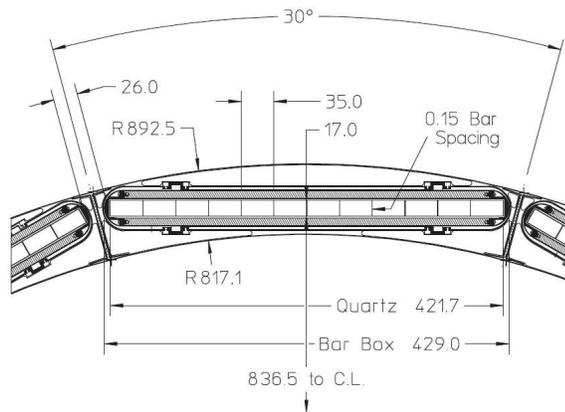


FIG. 2.6 – Regroupement de 12 barres de quartz du DIRC vu selon la tranche.^[22]

Le DIRC est très peu volumineux, il n'occupe que 8 cm d'espace radial. Cet avantage est important dans le choix de la technique du DIRC puisque le prochain sous-détecteur, le calorimètre, est très coûteux par unité de volume. Il est donc préférable de choisir des détecteurs internes petits pour permettre de minimiser aussi le volume du calorimètre tant que la qualité des données ne s'en trouve pas diminuée, ce qui n'est pas le cas avec le DIRC. La lumière recueillie dans les barres est acheminée jusqu'à l'extrémité du détecteur où des instruments sont placés pour l'analyser. Ces instruments ont été placés à "l'arrière" pour permettre d'avoir plus de surface pour recueillir la lumière vers "l'avant". La lumière se dirigeant vers

l'avant du détecteur dans les barres de quartz est simplement réfléchi vers l'arrière par un miroir à l'extrémité avant des barres. À l'arrière, la lumière recueillie s'étale selon son angle (voir figure 2.7) dans de l'eau purifiée dont l'indice de réfraction est près de celui des barres ($n = 1.473$). Afin de diminuer la surface de détection nécessaire, une pièce de quartz trapézoïdale réfléchit une moitié de l'image sur l'autre moitié et permet aussi de réfléchir les photons à grand angle vers la surface de détection. La lumière est ensuite détectée par des tubes photomultiplicateurs entourés de cônes réflecteurs pour y rediriger les photons qui manqueraient la région active du photomultiplicateur sans cela.

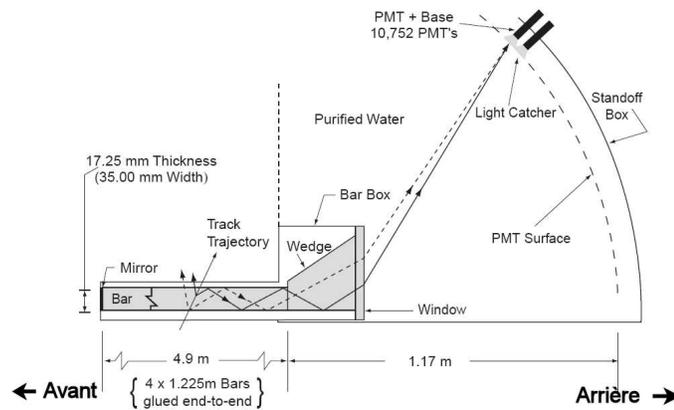


FIG. 2.7 – Vue de côté du DIRC.^[22]

Le fonctionnement du DIRC repose sur deux principes physiques : la radiation Cerenkov et la réflexion totale interne. La radiation Cerenkov se produit lorsqu'une particule se propage avec une vitesse plus élevée que celle de la lumière dans ce milieu, donnée par $v = c/n$. L'expérience BABAR est favorable à ce mécanisme de détection puisqu'une grande partie des produits de désintégration auront une grande impulsion grâce à l'impulsion globale de l'événement vers l'avant. La radiation Cerenkov a de plus la caractéristique d'être émise à un angle précis par rapport à la direction de la particule et qui est fonction de sa vitesse :

$$\cos \theta_c = \frac{c}{vn} \quad (2.1)$$

où θ_c est appelé l'angle de Cerenkov. Les photons ainsi émis seront captés par les barres de quartz. Ceux qui y pénètrent avec un angle supérieur à l'angle critique de réflexion totale interne seront réfléchis jusqu'à l'extrémité de la barre de quartz dans laquelle ils sont détectés en préservant l'angle de leur émission. L'ambiguïté sur la position z et la direction de la particule pour l'associer aux mesures des autres détecteurs est éliminée par le délai entre le passage de la particule dans le détecteur et la détection de sa radiation Cerenkov par les photomultiplicateurs. Puisque les autres détecteurs fournissent de l'information sur l'impulsion des particules et que la détection par le DIRC fournit la vitesse à travers l'équation (2.1), on peut déduire la masse de la particule et donc l'identifier.

Il est à noter que le choix d'un détecteur de ce type est particulièrement bien adapté à une expérience comme BABAR où les événements ont une impulsion globale importante dans une direction. En effet, les particules boostées sont émises fortement vers l'avant, selon des angles plus propices à être sujets à la réflexion totale interne. De plus, l'angle des particules fait en sorte qu'elles font un plus grand trajet dans les barres de quartz et émettent ainsi plus de radiation Cerenkov.

2.3.4 Le calorimètre électromagnétique (ElectroMagnetic Calorimeter)

Le calorimètre électromagnétique (EMC) est le sous-détecteur principal qui permet de détecter les particules neutres comme les photons provenant des désintégrations de π^0 et η ou de processus électromagnétiques et radiatifs, mais il peut aussi contribuer à la détection de particules chargées comme des électrons. Il a une excellente efficacité et résolution angulaire et d'énergie pour une plage d'énergies entre 20 MeV et 9 GeV. Les reconstructions exclusives des désintégrations des mésons B, tout particulièrement celle présentée dans ce mémoire, sont extrêmement sensibles à la capacité à reconstruire les π^0 s avec une bonne résolution de masse. L'efficacité et la précision du calorimètre leur sont donc cruciales. Les désintégrations rares de mésons B, par exemple $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, posent les plus grandes contraintes sur la résolution en énergie, soit de 1-2%. Pour des énergies inférieures à 2 GeV, la résolution de masse des π^0 est dominée par la résolution sur l'énergie, mais à des

énergies plus hautes, c'est la résolution angulaire qui domine, aussi elle doit être de l'ordre de quelques mrad. L'EMC contribue aussi à d'autres types d'analyses, comme $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ présentée ici, en participant à l'identification des électrons.

Le calorimètre est constitué d'une partie cylindrique et d'un embout cône tronqué à l'avant du détecteur (voir figure 2.8). Il est placé asymétriquement de part et d'autre du point d'interaction sur l'axe z , sa partie cylindrique s'étalant 112,7 cm à l'arrière et 180,9 cm à l'avant de ce dernier. En incluant la partie cône, les cristaux scintillateurs couvrent un angle de $15,8^\circ$ à $140,8^\circ$ par rapport à l'axe z . Pour la partie cylindrique, le rayon intérieur est de 91 cm et le rayon extérieur, de 136 cm. Le calorimètre entier pèse environ 26,7 tonnes et contient 6580 cristaux CsI(Tl), tous disposés de manière à être orientés vers le point d'interaction. Dans le but de minimiser le volume de CsI, la longueur des cristaux change aussi avec leur position dans le détecteur. Les cristaux à l'arrière de la partie cylindrique ont une longueur de $16,1 X_0$, ceux dans la moitié avant augmente de $0,5X_0$ à chaque 7 cristaux jusqu'à atteindre $17,6X_0$, qui est aussi la longueur de tous les cristaux de l'embout cône avant. Les cristaux sont de forme trapézoïdale avec une dimension transverse typique de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ à l'arrière rétrécissant jusqu'à $47 \times 47 \text{ mm}^2$ vis-à-vis le point d'interaction et avec une valeur intermédiaire de $55 \times 55 \text{ mm}^2$ à l'avant de la partie cylindrique et diminuant jusqu'à $46 \times 53 \text{ mm}^2$ pour le cercle intérieur de l'embout. Le choix de cristaux en CsI dopés au thallium provient du fait qu'il permet une excellente résolution angulaire et en énergie et que sa courte longueur de radiation permet de contenir les gerbes décrites ci-bas avec une quantité relativement faible de matériau.

La détection des particules dans les cristaux se fait par bremsstrahlung et perte d'énergie par ionisation pour les électrons et les protons et par production de paire électron-positron pour les photons. Les deux cas créent des gerbes d'électrons, positrons et photons, la seule différence est laquelle de ces particules est arrivée en premier. Dans le cas d'un électron, il interagira avec les particules du scintillateur et alors émettra un photon qui se convertira en paire et ainsi de suite. Dans le cas d'un photon, l'interaction avec les cristaux le fera se convertir en paire électron-

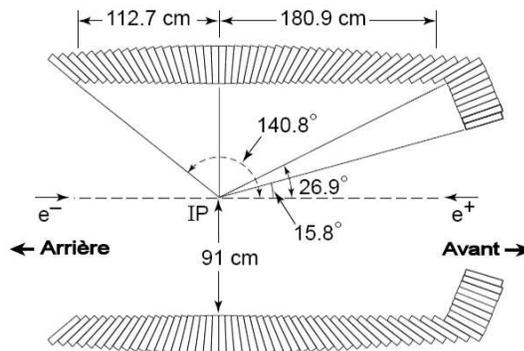


FIG. 2.8 – Vue de côté de l'EMC.^[19]

positron dont chacune des particules interagira davantage avec le scintillateur. Le nombre de particules impliquées augmente donc exponentiellement avec la distance de pénétration jusqu'à ce que l'énergie des électrons et positrons créés atteigne la limite où la perte d'énergie par ionisation est égale à celle par bremsstrahlung. Les photons de la gerbe sont captés directement par deux photodiodes situées à l'arrière de chaque cristal (voir figure 2.9) alors que les leptons doivent exciter les atomes du cristal qui, en retournant à leur état fondamental, émettent alors les photons qui seront détectés. L'utilisation de photodiodes, par opposition à des photomultiplicateurs, permet de placer l'EMC à l'intérieur du champ magnétique entourant le détecteur. On utilise deux photodiodes PIN en silicium de (2×1) cm^2 indépendantes par cristal principalement par souci de fiabilité, le remplacement d'une de ces composantes nécessitant l'ouverture du calorimètre, mais également afin d'améliorer le ratio signal-bruit de fond.

2.3.5 Le solénoïde

La mesure de la charge et de l'impulsion d'une particule nécessite un champ magnétique. Celui-ci fait courber les particules chargées et permet alors de mesurer leur rayon de courbure par leur trajectoire alors que sans champ magnétique, la ligne droite décrite par les particules ne pourrait pas nous renseigner sur leurs autres caractéristiques. Le champ magnétique du détecteur BABAR est engendré

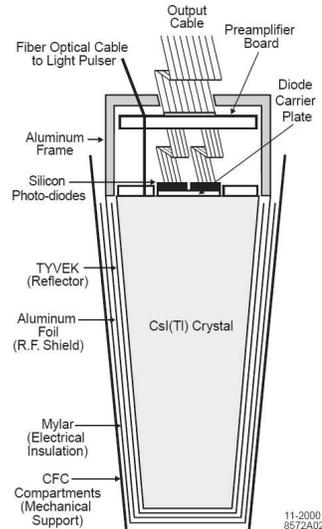


FIG. 2.9 – Un cristal de l’EMC.^[22]

par un solénoïde supraconducteur situé entre l’EMC et l’IFR (voir section 2.3.6) et est fixé à 1,5 T afin de garder une bonne résolution sans avoir besoin d’augmenter les volumes des détecteurs internes, ce qui augmenterait le coût du calorimètre.

2.3.6 Le détecteur de muon et hadrons neutres (Instrumented Flux Return)

Le but du sous-détecteur le plus externe à BABAR est d’identifier les muons avec une grande efficacité et pureté, ainsi que les hadrons neutres à longue durée de vie, principalement les K_L^0 et les neutrons, en conjonction avec les données du calorimètre. L’identification des muons est importante pour l’étiquetage de la saveur des mésons neutres B par désintégration semi-leptoniques, pour la reconstruction de mésons vecteurs comme le J/ψ et l’étude des désintégrations rares et semi-leptoniques qui impliquent des leptons, l’information équivalente pour les électrons dans ces désintégrations étant fournie par l’EMC. Pour ces mesures, l’IFR doit couvrir une grande étendue d’angle solide et avoir une bonne efficacité. Pour les hadrons particulièrement, une haute efficacité et une bonne résolution angulaire

sont très importantes.

