

Université de Montréal

Mesure du rapport d'embranchement de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ et extraction de
l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM à l'expérience *BABAR* à l'aide de la
technique des étiquettes $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$.

par
Sylvie Brunet

Département de Physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en Physique

Mars, 2007

© Sylvie Brunet, 2007.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Mesure du rapport d'embranchement de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ et extraction de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM à l'expérience *BABAR* à l'aide de la technique des étiquettes $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$.

présentée par:

Sylvie Brunet

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Georges Azuelos,	président-rapporteur
Paul Taras,	directeur de recherche
Viktor Zacek,	membre du jury
Pierre Savard,	examineur externe

Thèse acceptée le:

RÉSUMÉ

Dans le Modèle Standard (MS), la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) quantifie le mélange de saveur des quarks. La valeur de la norme de l'élément V_{ub} n'est pas prédite par le MS. Sa mesure constitue donc une contrainte critique du Triangle d'Unitarité et, par le fait même, du MS lui-même. Nos connaissances de $|V_{ub}|$ proviennent de l'étude des faibles taux de désintégration $B \rightarrow X_u \ell \nu$ où le système hadronique dans l'état final peut être reconstruit inclusivement (X_u non spécifié) ou exclusivement (X_u spécifié) en utilisant ou non des étiquettes. La précision de ces mesures est limitée par les calculs non-perturbatifs de la chromodynamique quantique (QCD) qui sont utilisés pour extraire $|V_{ub}|$ à partir des taux de désintégration mesurés. Dans le cas des études exclusives, les calculs de QCD sont représentés par des *facteurs de forme*.

Dans cette thèse, nous étudions la désintégration semileptonique exclusive $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, où ℓ est un muon ou un électron, qui implique une transition du quark b vers le quark u . Nous mesurons le rapport d'embranchement total de cette désintégration ainsi que ceux partiels, dans trois intervalles de q^2 , la masse invariante au carré du système lepton-neutrino. En plus des rapports d'embranchement total et partiels, l'étude de ces désintégrations nous permet d'extraire $|V_{ub}|$ et de comparer les facteurs de forme aux différentes prédictions théoriques. Notre résultat utilise les données enregistrées par le détecteur *BABAR*, situé au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), États-Unis. Ces dernières sont produites par un collisionneur e^+e^- fonctionnant à l'énergie du centre de masse de la résonance $\Upsilon(4S)$ qui se désintègre à 96% du temps en paires de mésons $B\bar{B}$. Ces données représentent une luminosité intégrée de 210.5 fb^{-1} (Runs 1-4). Notre analyse utilise des événements $B\bar{B}$ qui sont d'abord étiquetés par la détection d'un méson B reconstruit dans ses désintégrations semileptoniques et fréquentes $B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}$. Le signal $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ est ensuite recherché dans les particules restantes de ces événements étiquetés.

Notre mesure a été combinée avec deux autres analyses complémentaires (utilisant des étiquettes semileptoniques et hadroniques) et les résultats ont été publiés dans la revue *Physical Review Letters* en 2006 : Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006). Ceux-ci représentent les premiers résultats publiés de l'étude des désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ avec des techniques d'étiquettes. Utilisant les relations d'isospin entre les voies $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$, le rapport d'embranchement total est évalué à $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.33 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$. En utilisant différents calculs théoriques pour les facteurs de forme, nous obtenons des valeurs de $|V_{ub}|$ variant de 3.2×10^{-3} à 4.5×10^{-3} . Grâce aux techniques d'étiquettes, ces résultats, qui sont limités statistiquement, ont la plus petite erreur systématique de toutes les mesures exclusives existantes et leur précision totale est comparable à celle de la meilleure d'entre elles. De plus, des améliorations significatives avec cette technique sont à prévoir dans le futur proche lorsque plus de données seront disponibles et lorsque les facteurs de forme seront calculés avec plus de précision.

Mots clés (autre ceux déjà dans le titre) : Physique des particules, Modèle Standard, méson B , Triangle d'Unitarité, semileptonique, facteur de forme, QCD.

ABSTRACT

Measurement of the $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ Branching Fraction and Determination of the CKM Matrix Element $|V_{ub}|$ with semileptonic tags at the *BABAR* experiment

In the Standard Model (SM), the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix quantifies the quarks' flavor changing probabilities. The value of the element V_{ub} is not predicted by the SM. Its measurement is a critical constraint on the Unitarity Triangle and thus on the SM itself. Our knowledge of $|V_{ub}|$ comes from measurements of the small $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decay rates, where the hadronic system in the final state can be reconstructed either inclusively or exclusively using tagged or untagged methods. The precisions are limited by the uncertainties in the non-perturbative QCD calculations (of the so-called *form factors* in the exclusive approach) that are used to extract $|V_{ub}|$ from the measured decay rates.

In this thesis, we study the charmless exclusive semileptonic $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ decay, where ℓ can be either a muon or an electron, which implies a $b \rightarrow u$ transition. We report a total branching fraction and partial branching fractions in three bins of q^2 , the invariant mass squared of the lepton-neutrino system. This allows us to evaluate $|V_{ub}|$ and to compare the measured form-factor spectrum, in three bins of q^2 with different theoretical predictions. These results are based on data corresponding to an integrated luminosity of 210.5 fb^{-1} (Runs 1-4) collected at the $\Upsilon(4S)$ resonance with the *BABAR* detector at the Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), USA. The $\Upsilon(4S)$ resonance, produced with a e^+e^- collider, decays into $B\bar{B}$ meson pairs with a 96% probability. The analysis uses a semileptonic tag technique which first identifies $B\bar{B}$ events that are tagged by a B meson reconstructed in the semileptonic $B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}$ decays. The signal $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ decays are searched for in the remaining particles of the tagged events.

This measurement has been combined with two other complementary analyses (using hadronic and semileptonic tags) and the results have been published in the *Physical Review Letters* journal in 2006 : Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006). These are the first published results on $B \rightarrow \pi \ell \nu$ decays, studied with tag techniques. Using isospin relations between $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ and $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ decays, the combined total branching fraction is calculated to be $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.33 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$. Using different theoretical calculations of the form factor, we obtain values of $|V_{ub}|$ ranging from 3.2×10^{-3} to 4.5×10^{-3} . Because of the tag techniques, the results, which are statistically limited, have the smallest systematic uncertainty among the existing exclusive measurements and the overall precision is comparable to the best. Furthermore, significant improvements, using this technique, will be possible in the near future when more data will be available and with more precise form-factor calculations.

Key words (other than the ones present in the title) : Particle physics, Standard Model, B meson, Unitarity Triangle, form factor, QCD.

RÉSUMÉ DE VULGARISATION

La physique des particules, branche de la physique somme toute assez récente, tente de répondre aux questions fondamentales “*De quoi notre Univers est-il fait ?*” et “*Qu’est-ce qui tient tout cela ensemble ?*”. Elle veut décrire et prédire les comportements des plus petits constituants de notre Univers. Au cours du dernier siècle, nous avons appris que la matière qui nous entoure est composée d’atomes, lesquels possèdent un noyau autour duquel des électrons gravitent. Dans le noyau, se trouvent les protons et les neutrons qui sont constitués de quarks, des particules fondamentales de notre Univers. Les premiers quarks, u et d , qui composent les protons et les neutrons que nous connaissons, ont été identifiés à la fin des années 1960. Aujourd’hui, nous en connaissons 6 saveurs différentes, dont les quatre derniers, c , s , t et b , ne se retrouvent pas dans notre environnement actuel, mais étaient présents dans les premiers instants de l’Univers, peu après le *Big Bang*. Étudier et comprendre ces quarks (qui doivent être créés en laboratoire) revient à mieux comprendre l’Univers à son tout jeune âge. C’est ce que nous tentons de faire à l’expérience *BABAR*, située au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), États-Unis. À *BABAR*, nous accélérons, avec un accélérateur linéaire long de 3 km, des électrons et des positrons à une énergie bien précise. Lorsque ces derniers entrent en collision, des particules nommées *mésons B* (qui sont composées d’un quark b et d’un quark u ou d) sont produites. À ce jour, nous en avons accumulé plusieurs centaines de millions. Le but de l’expérience est d’étudier le comportement de ces particules afin de mieux comprendre les quarks b mais aussi les forces qui agissent sur ces derniers. En effet, en plus de la force de gravité que nous ressentons à tous les jours, d’autres forces existent et interviennent de façon significative à l’échelle des atomes : la force électromagnétique, la force forte et la force faible. C’est grâce à elles que les atomes qui nous entourent restent liés ensembles ou se désintègrent.

Les recherches décrites dans la présente thèse se concentrent sur un mode de désintégration particulier des mésons B , $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, où le π^0 est une particule

composée de quarks u et d et où les ℓ et ν représentent les leptons (ℓ = électron ou muon) et les neutrinos qui sont des particules fondamentales au même titre que les quarks. Ces désintégrations très rares (elles surviennent environ une fois sur 10000) ont la particularité d'impliquer un changement de saveur de quark. En effet, le quark b , présent dans le méson B , se transforme en quark u , contenu dans le π^0 . La fréquence de ce phénomène, représentée mathématiquement par l'élément $|V_{ub}|$ d'une matrice décrivant la probabilité de changement de saveur des quarks, n'est pas prédite par le Modèle Standard (MS), théorie performante mais non parfaite qui tente de regrouper et de prédire le comportement de toutes les particules existantes dans l'Univers ainsi que des forces fondamentales de la Nature. Ainsi, étudier et mesurer le taux de cette désintégration se traduit en l'avancement de la compréhension des mésons B , en un test du MS et en la compréhension plus profonde de la force forte. Nos évaluons la fréquence de ces désintégrations à 0.7 ± 0.2 fois sur 10000 et nos résultats ont été publiés dans la prestigieuse revue de physique *Physical Review Letters* à l'automne 2006 : Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006).

La physique des particules, puisqu'elle tente d'expliquer les aspects fondamentaux de tout ce qui nous entoure, y compris les atomes composant notre propre corps, est un sujet passionnant dont les grandes lignes peuvent être assimilées sans nécessiter des connaissances très poussées en physique et en mathématiques pures. Ainsi, le lecteur non expert mais curieux (une excellente et intéressante introduction à la physique des particules se retrouve également sur le site internet www.ParticleAdventure.org) est chaleureusement invité à parcourir l'introduction de la présente thèse ainsi que les sections 1.1, 1.2, 2.1, 2.2, 2.3, 2.4 (introduction), 2.4.2 (introduction), 2.4.3, 2.4.4, 3.1, 3.3, 3.4 (introduction), 3.5.6, 3.5.8, 4.5.3, 4.7.2, 4.10 ainsi que la conclusion, qui relèvent plus d'introductions et de mises en contexte de nos recherches que de détails très techniques. La transmission des connaissances scientifiques est un sujet que nous affectionnons tout particulièrement et un effort spécial a été déployé afin de vulgariser certaines parties du présent ouvrage.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	v
RÉSUMÉ DE VULGARISATION	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES ANNEXES	xiv
LISTE DES FIGURES	xvi
LISTE DES TABLEAUX	xx
LISTE DES NOTATIONS, ABRÉVIATIONS ET SYMBOLES	xxiii
DÉDICACE	xxvi
REMERCIEMENTS	xxvii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 :PHYSIQUE DES PARTICULES, MODÈLE STAN- DARD ET MATRICE CKM	7
1.1 Introduction	7
1.2 Particules et forces du MS en utilisant le langage commun	8
1.3 Particules et forces du MS en utilisant le langage de la théorie des champs	10
1.3.1 Le Lagrangien du Modèle Standard	12
1.3.2 Le mécanisme de Higgs	14
1.3.3 Interaction des fermions avec le champs de Higgs et matrice CKM	17

Bibliographie du Chapitre 1	24
--	-----------

CHAPITRE 2 :PHYSIQUE DES MÉSONS B ET MESURE DE $|V_{ub}|$ À L'AIDE DE L'ÉTUDE DES DÉSINTÉGRATIONS

$B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$	25
2.1 Introduction	25
2.2 Désintégrations semileptoniques du méson B	26
2.3 Étude inclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$	28
2.4 Étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$	30
2.4.1 Approche théorique de l'étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ et plus particulièrement de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$	31
2.4.2 Modèles théoriques de QCD pour les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$	35
2.4.2.1 Règle de somme sur le cône de lumière (LCSR)	37
2.4.2.2 QCD sur réseau (LQCD)	37
2.4.3 Approches expérimentales de l'étude exclusive des désinté- grations $B \rightarrow X_u \ell \nu$	42
2.4.4 Historique des mesures expérimentales de $B \rightarrow \pi \ell \nu$	44
2.4.4.1 Résultats publiés avant notre mesure	44
2.4.4.2 Autres Résultats	45
2.4.4.3 Nos Résultats	46
Bibliographie du Chapitre 2	47

CHAPITRE 3 :L'EXPÉRIENCE ET LE DÉTECTEUR $BABAR$. .

3.1 Introduction	52
3.2 L'accélérateur linéaire et le collisionneur PEP-II	53
3.3 Besoins propres à notre recherche expérimentale	59
3.4 Le détecteur $BABAR$	61
3.4.1 SVT	63
3.4.2 DCH	68

3.4.3	DIRC	69
3.4.4	EMC	71
3.4.5	Le solénoïde	74
3.4.6	IFR	74
3.4.7	Système de déclenchement	76
3.4.8	Système d'acquisition des données	78
3.5	Les outils d'analyse	79
3.5.1	Reconstruction des traces chargées	79
3.5.2	La calorimétrie	81
3.5.3	Identification des particules	83
3.5.4	Simulations Monte Carlo	87
3.5.5	Décompte des mésons B ou B counting	88
3.5.6	Contrôle de la qualité des données	89
3.5.7	Ressources informatiques	91
3.5.8	Ressources humaines	93
	Bibliographie du Chapitre 3	96

CHAPITRE 4 : BRANCHING FRACTION FOR $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, MEASURED IN $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ EVENTS TAGGED BY $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ DECAYS		
		98
4.1	Introduction	100
4.2	Analysis strategy	102
4.3	Data samples	103
4.3.1	Monte Carlo corrections : PID, tracking, π^0 efficiency	104
4.3.2	$B \rightarrow X_{c/u} \ell \nu$ branching fractions	105
4.4	Candidate selection	105
4.4.1	Event preselection	106
4.4.2	$B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ selection	107
4.4.3	$B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ selection	108

4.4.4	D^0 sideband subtraction	111
4.4.5	Discriminating variable	111
4.4.6	Cut optimization	113
4.4.7	Efficiency / cut flow tables	115
4.4.8	Data-MC comparisons	115
4.4.9	Using $q\bar{q}$ MC instead of off-resonance data	120
4.4.10	$B\bar{B}$ background composition	120
4.4.11	$\cos^2 \phi_B$ shape for MC background	120
4.5	Yield extraction	133
4.5.1	Fit description	133
4.5.2	Fit validation	138
4.5.2.1	Crosscheck : fit to the full MC sample	139
4.5.2.2	Realistic toy MC study	141
4.5.3	Signal yield in data	144
4.6	q^2 resolution, MC signal efficiency and double tagged events	147
4.6.1	q^2 resolution	147
4.6.2	MC signal efficiency	147
4.6.3	MC efficiency correction : double tags	150
4.6.3.1	Correction factor	150
4.6.3.2	Sideband subtraction	151
4.6.3.3	data-MC comparisons for double tagged events	152
4.6.3.4	True nature of the tags	154
4.6.3.5	Stability of the correction factor wrt. E_{extra} selection	155
4.6.3.6	Correction factor value	155
4.7	Partial branching fractions	156
4.7.1	Partial branching fractions : crosscheck on MC	158
4.7.2	Partial branching fractions : data	158
4.8	Systematic uncertainties	161
4.8.1	Systematic uncertainties due to the physics modelization	161
4.8.1.1	$B \rightarrow X_c \ell \nu$ and $B \rightarrow X_u \ell \nu$ branching fractions	161

4.8.1.2	Signal form factors	161
4.8.1.3	Final-state radiation	163
4.8.1.4	Fit parameterization	163
4.8.1.5	Linearity assumption of the combinatoric D^0 . . .	163
4.8.2	Systematic uncertainties due to detector effects	164
4.8.2.1	Tagging efficiency	164
4.8.2.2	π^0 efficiency	164
4.8.2.3	Tracking efficiency	164
4.8.2.4	Lepton ID	164
4.8.2.5	q^2 resolution	164
4.8.2.6	Shape of the MC background $\cos^2 \phi_B$ distribution	165
4.8.2.7	Photon shifting and smearing	165
4.8.3	Other systematic uncertainties	165
4.8.3.1	MC statistics	165
4.8.3.2	B -counting	166
4.8.3.3	$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ fraction (f_{+-})	166
4.8.4	Summary table of the systematic uncertainties	166
4.9	Crosschecks	166
4.10	Summary	171
Bibliographie du Chapitre 4		172
 CHAPITRE 5 : MEASUREMENT OF THE $B \rightarrow \pi \ell \nu$ BRANCHING		
FRACTION AND DETERMINATION OF V_{ub} WITH		
TAGGED B MESONS		
		174
Bibliographie du Chapitre 5		186
 SOMMAIRE ET CONCLUSION		191
 CURRICULUM VITAE : SYLVIE BRUNET		243