L'IFR est une grande structure en fer constituée d'une partie cylindrique centrale et d'embouts avant et arrière et couvrent un angle solide total de 300 mrad vers l'avant et 400 mrad vers l'arrière. Il est divisé en 18 couches d'épaisseurs croissantes de 2 à 10 cm dont certaines sont séparées par des cavités d'environ 3 cm où sont logés les tubes de détection LST (plastic Limited Streamer Tubes). Ceux-ci détectent les particules ralenties par la structure en fer par une manière semblable à celle d'une chambre à dérive. Les tubes sont remplis d'un gaz et parcourus par un fil électrique à haut voltage. Lorsqu'une particule pénètre dans le tube, elle ionise le gaz, libérant des électrons qui sont ensuite attirés par le fil et y crée une impulsion électrique détectable.

L'identification des particules étant basée sur leur pouvoir de pénétration, l'IFR est l'instrument du détecteur BABAR qui différencie le plus facilement des particules de masses semblables, particulièrement les pions et les muons. Le positionnement de l'IFR en périphérie du détecteur lui confère un avantage pour la détection des K_L^0 puisque leur temps de vie est long.

2.3.7 Le système de déclenchement

Le mécanisme de déclenchement du détecteur BABAR s'effectue à deux niveaux. Le premier niveau, L1, est électronique tandis que le deuxième est logiciel et nécessite une première reconstruction de l'événement.

Le but de L1 est de fournir une grande efficacité. Il se base sur les données de la DCH, de l'EMC et de l'IFR. Chacun des détecteurs fournit des données sur son type "d'objet déclencheur". Dans la DCH, ces objets sont des traces classées comme suit : des traces longues appelées "A", des traces courtes appelées "B". Celles-ci sont ensuite examinées pour déterminer si elles peuvent correspondre à des traces d'impulsion transverse supérieure à un critère modifiable, qu'on appelle alors "A'". Le système de déclenchement utilise une combinaison de ces objets pour sélectionner les événements. On demande une impulsion transverse d'au moins 0,18 GeV pour les traces A, 0,12 GeV d'impulsion transverse pour les traces B. Au ni-

veau de l'énergie, les objets déclencheurs sont simplement des dépôts d'énergie classifiés par la région où ils sont détectés et la quantité d'énergie détectée. On demande ici deux dépôts d'énergie supérieure à un seuil excluant efficacement les muons. L'IFR est aussi utilisé pour déclencher les paires $\mu^+\mu^-$ et des rayons cosmiques, en exigeant seulement que plus de la moitié des détecteurs d'une des dix sections de l'IFR aient lu un signal pendant un laps de temps donné. Les systèmes de déclenchements basés sur la DCH et sur l'EMC ont tous deux une très haute efficacité. Cette redondance, combinée avec l'indépendance de leur fonctionnement, permet de mesurer approximativement les efficacités en comparant les données des deux systèmes.

Le but de L3 est de réduire le bruit de fond tout en préservant les événements d'intérêt physique. Il ne devrait pas réduire les efficacités de L1 mentionnées ci-haut de manière significative. L3 utilise la reconstruction des événements et des filtres de sélection sur ceux-ci pour approfondir et améliorer la sélection des événements telle que faite par L1.

CHAPITRE 3

ANALYSE

3.1 Stratégie d'analyse

L'analyse décrite dans ce mémoire vise l'extraction de la grandeur de l'élément V_{ub} de la matrice CKM par la détermination du rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ où l peut être un muon ou un électron.

On utilise les événements $B\bar{B}$ dont un des mésons B s'est désintégré en $Dl\nu$, notre "étiquette". Cela permet d'améliorer la pureté des événements en éliminant les événements avec un grand nombre de traces qui pourraient se retrouver à tort dans la reconstruction du signal. Cela diminue la quantité d'événements analysés, mais diminue leur bruit de fond. On recherche donc d'abord les événements qui contiennent un méson D et un lepton chargé e ou μ dont la cinématique est cohérente avec une désintégration $B \rightarrow Dl\nu$.

La reconstruction du côté signal, $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ est faite indépendamment à partir de toutes les traces. Par la suite, les multiples possibilités générées par ces reconstructions sont recoupées pour ne garder que les événements qui présentent des côtés étiquette et signal n'utilisant aucune des mêmes traces ni aucun des mêmes photons.

3.2 Échantillons de données

L'analyse utilise les données recueillies par le détecteur BABAR ainsi que des données simulées par ordinateur. Les données simulées, appelées données Monte-Carlo ou MC, proviennent de simulations d'événements par les générateurs EvtGen et Jetset7.4 qu'on fait interagir avec les simulations du détecteur, BBSim et Aslund.

Les données réelles proviennent des Sessions 1 à 4 : $\approx 210,5 fb^{-1}$ de luminosité pour les données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ et $\approx 21,6 fb^{-1}$ pour les données hors résonance. Les données MC sont aussi simulées en Sessions dont certains

paramètres différent pour correspondre aux conditions expérimentales des données réelles. Pour les données MC, on distingue deux types principaux de données : les événements signaux et les événements de bruit de fond. On utilise 1051K événements signaux, c'est-à-dire qu'un des B se désintègre selon $B \rightarrow \pi^0 l \nu$, alors que le second B se désintègre selon $B \rightarrow X$, où X peut être n'importe quel état final possible de la désintégration d'un méson B. Le bruit de fond est simulé en cinq catégories différentes, soient les désintégrations principales de la résonance $\Upsilon(4S)^{[1]}$:

- 535868K événements génériques $B^0 \bar{B}^0$ ($\approx 1020, 7fb^{-1}$),
- 534282K événements génériques $B^+ B^-$, dont on a enlevé les événements signaux pour n'avoir que le bruit de fond, ($\approx 1017, 7fb^{-1}$),
- 367841K événements $c\bar{c}$ ($\approx 283fb^{-1}$),
- 700552 événements $u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$ ($\approx 335, 2fb^{-1}$)
- et 403270K événements $\tau^+ \tau^-$ ($\approx 429, 0fb^{-1}$).

Certaines corrections doivent être effectuées sur les données Monte-Carlo pour les rendre cohérentes avec le processus à l'efficacité actuelle d'identification des particules et reconstruction des traces. Dans cette analyse, on utilise des corrections, sous la forme de poids, à l'identification des leptons, l'efficacité de reconstruction de la trace des leptons et l'efficacité de détection du π^0 pour les particules de la partie signal de l'événement. Le poids associé à l'identification des leptons est basé sur le ratio d'efficacité des données réelles vs les données Monte-Carlo par le groupe d'identification des particules (Particle ID Group^[29]) à BABAR. Ce poids a une grandeur moyenne de $1,007 \pm 0,058$. Le poids associé à l'efficacité de reconstruction des traces est basé sur le ratio d'efficacité donné par le groupe d'efficacité de reconstruction des traces (Tracking Efficiency Task Force^[27]) et sa moyenne est de 0,999. Finalement, le poids associé à la détection des π^0 est basé sur l'étude faite par le groupe des particules neutres (Neutral Particles Group^[28]) et est de $0,959704 + 7,63622 \times 10^{-3} \cdot p$ où p est l'impulsion du π^0 dans le référentiel du laboratoire. Tous ces poids sont multipliés en un poids global pour chaque combinaison de particules du côté signal.

Il faut aussi tenir compte, dans le poids des événements, de leur type de désintégration. La précision sur la connaissance des rapports d'embranchement des différentes désintégrations simulées augmente continuellement et les analyses peuvent donc bénéficier d'incertitudes plus faibles que celles avec lesquelles les données ont tout d'abord été simulées. On affecte donc aux événements un poids amenant les rapports d'embranchements des désintégrations aux valeurs données par le PDG 2003 listées dans le tableau 3.1 tel que recommandé par le group d'étude des désintégrations semileptoniques (SemiLeptonic Analysis Working Group^[25]) à BABAR.

$\mathcal{B}(B \rightarrow X_c \ell \nu)$	Généré $B^+ B^-$ ($\times 10^{-2}$)	Utilisé $B^+ B^-$ ($\times 10^{-2}$)	Généré $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-2}$)	Utilisé $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-2}$)
$B \rightarrow D \ell \nu$	2.10	2.24	2.10	2.07
$B \rightarrow D^* \ell \nu$	5.60	6.17	5.60	5.7
$B \rightarrow D_1(2420) \ell \nu$	0.56	0.56	0.56	0.52
$B \rightarrow D_2(2460)^* \ell \nu$	0.37	0.30	0.37	0.23
$B \rightarrow D_0^* \ell \nu$	0.20	0.49	0.20	0.45
$B \rightarrow D_1' \ell \nu$	0.37	0.90	0.37	0.83
$B \rightarrow X_c \ell \nu(\text{non} - \text{res})$	1.20	0.41	1.2	0.38
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u \ell \nu)$	Généré $B^+ B^-$ ($\times 10^{-4}$)	Utilisé $B^+ B^-$ ($\times 10^{-4}$)	Généré $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-4}$)	Utilisé $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-4}$)
$B \rightarrow \pi \ell \nu$	signal	signal	1.8	1.33
$B \rightarrow \eta \ell \nu$	0.3	0.84	-	-
$B \rightarrow \eta' \ell \nu$	0.6	0.84	-	-
$B \rightarrow \rho \ell \nu$	1.3	1.45	2.6	2.69
$B \rightarrow \omega \ell \nu$	1.3	1.45	-	-
$B \rightarrow X_u \ell \nu(\text{non} - \text{res})$	13.65	17.48	13.65	17.9

TAB. 3.1 – Rapports d'embranchement utilisés pour les désintégrations semileptoniques. Les deuxième et quatrième colonnes donnent les valeurs des rapport d'embranchement utilisés pour générer les désintégrations des mésons B chargés. Les quatrième et cinquième colonnes correspondent aux mésons B neutres.^[1]

De plus, les probabilités de désintégration dans différents états finaux varient avec l'énergie du système (q^2). Les données sont tout d'abord simulées avec la

même probabilité pour toute valeur de q^2 , ce qui a l’avantage de fournir un nombre suffisant de données sur toute l’étendue possible de q^2 . Un poids leur est ensuite assigné pour refléter les différents modèles théoriques connus. Notre analyse fait ce travail par l’outil XSLRewighting^[26], développé par D. Côté, et utilise le modèle GenericFplus avec $\alpha = 0.61$ ^[1].

L’analyse a tout d’abord été effectuée sur les données Monte-Carlo afin d’optimiser les coupures et est ensuite appliquée aux données réelles, tout en vérifiant l’accord entre les deux types de données.

3.3 Sélection des candidats

Les sélections des événements visent à isoler autant que possible des bruits de fond les événements contenant les désintégrations $B \rightarrow Dl\nu$ et $B \rightarrow \pi^0l\nu$. Les valeurs des coupures ont été choisies selon l’analyse sur $B \rightarrow \pi^0l\nu$ par Sylvie Brunet^[1]. Les coupures ont été optimisées sur les données simulées par Monte-Carlo avant d’être appliquées sur les données réelles.

3.3.1 Présélection des événements

Les premières sélections sont faites par un des “skims” “préfabriqués” dans BABAR dont les buts sont de diminuer le volume de données avec lesquelles chaque analyse doit travailler. Cette analyse-ci utilise le “skim” BToDlnu générique avec certaines coupures ajoutées spécifiquement. On y ajoute aussi un “sub-skim”, AddLepton, développé pour faciliter les analyses semileptoniques^[30]. Les coupures impliquées par ces “skims” et celles qui y sont ajoutées dans notre analyse seront décrites ci-dessous.

Le ratio des moments de Fox-Wolfram 0 et 2 de toutes les traces chargées ne doit pas dépasser 0,5. Cette variable est illustrée à la figure 3.3. Physiquement, cette coupure correspond à choisir des événements dont la distribution est plus sphérique que selon des jets. Cette topologie décrit davantage les événements du continuum que les événements de désintégrations de mésons B.

On demande ensuite un maximum de 12 candidats dans la liste de particules reconstruites *GoodTracksVeryLoose* et de 100 candidats dans la liste de reconstruction des photons *CalorNeutral*. La liste *GoodTracksVeryLoose* regroupe toutes les traces chargées dont l'impulsion est inférieure à 10 GeV/c, la distance d'approche minimale (DOCA) dans le plan xy est supérieure à 1,5 cm et celle selon l'axe z est entre -10 et 10 cm et finalement, l'angle par rapport à l'axe z doit être entre 0,410 et 2,54 rad, soit l'acceptance du détecteur. La liste *CalorNeutral* ne prend que les traces non chargées de l'EMC n'ayant qu'un seul maximum de déposition d'énergie (alors qu'il peut y en avoir plusieurs si plusieurs gerbes se recoupent dans l'EMC) et assigne une masse hypothétique au photon correspondant en se basant sur l'énergie totale déposée. Ces sélections permettent d'éliminer les événements à très haute multiplicité et qui ne peuvent donc pas correspondre à notre signal recherché ou dans lesquels le signal serait trop difficile à identifier correctement.

Ensuite, les événements doivent contenir entre un et 20 candidats $B \rightarrow D^0 l \nu(X)$ dans la liste *BToDorDstarlnuX* avec un maximum de 6 traces non utilisées par le côté étiquette et faisant partie de la liste des traces chargées *chargedTracks*. Puisque notre analyse se concentre uniquement sur les désintégrations de B chargés en D^0 , elle n'utilise que la partie *BToDlnuX* et rejette les D^* . L'imposition d'une limite supérieure à 20 candidats D-l ne coupe que très peu de signal car, comme on peut le voir aux figures 3.4 et 3.5, peu d'événements signaux ont au-dessus de 10 couples D-l potentiels.

3.3.2 Sélections des couples du côté étiquette

Les mésons D^0 sont reconstruits selon 3 modes de désintégration : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Les pions chargés sont choisis parmi la liste *GoodTracksVeryLoose*, les pions neutres de la liste *Pi0AllDefault* et les kaons chargés, de la liste *KMicroNotPion*. La probabilité (χ^2) du vertex du méson D reconstruit doit être supérieure à 0,001. Pour chaque mode, on garde les mésons D dont la masse est à l'intérieur d'un intervalle de $7,5\sigma$ autour de la masse moyenne déterminée par lissage (voir tableau 3.2). La liste *Pi0AllDefault* demande une masse

entre $0,115\text{GeV}/c^2$ et $0,150\text{ GeV}/c^2$, une cohérence du pion fusionné (“merged pi0 consistency”) supérieure à 0,01 et que la vraisemblance (“likelihood”) du pion neutre soit supérieure à celle de toute autre particule pour cette trace. La liste *KMicroNotPion* identifie les pions par un réseau neuronal.

Mode de désintégration du D^0	Masse moyenne (GeV/c^2)	σ (GeV/c^2)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1,864(MC) ; 1,864(données)	0,0061(MC) ; 0,0061(données)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	1,865(MC) ; 1,864(données)	0,0048(MC) ; 0,0046(données)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	1,862(MC) ; 1,863(données)	0,0117(MC) ; 0,0129(données)

TAB. 3.2 – Valeurs numériques des masses moyennes des D^0 et de leur incertitude pour différents modes de désintégration du D^0 .^[1]

On exige au minimum un lepton énergétique par désintégration $B \rightarrow D l \nu$. Le lepton doit être dans la liste *GoodTracksTight* et d’impulsion entre $0,8\text{ GeV}/c$ et $3,0\text{ GeV}/c$ dans le référentiel du centre de masse(voir figure 3.11). La probabilité du vertex du méson D^0 et du lepton doit être supérieure à 0,001. La liste *GoodTracksTight* implique qu’en plus de satisfaire aux critères de *GoodTracksVeryLoose*, le lepton doit avoir une impulsion transverse supérieure à $0,1\text{ GeV}/c$, un nombre minimal de 20 points d’interactions avec la DCH, une DOCA dans le plan xy inférieure à 1,0 cm et une DOCA selon l’axe z entre -3 et 3 cm.

On demande ensuite que l’angle entre la direction du méson B et le plan qui comprend les trajectoires des mésons K et D ait un cosinus situé entre -5 et 5 (voir figure 3.10). Par construction et en assumant que la masse manquante dans l’événement est nulle, $\cos \theta_{BY}$ devrait être entre -1 et 1, mais des effets de reconstruction et du détecteur peuvent faire sortir la variable de cet intervalle. Cela se produit par exemple lorsque des particules à faible impulsion manquent à la reconstruction où que des photons du rayonnement Bremsstrahlung ne sont pas détectés. La coupure sur cette variable est très lâche et vise à éliminer les candidats invraisemblables plutôt qu’à sélectionner les meilleurs candidats. Mathématiquement,

$\cos \theta_{BY}$ vaut^[24] :

$$\cos \theta_{BY} = \frac{2E_B E_{D^0l} - m_B^2 - m_{D^0l}^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_{D^0l}|} \quad (3.1)$$

avec, $E_B = \sqrt{2}/2$, $s = m_{\Upsilon(4S)}^2$ et $|\vec{p}_B| = \sqrt{s/4 - m_B^2}$.

3.3.3 Sélections des couples du côté signal

En reconstruisant la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$, on demande que son lepton provienne de la liste *GoodTracksLoose* et satisfasse les critères d'identification des particules *PidLHElectrons* ou *MuonNNLoose* (voir figure 3.15). *GoodTracksLoose* demande, en plus des critères de *GoodTracksVeryLoose*, que l'impulsion transverse du lepton soit supérieure à 0,1 GeV/c et qu'il ait au moins 12 points d'interaction avec la DCH. La liste *PidLHElectrons* se fie sur le rapport de la probabilité d'avoir détecté un électron dans l'EMC, la DCH et le DIRC par rapport à celles d'avoir détecté un électron, un pion, un kaon ou un proton. On y tient compte de l'efficacité de détection des électrons et du taux de fausses détections d'hadrons, tous deux mesurés sur des échantillons de particules connus. La liste *MuonNNLoose* se base sur les données de 8 variables fournies par l'IFR et discrimine entre les pions et les muons par un réseau neuronal entraîné par des échantillons de contrôle.

Les candidats π^0 sont, eux, choisis directement à partir de la liste *pi0AllDefault* décrite précédemment (voir figure 3.16).

La valeur de $\cos \theta_{B\pi^0l}$, défini de façon analogue à $\cos \theta_{BY}$ avec la substitution de π^0 pour D^0 , doit aussi se situer entre -5 et 5 (voir figure 3.14).

3.3.4 Sélection des paires étiquette-signal

Les paires étiquette-signal sont formées en associant chacun des couples Dl (côté étiquette) avec chacun des couples π^0l . On ne retient ensuite que les paires viables à travers les coupures suivantes.

On demande tout d'abord que le couple Dl et le couple π^0l n'aient aucune trace et aucun photon en commun.

Si la reconstruction des événements était parfaite, il ne resterait aucune trace

chargée ou énergie neutre détectées après l'utilisation des traces des états finaux des désintégrations $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ et $B \rightarrow D l' n u$. En réalité, les traces chargées ou neutres mal reconstruites et les bruits de fond d'origine machine peuvent mener à des traces chargées et de l'énergie neutre supplémentaires.

On examine donc le nombre de traces chargées non-utilisées par les reconstructions des côtés signal et étiquette, qu'on désigne par T_{extra} (voir figure 3.17) et l'énergie des photons non-utilisés, qu'on désigne par E_{extra} (voir figure 3.18). Ces photons ne doivent pas pouvoir être ajoutés aux D^0 pour former un D^{*0} potentiel. Les critères pour la formation du D^{*0} sont que la différence de masse entre le D^{*0} et le D^0 soit inférieure à 150 MeV (masse d'un pion neutre par lequel le D^{*0} peut devenir un $D^0 : D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$) et que $\cos \theta_{BY}$ reste entre -2 et 1,1 avec l'ajout du ou des photons dans son calcul. (On peut ajouter jusqu'à 2 photons pour représenter un π^0 .)

Ces traces et photons doivent de plus être jugés comme faisant réellement partie de l'événement étudié et ne provenant pas d'un bruit de fond pour contribuer à T_{extra} et E_{extra} . Pour cela, ils doivent passer d'autres coupures. Pour les photons, on demande :

- une énergie minimale de 80 MeV,
- une séparation angulaire entre le photon et la trace chargée la plus proche entre 80 et 150 mrad,
- un angle azimuthal entre 0,32 et 2,44 rad,
- un nombre minimal de points d'interaction avec les cristaux de l'EMC de 3

Ensuite, le lepton utilisé par le côté signal doit être de charge opposée à celui du côté étiquette, comme l'exige la conservation de la charge électrique dans la désintégration.

Finalement, on définit une nouvelle variable, $\cos^2 \phi_B$, qui reflète la qualité de la reconstruction de l'événement. L'angle ϕ_B est défini comme l'angle entre le méson B du côté étiquette et le plan formé par les impulsions des couples $\pi^0 l$ et $D^0 l$ (voir figure 3.1). Si l'événement est bien reconstruit, la valeur de $\cos^2 \phi_B$ devrait se situer entre 0 et 1. Si l'événement est mal reconstruit, $\cos^2 \phi_B$ ne représentera plus un angle

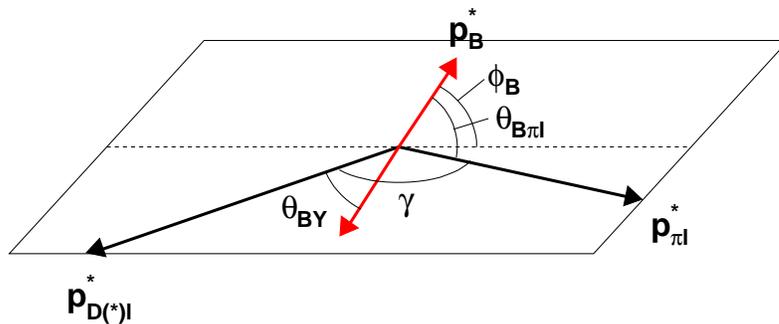


FIG. 3.1 – Figure provenant de [23]. Illustration des angles ϕ_B , θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0l}$ et γ utilisés dans l'expression de $\cos^2 \phi_B$.

physique et sa distribution sera élargie au-delà de 1. La coupure sur cette variable combine les coupures sur $\cos \theta_{BY}$ et $\cos \theta_{B\pi^0l}$ qui avaient été laissées lâches dans le but de ne pas biaiser cette coupure. Le graphique 3.19 montre la distribution de $\cos^2 \phi_B$ lorsqu'on ne fait pas les coupures sur l'énergie neutre restante dans l'événement et sur le nombre de traces restantes dans l'événement, mais qu'on applique toujours toutes les coupures subséquentes. En se basant sur ces graphiques nous avons décidé de ne garder que les événements dont la valeur de $\cos^2 \phi_B$ est inférieure ou égale à 1,5. La définition mathématique de $\cos^2 \phi_B$ est :

$$\cos^2 \phi_B = \frac{\cos^2 \theta_{BY} + \cos^2 \theta_{B\pi^0l} + 2 \cos \theta_{BY} \cos \theta_{B\pi^0l} \cos \gamma}{\sin^2 \gamma} \quad (3.2)$$

et sa dérivation est détaillée dans l'annexe I.

Comme on peut le voir à la figure 3.2, la coupure sur la masse du D^0 est très large, on garde tous les candidats dont la masse est à l'intérieur d'un intervalle de $7,5\sigma$ de la masse moyenne. Cela a pour but de permettre de définir une région signal à l'intérieur de 3σ de la masse moyenne et correspondant au pic du graphique de la masse du D^0 ainsi que deux régions de bruit de fond combinatoire, comprenant les candidats dont le D^0 a une masse située entre 3 et $7,5\sigma$ de la masse moyenne. Pour isoler les événements signaux, on veut enlever de la région signal le bruit de fond combinatoire qui s'y trouve. Pour ce faire, on étudie les deux régions

extérieures. Ici, leur distribution est linéaire, on peut donc extrapoler simplement le nombre d'événements bruit de fond dans la région signal en multipliant le nombre d'événements dans les régions extérieures par le rapport entre la largeur de la région signal et la somme des largeurs des deux régions extérieures. Dans notre cas, on a donc :

$$N_{region\ sig}^{Bruit\ de\ fond} = N_{region\ ext}^{Bruit\ de\ fond} \cdot \frac{2 \cdot 3\sigma}{2 \cdot 4.5\sigma}. \quad (3.3)$$

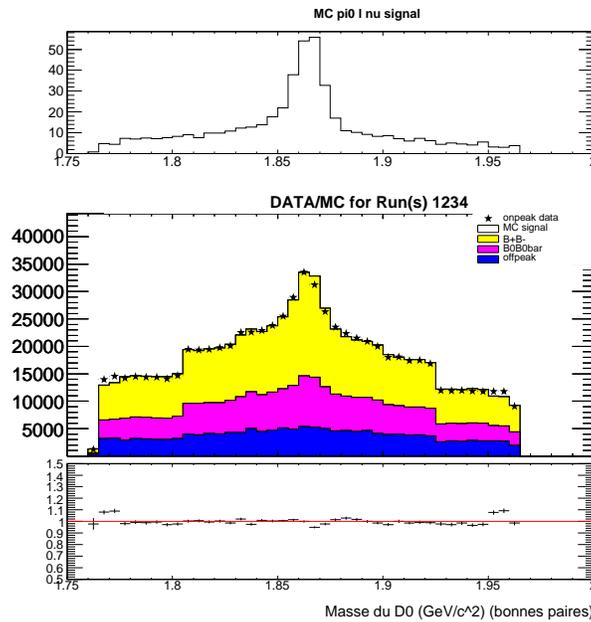


FIG. 3.2 – Masse des candidats D0 sur un intervalle de 7,5 sigma autour de la masse moyenne

L'incertitude sur cette sélection est calculée par la propagation des erreurs pour une somme d'éléments pondérés et non corrélés tel que décrit dans ^[31] :

$$\sigma_{N_{sig}} = \sqrt{\sum_i p_i}, \quad \text{où les } p_i \text{ sont les poids de chacun des événements.} \quad (3.4)$$

On y tient compte du facteur de normalisation de 2/3 entre les régions signal et

externes.