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I :	COMPARISON BETWEEN MONTE CARLO AND DATA OF THE π^0 DETECTION AND RECONSTRUCTION EFFICIENCY USING τ 1-ON-1 DECAYS	200
I.1	Introduction	202
I.2	Event selection	203
I.3	Matricial method	204
I.4	Results for release 10 series (2000 and 2001 data)	206
I.4.1	Data samples	206
I.4.2	Results	206
I.4.3	Corrections to be applied	207
I.4.4	Errors	207
I.5	Conclusion	209
	Bibliographie de l'Annexe I	211
ANNEXE II :	$XSLBtoXulnu$: EXCLUSIVE SEMILEPTONIC $b \rightarrow u$ SKIM	212
II.1	Introduction	214
II.2	Event selection	214
II.3	Data samples	221
II.4	Selection efficiencies and results	221
II.5	Effects on q^2	223
II.6	XSLBtoXulnu code	224
II.7	Conclusion	226
ANNEXE III :	LISTS DEFINITIONS	228
III.1	Charged tracks lists	228

III.2 Neutral (photons) lists	229
III.3 π^0 lists	229
ANNEXE IV : DERIVATION OF $\cos^2\phi_B$	231
ANNEXE V : COMBINING $B \rightarrow \pi\ell\nu$ MEASUREMENTS WITH TAGGED B MESONS	233
V.1 Measurements	235
V.2 Combination	237
V.3 Determination of $ V_{ub} $	240
Bibliographie de l'Annexe V	242

LISTE DES FIGURES

1	Représentation de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$	3
1.1	Le Triangle d'Unitarité	20
1.2	Le Triangle d'Unitarité normalisé	20
1.3	Contraintes actuelles sur le sommet du Triangle d'Unitarité	22
2.1	Désintégration semileptonique du méson B	27
2.2	Désintégration hadronique du méson B	28
2.3	Résumé des différentes approches expérimentales utilisées pour mesurer $ V_{ub} $ à l'aide de désintégrations semileptoniques $B \rightarrow X_u \ell \nu$	29
2.4	Taux de désintégration normalisé pour différents modèles de facteurs de forme	36
2.5	Résultats de LCSR pour le calcul du facteur de forme $f_+(q^2)$ dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$	38
2.6	Résultats de LQCD divisés par les valeurs expérimentales pour différentes quantités avec et sans boucles des quarks de la mer.	39
2.7	Comparaison des résultats des collaborations FNAL et HPQCD pour le calcul des facteurs de forme $f_+(q^2)$ et $f_0(q^2)$ dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$	41
2.8	Illustration des méthodes d'analyse exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ avec ou sans étiquette	43
3.1	Section efficace de production des résonances Υ en fonction de l'énergie au c.m. des collisions e^+e^-	54
3.2	Accélérateur linéaire du SLAC et PEP-II	56
3.3	Région d'interaction des faisceaux	57
3.4	Luminosité intégrée reçue et enregistrée par le détecteur <i>BABAR</i> depuis ses débuts.	58
3.5	Détails du détecteur <i>BABAR</i> vu de face, dans le plan x - y	64

3.6	Détails du détecteur <i>BABAR</i> vu de côté, dans le plan y - z	65
3.7	Schéma du SVT vu de face (plan x - y).	66
3.8	Schéma du SVT vu de côté (plan y - z).	67
3.9	Résolution des cinq couches du SVT en z et en ϕ en fonction de l'angle d'incidence de la trace	67
3.10	Schéma de la DCH vue de côté (plan y - z).	68
3.11	Schéma de la coupe transversale des 4 premières supercouches de la DCH	70
3.12	Schéma de la détection des photons Cerenkov par le DIRC	72
3.13	Schéma du EMC vu de côté (plan y - z)	73
3.14	Schéma du IFR	75
3.15	Illustration de certains paramètres décrivant les traces chargées. . .	80
3.16	Masse et largeur typiques des π^0 reconstruits à <i>BABAR</i>	83
3.17	Mesure de dE/dx dans la DCH pour des particules de différents types et impulsions	84
3.18	Angle Cerenkov mesuré pour divers types de particules en fonction de leur impulsion à l'entrée du DIRC	85
3.19	Efficacité d'identification des électrons en fonction de leur impulsion	85
3.20	Efficacité d'identification des muons en fonction de leur impulsion .	86
4.1	Unitarity Triangle	100
4.2	Feynman diagram of the semileptonic B decay $B^- \rightarrow \pi^0 \ell^- \bar{\nu}$	103
4.3	Schematic view of the semileptonic tag technique	103
4.4	m_{D^0} fits to test the hypothesis that the combinatoric background is linear in m_{D^0}	112
4.5	Angles ϕ_B , θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0\ell}$, and γ implied in $\cos^2 \phi_B$	113
4.6	Cut optimizations	114
4.7	Data-MC comparisons for event variables	121
4.8	Data-MC comparisons for all tags within one event.	122
4.9	Data-MC comparisons for pair variables (1).	123

4.10 Data-MC comparisons for pair variables (2).	124
4.11 Data-MC comparisons for pair variables (3).	125
4.12 Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data (1) .	126
4.13 Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data (2) .	127
4.14 Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data (3) .	128
4.15 Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data (4) .	129
4.16 Data-MC comparison of the $\cos^2 \phi_B$ distributions in the background test sample.	132
4.17 $\cos^2 \phi_B$ shape comparison between $B\bar{B}$ and non- $B\bar{B}$ events.	134
4.18 PDFs obtained by fitting the full MC sample.	137
4.19 $\cos^2 \phi_B$ distributions overlayed with the results from the fit of the full MC sample	140
4.20 Realistic Toy MC test results.	143
4.21 $\cos^2 \phi_B$ distributions overlayed with the results from the fit of the data sample	145
4.22 $\cos^2 \phi_B$ distributions overlayed with the results from the fit of the data sample with 2 times more bins on the x axis.	146
4.23 $\cos^2 \phi_B$ distributions overlayed with the results from the fit of the data sample in one q^2 bin.	148
4.24 q^2 resolution	149
4.25 m_{D^0} fits to test the hypothesis that the combinatoric background is linear in m_{D^0} for double tagged events	152
4.26 Data-MC comparison for double tagged events.	153
4.27 Partial branching fractions measured in the Monte Carlo compared to different FF models.	159
4.28 Partial branching fractions measured in the data compared to dif- ferent FF models.	160
4.29 Semi-unblinding : $\cos^2 \phi_B$ shape comparison between data and MC in the D^0 sidebands.	168

5.1	Distributions of $\cos^2 \phi_B$ of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates.	179
5.2	Distributions of m_{miss}^2 of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates	183
6.1	Distribution de $\cos^2 \phi_B$ et résultats du lissage sur les données	195
6.2	Rapports d'embranchement partiels mesurés dans les données et comparés avec différents modèles théoriques de facteurs de forme . .	196
6.3	Rapports d'embranchement partiels, individuels et combinés, en termes de $B^0 \rightarrow \pi^+ \ell^+ \nu$ pour les trois intervalles de q^2	198
I.1	τ 1-on-1 decays studied	203
I.2	$Q_{ij}(\text{RUN2}) - Q_{ij}(\text{RUN1})$	207
I.3	Q_{ij} for 2B2C π^0	208
I.4	Q_{ij} for 2B1C π^0	209
I.5	Nominal and uncorrelated killing functions for 2B2C π^0	210
I.6	Nominal and uncorrelated killing functions for 2B1C π^0	210
II.1	R2All distribution after BGF Multihadron cut.	217
II.2	Charged pion PID distribution after all other cuts.	218
II.3	$\cos \theta_{BY}$ distribution after BGF Multihadron cut, R2All cut and lepton selection cuts.	219
II.4	Lepton momentum vs hadron momentum (CMS frame) distribution after BGF Multihadron cut, R2All cut, lepton selection cuts and $\cos \theta_{BY}$ cut.	220
II.5	Dalitz plot after all cuts.	221
II.6	Effect of the choice of the input track list to build ω on q^2	224
II.7	Effect of the momentum lepton cut in LAB on q^2	225
II.8	Effect of the two-dimensional cut on the lepton and hadron momentum in CMS frame on q^2	225
III.1	Illustration of some track parameters	229

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Les douze fermions du MS et leurs différentes charges	9
1.2	Masse des douze fermions du MS	9
1.3	Les interactions fondamentales du MS et leurs médiateurs	10
1.4	Sources des mesures de la matrice CKM	23
2.1	Quarks composant les mésons B	25
2.2	Résultats publiés avant notre mesure	45
2.3	Autres résultats	46
2.4	Nos résultats	46
3.1	Sections efficaces des processus $e^+e^- \rightarrow X$ à l'énergie au c.m. de la résonance $\Upsilon(4S)$	53
3.2	Paramètres nominaux de PEP-II	57
4.1	B^- , D^0 and D^{*0} branching fractions related to the tagged B	102
4.2	Branching fractions used for B semileptonic decays.	106
4.3	Numerical values of the D^0 mass mean and σ for different D^0 decay modes.	108
4.4	Cut flow table for signal MC events	115
4.5	Cut flow table for B^+B^- MC events	116
4.6	Cut flow table for $B^0\bar{B}^0$ MC events	116
4.7	Cut flow table for On-resonance data events	117
4.8	Cut flow table for Off-resonance data events	117
4.9	Cut flow table for $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ MC events	118
4.10	Cut flow table for $c\bar{c}$ MC events	118
4.11	Cut flow table for $\tau^+\tau^-$ MC events	119
4.12	Relative composition of the $B\bar{B}$ background events after all the se- lections	130
4.13	Slopes of the straight-line fit to the data/MC Bkg ratios.	132

4.14	Values of the individual PDFs normalized χ^2 from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity.	136
4.15	Event yields from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity.	139
4.16	Values of the normalized χ^2 from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity.	139
4.17	Gaussian fit results to the pull distributions of the realistic toy MC study.	142
4.18	Event yields from the fit of the data sample	144
4.19	Values of the χ^2 from the fit of the data	147
4.20	MC Signal Efficiency	150
4.21	Relative composition of $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays for MC signal and MC $B^+ B^-$ double tagged events	154
4.22	Stability of the correction factor when the E_{extra} selection is varied.	155
4.23	Partial and total branching fractions measured in the Monte Carlo.	158
4.24	Partial and total branching fractions measured in the data.	159
4.25	Variation of the background branching fractions for systematic studies.	162
4.26	Systematic errors on the partial and total branching fractions.	167
4.27	Partial and total branching fractions measured in the data for different crosschecks.	167
4.28	MC and data events, split in tag and signal lepton ID categories	170
4.29	Partial and total branching fractions measured in the data.	171
5.1	Partial and total branching fraction measured with the semileptonic and hadronic tag analyses	181
5.2	Values of $ V_{ub} $ derived using the form factor calculations	185
5.3	Fractional systematic errors of the measured partial branching fractions.	189
5.4	Values and errors of the combined partial branching fractions.	190

6.1	Valeurs de $ V_{ub} $ extraites en utilisant différents modèles de facteurs de forme.	198
I.1	Data samples used for release 10 series	206
II.1	Data samples used	222
II.2	Packages added to Analysis-14	222
II.3	Percentage of remaining events, after all cuts, for the different data types	223
III.1	Subset lists of the <i>ChargedTracks</i> list	228
III.2	Subset lists of the <i>CalorNeutral</i> list	229
V.1	Measured partial branching fractions for $B \rightarrow \pi \ell \nu$	235
V.2	Fractional systematic errors of the measured partial branching fractions.	236
V.3	Combined partial branching fractions	238
V.4	Sums of the partial branching fractions	239
V.5	Multiplicative and non-multiplicative components of the systematic errors of the combined branching fractions and the covariance matrices	239
V.6	Values of $ V_{ub} $ derived from combined semileptonic- and hadronic-tag measurements	241

LISTE DES NOTATIONS, ABRÉVIATIONS ET SYMBOLES

APE *The Array Processor Experiment*

ATLAS Une des expériences du LHC

AWG Groupe restreint de travail ou *Analysis Working Group* (à BABAR)

BABAR Nom de l'expérience et du détecteur reliés aux présentes recherches

BAD *BABAR Analysis Document*

Belle Nom de l'expérience miroir de BABAR, au Japon

BF Rapport d'embranchement ou *Branching Fraction*

BK Paramétrisation de $f_+(q^2)$ par D. Becirevic et A. B. Kaidalov

CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, <http://cern.ch>

c.h. Conjugé hermétique

CKM (matrice) Matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

CP Produit de la symétrie C (conjugaison de charge, qui change une particule en anti-particule) et de la symétrie P (parité, qui inverse les coordonnées physiques d'un objet)

c.m. Centre de Masse

DAQ Système d'acquisition de données ou *Data Acquisition system* (à BABAR)

DCH Chambre à dérive ou *Drift CHamber* (à BABAR)

DQG Groupe de contrôle de la qualité ou *Data Quality Group* (à BABAR)

DIRC Détecteur Cerenkov à réflexion interne ou *Detector of Internally Reflected Cherenkov light* (à BABAR)

EMC Calorimètre électromagnétique ou *ElectroMagnetic Calorimeter* (à BABAR)

$f_+(q^2)$ Facteur de forme pour les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$

FF Facteur de Forme (*Form Factor*)

FNAL *Fermi National Accelerator Laboratory*

- FSR** Photons de radiation finale ou *Final State Radiation*
- HER** Anneau de stockage de haute énergie de PEP-II ou *High Energy Ring*
- HPQCD** Collaboration *High-Precision QCD*
- HQE** Expansion de quark lourd (*Heavy Quark Expansion*)
- IFR** Détecteur de muons et hadrons neutres ou *Intrumented Flux Return* (à BABAR)
- IP** Point d'interaction ou *Interaction Point* où se produisent les collisions e^+e^-
- IR-2** Région d'interaction 2 au SLAC ou *Interaction Region 2*
- ISGW2** Modèle amélioré de ISGW (par N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein et M. B. Wise) qui calcule $f_+(q^2)$ et où les auteurs sont D. Scora et N. Isgur
- KEK** Institut de recherche où est située l'expérience Belle, au Japon
- ℓ Lepton léger, muon ($\mu^\pm$) ou électron ($e^\pm$)
- $\mathcal{L}$ Lagrangien
- L** État gauche ou *left* de chiralité (spin et impulsion de sens opposés)
- L1** Niveau 1 du système de déclenchement ou *Level 1 Trigger* (à BABAR)
- L3** Niveau 3 du système de déclenchement ou *Level 3 Trigger* (à BABAR)
- Λ_{QCD} Énergie à laquelle la QCD devient non-perturbative
- LCSR** Règle de somme sur le cône de lumière ou *Light Cone Sum Rules*
- LER** Anneau de stockage de basse énergie de PEP-II ou *Low Energy Ring*
- LHC** *Large Hadron Collider*, situé au CERN
- LQCD** QCD sur réseau ou *Lattice QCD*
- LST** *Limited Streamer Tubes* (dans le IFR de BABAR)
- MC (simulation)** Simulation Monte Carlo
- MILC** *Multiple Instructions Multiple Data (MIMD) Lattice Computation Collaboration*
- MS** Modèle Standard
- OPR** *Online Prompt Reconstruction* (à BABAR)

PDF *Probability Density Function*

PDG *Particle Data Group*

PEP Ancien collisionneur du SLAC nommé *Positron Electron Project*

PEP II Amélioration de PEP et collisionneur utilisé à l'expérience *BABAR*

PHOTOS Générateur utilisé à *BABAR* pour simuler les photons de radiation finale (FSR)

PID Identification des particules ou *Particle IDentification*

PRL *Physical Review Letters* (journal de physique)

q^2 Masse invariante au carré du boson W (ou du système neutrino-lepton) dans les désintégrations semileptoniques

QCD Chromodynamique quantique ou *Quantum ChromoDynamics*

QED Électrodynamique Quantique ou *Quantum ElectroDynamics*

R État droit ou *right* de chiralité (spin et impulsion de même sens)

R2AII Nom donné à la variable topologique issue du rapport des moments de Fox-Wolfram

RC Comité de révision ou *Review Commitee* (à *BABAR*)

RPC *Resistive Plate Chamber* (dans le IFR de *BABAR*)

SF Fonction de Forme ou *Shape Function*

SL SemiLeptonique

SLAC *Stanford Linear Accelerator Center*, Californie, États-Unis

SP5, SP6 Cinquième et sixième production de simulation Monte Carlo (à *BABAR*)

SVT Détecteur de vertex au silicium ou *Silicon Vertex Tracker* (à *BABAR*)

À la **vie**,
source inépuisable
de passion,
d'étonnement
et de fascination...

REMERCIEMENTS

Cette belle, grande et longue aventure qu'a été le doctorat n'aurait été aussi intéressante, passionnante, amusante et même possible sans l'influence, l'aide, le soutien et la compagnie de nombreuses personnes.