Les effets des coupures sont détaillés dans les tableaux 3.3, 3.4, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8, 3.9 et 3.10

3.4 Comparaison des données réelles avec les simulations Monte-Carlo

Puisqu'une simulation numérique des données est utilisée pour optimiser les coupures, il est essentiel d'avoir un excellent accord entre les données réelles et les simulations. À cette fin, on compare les graphiques de variables reliées aux coupures effectuées et décrivant les événements globaux, le côté signal, le côté étiquette et les paires formées en normalisant les données et les simulations à la même luminosité. Puisque le signal est généralement minim par rapport au bruit de fond, il apparaît dans le haut de chaque graphique avec sa propre échelle. La section du bas des graphiques affiche le rapport de la valeur pour les données réelles sur la somme des valeurs pour les données simulées dans chaque intervalle. Une ligne horizontale est tracée à un pour faciliter l'évaluation visuelle de l'accord des données. Ces graphiques affichent soit les caractéristiques initiales de tous les événements qui passent le "skim" sans coupure additionnelle, soit les données ayant passées à travers toutes les coupures telles que décrites plus haut, sauf celles sur E_{extra} et T_{extra} qui sont relâchées respectivement à 1 GeV et 5 traces restantes et 20 pour montrer un nombre d'événements. De plus, la sélection de $\cos^2 \phi_B$ est choisie à 20 et le choix de la meilleure paire ainsi que la soustraction des régions externes par rapport à la région signale ne sont pas effectuées. L'accord est généralement satisfaisant.

Nous voulons aussi vérifier que le bruit de fond du continuum, c'est-à-dire les données prises hors-résonance, est bien simulé par les événements $c\bar{c}$, $u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$ et $\tau\bar{\tau}$ générés par Monte-Carlo. Nous comparons donc la distribution de $\cos^2 \phi_B$ pour ces bruits de fond sans coupure sur les traces chargées restantes et l'énergie neutre restante ou avec des coupures de 5 traces chargées restantes ou moins et une énergie neutre restante inférieure ou égale à 1 GeV dans les graphiques 3.20

et 3.21 . L'accord entre les données réelles et celles générées par Monte-Carlo est satisfaisant et ne nécessite pas l'application d'un facteur de correction.

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Côté étiquette : Départ	1.79216e+07	1.79216e+07	-	-
Modes D0 1,2,3	1.79216e+07	1.79216e+07	100	100
Max de 20 Dls	1.67159e+07	1.67159e+07	93.2721	93.2721
R2All < 0.5	1.67159e+07	1.67159e+07	100	93.2721
Nombre de $\pi^0 > 0$	1.57595e+07	1.57595e+07	94.2787	87.9357
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	1.5028e+07	1.5028e+07	95.3583	83.854
Test du vertex $D^0 K \pi$	1.49111e+07	1.49111e+07	99.2222	83.2018
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	1.40035e+07	1.40035e+07	93.9133	78.1375
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	1.26803e+07	1.26803e+07	90.5512	70.7544
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	1.26803e+07	1.26803e+07	100	70.7544
Départ	1.26803e+07	1.26803e+07	100	70.7544
π^0 s fusionnés	1.26791e+07	1.26791e+07	99.9901	70.7474
Test sur l'identité du lepton	1.26791e+07	1.26791e+07	100	70.7474
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	1.26375e+07	1.26375e+07	99.6725	70.5157
Min de 12 points dans la DCH	1.26365e+07	1.26365e+07	99.9914	70.5096
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	1.26317e+07	1.26317e+07	99.9624	70.4831
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	1.26152e+07	1.26152e+07	99.8693	70.391
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	1.26152e+07	1.26152e+07	100	70.391
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	4.8367e+06	4.8367e+06	38.3403	26.9881
Départ	4.56338e+06	4.56338e+06	94.3491	25.463
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	1.48661e+06	1.48661e+06	32.577	8.29509
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	1.17087e+06	1.17087e+06	78.7609	6.53329
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	1.1342e+06	1.1342e+06	96.8678	6.32866
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	1.01359e+06	1.01359e+06	89.3664	5.65569
$T_{extra} \leq 0$	76338	76338	7.53145	0.425955
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	11578.5	11578.5	15.1674	0.0646065
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	11004.5	11004.5	95.0424	0.0614036
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	5845.26	5845.26	53.117	0.0326157
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	5845.26	5845.26	100	0.0326157
Impulsion π^0 la plus grande	5845.26	5845.26	100	0.0326157
Région signal seulement	2408.9±75.5	512.3±16.7	41.21	0.01344

TAB. 3.3 – Table d'efficacité des coupures pour BpBm

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	1.48674e+07	1.48674e+07	-	-
Modes D0 1,2,3	1.48674e+07	1.48674e+07	100	100
Max de 20 Dls	1.38241e+07	1.38241e+07	92.9824	92.9824
R2All < 0.5	1.38241e+07	1.38241e+07	100	92.9824
Nombre de $\pi^0 > 0$	1.27452e+07	1.27452e+07	92.1956	85.7257
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	1.20375e+07	1.20375e+07	94.4474	80.9657
Test du vertex $D^0 K \pi$	1.19573e+07	1.19573e+07	99.3334	80.426
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	1.09756e+07	1.09756e+07	91.7905	73.8234
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	9.81714e+06	9.81714e+06	89.445	66.0313
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	9.81714e+06	9.81714e+06	100	66.0313
Départ	9.81714e+06	9.81714e+06	100	66.0313
π^0 s fusionnés	9.81572e+06	9.81572e+06	99.9855	66.0217
Test sur l'identité du lepton	9.81572e+06	9.81572e+06	100	66.0217
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	9.78477e+06	9.78477e+06	99.6847	65.8136
Min de 12 points dans la DCH	9.784e+06	9.784e+06	99.9921	65.8084
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	9.78068e+06	9.78068e+06	99.966	65.786
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	9.76951e+06	9.76951e+06	99.8859	65.711
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	9.76951e+06	9.76951e+06	100	65.711
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	3.55876e+06	3.55876e+06	36.4271	23.9366
Départ	3.37031e+06	3.37031e+06	94.7048	22.6691
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	997027	997027	29.5826	6.70613
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	777006	777006	77.9323	5.22624
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	753945	753945	97.032	5.07113
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	653764	653764	86.7125	4.3973
$T_{extra} \leq 0$	26420.1	26420.1	4.04122	0.177705
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	4826.27	4826.27	18.2675	0.0324621
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	3830.8	3830.8	79.3739	0.0257665
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	1768.19	1768.19	46.1573	0.0118931
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	1768.19	1768.19	100	0.0118931
Impulsion π^0 la plus grande	1768.19	1768.19	100	0.0118931
Région signal seulement	291.0±37.3	63.6±8.2	16.46	0.001957

TAB. 3.4 – Table d'efficacité des coupures pour B0B0bar

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	2.51499e+06	2.51499e+06	-	-
Modes D0 1,2,3	2.51499e+06	2.51499e+06	100	100
Max de 20 Dls	2.40423e+06	2.40423e+06	95.5958	95.5958
R2All < 0.5	2.40423e+06	2.40423e+06	100	95.5958
Nombre de $\pi^0 > 0$	2.28986e+06	2.28986e+06	95.2432	91.0484
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	2.08125e+06	2.08125e+06	90.8899	82.7538
Test du vertex $D^0 K \pi$	2.05825e+06	2.05825e+06	98.8946	81.8391
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	1.90666e+06	1.90666e+06	92.6349	75.8116
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	1.57545e+06	1.57545e+06	82.629	62.6423
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	1.57391e+06	1.57391e+06	99.9023	62.5811
Départ	1.57391e+06	1.57391e+06	100	62.5811
π^0 s fusionnés	1.5736e+06	1.5736e+06	99.9802	62.5687
Test sur l'identité du lepton	1.5736e+06	1.5736e+06	100	62.5687
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	1.54596e+06	1.54596e+06	98.2435	61.4696
Min de 12 points dans la DCH	1.54553e+06	1.54553e+06	99.9725	61.4528
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	1.54272e+06	1.54272e+06	99.8181	61.341
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	1.53494e+06	1.53494e+06	99.4956	61.0316
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	1.53494e+06	1.53494e+06	100	61.0316
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	576467	576467	37.5563	22.9212
Départ	523054	523054	90.7344	20.7974
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	152614	152614	29.1774	6.06815
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	127159	127159	83.321	5.05604
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	123749	123749	97.3181	4.92044
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	109797	109797	88.7255	4.36569
$T_{extra} \leq 0$	5850.51	5850.51	5.32849	0.232625
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	537.739	537.739	9.19133	0.0213813
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	465.518	465.518	86.5696	0.0185097
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	209.146	209.146	44.9275	0.00831597
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	209.146	209.146	100	0.00831597
Impulsion π^0 la plus grande	209.146	209.146	100	0.00831597
Région signal seulement	18.5±11.7	14.7±9.0	8.848	0.0007358

TAB. 3.5 – Table d'efficacité des coupures pour c \bar{c} bar

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	1.47437e+06	1.47437e+06	-	-
Modes D0 1,2,3	1.47437e+06	1.47437e+06	100	100
Max de 20 Dls	1.42193e+06	1.42193e+06	96.4432	96.4432
R2All < 0.5	1.42193e+06	1.42193e+06	100	96.4432
Nombre de $\pi^0 > 0$	1.3601e+06	1.3601e+06	95.6516	92.2494
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	1.23282e+06	1.23282e+06	90.6419	83.6166
Test du vertex $D^0 K \pi$	1.2109e+06	1.2109e+06	98.2217	82.1297
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	1.115e+06	1.115e+06	92.0805	75.6254
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	825267	825267	74.0149	55.9741
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	822770	822770	99.6974	55.8047
Départ	822770	822770	100	55.8047
π^0 s fusionnés	822433	822433	99.959	55.7819
Test sur l'identité du lepton	822433	822433	100	55.7819
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	774240	774240	94.1402	52.5132
Min de 12 points dans la DCH	773911	773911	99.9575	52.4909
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	771261	771261	99.6576	52.3111
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	763351	763351	98.9744	51.7746
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	763351	763351	100	51.7746
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	327945	327945	42.9612	22.243
Départ	311855	311855	95.0936	21.1517
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	103572	103572	33.2116	7.02481
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	89394.8	89394.8	86.3119	6.06324
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	87548.9	87548.9	97.9351	5.93804
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	77374	77374	88.3781	5.24793
$T_{extra} \leq 0$	2945.6	2945.6	3.80696	0.199787
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	251.446	251.446	8.53633	0.0170544
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	214.387	214.387	85.2615	0.0145409
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	111.614	111.614	52.0618	0.00757025
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	111.614	111.614	100	0.00757025
Impulsion π^0 la plus grande	111.614	111.614	100	0.00757025
Région signal seulement	-7.7 ± 8.2	-6.0 ± 5.2	-6.966	-0.0005274

TAB. 3.6 – Table d'efficacité des coupures pour uds

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	6854	6854	-	-
Modes D0 1,2,3	6854	6854	100	100
Max de 20 Dls	6854	6854	100	100
R2All < 0.5	6854	6854	100	100
Nombre de $\pi^0 > 0$	5238	5238	76.4225	76.4225
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	4438	4438	84.727	64.7505
Test du vertex $D^0 K \pi$	4047	4047	91.1897	59.0458
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	3810	3810	94.1438	55.588
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	2258	2258	59.2651	32.9443
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	2214	2214	98.0514	32.3023
Départ	2214	2214	100	32.3023
π^0 s fusionnés	2214	2214	100	32.3023
Test sur l'identité du lepton	2214	2214	100	32.3023
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	1945	1945	87.85	28.3776
Min de 12 points dans la DCH	1945	1945	100	28.3776
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	1935	1935	99.4859	28.2317
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	1918	1918	99.1214	27.9837
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	1918	1918	100	27.9837
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	893	893	46.5589	13.0289
Départ	873.097	873.097	97.7712	12.7385
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	296.243	296.243	33.9301	4.32219
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	163.144	163.144	55.071	2.38027
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	149.937	149.937	91.9049	2.18759
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	124.408	124.408	82.9731	1.81511
$T_{extra} \leq 0$	73.8852	73.8852	59.3896	1.07799
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	37.4591	37.4591	50.699	0.546529
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	36.5093	36.5093	97.4645	0.532672
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	20.3699	20.3699	55.7937	0.297197
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	20.3699	20.3699	100	0.297197
Impulsion π^0 la plus grande	20.3699	20.3699	100	0.297197
Région signal seulement	0.6 ± 3.6	-0.3 ± 1.9	3.084	0.009167

TAB. 3.7 – Table d'efficacité des coupures pour tautau

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	9.11956e+06	9.11956e+06	-	-
Modes D0 1,2,3	9.11956e+06	9.11956e+06	100	100
Max de 20 Dls	8.68025e+06	8.68025e+06	95.1828	95.1828
R2All < 0.5	8.68025e+06	8.68025e+06	100	95.1828
Nombre de $\pi^0 > 0$	7.98322e+06	7.98322e+06	91.9699	87.5396
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	7.50501e+06	7.50501e+06	94.0098	82.2958
Test du vertex $D^0 K \pi$	7.43155e+06	7.43155e+06	99.0212	81.4903
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	6.85217e+06	6.85217e+06	92.2037	75.1371
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	5.91383e+06	5.91383e+06	86.3059	64.8478
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	5.90692e+06	5.90692e+06	99.8831	64.772
Départ	5.90692e+06	5.90692e+06	100	64.772
π^0 s fusionnés	5.90547e+06	5.90547e+06	99.9754	64.7561
Test sur l'identité du lepton	5.90543e+06	5.90543e+06	99.9994	64.7557
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	5.84632e+06	5.84632e+06	98.9991	64.1075
Min de 12 points dans la DCH	5.84528e+06	5.84528e+06	99.9822	64.0961
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	5.84037e+06	5.84037e+06	99.916	64.0422
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	5.82722e+06	5.82722e+06	99.7749	63.8981
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	5.82722e+06	5.82722e+06	100	63.8981
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	2.31311e+06	2.31311e+06	39.6949	25.3642
Départ	2.31311e+06	2.31311e+06	100	25.3642
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	718980	718980	31.0829	7.88394
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	567980	567980	78.998	6.22815
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	549797	549797	96.7987	6.02877
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	494307	494307	89.9072	5.4203
$T_{extra} \leq 0$	30246	30246	6.11887	0.331661
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	5388	5388	17.8139	0.0590818
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	4849	4849	89.9963	0.0531714
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	2498	2498	51.5158	0.0273917
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	2498	2498	100	0.0273917
Impulsion π^0 la plus grande	2498	2498	100	0.0273917
Région signal seulement	812.9±44.0	812.9±44.0	32.54	0.008914

TAB. 3.8 – Table d'efficacité des coupures pour OnPeak

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	255465	255465	-	-
Modes D0 1,2,3	255465	255465	100	100
Max de 20 Dls	247629	247629	96.9327	96.9327
R2All < 0.5	247629	247629	100	96.9327
Nombre de $\pi^0 > 0$	228161	228161	92.1382	89.312
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	202920	202920	88.9372	79.4316
Test du vertex $D^0 K \pi$	199931	199931	98.527	78.2616
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	182351	182351	91.207	71.38
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	143670	143670	78.7876	56.2386
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	143057	143057	99.5733	55.9987
Départ	143057	143057	100	55.9987
π^0 s fusionnés	143008	143008	99.9657	55.9795
Test sur l'identité du lepton	143007	143007	99.9993	55.9791
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	139005	139005	97.2015	54.4125
Min de 12 points dans la DCH	138966	138966	99.9719	54.3973
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	138689	138689	99.8007	54.2888
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	137963	137963	99.4765	54.0047
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	137963	137963	100	54.0047
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	56345	56345	40.8407	22.0559
Départ	56345	56345	100	22.0559
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	16928	16928	30.0435	6.62635
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	14051	14051	83.0045	5.50017
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	13678	13678	97.3454	5.35416
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	12333	12333	90.1667	4.82767
$T_{extra} \leq 0$	664	664	5.38393	0.259918
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	102	102	15.3614	0.0399272
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	85	85	83.3333	0.0332727
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	44	44	51.7647	0.0172235
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	44	44	100	0.0172235
Impulsion π^0 la plus grande	44	44	100	0.0172235
Région signal seulement	4.0 ± 5.5	41.8 ± 52.5	9.090	0.001565

TAB. 3.9 – Table d'efficacité des coupures pour OffPeak

Coupure	Évts gardés (pondérés)	Évts gardés (normalisés)	Eff. par coupure (en %)	Eff. totale (en %)
Départ	118054	118054	-	-
Modes D0 1,2,3	118054	118054	100	100
Max de 20 Dls	117233	117233	99.3041	99.3041
R2All < 0.5	117233	117233	100	99.3041
Nombre de $\pi^0 > 0$	111950	111950	95.4939	94.8294
$-5.0 < \cos \theta_{BY} < 5.0$	106380	106380	95.0242	90.1109
Test du vertex $D^0 K \pi$	104347	104347	98.0895	88.3893
Test du vertex $D^0 K \pi \pi \pi^0$	97026.4	97026.4	92.9842	82.1881
Test du vertex $D^0 \pi \pi^0$	81055.2	81055.2	83.5393	68.6594
$0.8 < \vec{p} $ du lepton < 3.0	81055.2	81055.2	100	68.6594
Départ	81055.2	81055.2	100	68.6594
π^0 s fusionnés	80975.9	80975.9	99.9022	68.5922
Test sur l'identité du lepton	80607.8	80607.8	99.5454	68.2804
$0.41 \leq \theta_{lepton} \leq 2.54$	78509.5	78509.5	97.397	66.503
Min de 12 points dans la DCH	78504.5	78504.5	99.9935	66.4987
$DOCA_Z lepton \leq 10.00$	78492.1	78492.1	99.9842	66.4882
$DOCA_{XY lepton} \leq 1.50$	78453.1	78453.1	99.9504	66.4552
$0.115 \leq masse_{\pi^0} \leq 0.150$	78453.1	78453.1	100	66.4552
$-5.0 < \cos \theta_{B\pi^0 l} < -5.0$	67155	67155	85.5989	56.8849
Départ	64306.8	64306.8	95.7588	54.4723
Trace commune à Dl et $\pi^0 l$	12911.3	12911.3	20.0776	10.9367
1 ^{er} photon $\pi^0 l$ commun à Dl	10118.8	10118.8	78.3722	8.57135
2 ^e photon $\pi^0 l$ commun à Dl	9479.26	9479.26	93.6794	8.02959
Masse du D^0 à l'intérieur 7.5σ	8830.89	8830.89	93.1601	7.48038
$T_{extra} \leq 0$	5969.5	5969.5	67.5979	5.05657
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	4559.4	4559.4	76.3783	3.86213
Leptons Dl et $\pi^0 l$ de même charge	4548.66	4548.66	99.7645	3.85303
$\cos^2 \phi_B < 20.0$	4180.98	4180.98	91.9168	3.54158
$\cos \theta_{BY}$ plus près de 0	4180.98	4180.98	100	3.54158
Impulsion π^0 la plus grande	4180.98	4180.98	100	3.54158
Région signal seulement	3175.3 ± 73.6	125.8 ± 2.9	75.94	2.689

TAB. 3.10 – Table d'efficacité des coupures pour MC Signal pour π^0

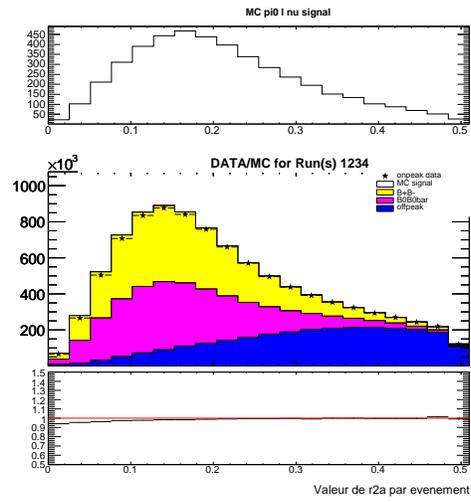


FIG. 3.3 – Rapport des deux premiers moments de Fox-Wolfram pour tous les événements