Je tiens tout d'abord à remercier de tout coeur le professeur Paul Taras, mon directeur de thèse. Merci M. Taras, tout d'abord pour avoir fait de cette aventure une réalité, mais également pour m'avoir soutenue pendant toutes ces années, en croyant en mes capacités et en m'aidant de vos judicieux conseils. Vous avez certainement contribué à implanter en moi votre souci de l'exactitude et de la rigueur scientifique. Merci également de m'avoir donné la chance de passer beaucoup de temps au SLAC, le *Stanford Linear Accelerator Center*, en Californie. Ces séjours dans ce grand laboratoire international, où la barre est toujours placée extrêmement haute, ont grandement contribué à former mon esprit et mes capacités de chercheur, à nourrir ma passion pour la physique des particules et à ouvrir encore plus mon être aux autres cultures qui nous entourent. Merci beaucoup pour tout.

Je tiens également à remercier mes parents, Louise et Daniel, qui ont forgé avec amour et générosité extrêmes la femme que je suis devenue. Merci maman, merci papa, pour toutes les valeurs profondes que vous m'avez transmises, votre confiance et votre amour sans bornes. Merci de m'avoir laissée libre dans mes choix et de m'avoir toujours épaulée dans toutes les sphères de ma vie. Je ne sais pas si vous êtes fiers de votre fille, mais soyez sûrs que je suis extrêmement fière de mes parents! :-)) Merci également au reste de ma famille immédiate. Tout d'abord à ma soeur Josée qui est sans contredit la meilleure des grandes soeurs et aussi à mon frère Philippe avec qui découlent toujours des conversations des plus intéressantes. Vous êtes très souvent des sources d'inspiration pour votre "petite" soeur. Salutations également à leurs conjoints, Michel et Nathalie, qu'il me fait toujours grand plaisir de côtoyer. Il ne faut pas non plus oublier mes deux chères nièces, Ganaëlle

et Maélie. Vous voir grandir est tout simplement fascinant.

Un gros merci à tous mes compatriotes du baccalauréat en physique de l'Université de Montréal. Je me souviendrai longtemps des nuits passées au *Second Cup* ou à *la Planck* (pour cause de devoirs) mais aussi des partys de pur plaisir également à *la Planck*, chez *Osias* ou ailleurs à Montréal. Des mercis tous spéciaux à David “mon amour”, Vincent “le sauveur”, Hendrick “le fou” et Marc “le sage”. Sans vous, ces trois difficiles années auraient sûrement été encore plus atroces. ;-) Merci de votre soutien et de votre belle amitié qui continue, même à ce jour, à fleurir et à se développer. Je tiens à remercier aussi mes autres amis, collègues et membres de ma belle-famille qui font de la vie une aventure des plus amusantes et intéressantes. Mercis tous spéciaux à Marilène et Martin “mes M&M préférés”, Félix et Jacynthe “mes nouveaux mariés préférés”, Alexandra “le chocolat”, Raphaël “le coq”, Isabelle “belle-maman”, Pierre “c’est l’enfer”, Geneviève “le cocktail”, Ariane “la banane”, Seb “le lutteur”, Francys “cousinet adoré”, Hélène “la bambocharde” et Jacinthe “Jaja”. Merci enfin à ma tendre et chère meilleure amie Sarah-Myriam que j’aime de tout mon cœur.

Merci aussi à ceux et celles qui ont fait de mes séjours en Californie des séjours mémorables à de multiples points de vue autant professionnels que personnels. Tout d’abord, un énorme merci à Amir et Haleh, mes amis adorés que j’espère retrouver sous peu au CERN. Merci également (en ordre quasi-chronologique de va-et-vient) à Simon, Jean-François, Jean-Yves, Thomas, Wes, Ed, Greg, Nick, Wah, Jamie, Eric, Sandrine, Guillaume, Shahram, Owen, Max, Hella, Carsten, Donna, Benoit, Gaël, Chris, Jochen, Martin, Marie-Élisabeth... Merci également à tous ceux et celles qui sont venus nous visiter dans la belle, douce et chaude Californie.

Du côté académique, des mercis tous spéciaux aux professeurs François Bédard (CÉGEP du Vieux-Montréal) et Viktor Zacek (U de Montréal) qui ont contribué grandement, consciemment ou inconsciemment, à faire émerger ma passion pour

les mathématiques et la physique des particules. Merci également aux professeurs David London (U de Montréal), Richard MacKenzie (U de Montréal), Manu Paranjape (U de Montréal), Louis Lessard (U de Montréal), Georges Azuelos (U de Montréal), Pierre Depommier (U de Montréal), Louis-André Hamel (U de Montréal), Claude Leroy (U de Montréal), Bob Kowalewski (U de Victoria), Masahiro Morii (Harvard) avec qui j'ai eu la grande chance d'apprendre et/ou de travailler.

Je ne peux m'empêcher d'avoir de touchantes pensées pour les deux merveilleuses années passées à étudier les arts plastiques au CÉGEP du Vieux-Montréal. Je suis certaine que le désir et le plaisir de créer feront toujours partie de mon être et demeureront des outils indispensables dans ma vie et dans ma carrière scientifique... Trop d'intérêts et de passions auront fait en sorte que, jusqu'à présent, je ne pus explorer profondément qu'une petite fraction de ces derniers. Il ne me reste qu'à espérer que, comme les chats, il me reste encore 8 vies! ;-)

Pour terminer, il me reste à re-dire un profond et sincère merci à mon tout d'abord compatriote du baccalauréat, David, qui, au fil du temps est devenu un ami, puis un partenaire de laboratoire, puis un amoureux, puis, tout dernièrement, un mari. Merci cher David pour ta compréhension, ton soutien, ton aide, ton amitié et surtout ton amour, qui ont été et sont toujours pour moi des alliés inestimables. Nous partageons ensemble de nombreuses sphères de nos vies, et, très, très sincèrement, je ne suis pas prête de m'en lasser! Faire et refaire le monde avec toi est d'une intensité et d'un plaisir sans bornes. Merci mon bel amour, mon Roméo, je t'aime.

INTRODUCTION

La physique des particules, souvent qualifiée de “physique de l’infiniment petit”, est la science qui étudie les constituants fondamentaux de la matière ainsi que leurs interactions. En termes vulgarisés, elle tente de répondre aux questions “*De quoi notre Univers est-il fait ?*” et “*Qu’est-ce qui tient tout cela ensemble ?*”. En anticipant la décourageante mais populaire question “*Mais à quoi cela sert-il ?*”, il faut admettre que les avancements et les découvertes provenant de ce domaine particulier de la physique pure ne s’appliquent habituellement pas, dans un court délai, à la vie humaine de tous les jours. Cependant, il ne fait aucun doute que l’avancement des sciences pures rapporte à l’humanité comme nous l’a démontré, par exemple, le développement de l’électrodynamique en nous menant à la découverte et à la maîtrise de l’électricité, aujourd’hui indispensable à notre société. Bien qu’étant une branche somme toute assez jeune de la physique, la physique des particules est aujourd’hui directement reliée au traitement du cancer et à l’avancement phénoménale de l’informatique quant aux méthodes de transmission et de stockage des données, pour ne citer que ces exemples. Ceci étant dit, la principale motivation des recherches qui sont décrites dans cette thèse est sans contredit la soif de compréhension de notre Univers.

Le monde qui nous entoure, tel quel, peut constituer un bon laboratoire pour de nombreux scientifiques. Cependant, il arrive qu’il ne soit pas suffisant pour approfondir certains domaines. Par exemple, les présentes recherches étudient le quark b , qui n’existe pas dans la Nature. Il doit donc être créé en laboratoire, ce qui a nécessité, dans le cas qui nous concerne, l’élaboration de l’expérience *BABAR* qui est basée au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) en Californie, États-Unis. Cette expérience, complexe et coûteuse, a requis l’expertise, la participation et le dévouement de centaines de scientifiques en provenance de nombreux pays. À l’intérieur du détecteur *BABAR* rentrent en collision des électrons (e^-) et des positrons (e^+) qui ont été préalablement accélérés à des énergies bien précises par l’accé-

lérateur PEP II, ce qui résulte en la production de millions de paires de mésons B , particules constituées d'un quark et d'un anti-quark. Un de ces derniers est de saveur b et son partenaire, quant à lui, se doit d'être de saveur u ou d .

L'intérêt général qui pousse les scientifiques à déployer ces nombreux efforts pour créer en laboratoire les quarks b est le lien qui unit ces derniers aux premiers instants de vie de notre Univers¹. En effet, en accord avec la théorie du Big Bang, plus l'Univers vieillit, plus il se refroidit, arrivant à un point tel où l'énergie moyenne disponible pour la création de particules massives et instables, tel que le méson B , n'est plus suffisante. Ainsi donc, faire collisionner des particules à de hautes énergies pour produire les disparus -ou désintégrés- quarks b revient en quelque sorte à recréer ponctuellement les conditions de l'Univers à son plus jeune âge, c'est-à-dire lorsqu'il était âgé d'environ 0.00000000001 secondes. En étudiant le comportement de ces particules, il est donc possible de mieux comprendre et de mieux quantifier les mécanismes sous-jacents à la création et aux caractéristiques fondamentales de notre Univers. Par exemple, la première raison d'être de l'expérience *BABAR* est d'essayer de mieux comprendre la différence de comportement suspectée entre la matière et l'antimatière, peu après le Big Bang. Cela aurait fait en sorte que nous observons aujourd'hui un excès de matière (nous!) dans l'Univers. Ceci est réalisé expérimentalement en observant et comparant le comportement des mésons B et anti- B (aussi nommées $Bbar$ ou $\bar{B}$), toujours produits en paires cohérentes par le processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. Le nom de l'expérience tire d'ailleurs son inspiration de la phonétique engendrée par ces paires $B\bar{B}$.

Dans cette thèse, nous étudions la désintégration² $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, qui, comme

¹Ceci est aussi vrai pour les autres particules produites en laboratoire et qui n'existent plus aujourd'hui dans la Nature.

²Tout au long de cet ouvrage, afin d'alléger le texte, les désintégrations complexes conjuguées correspondantes (telle que $B^- \rightarrow \pi^0 \ell^- \bar{\nu}$) sont toujours considérées bien que non écrites explicitement. Toujours par souci de clarté et de simplicité, nous omettrons également, dans la plupart des cas, les charges des particules B^+ , π^+ , etc. pour les nommer simplement B et π .

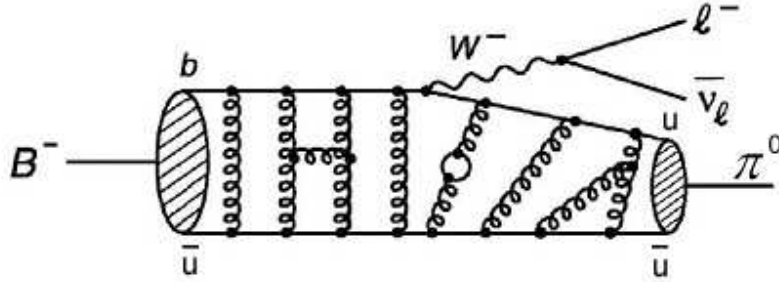


FIG. 1 – Représentation de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$.

nous le verrons plus loin, implique la rare transition d'un quark b vers un quark u (voir fig. 1). Cette analyse mène tout d'abord à une mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)$, ou, en d'autres mots, à la quantification de la fréquence de ces désintégrations. L'avènement des usines à mésons B dans les années 2000, comme l'expérience *BABAR* et son homologue japonaise *Belle*, a fait en sorte qu'il est maintenant possible d'observer relativement aisément ces désintégrations rares, qui surviennent à une fréquence de l'ordre de $1/10000$, puisqu'un très très grand nombre de mésons B est produit. Les présents travaux permettent également d'extraire $|V_{ub}|$, un des éléments les plus faibles et méconnus de la matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)³ qui décrit les transitions entre les différentes saveurs de quarks. Mesurer précisément $|V_{ub}|$ est très important afin de contraindre le Modèle Standard (MS), théorie qui décrit remarquablement bien les particules que nous connaissons tout en demeurant un modèle que nous savons incomplet et imparfait. Ces recherches nous permettent aussi d'en apprendre plus sur la force forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD), via le facteur de forme f_+ qui intervient dans la description de la force forte présente dans ce processus. Cet aspect est aussi très intéressant puisque les mesures de $|V_{ub}|$ sont présentement limitées par les incertitudes des prédictions théoriques qui tentent de décrire les effets de la QCD au sein de ces désintégrations. Grâce au nombre croissant de mé-

³Mesurer précisément les éléments de la matrice CKM est le deuxième but de l'expérience *BABAR*.

sons B disponibles, il est maintenant possible de comparer la forme expérimentale de f_+ à celles calculées à partir de différents modèles théoriques de QCD. Cela nous permet de privilégier ou de réfuter certains d'entre eux tout en procurant des informations importantes aux théoriciens travaillant dans ce domaine.

Pour étudier le canal de désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, nous avons choisi d'utiliser une récente technique qui consiste tout d'abord à étiqueter l'un des deux mésons B produits par les collisions e^+e^- à l'aide de l'une de leurs désintégrations fréquentes⁴ $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ pour ensuite rechercher le signal ($B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$) dans le reste des particules présentes de l'événement. On dit de cette technique d'analyse qu'elle utilise des *étiquettes semileptoniques* (ou *semileptonic tags*). Elle a l'avantage de procurer un environnement ayant très peu de bruits de fond tout en possédant cependant le désavantage d'avoir moins d'événements signaux que les techniques n'utilisant pas d'étiquettes. Les résultats de la présente analyse, combinés avec ceux d'autres canaux de désintégrations utilisant également des techniques d'étiquettes ont été publiés dans la revue *Physical Review Letters* (Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006)) à l'automne 2006. Cela constitue la première publication du rapport d'embranchement des désintégrations exclusives $B \rightarrow \pi \ell \nu$ et de $|V_{ub}|$ à l'aide d'étiquettes. Ces résultats possèdent la plus petite erreur systématique des résultats précédemment publiés (utilisant d'autres techniques d'analyse) dans le domaine tout en ayant une précision comparable avec le meilleur d'entre eux. Cette approche, qui est actuellement limitée par la statistique, donnera de meilleurs résultats dans le futur, lorsque plus de mésons B seront disponibles. Qui plus est, des améliorations significatives dans les calculs de facteurs de forme sont prévues dans les années à venir, ce qui réduira considérablement l'erreur sur $|V_{ub}|$.

Cette thèse suit le format d'une *thèse par articles* et sera écrite tantôt en français, tantôt en anglais. En effet, les articles qui seront présentés ont été écrits

⁴Ces désintégrations sont les plus fréquentes des mésons B et leur rapports d'embranchement sont de l'ordre de quelques pourcents.

originellement dans la langue anglaise, langue qui s'affirme de plus en plus comme étant la langue officielle du domaine des sciences.

Au chapitre 1, nous ferons une récapitulation des principales composantes du MS, modèle qui tente de rassembler nos connaissances actuelles des particules fondamentales et de leur interactions. Après avoir donné une vision d'ensemble des principaux éléments de base du MS, nous nous concentrerons sur l'origine, la description et l'état actuel de la matrice CKM dont nous voulons mesurer l'élément $|V_{ub}|$.

Le chapitre 2 sera consacré à l'approfondissement de la physique des mésons B et, plus particulièrement, des désintégrations semileptoniques exclusives $B \rightarrow X_u \ell \nu$, comme celles utilisées dans cette thèse pour mesurer $|V_{ub}|$. Nous détaillerons les liens théoriques qui existent entre ces désintégrations, le facteur de forme f_+ , et l'élément $|V_{ub}|$. Nous survolerons également les modèles et calculs théoriques les plus prometteurs du facteur de forme f_+ qui jouent un rôle crucial dans la précision avec laquelle nous pouvons extraire $|V_{ub}|$. Finalement, nous discuterons des différentes approches expérimentales existantes ainsi que des précédents résultats expérimentaux obtenus dans le domaine.

Viendront ensuite, au chapitre 3, les détails techniques concernant l'expérience et le détecteur *BABAR*. Nous exposerons les caractéristiques principales des sous-composantes du détecteur tout en insistant sur celles qui sont les plus cruciales pour la présente analyse. Nous survolerons également certaines ressources informatiques et humaines qui ont été critiques pour la réussite de notre projet, tout en soulignant certains apports que nous avons faits aux outils communs de *BABAR*, lesquels seront détaillés dans les annexes I et II.

Nous présenterons enfin, au chapitre 4, le coeur de nos recherches à travers un document complet et détaillé, écrit pour la collaboration *BABAR*, le *BABAR*

Analysis Document (BAD) #1326. Ce document s'intitule *Branching Fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, Measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ Events Tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ Decays* et il décrit en détail l'analyse expérimentale effectuée et les résultats obtenus. Il a été écrit presque en totalité par l'auteure de cette thèse et fut l'objet d'une révision sérieuse et très minutieuse de la part de plusieurs membres de la collaboration *BABAR*.

Le chapitre 5, pour sa part, sera consacré à l'article publié dans la revue *Physical Review Letters*. Cet article combine les résultats de la présente analyse à ceux de deux autres analyses traitant de sujets complémentaires. Les détails concernant la combinaison des analyses seront présentés dans l'annexe V.