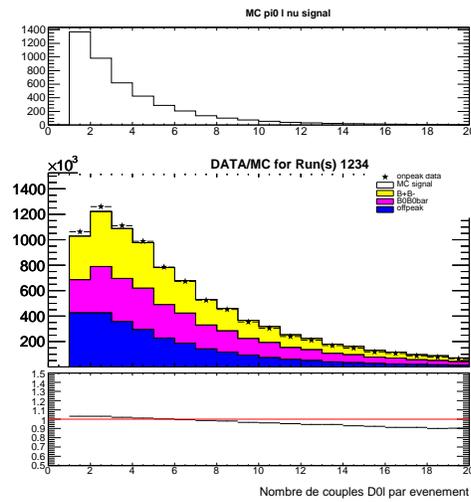


FIG. 3.4 – Nombre de couples D^0 -l potentiels

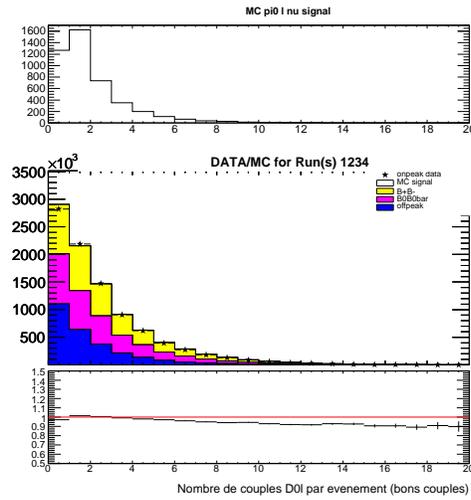


FIG. 3.5 – Nombre de bons couples D^0 -l pour les bons événements

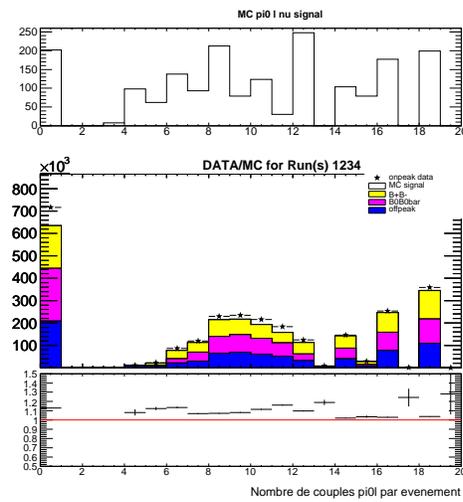


FIG. 3.6 – Nombre de couples π^0 -l potentiels pour tous les événements

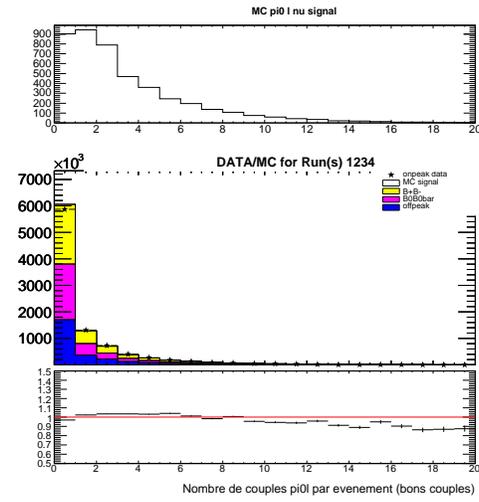


FIG. 3.7 – Nombre de bons couples π^0 -l pour les bons événements

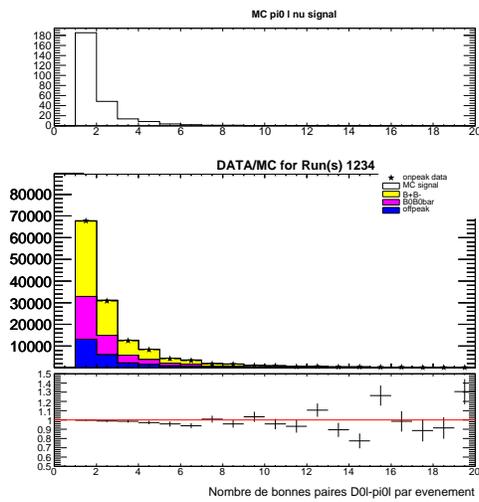
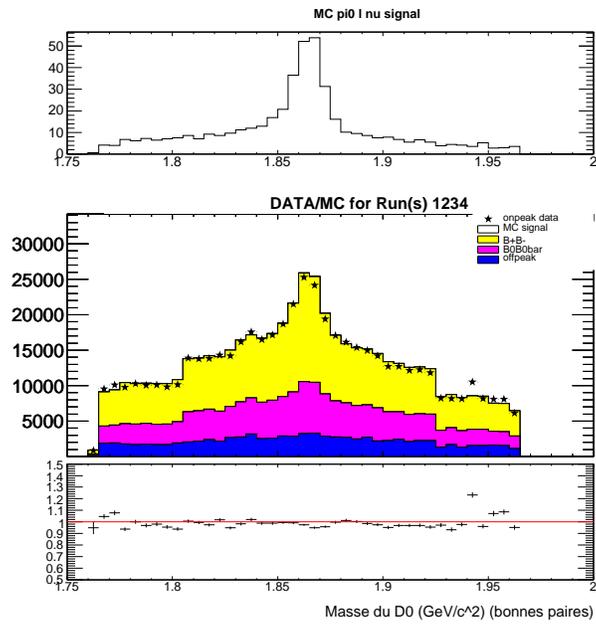
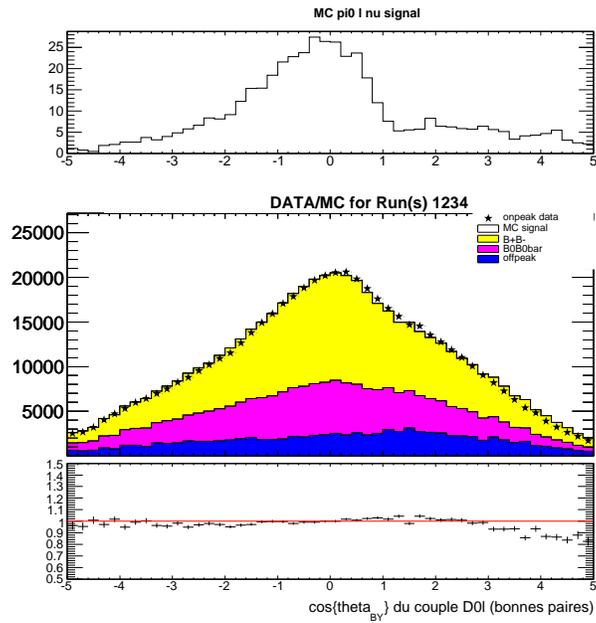


FIG. 3.8 – Nombre de paires pour les bons événements

FIG. 3.9 – Masse du D^0 étiquette pour les bons événementsFIG. 3.10 – $\cos \theta_{BY}$ pour les bons événements

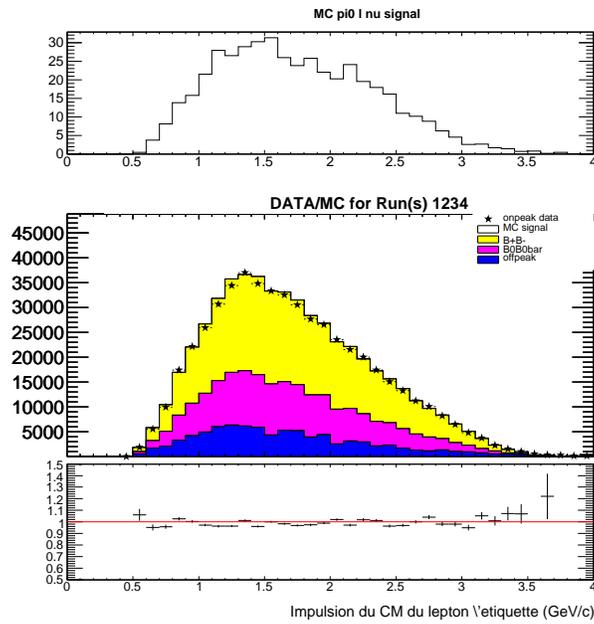
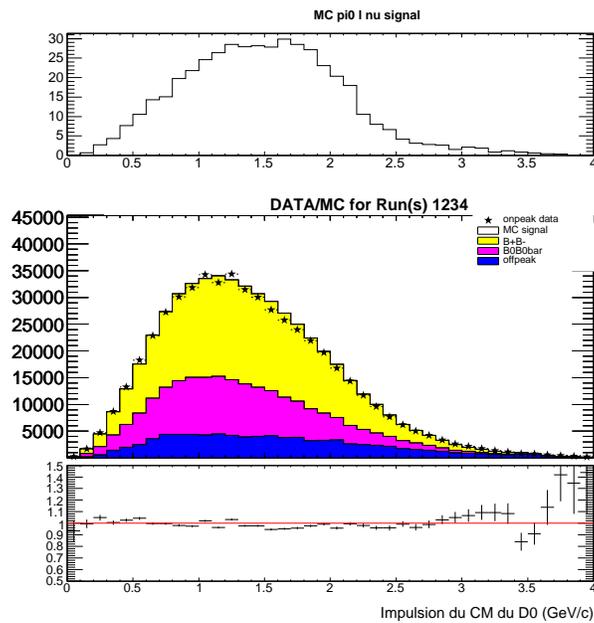
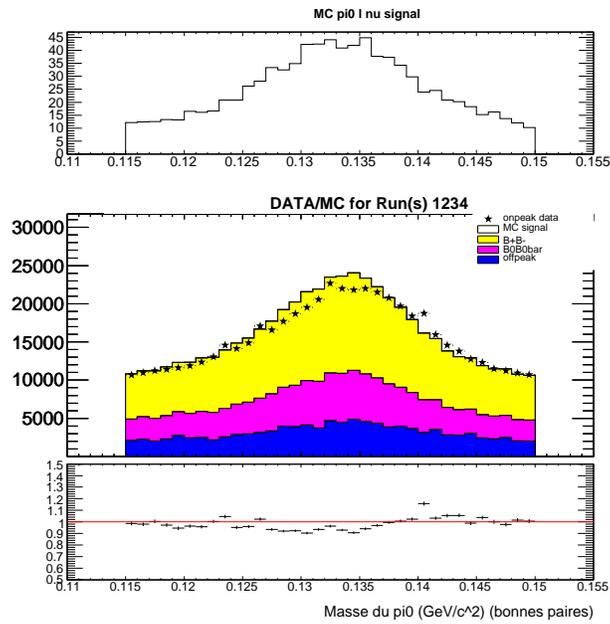
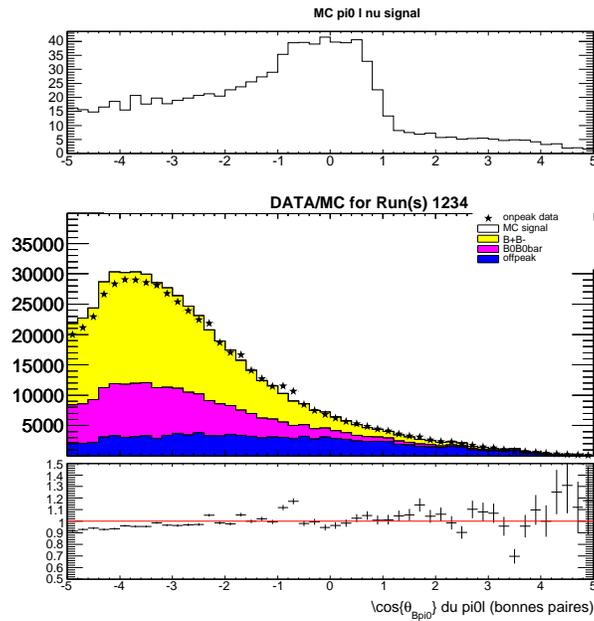


FIG. 3.11 – Impulsion dans le CM du lepton étiquette

FIG. 3.12 – Impulsion dans le CM du D^0 étiquette

FIG. 3.13 – Masse du π^0 signal pour les bons événementsFIG. 3.14 – $\cos \theta_{B\pi^0 l}$ pour les bons événements

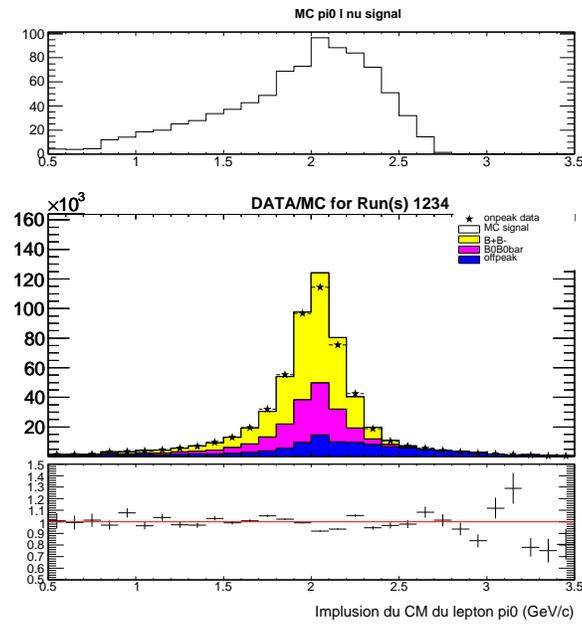


FIG. 3.15 – Impulsion dans le CM du lepton côté signal pour les bons événements

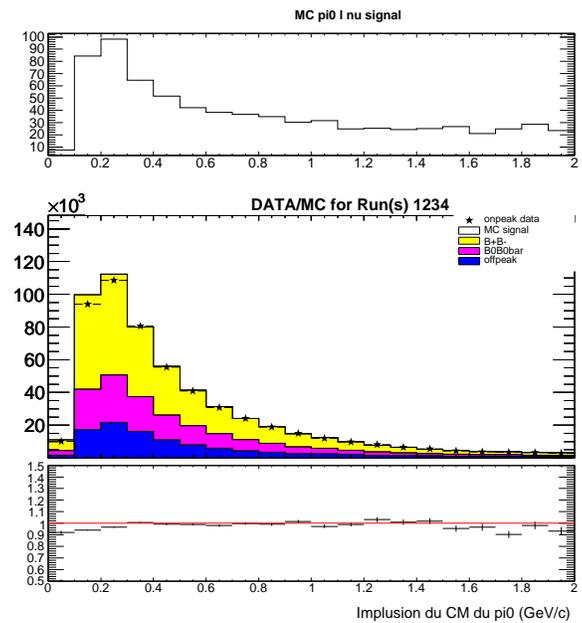


FIG. 3.16 – Impulsion dans le CM du π^0 signal pour les bons événements

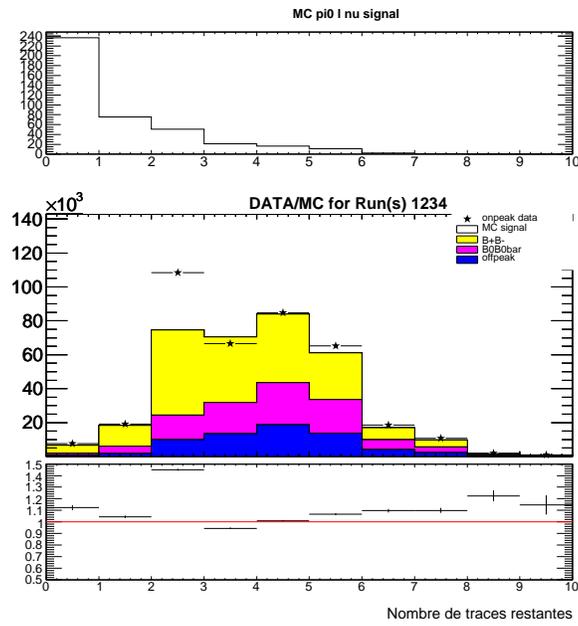


FIG. 3.17 – Nombre de traces chargées restantes dans les événements

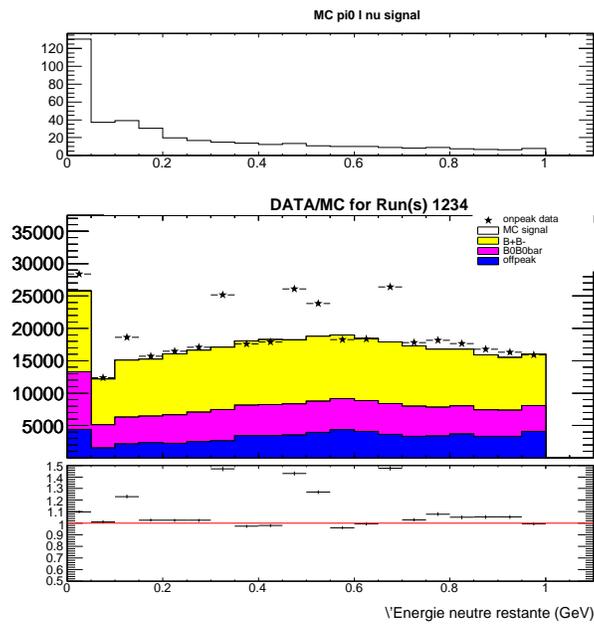
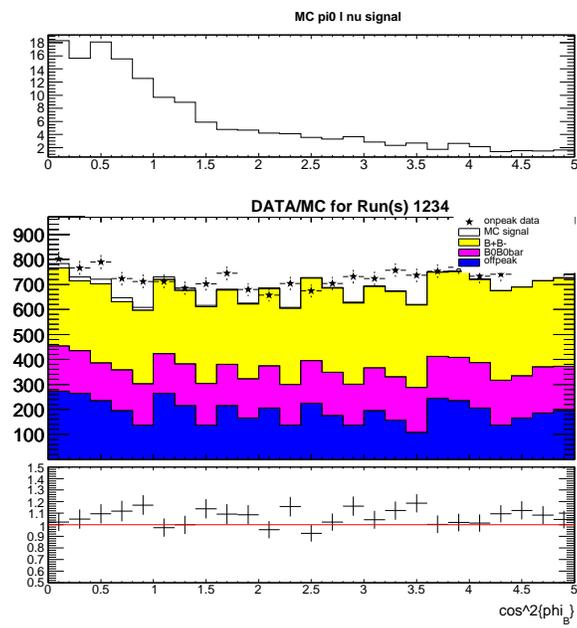