Finalement, nous concluons en faisant une récapitulation du présent ouvrage.

CHAPITRE 1

PHYSIQUE DES PARTICULES, MODÈLE STANDARD ET MATRICE CKM

1.1 Introduction

Comme nous l’avons déjà mentionné, la physique des particules tente de répondre à l’éternelle question “De quoi est faite la matière ?” en étudiant les constituants fondamentaux de cette dernière ainsi que leurs interactions. Le Modèle Standard (MS), pour sa part, est une théorie, basée sur la théorie des champs quantiques, qui tente d’expliquer de façon relativement simple et élégante toutes nos connaissances des particules et de leurs interactions. Basé sur les avancements théoriques et expérimentaux des décennies précédentes, il a été créé dans les années 1970. Le MS décrit donc les forces faible, forte et électromagnétique ainsi que les particules fondamentales de la matière.

Ce qui a fait l’énorme succès du MS est que, jusqu’à présent, toutes ses prédictions ont été vérifiées. En effet, les résultats expérimentaux à ce jour, sont toujours en accord avec le modèle, au grand désespoir de plusieurs scientifiques qui tentent de trouver de la nouvelle physique qui serait *au-delà du MS*. Malgré son succès incontesté, nous savons aujourd’hui que ce modèle est imparfait et incomplet et ce, à plusieurs niveaux. Sa plus grande carence est probablement son incapacité à décrire ou prédire la force de gravité, bien que cette dernière ne joue un rôle que très négligeable à l’échelle de l’interaction des particules fondamentales. De plus, le MS n’apporte aucune explication sur la valeur de plusieurs quantités telles que la masse des particules ou bien encore sur l’objet de la présente recherche, à savoir la probabilité qu’a un quark de changer de saveur. En effet, 18 valeurs non prédites du modèle, aussi appelées “paramètres libres du MS”, n’ont d’autre choix que d’être mesurées expérimentalement, d’où l’un des intérêts du sujet de cette thèse. Le MS

reste également muet face aux questions que nous avons concernant la matière sombre, le nombre de générations de particules, le problème de hiérarchie¹, la non observation du boson de Higgs jusqu'à ce jour ou encore sur certaines propriétés des neutrinos, pour ne nommer que celles-là. Même si il comporte de nombreuses limitations, il n'en demeure pas moins incroyablement fort pour expliquer la très grande majorité de ce que nous avons observé jusqu'à maintenant en physique des particules. Nous exposerons donc dans ce chapitre les grandes lignes et idées du MS.

1.2 Particules et forces du MS en utilisant le langage commun

Les quelques particules élémentaires qui constituent la matière se regroupent en deux catégories : les leptons et les quarks, qui sont tous des fermions de spin² $\frac{1}{2}$. En plus du lepton le plus connu, l'électron, il en existe 5 autres, comme le montre le tableau 1.1. Ce même tableau énumère également les 6 saveurs de quarks du MS. À chacune de ces particules correspond un partenaire antiparticule qui possède les mêmes caractéristiques à l'exception de ses charges et de sa saveur, qui sont opposées. Les quarks et les antiquarks ne sont jamais observés seuls. Ils se regroupent plutôt en paires quark-antiquark que nous appelons "mésons" (tels les mésons B étudiés dans cette thèse) ou par triplet de quarks ou d'antiquarks que nous nommons "baryons", comme les protons et les neutrons qui forment les noyaux de la matière qui nous entoure. Les mésons et les baryons sont aussi nommés "hadrons"³. En observant le tableau 1.1, nous voyons qu'il existe trois générations de particules. La présence de ces générations est un fait expérimental dont l'origine

¹Nous ne comprenons pas pourquoi il y a une si grande différence entre la puissance de la force de gravité et celles des autres forces. Ce fait implique que, s'il n'y a pas de physique au-delà du MS, la masse du boson de Higgs diverge. Cette dernière doit donc être corrigée de façon très très précise (*fine tuning*), ce que plusieurs considèrent comme *non naturel*. La supersymétrie est un exemple de théorie qui prédit de la nouvelle physique et qui tente de régler le problème de hiérarchie.

²Le spin est le moment angulaire (en mécanique quantique) intrinsèque des particules. L'analogie classique du spin est le moment angulaire intrinsèque d'un corps en rotation.

³Les hadrons sont définis comme étant des particules composées de quarks et/ou d'antiquarks. Les baryons et les mésons sont donc des sous-catégories de ces derniers.

nous est toujours inconnue. Comme le montre le tableau 1.2, la masse des particules varie significativement d'une génération à l'autre.

	Génération			Spin	Charge électrique	Charge forte couleur	Charge faible	
	1	2	3				chiralité gauche (L)	chiralité droite (R)
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	-	$+\frac{1}{2}$	-
	e	μ	τ	$\frac{1}{2}$	-1	-	$-\frac{1}{2}$	0
Quarks	u	c	t	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	r, v, b	$+\frac{1}{2}$	0
	d	s	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	r, v, b	$-\frac{1}{2}$	0

TAB. 1.1 – Les douze fermions du MS et leurs différentes charges. L'électron (e), le neutrino électronique (ν_e), le muon (μ), le neutrino muonique (ν_μ), le lepton tau (τ) et le neutrino tauique (ν_τ) représentent les 6 leptons. Les 6 quarks, pour leur part, sont les suivants : up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t), bottom ou beauty(b). Il est à noter qu'à chacune de ces particules correspond un partenaire antiparticule.

Génération 1		Génération 2		Génération 3	
ν_e	?	ν_μ	?	ν_τ	?
e	0.000511	μ	0.106	τ	1.7771
u	~ 0.003	c	~ 1.3	t	~ 175
d	~ 0.006	s	~ 0.1	b	~ 4.3

TAB. 1.2 – Masse (GeV/c^2) des douze fermions du MS. Originellement, les masses des neutrinos du MS ont été mises à zéro. Nous savons aujourd'hui qu'au moins certains des neutrinos ont une masse non-nulle, mais nous ne connaissons pas encore la valeur de leurs masses individuelles. Les quarks ne se retrouvent pas seuls dans la Nature, ce qui rend la mesure de leur masse individuelle difficile.

Il existe aussi une troisième catégorie de particules qui jouent le rôle de médiateurs des forces. Ce sont des bosons de spin 1. Faisant partie de cette catégorie, les photons sont des particules sans masse associées à la force électromagnétique, qui agit sur les particules chargées, tandis que les bosons massifs W et Z sont les médiateurs de la force faible, qui affecte toutes les particules et qui est responsable du changement de saveur des quarks tel qu'étudié dans la présente thèse. Les

gluons, quant à eux, sont reliés à la force forte, qui agit entre les quarks. En plus de ces trois forces, il faut ajouter la force de gravité qui est observée dans la Nature mais qui ne fait pas partie du MS. Comme mentionné dans la sect. 1.1, l'effet de cette quatrième force est négligeable à l'échelle de la physique des particules. Il est à noter que dans le MS, les forces électromagnétiques et faibles sont unifiées en la force électrofaible. Les forces et leurs médiateurs sont résumés dans le tableau 1.3.

Force	Médiateurs des forces (bosons de jauge de spin 1)	Charge impliquée	Groupe de symétrie
Électromagnétique	photon (γ)	électrique	électrofaible
Faible	$W^\pm, Z^0$	faible	$SU(2) \times U(1)$
Forte	8 gluons	couleur	
			$SU(3)$

TAB. 1.3 – Les interactions fondamentales du MS et leurs médiateurs

Finalement, il existe une autre particule dans le MS : le boson de Higgs. Cette particule est impliquée dans le mécanisme qui donne la masse aux autres particules élémentaires. C'est la seule particule prédite par le MS qui n'a pas encore été observée⁴. Cette particule est aussi impliquée dans le changement de saveur des quarks via son interaction avec ces derniers. Cette interaction donne naissance à la matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM), dont l'un des 9 éléments, $|V_{ub}|$, est l'objet d'étude de la présente thèse.

1.3 Particules et forces du MS en utilisant le langage de la théorie des champs

Le véritable langage mathématique et scientifique du MS, qui est en accord avec la mécanique quantique et la relativité restreinte, est celui de la théorie des champs. Les particules et leurs interactions sont décrites par ce qu'on appelle des *théories de jauge*, théories qui sont invariantes sous le changement de jauge⁵, ce qui

⁴Nous espérons l'observer au LHC dans les prochaines années.

⁵La définition de jauge dépend du contexte. En électromagnétisme, par exemple, la transformation de jauge s'effectue en redéfinissant les potentiels d'une façon différente tout en obtenant

implique que les interactions entre les particules se font à l'aide de particules médiatrices qui sont souvent appelées *bosons de jauge*. Le MS tire également avantage de certaines symétries de la Nature pour alléger les calculs qui y sont reliés. On s'y réfère d'ailleurs souvent en termes de la théorie des groupes : $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Avant d'aller plus loin dans le formalisme de la théorie des champs qui décrit les particules et leurs interactions, il est utile de prendre quelques instants afin d'illustrer le concept de Lagrangien, qui sera important dans les pages suivantes, par des exemples qui nous sont familiers.

En physique classique, la loi de Newton,

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d^2 \vec{x}(t)}{dt^2} = m\ddot{\vec{x}}, \quad (1.1)$$

est utilisée pour obtenir la description du mouvement $\vec{x}(t)$ d'un objet de masse m soumis à n'importe quelle force $\vec{F}$. En effet, en intégrant deux fois l'éq. (1.1) par rapport au temps t , nous obtenons l'équation du mouvement :

$$x(t) = x_0 + \dot{x}_0 t + \frac{1}{2} \frac{F}{m} t^2,$$

où x_0 est la position initiale et $\dot{x}_0$ la vitesse initiale de l'objet. Une autre façon d'aborder le même problème est d'utiliser le formalisme des Lagrangiens :

$$\mathcal{L}(x, \dot{x}, t) = T - V = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 - V,$$

où $\mathcal{L}$, T et V représentent respectivement le Lagrangien, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de l'objet. Les équations du mouvement sont retrouvées en

les mêmes équations de Maxwell.

utilisant les équations d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x_i} = m\ddot{\vec{x}} + \vec{\nabla}V = 0. \quad (1.2)$$

En utilisant la définition $\vec{F} = -\vec{\nabla}V$, nous constatons que l'éq. (1.2) est la même que l'éq. (1.1). D'une façon similaire, nous pouvons utiliser le formalisme des Hamiltoniens qui n'est qu'une formulation différente du Lagrangien, où $\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t}$. L'équation de Schrödinger, $H\Psi = i\frac{\partial \Psi}{\partial t}$, où $H(x, p, t)$ est l'Hamiltonien et Ψ la fonction d'onde, joue exactement le même rôle que $\vec{F} = m\vec{a}$ mais en mécanique quantique.

Ce qui est important de retenir, ici, c'est qu'à partir d'un Lagrangien, nous pouvons obtenir la description d'un système, comme, par exemple, les équations du mouvement d'un objet en mécanique classique. La même démarche est utilisée en physique des particules. Au fil des années et des résultats expérimentaux et théoriques, d'essais et erreurs, les scientifiques ont mis au point *le Lagrangien du MS* qui a pour ambition de décrire les particules et leurs interactions.

1.3.1 Le Lagrangien du Modèle Standard

Notre but ici n'est pas d'entrer dans les détails de la théorie des champs mais d'exposer les composantes principales du Lagrangien du MS et de les relier aux phénomènes physiques qui nous intéressent plus particulièrement dans le cadre de cette thèse. Un traitement détaillé de la théorie des champs se trouve dans les références [1-1] et [1-2]. Nous utiliserons principalement ces deux références pour les sections à venir dans ce chapitre.

Le Lagrangien du MS peut être subdivisé en plusieurs sous-termes :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (1.3)$$

Le premier terme, $\mathcal{L}_{QCD}$, représente l'interaction forte, c'est-à-dire l'interaction des quarks et des gluons, décrite par la chromodynamique quantique (QCD). L'invariance de l'interaction forte sous le changement de couleur des quarks fait en sorte que sa description peut se baser sur la symétrie du groupe $SU(3)$. Ce groupe possède 8 générateurs, et donc 8 bosons de jauge : les gluons.

Le terme suivant de l'éq. (1.3), $\mathcal{L}_{QED}$, décrit la théorie électrofaible (unification des interactions électromagnétique et faible, QED) qui peut être représentée par la combinaison des groupes $SU(2) \times U(1)$. En plus de décrire les interactions de QED, il contient les champs nécessaires à l'existence des bosons de jauge responsables de la médiation des forces faible et électromagnétique ($W^\pm$, Z^0 et photon) ainsi que les termes qui permettent l'existence des fermions, quarks et leptons. Ces derniers sont représentés par des doublets ou des singulets de $SU(2)$ selon leur chiralité. En effet, la symétrie du groupe $SU(2)$ traite la transformation des états gauches ou *left*⁶ (L) et droits ou *right*⁷ (R) de façon différente. Les fermions droits se retrouvent dans des singulets électrofaibles tandis que les gauches sont représentés par des doublets :

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix}, Q_L^{i,\alpha} = \begin{pmatrix} u_L^{i,\alpha} \\ d_L^{i,\alpha} \end{pmatrix}, e_R^i, u_R^{i,\alpha}, d_R^{i,\alpha}. \quad (1.4)$$

Dans l'éq. (1.4), L_L^i représente les doublets de leptons gauches pour les trois générations de fermions. Ainsi, conformément au tableau 1.1, $\nu^i = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ et $e^i = (e, \mu, \tau)$. Le symbole $Q_L^{i,\alpha}$, pour sa part, décrit les doublets de quarks gauches de type u et d des trois générations où $u^i = (u, c, t)$ et $d^i = (d, s, b)$ ⁸. Les indices α sont les trois couleurs possibles des quarks et ces dernières sont utilisées lors

⁶Spin et impulsion de sens opposés.

⁷Spin et impulsion de même sens.

⁸Attention : les symboles e , ν , u et d sont utilisés parfois pour décrire les particules (électron, neutrino, quark u , quark d) et d'autres fois, comme c'est ici le cas avec les indices i en exposant, pour décrire toutes les particules d'un même type pour les trois générations. Cela peut créer de la confusion à l'occasion, mais c'est néanmoins cette notation qui est la plus utilisée dans la littérature.

des transformations dans l'espace $SU(3)$. Finalement, les trois derniers termes de l'éq. (1.4) représentent, en utilisant les mêmes notations, les singulets de fermions droits⁹.

Les deux derniers termes de l'éq. (1.3) sont nécessaires au mécanisme de Higgs, qui donne la masse aux particules. Le premier contient les champs reliés aux boson et potentiel de Higgs ($\mathcal{L}_{Higgs}$). Le second décrit les interactions entre le boson de Higgs et les fermions ($\mathcal{L}_{Yukawa}$). En plus de donner la masse aux fermions, ce terme est également responsable du changement de saveur des quarks, qui donnera naissance à la matrice CKM, comme nous le verrons plus loin. Puisque c'est le sujet de la présente recherche, nous allons approfondir le formalisme de ces interactions.

1.3.2 Le mécanisme de Higgs

Dans la présente section, nous montrons en détail comment le choix du minimum du potentiel de Higgs mène à la masse des bosons de jauge (γ , Z^0 et $W^\pm$). Nous serons ensuite en mesure de faire l'analogie (à la sect. 1.3.3) entre cet exercice et la génération de la masse des quarks (interaction du champs de Higgs avec les fermions, contenu dans $\mathcal{L}_{Yukawa}$). Nous remarquerons alors que les termes de masse des quarks, représentés par des matrices 3×3 , donnent lieu à la possibilité de changement de saveur des quarks, qui est le sujet d'étude de cette thèse.

Le Lagrangien $\mathcal{L}_{Higgs}$ est de la forme :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.5)$$

où μ et λ sont des paramètres du potentiel du champs de Higgs, $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi +$

⁹Les neutrinos droits (ν_R^i) ne font pas partie du MS, en accord avec les évidences expérimentales actuelles. Cependant, cela pourrait changer lorsque nous aurons plus d'information sur la masse des neutrinos.

$\lambda(\phi^\dagger\phi)^2$. $\mathcal{D}$ est la dérivée covariante,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a, \quad (1.6)$$

nécessaire pour conserver la symétrie de jauge locale du Lagrangien. Dans l'éq. (1.6), les g_1 , g_2 et g_3 représentent les constantes de couplage¹⁰ reliées aux symétries $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ qui correspondent aux forces électrofaible ($SU(2) \times U(1)$) et forte ($SU(3)$). Les symboles Y , τ^i et λ^a , pour leur part, sont les générateurs des transformations reliées aux symétries $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$, où les indices i vont de 1 à 3 et les indices a de 1 à 8. Les termes B_μ , W_μ^i et G_μ^a , quant à eux, représentent les médiateurs de forces reliées aux symétries $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$, respectivement. Dans le MS, ϕ est un doublet,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

où ϕ^+ et ϕ^0 sont des champs complexes, reliés par une rotation dans l'espace $SU(2)$, tels que $\phi^+ = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$ et $\phi^0 = (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2}$. Le potentiel $V(\phi)$ est invariant sous la transformation de jauge locale :

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\alpha^i(x)\tau^i/2} \phi(x),$$

où les $\alpha^i(x)$ sont des paramètres.