FIG. 3.18 – Énergie neutre restante dans les événements

FIG. 3.19 – $\cos^2 \phi_B$ pour les bons événements

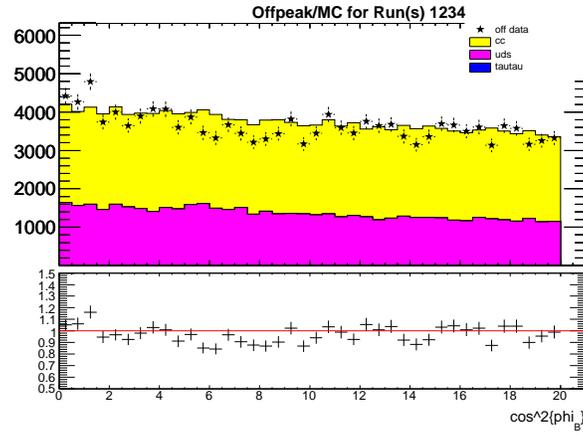


FIG. 3.20 – $\cos^2\phi_B$ sans coupure sur E_{extra} ou T_{extra}

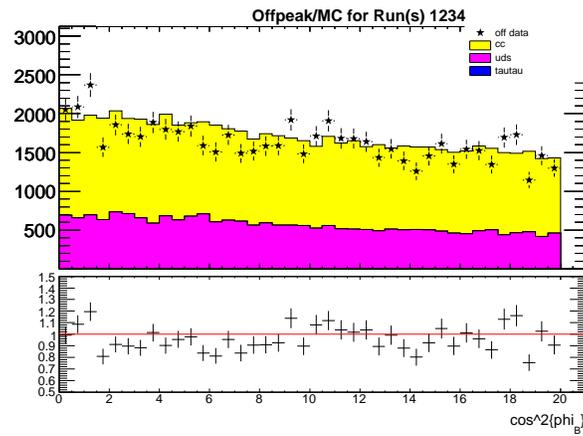


FIG. 3.21 – $\cos^2\phi_B$ avec $E_{extra} \leq 1$ GeV ou $T_{extra} \leq 1$

CHAPITRE 4

RÉSULTATS

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

Une fois que toutes les sélections ont été effectuées, on peut utiliser les résultats pour calculer le rapport d'embranchement partiel de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ par l'équation^[24] :

$$\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu) = \frac{N^{Données} - f N_{\text{bruit de fond}}^{MC}}{\epsilon_{Sig}^{MC} \cdot 2 \cdot N_{B\bar{B}}}, \quad (4.1)$$

où

- l représente muon et électron,
- $N^{Données}$ ($N_{\text{bruit de fond}}^{MC}$) est le nombre d'événements ayant passé toutes les coupures dans l'échantillon de données réelles à la résonance $\Upsilon(4S)$ (de données de bruit de fond simulées par Monte-Carlo et normalisé à la luminosité des données réelles),
- f est un facteur de normalisation pour faire concorder la quantité de bruit de fond des données réelles et des données MC,
- $N_{B\bar{B}}$ est le nombre d'événements $B\bar{B}$ présents dans l'échantillon de données réelles à résonance étudié (dont on assume que 50% sont des événements $B^+ B^-$) et
- ϵ_{Sig}^{MC} est l'efficacité des sélections de l'analyse sur les événements signaux simulés par Monte-Carlo.

Pour dériver l'équation 4.1, on considère deux manières différentes d'obtenir le nombre d'événements signaux détectés. D'un côté, il s'agit du nombre d'événements qui passent les coupures dans l'échantillon de données réelles prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ ($N_{Données}^{rés}$) dont on soustrait les événements de l'échantillon de données

réelles hors résonance ($N_{Données}^{hors-rés}$), celles-ci étant normalisées à la luminosité de l'échantillon à la résonance. De plus, dans notre analyse, le nombre de données hors résonance passant les coupures étant trop faible, on doit les substituer par les données du continuum $q\bar{q}$ simulées par Monte-Carlo, $N_{bruit\ de\ fond}^{MC}$, qui pourraient aussi être normalisées par un facteur f pour en assurer l'accord. Ici, nous avons pris $f = 1$ puisque l'accord entre le bruit de fond réel et le bruit de fond simulé est satisfaisant dans les graphiques (3.20) et (3.21). Ce premier calcul correspondra au numérateur du membre de droite de l'équation 4.1.

D'un autre côté, le nombre d'événements signaux détectés est le nombre de paires B^+B^- , qu'on suppose être la moitié de toutes les paires de $B\bar{B}$ produites, multiplié par le rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$, \mathcal{B} , et par l'efficacité de détection, ϵ_{MC}^{Sig} . Pour un mode de désintégration particulier, on a donc :

$$N_{Données}^{rés,e^-} - N_{MC}^{bruit\ de\ fond,e^-} = \frac{N_{B\bar{B}}^{e^-}}{2} \cdot \mathcal{B}^{e^-} \cdot \epsilon_{MC}^{Sig,e^-} \quad (4.2)$$

Le nombre d'événements $B\bar{B}$ est calculé par un algorithme de comptage. Dans notre analyse, il s'agit de $(231,8 \pm 2,6) \times 10^6$ événements. L'efficacité ϵ_{MC}^{Sig} est calculée de la même manière pour chacun des quatre modes possibles (e^+ , e^- , μ^+ et μ^-) par l'équation suivante, ici donnée en exemple pour le mode e^- :

$$\epsilon_{MC}^{Sig,e^-} = \frac{N_{MC,comptés}^{Sig,e^-}}{N_{MC,simulés}^{Sig,e^-}} = \frac{N_{MC,comptés}^{Sig,e^-}}{\frac{1}{4}N_{MC}^{Sig,Tot}}, \quad (4.3)$$

où $\frac{1}{4}N_{MC}^{Sig,Tot}$ suppose que le générateur produit chacun des quatre modes de leptons également. Des expressions similaires s'appliquent à chacun de ces modes. En les additionnant, on obtient donc :

$$N_{Données}^{rés} - N_{MC}^{bruit\ de\ fond} = \frac{N_{B\bar{B}}}{2} \cdot \left(\mathcal{B}^{e^-} \cdot \epsilon_{MC}^{Sig,e^-} + \mathcal{B}^{e^+} \cdot \epsilon_{MC}^{Sig,e^+} + \mathcal{B}^{\mu^-} \cdot \epsilon_{MC}^{Sig,\mu^-} + \mathcal{B}^{\mu^+} \cdot \epsilon_{MC}^{Sig,\mu^+} \right) \quad (4.4)$$

qui devient, pour tous les modes :

$$N_{Donn\acute{e}es}^{rés} - N_{MC}^{bruit\ de\ fond} = \frac{N_{B\bar{B}}}{2} \cdot \mathcal{B}(B^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l) \cdot 4\epsilon_{MC}^{Sig} \quad (4.5)$$

avec

$$\epsilon_{MC}^{Sig} = \frac{N_{MC,compt\acute{e}s}^{Sig,e^-} + N_{MC,compt\acute{e}s}^{Sig,e^+} + N_{MC,compt\acute{e}s}^{Sig,\mu^-} + N_{MC,compt\acute{e}s}^{Sig,\mu^+}}{N_{MC}^{Sig,Tot}} \quad (4.6)$$

En réarrangeant les termes de l'équation 4.5, on obtient donc l'équation du rapport d'embranchement :

$$\mathcal{B}(B^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l) = \frac{N_{Donn\acute{e}es}^{rés} - N_{MC}^{bruit\ de\ fond}}{2 \cdot \epsilon_{MC}^{Sig} \cdot N_{B\bar{B}}} \quad (4.7)$$

Le résultat numérique obtenu est $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi^0 l \nu) = 9,02 \times 10^{-5}$.

L'incertitude sur le rapport d'embranchement est calculée selon le principe de propagation des erreurs^[31] :

$$\sigma_{\mathcal{B}} = \left\{ \left(\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial N^{Donn\acute{e}es}} \sigma_{N^{Donn\acute{e}es}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial f_{bruit\ de\ fond}^{N_{MC}}} \sigma_{f_{bruit\ de\ fond}^{N_{MC}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial \epsilon_{Sig}^{MC}} \sigma_{\epsilon_{Sig}^{MC}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial N_{B\bar{B}}} \sigma_{N_{B\bar{B}}} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4.8)$$

Les termes additionnés dans la racine carrée sont de $3,54 \times 10^{-10}$ pour le terme de $N^{Donn\acute{e}es}$, $2,49 \times 10^{-10}$ pour le terme de $N_{bruit\ de\ fond}^{MC}$, $5,21 \times 10^{-12}$ pour le terme en ϵ_{MC}^{Sig} et $1,02 \times 10^{-12}$ pour le terme $N_{B\bar{B}}$. La source d'incertitude la plus importante pour le rapport d'embranchement de $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ est celle sur $N^{Donn\acute{e}es}$. L'incertitude totale obtenue est de $2,47 \times 10^{-5}$.

Le résultat final est donc $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi^0 l \nu) = (9,02 \pm 2,47) \times 10^{-5}$.

4.2 Calcul de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM

On peut maintenant utiliser l'équation 1.22 pour calculer la valeur de $|V_{ub}|$:

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{(\mathcal{B}^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l)}{\tau_B \Gamma_0}}$$

où Γ_0 est la prédiction théorique du taux de désintégration partiel de $|V_{ub}|$, de valeur $(6,24 \pm 2,12) \text{ps}^{-1}$ selon le modèle FNAL^[23], et τ_B est le temps de vie moyen du méson B, de valeur $(1,638 \pm 0,011) \text{ps}$ selon les valeurs de 2006 du Particle Data Group^[11].

L'incertitude sur $|V_{ub}|$ est calculée par :

$$\sigma_{V_{ub}} = \left\{ \left(\frac{\partial |V_{ub}|}{\partial \mathcal{B}} \sigma_{\mathcal{B}} \right)^2 + \left(\frac{\partial |V_{ub}|}{\partial \tau_B} \sigma_{\tau_B} \right)^2 + \left(\frac{\partial |V_{ub}|}{\partial \Gamma_0} \sigma_{\Gamma_0} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4.9)$$

À l'intérieur de la racine carrée, le terme en B vaut $1,65 \times 10^{-7}$, le terme en τ_B vaut $9,95 \times 10^{-11}$ et le terme en Γ_0 vaut $2,55 \times 10^{-7}$. Nous obtenons une valeur de $(2,97 \pm 0,65) \times 10^{-3}$ pour $|V_{ub}|$.

Ce résultat est tout juste compatible avec la valeur présentée au tableau 1.2 de $|V_{ub}| = (3,87_{-0,30}^{+0,35}) \times 10^{-3}$.

4.3 Discussion des résultats

La contribution à l'incertitude la plus importante provient de Γ_0 , la prédiction théorique du rapport d'embranchement selon le modèle FNAL^[23], mais l'incertitude associée au rapport d'embranchement est presque aussi importante. L'incertitude sur Γ_0 pourra diminuer avec l'amélioration des modèles théoriques décrivant les interactions fortes, tel que discuté à la section 1.3. L'incertitude sur B est principalement affectée, à parts presque égales, par l'incertitude sur le nombre d'événements à résonance et le nombre d'événements du bruit de fond qui passent les coupures. Ces deux incertitudes proviennent directement de l'efficacité des coupures. Dans

le cadre de notre analyse préliminaire, la coupure finale sur $\cos \phi_B$ n'a été ajusté que très approximativement sur les données Monte-Carlo et aucune optimisation n'a pu être faite pour ne pas biaiser le résultat. Une optimisation de cette coupure devrait aussi améliorer la concordance de notre résultat avec le résultat mondial présenté au tableau (1.2).

CONCLUSION

La physique des particules moderne réussit à décrire avec précision un grand nombre de phénomènes observés, mais le Modèle Standard ne parvient pas à tous les expliquer. Une de ces observations incomprises est l'asymétrie entre la quantité de matière et d'anti-matière dans l'Univers. Le Modèle Standard ne parvient qu'à expliquer une partie de cette asymétrie à travers la transition des quarks par la matrice CKM, dont certains éléments sont encore mal connus. C'est donc dans une optique d'amélioration de la précision des paramètres libres du Modèle Standard, ici du rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 l \nu$ et de l'élément de la matrice CKM, V_{ub} que cette analyse a été effectuée.

L'analyse présentée ici s'inscrit dans les analyses semileptoniques exclusives puisqu'elle cible un état final particulier comprenant des leptons et un hadron, π^0 . Ce type d'analyse comporte typiquement une meilleure proportion de signal par rapport au bruit de fond, mais est aussi affectée par les incertitudes théoriques dues à l'utilisation de la CDQ pour décrire le courant hadronique. Pour les minimiser, nous utilisons de nouveaux développements de la CDQ sur réseau tels que les quarks "staggered", l'action améliorée et des quarks lourds non-relativistes. Malgré ces améliorations, l'incertitude sur $|V_{ub}|$ dues aux incertitudes théoriques demeure tout de même de l'ordre de 10~15%.

L'étude de particules lourdes comme le méson B nécessite une source importante de particules et des outils très précis pour permettre d'isoler le signal du bruit de fond. Notre analyse a été réalisée au Stanford Linear Accelerator Center, avec comme source de mésons B, le collisionneur e^+e^- PEP-II et avec le détecteur BABAR conçu précisément pour ce type d'analyse. Nous avons aussi utilisé des données simulées par Monte-Carlo afin de pouvoir prédire l'effet des coupures de l'analyse sur les données réelles.

L'analyse présentée dans ce mémoire se base sur une analyse préexistante dont elle reprend la démarche afin de développer un nouvel outil d'analyse. Le programme informatique utilisé ici est compatible avec les nouveaux formats de données

utilisés au SLAC et a été développé pour être facilement adaptable à de nouvelles analyses similaires.

L'extraction de $|V_{ub}|$ se fait en isolant le signal du bruit de fond par des coupures sur des variables cinématiques. Les coupures sont d'abord ajustées sur les données Monte-Carlo avant d'être appliquées sur les données réelles. On vérifie ensuite l'accord entre les données Monte-Carlo et les données réelles. Notre analyse utilise des poids pour ajuster certains paramètres des données Monte-Carlo à des valeurs améliorées depuis leur simulation, c'est le cas des poids reliés à l'identification des leptons, à l'impulsion des pions neutres, à l'efficacité de reconstruction des leptons et aux rapports d'embranchement des désintégrations des mésons B. Les données sont générées volontairement de manière à nécessiter un poids relié au facteur de forme de CDQ afin de pouvoir utiliser plusieurs modèles sans être gêné par des distributions reliées à un modèle particulier.

Nous obtenons un rapport d'embranchement de $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi^0 l \nu) = (9,02 \pm 2,47) \times 10^{-5}$ et un module de l'élément de matrice CKM de $|V_{ub}| = (2,97 \pm 0,65) \times 10^{-3}$. Cette valeur de $|V_{ub}|$ est compatible avec le résultat de CKMFitter^[10] de $(3,87^{+0,35}_{-0,30}) \times 10^{-3}$, mais n'est pas compétitive. Les sources principales d'incertitude sont l'incertitude théorique due aux interactions fortes dans le calcul du temps de vie théorique des mésons B et l'incertitude sur le compte des événements qui passent les coupures.

Cette analyse, malgré un résultat préliminaire concluant en ce sens que l'outil développé est utilisable, nécessite encore plusieurs améliorations. Un facteur d'efficacité de reconstruction des couples étiquette plus efficaces devrait être calculé en étudiant des événements dont les deux mésons B se désintègrent selon $B \rightarrow D^0 l \nu$. Cela permet de déterminer l'erreur systématique introduite en exigeant une désintégration étiquette à nos événements et d'y remédier à l'aide d'un facteur de correction. De plus, les erreurs systématiques n'ont pas été prises en compte dans cette analyse. Finalement, la coupure sur $\cos^2 \phi_B$ est ici faite sans optimisation pour ne pas biaiser les résultats, mais le rapport d'embranchement, et par conséquent le module de $|V_{ub}|$ aussi, peuvent facilement varier en déplaçant

légèrement la coupure sur $\cos^2 \phi_B$. Il faudrait donc une manière plus stable d'isoler le signal pour les dernières coupures, alors que la petite quantité d'événements restants introduit des variations non négligeables dans le résultat lors de la variation d'une ou de quelques coupures.

Bien que son résultat ne soit que préliminaire pour l'instant et qu'il reste des améliorations à y apporter, cette analyse montre que l'outil d'analyse développé ici est apte à obtenir un résultat valide. Cet outil a été conçu dans le but d'être facilement utilisable pour d'autres analyses et particulièrement pour une analyse comme $B \rightarrow \eta l \nu$ dont le produit hadronique se désintègre en deux photons comme le π^0 .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. Brunet, *Branching Fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu$, Measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ Events Tagged by $B^- \rightarrow D^0 l^- \bar{\nu}(X)$ Decays*, BABAR Analysis Document #1326.
- [2] *Candidate Lists*, tiré du BABAR *Offline Workbook*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/eventinfo/BtaCandInfo/CandLists.html>, décembre 2006.
- [3] *Pi0 Lists*, tiré du BABAR *Offline Workbook*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/eventinfo/BtaCandInfo/RunLists/Pi0Lists.html>, décembre 2006.
- [4] *PID Selectors*, tiré du BABAR *Offline Workbook* <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/eventinfo/BtaCandInfo/RunLists/PidLists.html>, décembre 2006.
- [5] G. Mancinelli, S. Spanier, *Kaon Selection at the BABAR Experiment*, BABAR Note #116.
- [6] T. Brandt, *Likelihood Based Electron Identification*, BABAR Analysis Document #396.
- [7] A. Mohapatra, J. Hollar, H. Band, *Studies of A Neural Net Based Muon Selector for the BaBar Experiment*, BABAR Analysis Document #474.
- [8] P. D. Jackson, R. V. Kowalewski, *Tagging Using $B \rightarrow D l \nu(X)$ Decays*, BABAR Analysis Document #537.
- [9] CKM Fitter Group (J. Charles *et al.*), http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_results_fpcp2006.html, décembre 2006.
- [10] CKMFitter Group (J. Charles *et al.*), *CP Violation and the CKM Matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*, hep-ph/0406184, 19 mai 2006, 179 pages.
- [11] W.-M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G, Vol. 33, 2006, http://pdg.lbl.gov/2006/tables/contents_tables.html, décembre 2006.

- [12] Heavy Flavor Averaging Group, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/semi/ichep06/home.html>, Valeurs provenant de la conférence ICHEP 2006, utilisant BNLP et $B \rightarrow X_c l \nu$ & $B \rightarrow X_s$.
- [13] B.R. Martin, G. Shaw, *An Introduction to Particle Physics*, 2e édition, Manchester Series, John Wiley and Sons, 1997, 366 pages.
- [14] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press, 1995, 842 pages.
- [15] W. Grimus, *Neutrino Physics - Models for Neutrino Masses and Lepton Mixing*, hep-ph/0612311, 2 septembre 2006.
- [16] J. P. Elliot, P. G. Dawber, *Symmetry in Physics*, Oxford University Press, 1984, 557 pages.
- [17] R. Gupka, Introduction to Lattice QCD, hep-lat/9807028, 11 Juillet 1998.
- [18] C. Davies, Lattice QCD - A Guide for People Who Want Results, hep-lat/0509046, 15 septembre 2002.
- [19] P. F. Harrison, ed. *et al.*, SLAC-R-504, *The BABAR Physics Book : Physics at an Asymmetric B Factory*, Octobre 1998, 1056 pages.
- [20] The Workbook Team, *The BABAR Detector*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/detector/detector.html>, décembre 2006.
- [21] *The BABAR Home Page*, <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/>, 22 août 2006.
- [22] The BABAR Collaboration, *The BABAR Detector*, hep-ex/0105044, 16 mai 2001.
- [23] M. Morii, *Measurement of $B(B^0 \rightarrow \pi^+ l \nu)$ using semileptonic tags*, BABAR Analysis Document #1091.
- [24] S. Brunet, *Branching Fraction Measurement of $B^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu$ Using Semileptonic Tag*, BABAR Analysis Document #818.

- [25] Semileptonic Analysis Working Group, R. Faccini, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/AWG/InclusiveSL/common/main.html>, 20 janvier 2004.
- [26] D. Côté *et al.*, European Physical Journal C, Vol. 38, 2004, 105 pages.
- [27] T. Allmendinger, B. Bhuyan, G. Cavoto, R. Covarelli, K. Hamano, R. Kowalewski, I. Nugent, *Tracking efficiency studies in Release 12 and 14*, BABAR Analysis Document #8
- [28] M. Allen, N. Naisbit, A. Roodman, *A Study of Pi-zero Efficiency*, BABAR Analysis Document #870.
- [29] Particle Identification Group, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/pid.html>, décembre 2006.
- [30] S. Chen, K. Hamano, R. V. Kowalewski, *BToDlnu Sub-skim Production*, BABAR Analysis Document #1171.
- [31] P. R. Bevington, D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, 2003, 320 pages.

Annexe I

Dérivation de $\cos^2 \phi_B$ ^[23]

On définit tout d'abord trois impulsions dans le référentiel du centre de masse :

- \vec{p}_B^* l'impulsion du méson B du côté étiquette
- \vec{p}_Y^* l'impulsion du couple D^0l du côté étiquette
- $\vec{p}_{\pi^0l}^*$ l'impulsion du couple π^0l du côté signal

On peut aussi définir des vecteurs unitaires dans les directions des vecteurs énumérés ci-haut. Ils sont reliés à ces derniers et aux angles θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0l}$ et γ , illustrés dans la figure 3.1, par les relations :

$$\hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_Y^* = \cos \theta_{BY}, \quad (\text{I.1})$$

$$\hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_{\pi^0l}^* = -\cos \theta_{B\pi^0l}, \quad (\text{I.2})$$

$$\hat{p}_Y^* \cdot \hat{p}_{\pi^0l}^* = \cos \gamma. \quad (\text{I.3})$$

Appelons le plan défini par \hat{p}_Y^* et $\hat{p}_{\pi^0l}^*$ P. Un vecteur unitaire normal à P peut alors être défini par :

$$\hat{n} = \frac{\hat{p}_Y^* \times \hat{p}_{\pi^0l}^*}{\sin \gamma}. \quad (\text{I.4})$$

On trouve alors l'angle ϕ_B , entre \vec{p}_B^* et le plan P, à travers l'expression :

$$|\cos \phi_B| = \left| \hat{p}_B^* \cdot \frac{\hat{p}_Y^* \times \hat{p}_{\pi^0l}^*}{\sin \gamma} \right| \quad (\text{I.5})$$

En utilisant l'identité trigonométrique du produit triple, on obtient :

$$\begin{aligned} |\cos \phi_B| &= \left| \frac{\hat{p}_Y^* (\hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_{\pi^0l}^*) - \hat{p}_{\pi^0l}^* (\hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_Y^*)}{\sin \gamma} \right| \\ &= \left| \frac{\hat{p}_Y^* \cos \theta_{B\pi^0l} + \hat{p}_{\pi^0l}^* \cos \theta_{BY}}{\sin \gamma} \right| \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

En prenant le carré, on trouve :

$$\begin{aligned}
 \cos^2 \phi_B &= \frac{\cos^2 \theta_{B\pi 0_l} + \cos^2 \theta_{BY} + 2 \cos \theta_{B\pi 0_l} \cos \theta_B (\hat{p}_Y^* \cdot \hat{p}_{\pi 0_l}^*)}{\sin^2 \gamma} \\
 &= \frac{\cos^2 \theta_{B\pi 0_l} + \cos^2 \theta_{BY} + 2 \cos \theta_{B\pi 0_l} \cos \theta_B \cos \gamma}{\sin^2 \gamma} ,
 \end{aligned} \tag{I.7}$$

l'expression recherchée de $\cos^2 \phi_B$.