Selon l'éq. (1.5), λ doit être positif afin que le potentiel ne diverge pas lorsque ϕ tend vers l'infini. Si μ^2 est positif, nous avons un potentiel $V(\phi)$ avec un minimum à $\phi = 0$. Par contre, si μ^2 est négatif, nous avons une infinité de choix pour ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 afin de définir le minimum :

$$\phi^\dagger\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}.$$

¹⁰Ces dernières doivent être déterminées expérimentalement.

Nous devons donc faire un choix de l'état fondamental ϕ_0 , qui peut être :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

Sous ce $\mu^2 < 0$ et ce choix de potentiel, se cachent le mécanisme de Higgs et la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. En effet, en faisant le choix d'un ϕ_0 , le Lagrangien ne respecte plus la symétrie $SU(2) \times U(1)$. C'est ce qu'on appelle la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Nous voyons que la symétrie $SU(2)$ est brisée puisque seulement une des composante de ϕ_0 a une valeur non-nulle. Cependant, le Lagrangien demeure invariant sous une forme de transformation de $U(1)$ telle que :

$$\phi_0 \rightarrow \phi'_0 = e^{i\alpha(x)Q} \phi_0 = \phi_0,$$

où Q est l'opérateur de charge électrique en électromagnétisme.

Les particules étant représentées par de petites excitations autour de l'état fondamental, nous voulons observer $\mathcal{L}_{Higgs}$ autour du minimum du potentiel ($v + H(x)$), c'est-à-dire pour :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

En utilisant l'éq. (1.7) et en explicitant les dérivées covariantes de l'éq. (1.5), les

termes de masse¹¹ du Lagrangien résultant sont alors :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{masse} &= \frac{1}{8}v^2g_2^2((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \frac{1}{8}v^2(g_1B_\mu - g_2W_\mu^3)^2 \\ &= \left(\frac{vg_2}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}\left(\frac{v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu.\end{aligned}\quad (1.8)$$

Le premier terme de l'éq. (1.8) s'obtient en posant $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$. Le deuxième terme de l'éq. (1.8) est obtenu en effectuant le changement de variable $W_\mu^3 = Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W$ et $B_\mu = -Z_\mu \sin \theta_W + A_\mu \cos \theta_W$, où nous définissons¹² $\tan \theta_W \equiv g_1/g_2$. C'est donc ainsi que les bosons de jauge acquièrent des masses : $m_{W^\pm} = \frac{vg_2}{2}$, $m_{Z^0} = \frac{v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2}$. L'absence de terme en $A_\mu A^\mu$ correspond à la masse nulle du photon. La relation entre les masses des bosons Z^0 et $W^\pm$, $m_W/m_Z = \cos \theta_W$ est vérifiée expérimentalement.

1.3.3 Interaction des fermions avec le champs de Higgs et matrice CKM

Comme mentionné à la sect. 1.3.1, Les fermions acquièrent aussi des masses grâce à leurs interactions avec le champs de Higgs, via $\mathcal{L}_{Yukawa}$. En suivant une démarche similaire à celle qui nous a mené aux masses des bosons de jauge, c'est-à-dire en observant les petites excitations autour du minimum du potentiel du champs de Higgs, nous obtenons des fermions massifs dont les termes de masse s'écrivent $M_u = \lambda_u v/\sqrt{2}$ et $M_d = \lambda_d v/\sqrt{2}$ pour une interaction du champ de Higgs avec des quarks¹³ de type u et d . Cependant, avec trois générations de quarks, les matrices $M_{u,d}$ sont de dimension 3×3 et ne sont pas nécessairement diagonales,

¹¹Les termes de masse du Lagrangien d'une particule reliée à un champ chargé ψ est de la forme $m^2\psi^2$. Pour un champ neutre, il y a un terme $\frac{1}{2}$ additionnel : $\frac{1}{2}m^2\psi^2$.

¹²L'angle θ_W est nommé angle de Weinberg ou *electroweak angle*.

¹³Des expressions similaires sont trouvées pour les leptons. Il y a quelques années, nous pensions que leurs états propres de masse étaient les mêmes que leurs états propres électrofaibles. Cependant, nous savons aujourd'hui qu'au moins certains neutrinos sont massifs, ce qui permet l'existence d'une matrice de mélange, nommée Maki-Nakagawa-Sakata [1-3], qui est analogue à la matrice CKM pour les quarks.

ce qui implique un possible mélange des différentes générations. En d'autres mots, les champs de quarks sont des états propres de l'interaction électrofaible, mais ne sont pas des états propres de masse, états physiques que nous pouvons mesurer. Nous pouvons donc effectuer le changement de base à l'aide des quatres matrices unitaires $U_{R,L}^{u,d} : M_u^{diag} = U_L^u M_u U_R^{u\dagger}$ et $M_d^{diag} = U_L^d M_d U_R^{d\dagger}$.

Avec ces matrices unitaires, nous pouvons redéfinir les champs de quarks vus à l'éq. (1.4) dans leur base d'états propres de masse, $u'_{L,R}$ et $d'_{L,R}$:

$$\begin{aligned} u'_{L,R} &= U_{L,R}^u u_{L,R}, \\ d'_{L,R} &= U_{L,R}^d d_{L,R}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Le Lagrangien¹⁴ qui décrit l'interaction des quarks avec les bosons de jauge chargés $W^\pm$, comme c'est le cas avec le quark b dans la désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, s'écrit :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu d_L^j W_\mu^+ + \text{conjugué hermitique (c.h.)}, \quad (1.10)$$

où les $\bar{u}_L^i, d_L^j$ sont dans la base des états propres électrofaibles. La barre sur le u est la convention adoptée pour représenter l'état final du champ de quark ($\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$), γ^μ symbolise les matrices de Dirac, tandis que les indices i et j décrivent les $i^{\text{ème}}$ et $j^{\text{ème}}$ générations. En utilisant les relations de l'éq. (1.9) nous pouvons récrire l'éq. (1.10) comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}'_L{}^i U_L^{u,i\dagger} U_L^{d,j} \gamma^\mu d'^j_L W_\mu^+ + \text{c.h.} \\ &\equiv \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}'_L{}^i V_{\text{CKM}}^{ij} \gamma^\mu d'^j_L W_\mu^+ + \text{c.h.}, \end{aligned}$$

où les $\bar{u}'_L{}^i, d'^j_L$ sont maintenant dans la base des états propres de masse. La matrice

¹⁴Si nous nous référons à l'éq. 1.3, $\mathcal{L}_{cc}$ est un sous-terme de $\mathcal{L}_{QED}$. L'indice "cc" signifie "courant chargé".

CKM est définie comme $V_{\text{CKM}} \equiv U_L^{u\dagger} U_L^d$. C'est donc par la matrice CKM,

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

que le changement de saveur des quarks apparaît dans les courants chargés¹⁵ issus de l'interaction entre les doublets de quarks gauches¹⁶ et les bosons $W^\pm$. Il est important de rappeler que la théorie ne prédit aucunement la valeur des éléments de la matrice et qu'un des principaux buts de cette thèse, comme nous le verrons en détail plus loin, est de mesurer la norme de l'élément V_{ub} de cette matrice CKM.

La définition de la matrice CKM entraîne les conditions d'unitarité

$$\sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik},$$

qui peuvent être représentées par des triangles dans un plan complexe. On nomme souvent le triangle issu de la relation

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (1.11)$$

le *Triangle d'Unitarité*, représenté à la fig. 1.1, où les angles α , β et γ (aussi parfois nommé ϕ_2 , ϕ_1 et ϕ_3) valent

$$\alpha = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right), \beta = \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \gamma = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right).$$

Ce triangle est particulièrement intéressant pour une expérience comme *BABAR* car il contient tous les éléments possédant un quark b , dont V_{ub} , sujet d'étude de cette

¹⁵Les courants neutres ne permettent pas le mélange de saveur des quarks puisque les équations sont de la forme $\bar{u}_L^i U_L^{u,i\dagger} U_L^{u,j} \gamma^\mu u_L^j Z_\mu + \text{c.h.}$ où $U_L^{u,i\dagger} U_L^{u,j} = 1$ par définition.

¹⁶Les quarks droits, étant dans des singulets d'isospin ne se couplent pas avec les bosons $W^\pm$, ils interviennent seulement dans les courants neutres, impliquant les Z^0 ou les γ .

thèse.

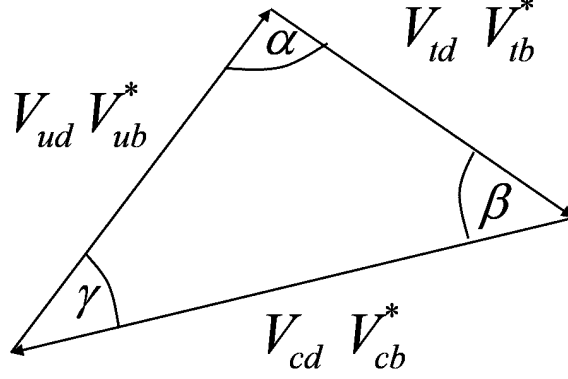


FIG. 1.1 – Le Triangle d'Unitarité

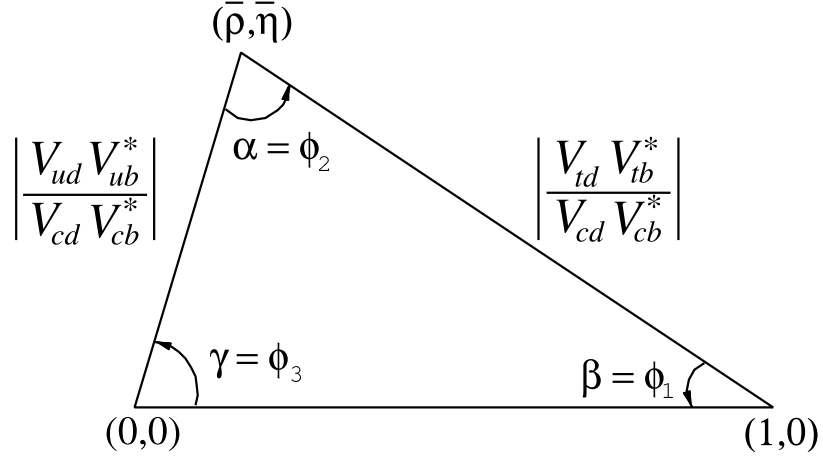


FIG. 1.2 – Le Triangle d'Unitarité normalisé, dans le plan $\bar{\rho}$ - $\bar{\eta}$

Une autre façon de visualiser l'éq. (1.11), tout en la normalisant par $V_{cd}V_{cb}^*$, est de tracer le Triangle d'Unitarité dans le plan $\bar{\rho}$ - $\bar{\eta}$, où $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$, comme le montre la fig. 1.2. Les paramètres ρ et η sont issus de la paramétrisation approximée de Wolfenstein [1-4] qui met en évidence la hiérarchie des éléments de

la matrice CKM, comme montré à la deuxième ligne de l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
V_{\text{CKM}} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.12) \\
&= \begin{pmatrix} 0.97383^{+0.00024}_{-0.00023} & 0.2272 \pm 0.0010 & 0.00396 \pm 0.00009 \\ 0.2271 \pm 0.0010 & 0.97296 \pm 0.00024 & 0.04221^{+0.0010}_{-0.0080} \\ 0.00814^{+0.00032}_{-0.00064} & 0.04161^{+0.0012}_{-0.0078} & 0.999100^{+0.000034}_{-0.000004} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Avec cette paramétrisation, les éléments de la matrice sont développés en puissance de λ . Il peut être démontré [1-5] que des 9 éléments complexes composant la matrice CKM, seuls 4 paramètres sont indépendants, dont un seul, souvent vu comme une phase d'une quantité complexe, est responsable de la violation CP¹⁷. Dans la paramétrisation de Wolfenstein, c'est le paramètre η qui représente cette phase.

Il faut, encore une fois, garder en tête que les valeurs de A , λ , ρ et η ne sont pas prédits par le MS. À ce jour les paramètres ρ et η , apparaissant dans les termes $|V_{ub}|$ et $|V_{td}|$, sont les moins bien connus comme le montre la dernière ligne de l'éq. (1.12). Il est à noter que les valeurs des éléments de la matrice CKM montrés à la troisième ligne de l'éq. (1.12) ne sont pas issues de mesures individuelles mais plutôt d'un lissage global utilisant toutes les mesures expérimentales existantes ainsi que les contraintes du MS telles que le nombre de générations de particules

¹⁷CP est le produit de deux symétries : C pour la conjugaison de charge, qui change une particule en anti-particule et P pour la parité qui inverse les coordonnées de l'espace d'un objet (image miroir). Les interactions forte et électromagnétique sont invariantes sous une transformation CP alors que la force faible viole CP dans certaines désintégrations. Le degré de violation CP peut aider à résoudre l'énigme de la différence matière-antimatière de l'univers [1-6]. La violation CP a été découverte dans le système des kaons en 1964, puis quantifiée pour les mésons B au début des années 2000 par les expériences *BABAR* et *Belle*.

égal à trois [1-8]. Ainsi, nous voyons que la valeur correspondant à $|V_{ub}|$ possède une précision d'environ 2% alors que les meilleures mesures expérimentales de $|V_{ub}|$ à ce jour ont une précision d'environ 7%¹⁸. Ce lissage global peut également être visualisé par l'emplacement du sommet du Triangle d'Unitarité dans le plan $\bar{\rho}$ - $\bar{\eta}$ (voir fig. 1.3).

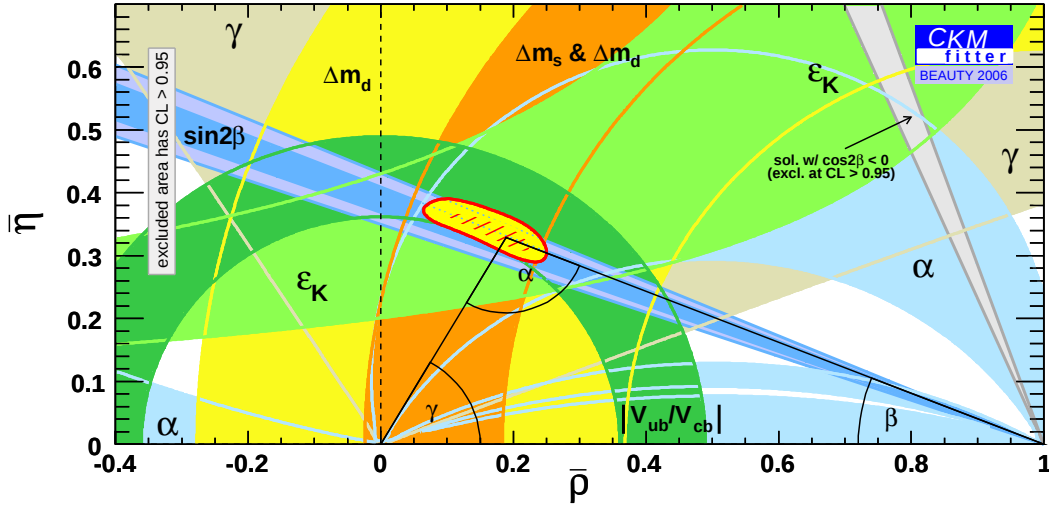


FIG. 1.3 – Contraintes actuelles sur le sommet du Triangle d'Unitarité dans le plan $\bar{\rho}$ - $\bar{\eta}$ [1-7]. Le lissage global des connaissances actuelles correspond à la position permise du sommet du triangle, représenté par la zone hachurée. La contrainte reliée à $|V_{ub}|$ (et $|V_{cb}|$) est représentée par l'arc de cercle vert foncé.

La mesure expérimentale des normes et des phases des éléments de la matrice CKM se fait de plusieurs façons différentes comme le résume le tableau 1.4. Plusieurs de ces mesures sont issues de l'étude des mésons B , particules produites en très grand nombre dans les expériences telles que *BABAR* et *Belle*. Nous approfondirons donc la physique de ces particules au prochain chapitre.

Il est nécessaire de mesurer les angles et les côtés du Triangle d'Unitarité de

¹⁸Cette différence s'explique surtout par l'utilisation des hypothèses du MS (comme le nombre de générations = 3) et de la mesure précise de l'angle β qui est opposé au côté du Triangle d'Unitarité relié à $|V_{ub}|$.

manières précises et variées afin de contraindre et de tester le MS, mais aussi pour tenter de comprendre certains phénomènes telle que la différence matière-antimatière dans l'univers, reliée à la violation CP. Des incohérences au sein des mesures expérimentales ou des déviations des mesures expérimentales par rapport aux hypothèses du MS¹⁹ pourraient être signe de nouvelle physique, ce qui souligne l'importance de notre sujet d'étude, soit la mesure de l'élément $|V_{ub}|$.

Normes ou phases des éléments de la matrice CKM	Source(s) principale(s) des mesures
$ V_{ud} $	Désintégrations β
$ V_{us} $	Désintégrations semileptoniques des kaons
$ V_{cb} $ et $ V_{ub} $	Désintégrations semileptoniques des mésons B
$ V_{cd} $ et $ V_{cs} $	Désintégrations semileptoniques des mésons D Interactions neutrino et antineutrino
$ V_{td} $ et $ V_{ts} $	Différence de masse des mésons B (Δm_d et Δm_s) Désintégrations radiatives de mésons B
$ V_{tb} $	Production singulière du quark top
α	Désintégrations des mésons B ($B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$)
β	Désintégrations des mésons B neutres dans un état final commun aux B^0 et aux $\bar{B}^0$ comme $B \rightarrow J/\Psi K_s$
γ	Désintégrations des mésons B ($B \rightarrow DK, D^{(*)}\pi$)

TAB. 1.4 – Sources des mesures principales des normes et des phases des éléments de la matrice CKM.

¹⁹Par exemple, si $\alpha + \beta + \gamma \neq 180^\circ$, la matrice CKM ne serait pas unitaire.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1

- [1-1] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus Books (1995)
- [1-2] G. Kane, *Modern Elementary Particle Physics*, Éditions Addison-Wesley (1993)
- [1-3] Z. Maki, M. Nakagawa, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962)
- [1-4] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)
- [1-5] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys., **49**, 652 (1973)
- [1-6] A. D. Sakharov, *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32 (1967), JETP Lett. **5**, 24 (1967), Sov. Phys. Usp. **34**, 392 (1991)
- [1-7] J. Charles *et al.*, CKMfitter Group, Eur. Phys. J. **C41**, 1 (2005)
Des mises à jour fréquentes des résultats de cette référence sont disponibles à l'adresse <http://ckmfitter.in2p3.fr>. Nous avons utilisé celles de l'été 2006. Il est à noter qu'une autre collaboration, UTfit (<http://utfit.roma1.infn.it/>), produit des résultats similaires avec une approche statistique différente.
- [1-8] W-M Yao *et al.*, Particle Data Group (PDG), *Review of Particle Physics*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys, **33**, 1 (2006)
- [1-9] B.R. Martin, G. Shaw, *Particle Physics*, Éditions John Wiley & Sons Ltd, England (1992)

CHAPITRE 2

PHYSIQUE DES MÉSONS B ET MESURE DE $|V_{ub}|$ À L'AIDE DE L'ÉTUDE DES DÉSINTÉGRATIONS $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$

2.1 Introduction

Les mésons B sont composés d'un quark b et d'un quark léger¹, u ou d , comme détaillé dans le tableau 2.1.

Méson B	Quarks
B^+	$u, \bar{b}$
B^-	$\bar{u}, b$
B^0	$d, \bar{b}$
$\bar{B}^0$	$\bar{d}, b$

TAB. 2.1 – Quarks composant les mésons B

Si les quarks de la première et de la deuxième génération (u , d , c et s) étaient connus avant la formulation du MS en 1974, le quark b , pour sa part, a été découvert seulement quelques années plus tard, soit en 1977 à Fermilab [2-1]. Avant l'avènement des usines à mésons B , ces derniers ont été étudiés pendant une vingtaine d'années, à partir de 1980, par plusieurs expériences utilisant des collisionneurs e^+e^- (CLEO, ARGUS, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) et $p\bar{p}$ (CDF, D0)². Nous avons ainsi pu mesurer plusieurs caractéristiques de ces particules, découvert l'oscillation des mésons B neutres et mesuré pour la première fois certaines normes des éléments de la matrice CKM. Cependant, quantifier précisément la violation CP requiert de mesurer le temps écoulé entre la production des mésons et leur

¹Il existe également des mésons B comportant un quark s ou un quark c mais ils ne sont pas produits dans les usines à mésons B telles que *BABAR* et *Belle*.

²Les expériences du Tevatron, où se produisent des collisions hadroniques, poursuivent encore aujourd'hui un riche programme de recherche relié à l'étude des quarks b . Les expériences du LHC (collisions pp) prévoient également étudier ces particules.

désintégration, ce qui n'était pas possible pour ces expériences car les mésons B étaient produits presque au repos. C'est pour cette raison que furent mises sur pied les usines à mésons B : *BABAR* au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), États-Unis et *Belle* à KEK, Japon. Ces expériences ont été conçues spécialement pour produire des quantités astronomiques de mésons B avec une luminosité jusque là inégalée. Cependant, leur innovation principale réside dans le fait qu'elles utilisent des collisionneurs asymétriques³ e^+e^- qui font en sorte que les mésons B parcourent une distance mesurable, dans le système de référence du laboratoire, avant de se désintégrer. Ces deux expériences ont vu le jour au début des années 2000 et ont quantifié avec grande précision le degré de violation CP dans les mésons B , principalement à l'aide des désintégrations $B \rightarrow J/\psi K_s$.

Avec tous les mésons B produits à *BABAR* et à *Belle*, il est aussi possible de mesurer avec précision plusieurs autres quantités intéressantes, telles que les normes de certains éléments de la matrice CKM. C'est d'ailleurs la deuxième raison d'être de l'expérience *BABAR*. Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur la physique des mésons B et plus spécifiquement sur les désintégrations semileptoniques $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ qui nous permettent de mesurer $|V_{ub}|$ et qui sont l'objet d'étude dans cette thèse.

2.2 Désintégrations semileptoniques du méson B

Les désintégrations des mésons B se font par la force faible et sont dominées par le changement de saveur du quark b . Ces désintégrations suivent un modèle appelé *spectateur* car le quark léger (u ou d) à l'intérieur du méson ne se transforme pas. La désintégration prépondérante du quark b est $b \rightarrow c W$ où le boson W , qui est virtuel, se désintègre en une paire de leptons $\ell \nu^4$ (désintégration semileptonique, voir fig. 2.1) ou en une paire de quark-antiquark (désintégration hadronique, voir

³Cela signifie que les faisceaux d'électrons et de positrons ont des énergies différentes.

⁴Le symbole ℓ représente un muon ou un électron.

fig. 2.2). Le couplage du quark b avec le W , où se produit le changement de saveur du quark, est décrit par la matrice CKM. Comme nous le verrons plus loin, la grande difficulté à représenter théoriquement ces désintégrations réside dans les calculs de QCD qui tentent de décrire l'interaction forte entre les quarks⁵. Sur ce plan, les désintégrations semileptoniques possèdent un avantage sur les désintégrations hadroniques : elles peuvent être décrites par deux courants, un courant leptonique et un courant hadronique, dont seul le dernier est affecté par la force forte. Cet avantage est d'ailleurs exploité dans les présentes recherches.

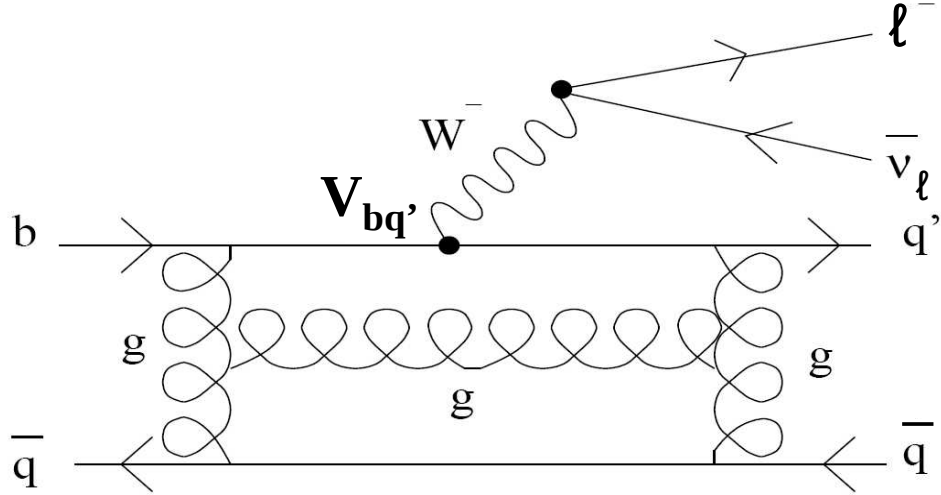
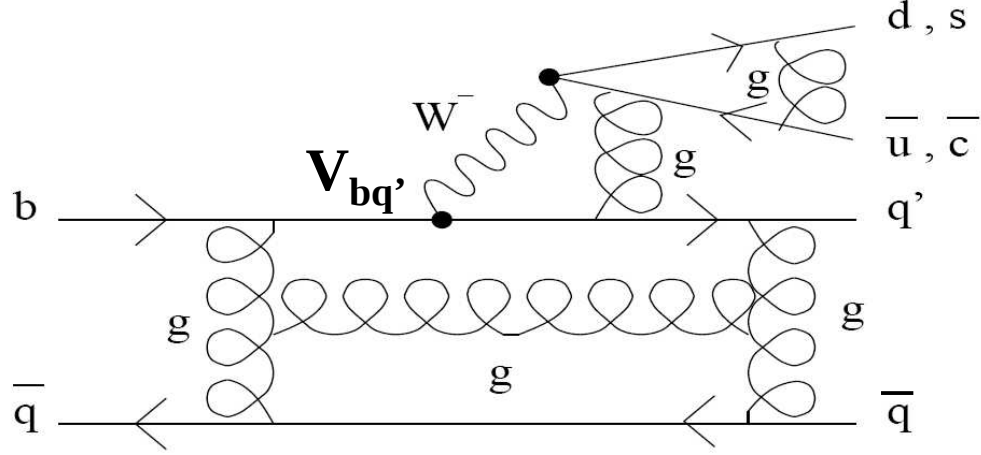


FIG. 2.1 – Désintégration semileptonique du méson B

Pour mesurer $|V_{ub}|$, nous étudions les désintégrations semileptoniques des mésons B où le quark b se transforme en quark u : $B \rightarrow X_u \ell \nu$, où X_u représente le hadron final. L'étude de ces désintégrations pose deux défis majeurs. Premièrement, ces désintégrations sont plutôt rares⁶ et font face à un bruit de fond ayant la même topologie et 50 fois plus abondant : les désintégrations semileptoniques $B \rightarrow X_c \ell \nu$. Deuxièmement, comme nous le verrons plus loin, pour extraire $|V_{ub}|$, nous devons faire appel à des modèles théoriques décrivant la QCD à l'intérieur

⁵Cela est représenté par les courbes en forme de ressort dans les figs. 2.1 et 2.2.

⁶Leurs rapports d'embranchement sont de l'ordre de 10^{-4} .

FIG. 2.2 – Désintégration hadronique du méson B

de ces processus. Ces derniers possèdent des incertitudes importantes qui affectent directement la précision de la mesure de $|V_{ub}|$. Nous devons donc employer diverses techniques d'analyse afin d'essayer de contourner ces problèmes, ou plutôt, de minimiser le plus possible leur impact sur les mesures de $|V_{ub}|$. Actuellement, nous distinguons deux grandes familles d'approches expérimentales pour étudier les désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$, qui sont qualifiées d'*exclusive* ou d'*inclusive*, c'est-à-dire en spécifiant ou non la nature du hadron final X_u . La description de la QCD se traduit en modèles de facteurs de forme (FF) dans le cas de la voie exclusive et en calculs d'expansion de quark lourd et de fonctions de forme (SF) pour l'approche inclusive. Dans les sections 2.3 et 2.4, nous allons survoler ces deux grandes familles d'analyses ainsi que leurs sous-catégories (qui sont résumées dans la fig. 2.3), pour nous concentrer ensuite sur les détails théoriques et expérimentaux de la méthode choisie, soit l'étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ en utilisant des étiquettes semileptoniques $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$.

2.3 Étude inclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$

L'étude inclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ ne tient pas compte des désintégrations individuelles, elle considère plutôt leur somme. Ces désintégrations sont

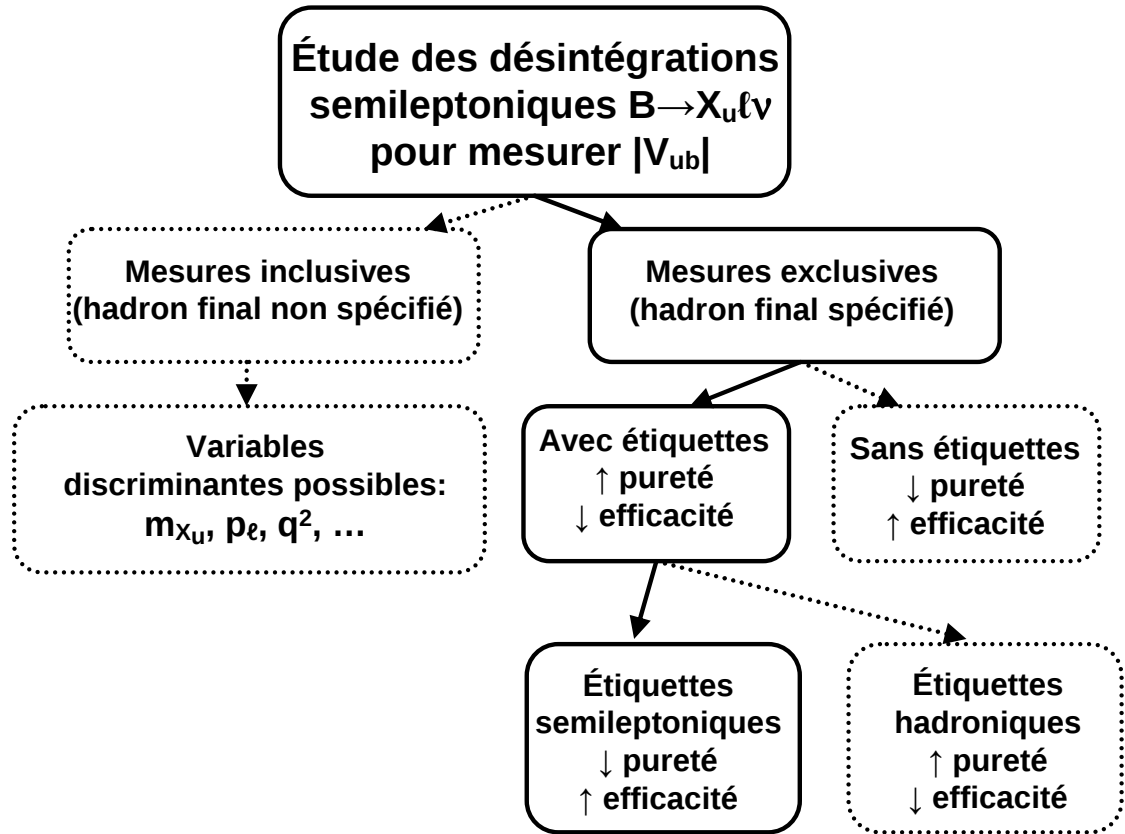


FIG. 2.3 – Résumé des différentes approches expérimentales utilisées pour mesurer $|V_{ub}|$ à l'aide de désintégrations semileptoniques $B \rightarrow X_u \ell \nu$. Les détails de ces diverses techniques se trouvent dans les sections 2.3 et 2.4. Les méthodes inscrites à l'intérieur des lignes pleines sont celles adoptées pour les présentes recherches. De façon générale, une grande pureté engendre de petites erreurs systématiques alors qu'une grande efficacité donne lieu à de plus petites erreurs statistiques.

décrites théoriquement par des calculs d'expansion de quark lourd (HQE) [2-2] qui prédisent le taux de désintégration semileptonique $B \rightarrow X_u \ell \nu$ inclusif avec une précision d'environ 5%. L'approche HQE exploite certaines simplifications de la QCD sous l'hypothèse que la masse du quark à l'étude est beaucoup plus grande que Λ_{QCD} , qui représente l'énergie à laquelle la QCD devient non-perturbative⁷. HQE est une théorie des perturbations qui est développée en puissance de Λ_{QCD}/m_b où m_b représente la masse du quark b .

Expérimentalement, l'étude inclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ passe par certaines variables clés qui permettent de les distinguer de l'énorme bruit de fond $B \rightarrow X_c \ell \nu$: la masse hadronique (m_{X_u}), l'impulsion du lepton (p_ℓ), la masse invariante au carré du W (q^2) ou une combinaison de ces dernières. Puisque le quark c est plus lourd que le quark u , la cinématique interdit les désintégrations $B \rightarrow X_c \ell \nu$ dans certaines régions de ces spectres, qui sont permises pour les désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$. Cependant, dans bien des cas, ces régions ne couvrent qu'une petite partie du spectre de la variable étudiée, ce qui fait en sorte que nous devons extrapoler les résultats au spectre entier en utilisant, encore une fois, des modèles théoriques. Ceux-ci comportent des incertitudes non négligeables dans le calcul de ce que nous appelons les fonctions de forme (SF) [2-3]. Des résultats expérimentaux utilisant l'étude inclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ ont été publiés par plusieurs collaborations telles que CLEO [2-4], BABAR [2-5] et Belle [2-6]. La précision actuelle de $|V_{ub}|$ à partir de ces résultats est d'environ 7% [2-7]. Cela constitue la meilleure précision atteinte pour la mesure de $|V_{ub}|$ à ce jour.

2.4 Étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$

L'étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$, telle qu'exploitée dans cette thèse, se concentre sur un canal de désintégration spécifique qui implique un ha-

⁷On qualifie la QCD de perturbative lorsqu'elle est étudiée dans des plages d'énergies assez grandes pour que la constante de couplage de la force forte, α_s , soit assez petite pour permettre des calculs perturbatifs.

dron contenant un quark u à l'état final. Des exemples de ces désintégrations sont $B \rightarrow \pi^+ \ell \nu$, $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^+ \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \omega \ell \nu$, $B \rightarrow \eta \ell \nu$ et $B \rightarrow \eta' \ell \nu$. La reconstruction explicite du hadron final permet un meilleur rejet du bruit de fond que l'approche inclusive. Cependant, les faibles rapports d'embranchement individuels, qui sont de l'ordre de 10^{-4} , mènent à un nombre d'événements signaux plus petit que lorsque nous considérons leur somme, comme c'est le cas avec l'approche inclusive. En exploitant diverses approches exclusives d'analyse, nous pouvons mesurer le rapport d'embranchement qui est ensuite utilisé, avec les calculs théoriques des facteurs de forme décrivant la QCD, pour calculer $|V_{ub}|$. Voyons maintenant les approches théoriques et expérimentales de l'étude exclusive de ces désintégrations.

2.4.1 Approche théorique de l'étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ et plus particulièrement de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$

Nous allons ici aborder, sans entrer dans tous les détails, les concepts clés qui nous permettront de mieux comprendre le lien théorique existant entre la mesure du rapport d'embranchement d'un canal de désintégration semileptonique $M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu$ et l'extraction de l'élément correspondant de la matrice CKM. Pour ce faire, nous utilisons les références [2-8] et [2-9].

Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu)$ est défini comme :

$$\mathcal{B}(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu) = \frac{\Gamma(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu)}{\Gamma(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X)} = \Gamma(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu) \cdot \tau_{Q\bar{q}}, \quad (2.1)$$

où $\tau_{Q\bar{q}}$ représente la vie moyenne du méson initial (le méson B dans le cas qui nous intéresse) tandis que le symbole Γ représente le taux de désintégration pour un

canal donné. Le taux de désintégration différentiel, $d\Gamma$, est donné par :

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_{M_{Q\bar{q}}}} \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{2\pi^3} \frac{1}{2E_f} \right) | \mathcal{M}(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu) |^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_{M_{Q\bar{q}}} - \sum p_f), \quad (2.2)$$

où p_i représente le quadrivecteur d'une particule i , comme c'est le cas pour la particule initiale $M_{Q\bar{q}}$ et les f particules de l'état final $X_{q'\bar{q}}$, ℓ et ν . Les symboles E et m , pour leur part, représentent l'énergie et la masse d'une particule. Ce qui est important de remarquer dans l'éq. (2.2) est que le taux de désintégration est proportionnel au carré de l'amplitude de désintégration $\mathcal{M}$,

$$\mathcal{M}(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{q'\bar{q}} \ell \nu) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q'Q} L^\mu H_\mu, \quad (2.3)$$

où G_F est la constante de Fermi et $V_{q'Q}$ représente l'élément de la matrice CKM. L^μ décrit le courant leptonique, qui est bien connu et peut être écrit en termes des spineurs de Dirac, vus à l'éq. (1.4) :

$$L^\mu = \bar{e}^i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu^i,$$

où les γ^μ et γ_5 représentent, comme au chapitre 1, les matrices de Dirac. Le courant hadronique H_μ , pour sa part, s'écrit

$$H_\mu = \langle X | \bar{q}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) Q | M \rangle, \quad (2.4)$$

et il est impossible de le calculer facilement. Il est habituellement exprimé en termes de facteurs de forme qui dépendent⁸ de la variable q^2 , définie comme la masse invariante au carré du boson W :

$$q^2 = m_W^2 = (p_\ell + p_\nu)^2 = (p_{M_{Q\bar{q}}} - p_{X_{q'\bar{q}}})^2.$$

⁸Cela est vrai dans le cas où $X_{q'\bar{q}}$ est un pseudoscalaire, comme dans le cas qui nous intéresse dans la présente recherche.

L'éq. (2.4) se simplifie dans le cas où nous étudions $B \rightarrow \pi \ell \nu$ car les mésons B et π (qui seront représentés par les symboles P et P' dans l'équation suivante), tous deux mésons pseudoscalaires⁹, possèdent la même parité. Ainsi, le terme en $\gamma_\mu \gamma_5$ sera nul (ce qui ne serait pas le cas si nous étudions $B \rightarrow \rho \ell \nu$ qui contient un méson vecteur à l'état final) :

$$H_\mu = \langle P' | \bar{q}' \gamma_\mu Q | P \rangle = f_+(q^2) ((p + p')_\mu - A q_\mu) + f_0(q^2) A q_\mu, \quad (2.5)$$

où $f_+(q^2)$ et $f_0(q^2)$ sont les facteurs de forme, $A = (M_P^2 - m_{P'}^2)/q^2$ et q_μ est le quadrvecteur $p_\mu - p'_\mu$. En faisant l'hypothèse de lepton sans masse¹⁰, $L^\mu q^\mu \rightarrow 0$ et les deux derniers termes de l'éq. (2.5) peuvent être négligés ce qui nous donne :

$$H_\mu = f_+(q^2)(p + p')_\mu,$$

où $f_+(q^2)$ est le seul facteur de forme requis pour décrire la QCD dans les désintégrations $P \rightarrow P' \ell \nu$, comme le cas qui nous intéresse particulièrement, $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$. Finalement, en mettant tous ces ingrédients ensemble, nous pouvons obtenir le taux de désintégration partiel de la désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ qui est relié à $|V_{ub}|$ de la façon suivante :

$$\frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2}{2 \cdot 24 \pi^3} |f_+(q^2)|^2 p_{\pi^0}^3. \quad (2.6)$$

Dans cette équation, p_{π^0} représente l'impulsion du pion dans le référentiel du méson B . Le facteur de forme $f_+(q^2)$ décrit la QCD à l'intérieur de la désintégration et peut être calculé théoriquement en utilisant plusieurs approches différentes que nous détaillerons dans la sect. 2.4.2. Si nous comparons l'éq. (2.6) avec celles habituellement trouvées dans la littérature, nous observons un facteur 2 additionnel

⁹Un méson pseudoscalaire est défini comme ayant un spin 0 et une parité -1 , dénoté 0^- . Les mésons vecteurs, pour leur part, sont de type 1^- .

¹⁰Cela est justifié dans le cas des leptons légers comme les électrons et les muons [2-9].

au dénominateur. Ce dernier provient de la relation d'isospin

$$2 \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)}{dq^2} = \frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)}{dq^2} \quad (2.7)$$

entre $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$, désintégration qui est habituellement utilisée pour décrire les calculs théoriques. En effet, historiquement, pour mesurer $|V_{ub}|$ à l'aide des désintégrations $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)$ est tout d'abord traduit en termes de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)$ en utilisant l'éq. (2.7). C'est pourquoi nous parlerons des modèles de facteurs de forme en termes de $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ à la sect. 2.4.2. En combinant les éqs. (2.1) et (2.6), nous obtenons une expression pour $|V_{ub}|$ en termes des quantités mesurables expérimentalement, $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)$ et τ_{B^+} :

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)}{\zeta \tau_{B^+}}},$$

où $\zeta = \Gamma/|V_{ub}|^2$ est le taux de désintégration normalisé prédit par un modèle donné de facteur de forme $f_+(q^2)$. Comme nous le verrons à la sect. 2.4.2, ces modèles de facteur de forme se spécialisent souvent près de l'une ou l'autre des extrémités du spectre de q^2 . Il est donc très utile de définir $|V_{ub}|$ en termes de rapports d'embranchement partiels $\Delta\mathcal{B}$, mesurés entre deux valeurs de q^2 , q_1^2 et q_2^2 :

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\Delta\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)}{\Delta\zeta \tau_{B^+}}},$$

où

$$\Delta\zeta = \frac{\Delta\Gamma}{|V_{ub}|^2} = \int_{q_1^2}^{q_2^2} \frac{G_F^2}{2 \cdot 24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 p_{\pi^0}^3 dq^2.$$

Puisque $\Delta\zeta$, $\Delta\mathcal{B}$ et $|V_{ub}|$ sont reliés entre eux, il est impossible d'extraire simul-

tanément une valeur de $|V_{ub}|$ et de $\Delta\zeta$ en mesurant le rapport d’embranchement. Cependant, il est possible de mesurer la forme de $\Delta\zeta$, qui peut-être comparée aux prédictions théoriques, dont plusieurs sont illustrées dans la fig. 2.4. C’est pourquoi, lorsque la statistique est suffisante, les analyses exclusives de $B \rightarrow X_u \ell \nu$ choisissent souvent de séparer leur échantillon en plusieurs intervalles de q^2 , comme nous le faisons dans nos recherches.

2.4.2 Modèles théoriques de QCD pour les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$

De nombreuses approches théoriques tentent de décrire la QCD présente dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ en calculant le facteur de forme $f_+(q^2)$. Comme nous en avons déjà glissé quelques mots, cette entreprise est non triviale car la constante de couplage de la force forte, α_s , est trop élevée pour se baser sur des calculs perturbatifs en puissance de α_s . Les différentes approches théoriques possèdent leurs approximations et incertitudes propres et sont souvent spécialisées dans une partie spécifique du spectre de q^2 . Chaque méthode donne lieu à une prédiction différente de $\Delta\zeta$, comme le montre la fig. 2.4.

Depuis la fin des années 1980, de nombreux modèles ont vu le jour, tel que le modèle de Isgur, Scora, Grinstein, Wise (ISGW) [2-10] et sa version améliorée ISGW2 [2-11], celui de Körner et Schuler (KS) [2-12] et celui de Wirbel, Stech, Bauer (WSB) [2-13], pour ne nommer que ceux qui ont été historiquement les plus comparés aux données expérimentales. Ces approches sont appelées *quark-model calculations* [2-9] et font des approximations des fonctions d’ondes des mésons qui sont ensuite utilisées pour calculer le courant hadronique. Ces calculs sont habituellement valides pour des valeurs extrêmes de q^2 ($q^2 = 0$ ou $q^2 = q_{max}^2$ selon les modèles) et sont ensuite extrapolés pour tout le spectre de q^2 . Pour ce faire, nous faisons appel à des lissages de certaines paramétrisations, comme celle beaucoup utilisée de D. Becirevic et A. B. Kaidalov (BK) [2-14].

Aujourd’hui, nous nous basons presque exclusivement sur deux techniques pour

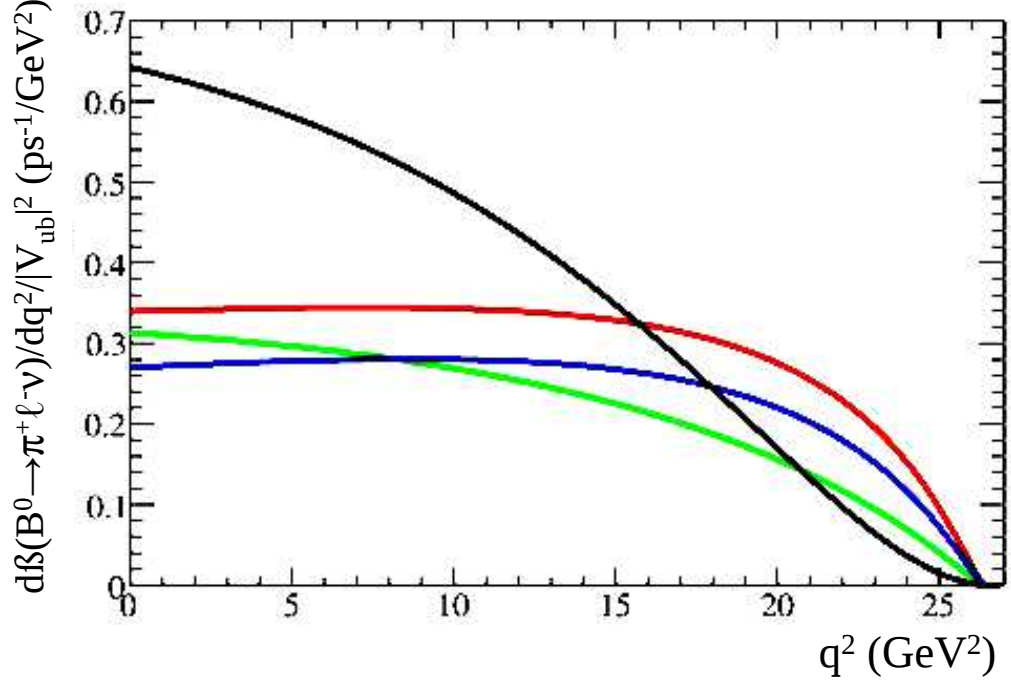


FIG. 2.4 – Taux de désintégration normalisé pour différents modèles de facteurs de forme : LQCD FNAL (bleu), LQCD HPQCD (vert), LCSR (rouge) et ISGW2 (noir). Ces différentes mesures sont détaillées dans la sect. 2.4.2.

calculer $f_+(q^2)$: l'approche de la règle de somme sur le cône de lumière ou *Light Cone Sum Rules* (LCSR) et celle de la QCD sur réseau ou *Lattice QCD* (LQCD). Ces approches sont privilégiées par la communauté scientifique car elles possèdent aujourd'hui une estimation plus crédible et rigoureuse de leurs incertitudes que les autres méthodes. De plus, ces approches sont complémentaires de par les plages de q^2 qu'elles privilégient : faibles valeurs de q^2 pour LCSR et grandes valeurs de q^2 pour LQCD. L'extrapolation entre les deux régions peut être contrainte par des paramétrisations analytiques, comme celle de BK, ainsi que par des conditions d'unitarité. Nous ferons ici un résumé de ces deux modèles en portant une attention particulière à LQCD qui est l'approche la plus prometteuse. En effet, c'est la seule qui peut calculer exactement les effets de QCD (les autres méthodes étant des approches effectives) et, qui plus est, des améliorations notables de ses résultats sont prévues dans un proche avenir.

2.4.2.1 Règle de somme sur le cône de lumière (LCSR)

L'approche LCSR est une amélioration de la règle de somme, laquelle a été inventée par Shifman, Vainshtein and Zakharov [2-15]. La méthode LCSR a d'abord été proposée pour décrire les désintégrations faibles des baryons vers la fin des années 1980 [2-16] et fut ensuite utilisée, puis améliorée pour décrire la désintégration des mésons lourds vers des mésons légers, comme $B \rightarrow \pi \ell \nu$, dans les années 1990 et 2000 [2-17]. Cette approche s'applique pour les cas où le pion est ultra relativiste, ou, en d'autres mots, pour les faibles valeurs de q^2 .

Même si la description de la QCD incluse dans $B \rightarrow \pi \ell \nu$ ne peut se faire en passant par la théorie des perturbations, l'approche LCSR s'inspire des calculs perturbatifs en y ajoutant, toutefois, des éléments non-perturbatifs. Le courant hadronique, dans lequel intervient le facteur de forme $f_+(q^2)$, est calculé en utilisant une factorisation de fonctions de corrélation décrivant les courants des quarks. Les détails des calculs de la méthode LCSR, pour les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$, se trouvent dans la référence [2-18]. De façon générale, nous pouvons améliorer la précision de ces calculs en augmentant l'ordre de ce qu'on appelle le *twist*¹¹ dans la littérature et en calculant plus précisément les corrections radiatives.

Dans nos recherches, nous utilisons un récent article de P. Ball et R. Zwicky [2-20] qui présente des calculs du facteur de forme de $f_+(q^2 = 0)$, pour les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$, possédant des incertitudes évaluées entre 10% et 13%. La fig. 2.5 montre ces résultats pour $q^2 < 14 \text{ GeV}^2$.

2.4.2.2 QCD sur réseau (LQCD)

La LQCD a été inventée par Kenneth G. Wilson en 1974 [2-21] et elle consiste à utiliser le Lagrangien de la QCD sur un espace-temps discrétisé, appelé réseau

¹¹Le twist a été introduit pour la première fois dans [2-19].

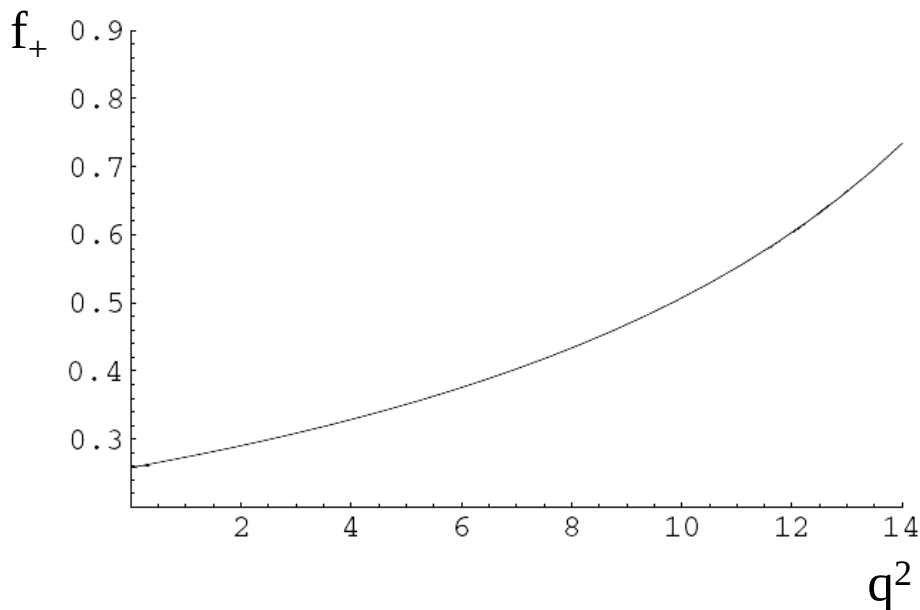


FIG. 2.5 – Résultats de LCSR pour le calcul du facteur de forme $f_+(q^2)$ dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ [2-20].

ou *lattice* en anglais. Ce réseau représente un nombre de points fini sur lesquels les valeurs des quantités physiques sont calculées numériquement par des ordinateurs performants qui utilisent des simulations Monte Carlo. Ensuite, les valeurs physiques entre les points du réseau se doivent d'être extrapolées. L'incertitude introduite par la discrétisation de l'espace-temps dépend de la distance a entre les points du réseau et peut être calculée analytiquement. La QCD sur réseau est la seule approche qui, en principe, peut calculer exactement les effets de la QCD car elle ne fait appel à aucune approximation incontrôlable. Cependant, elle fait face à des problèmes majeurs liés à la longueur des calculs. Des progrès liés aux algorithmes de LQCD et aux améliorations technologiques ont eu lieu dans les années 1980 et 1990, mais ce n'est que depuis les années 2000 que nous pouvons parler de haute précision des résultats. Le plus grand développement de la dernière décennie a été l'amélioration de la formulation des actions de la QCD¹², appelées *stagge-*

¹²Une action de la QCD, en théorie classique des champs, est l'intégrale sur l'espace-temps de la densité lagrangienne de la QCD. En LQCD, les intégrales sont approximées par des sommes

red fermion actions, qui décrivent les interactions des quarks et des gluons. Cette amélioration, qui baisse les coûts en temps de calcul, a permis d'inclure les boucles des quarks u , d et s des quarks de la mer¹³. Historiquement, les boucles des quarks de la mer (surtout les plus légers) n'étaient pas incluses dû à leur important coût en temps de calcul. Ces avancées majeures firent donc en sorte que les simulations de LQCD furent qualifiées de calculs de haute précision. En effet, les simulations devinrent très proches des quantités mesurées expérimentalement [2-22], comme le montre la fig. 2.6.

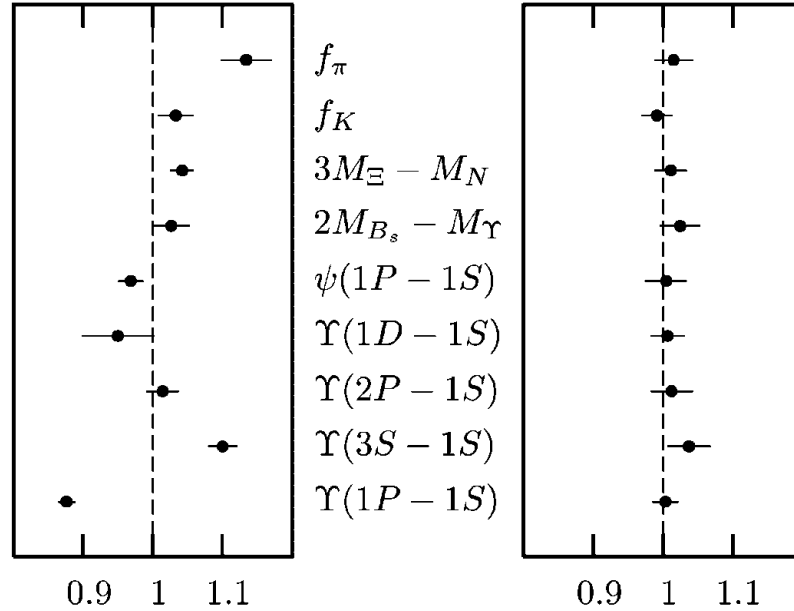


FIG. 2.6 – Résultats [2-22] de LQCD divisés par les valeurs expérimentales pour différentes quantités physiques (constantes de désintégration des mésons π et K , différences de masse d'une scission d'un baryon et d'un système $B_s - \Upsilon$ et différence de masse entre différents états de particules J/Ψ et Υ) sans boucles des quarks de la mer (gauche) et avec les boucles (droite).

La désintégration $B \rightarrow \pi \ell \nu$, comportant un seul hadron dans l'état initial et

sur les points du réseau.

¹³Dans la littérature, on parle de *unquenched LQCD* lorsque les boucles de quarks de la mer sont simulées et *quenched LQCD* lorsqu'elles ne le sont pas. Les quarks de la mer sont des quarks virtuels, venant en paires quarks-antiquarks issues des gluons ou de la polarisation du vide.

un hadron stable dans l'état final, est le canal privilégié¹⁴ pour mesurer exclusivement $|V_{ub}|$. Plusieurs collaborations [2-23] de LQCD ont calculé $f_+(q^2)$ dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$, sans boucles des quarks de la mer, ou *quenched*, au début des années 2000. Cependant, les erreurs introduites par cette absence des boucles des quarks de la mer étaient difficiles à évaluer. Ce n'est qu'en 2004 que les premiers et très attendus résultats (préliminaires) *unquenched* ont vu le jour, par les collaborations Fermilab (FNAL) [2-24] et HPQCD [2-25], ce qui marqua un pas très important pour la mesure de $f_+(q^2)$. Plus récemment, en 2006, la collaboration HPQCD a perfectionné son résultat préliminaire pour ensuite publier un nouvel article [2-26]. Aujourd'hui, nous utilisons donc les résultats de FNAL et HPQCD pour extraire $|V_{ub}|$ dans notre analyse¹⁵. La plus grande différence entre les deux calculs réside dans la simulation du quark b , qui est peu relativiste à l'intérieur du méson B . FNAL utilise des actions relativistes corrigées en utilisant des techniques de HQE, méthode abordée lors de la discussion des études inclusives à la sect. 2.3. HPQCD, pour sa part, utilise un Lagrangien de QCD non relativiste. Pour $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$, les deux collaborations obtiennent des résultats d'une précision semblable qui sont en accord à l'intérieur de leurs incertitudes, comme le montre la fig. 2.7. Les incertitudes dominantes sont celles reliées à la discrétisation, introduite par la longueur a entre les points du réseau (9% pour FNAL [2-24] et 8% pour HPQCD [2-26]) et à l'ajustement à la théorie continue ou *two-loop matching* (9% pour HPQCD [2-26]).

Pour augmenter la précision de ces résultats, nous devons augmenter la performance des ordinateurs disponibles et/ou améliorer les algorithmes utilisés dans les simulations. Une façon simple de diminuer les erreurs reliées à la discrétisation, serait d'utiliser des valeurs de a , qui représente l'espace entre les points du réseau, plus petites. Ainsi, nous dépendrions moins de l'extrapolation entre les points du

¹⁴Pour l'instant, les désintégrations comportant un hadron instable à l'état final (comme $B \rightarrow \rho \ell \nu$) impliquent des calculs plus complexes résultant en un trop long temps de calcul.

¹⁵Par soucis de comparaison, dans le PRL, nous utilisons aussi les résultats *quenched* de la collaboration APE [2-27] qui comporte des erreurs plus importantes que FNAL et HPQCD.

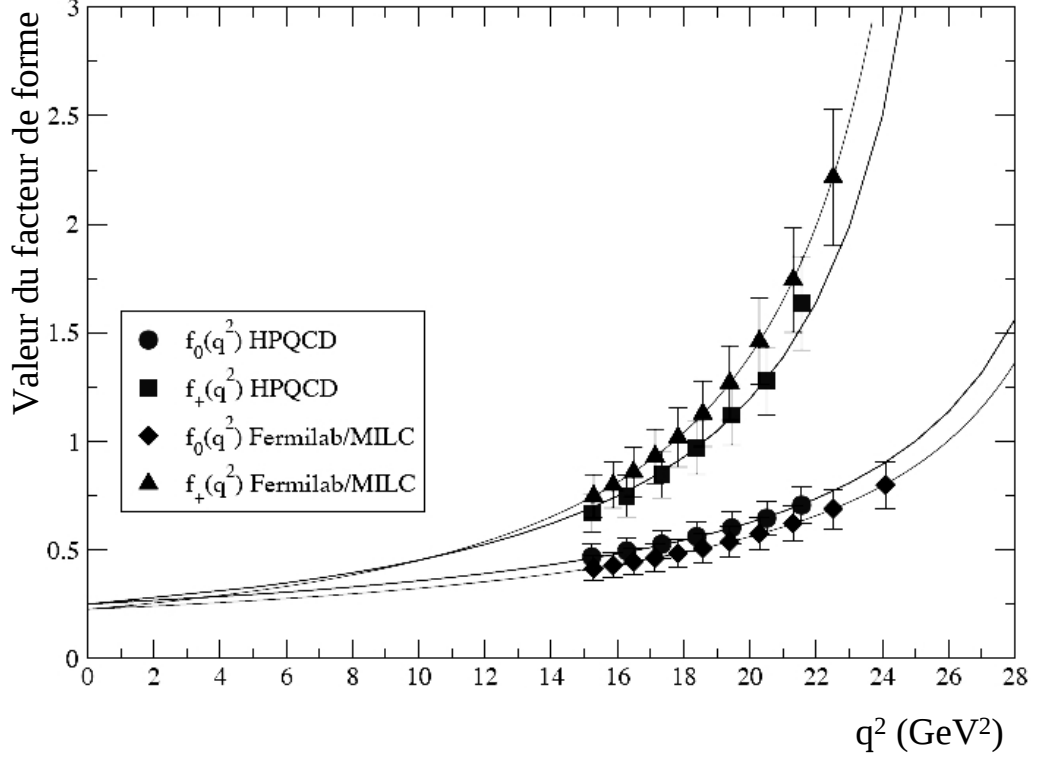


FIG. 2.7 – Comparaison des résultats des collaborations FNAL et HPQCD pour le calcul des facteurs de forme $f_+(q^2)$ et $f_0(q^2)$ dans les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ [2-28]. Les erreurs sont celles statistiques et systématiques additionnées en quadrature. Les courbes continues représentent des lissages de la paramétrisation BK.

réseau. Cependant, le coût en temps de calcul est proportionnel à $1/a^7$ ou $1/a^8$, ce qui limite considérablement la valeur minimale qui peut être utilisée. Une plus petite valeur de a permettrait également d'obtenir des résultats de LQCD pour de plus petites valeurs de q^2 , ou, en d'autres mots, dans les cas où l'impulsion du pion est grande. En effet, l'espace-temps étant discrétisé, l'impulsion maximale permise dans le réseau est de $p = \pi/a$. Cette limitation entraîne des erreurs de l'ordre de $(pa)^n$ qui persistent malgré les améliorations des actions. Un autre facteur qui limite la précision des calculs de LQCD est la masse des quarks légers u et d utilisée dans les simulations, qui est de l'ordre de $m_s/2$ à $m_s/8$, ce qui est beaucoup trop grand si nous nous fions aux valeurs contenues dans le tableau 1.2. Cela est dû au fait que le coût en temps de calcul est proportionnel à $1/m_q^2$ ce qui rend difficile les

simulations utilisant les masses réelles des quarks les plus légers. Pour pallier à ce problème, LQCD peut utiliser une expansion perturbative, pour passer des masses utilisées dans les simulations à celles réelles, ce qui génère des incertitudes.

En résumé, d'énormes progrès ont été accomplis dans le domaine de la QCD sur réseau ces dernières années, faisant passer l'évaluation de l'erreur sur $f_+(q^2)$ (et donc sur son impact sur la mesure de $|V_{ub}|$) de plusieurs dizaines de pourcents à 10 – 13%. Les experts de LQCD prévoient même, dans les prochaines années, être capable de réduire cette erreur à 5 – 6% ce qui est très prometteur puisque, rappelons le, l'erreur dominante sur $|V_{ub}|$, avec l'approche exclusive, provient des incertitudes sur $f_+(q^2)$. Cependant, pour améliorer la précision des résultats, les experts en LQCD doivent constamment essayer de contourner, par des astuces, ou des ordinateurs plus performants, les limites imposées par le coût en temps de calcul.

2.4.3 Approches expérimentales de l'étude exclusive des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$

Expérimentalement, pour étudier les désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ en utilisant l'approche exclusive, deux alternatives principales s'offrent à nous, comme le montrent les schémas des figs. 2.3 et 2.8. La première n'utilise pas d'étiquettes. Cela signifie que nous devons chercher la désintégration voulue dans toutes les particules issues de la désintégration de la paire de mésons B produits par les collisions e^+e^- :

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

Dans ce cas, nous reconstruisons le neutrino en utilisant l'énergie et l'impulsion manquantes de l'événement. La deuxième approche implique tout d'abord l'étiquetage de l'un des mésons B produits à l'aide de désintégrations fréquentes pour ensuite chercher la désintégration recherchée dans le reste de l'événement. Cette

alternative, qui a été choisie pour les présentes recherches a l'avantage d'offrir un environnement avec moins de bruit de fond (grande pureté) si nous la comparons à la première alternative qui possède l'avantage de garder un plus grand nombre d'événements signaux (grande efficacité). De façon générale, une grande pureté engendre de petites erreurs systématiques alors qu'une grande efficacité donne lieu à de plus petites erreurs statistiques.

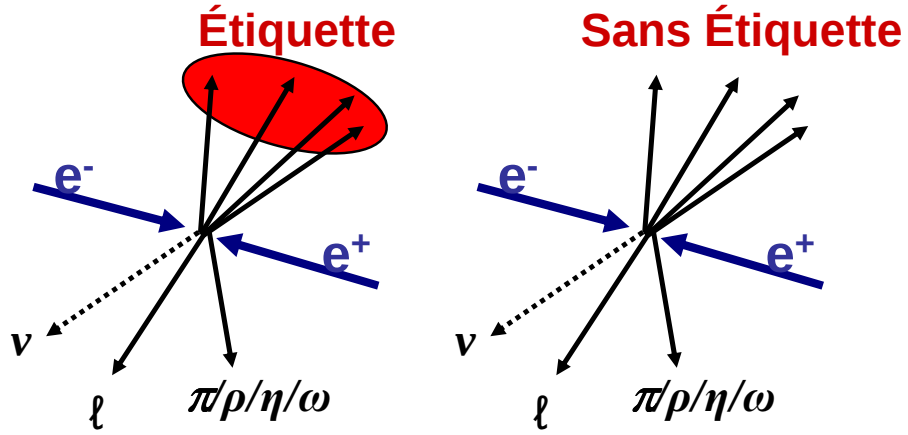


FIG. 2.8 – Illustration des méthodes d'analyse exclusives des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ avec (gauche) ou sans (droite) étiquette.

Les étiquettes utilisées dans la seconde approche peuvent être de plusieurs natures. À *BABAR*, nous en considérons habituellement deux types : les étiquettes hadroniques (sans présence de leptons dans l'état final) et celles semileptoniques. Les étiquettes hadroniques possèdent l'avantage de permettre de reconstruire toutes les particules de la désintégration recherchée puisqu'aucun neutrino n'est présent, ce qui donne un environnement ayant très peu de bruit de fond. Cependant, les rapports d'embranchement de ces désintégrations sont très petits et de nombreux canaux doivent être utilisés pour construire un échantillon de données suffisant pour extraire un résultat. Les étiquettes semileptoniques possèdent l'avantage d'exploiter les désintégrations les plus fréquentes des mésons B , $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ (ou $b \rightarrow c W$), qui possèdent des rapports d'embranchement de l'ordre de quelques pourcents.

Cela offre donc la simplicité de pouvoir utiliser quelques canaux de désintégration seulement tout en obtenant un échantillon de données substantiel. Cependant, les étiquettes $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$ possèdent un neutrino à l'état final, qui ne peut être reconstitué et qui occasionne donc plus de bruit de fond que les étiquettes hadroniques.

2.4.4 Historique des mesures expérimentales de $B \rightarrow \pi\ell\nu$

Il est parfois difficile de comparer les mesures existantes lorsqu'elles diffèrent sur certains détails. Par exemple, certaines analyses utilisent uniquement les désintégrations $B^0 \rightarrow \pi^-\ell^+\nu$ ou $B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ tandis que d'autres ne font état que de la combinaison des deux. Aussi, certaines analyses présentent des résultats en un ou plusieurs intervalles de q^2 , ce qui peut faire varier significativement les erreurs associées aux résultats. Il en va de même lorsque nous traduisons les résultats en valeur de $|V_{ub}|$, car nous pouvons choisir différents modèles théoriques et diverses plages de q^2 . Quoi qu'il en soit, nous allons ici tenter de représenter les résultats concernant $B^0 \rightarrow \pi^-\ell^+\nu$ et $B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ de façon à ce que le lecteur puisse se faire une idée sur le degré de précision atteint par chacun d'eux.

2.4.4.1 Résultats publiés avant notre mesure

Lorsque peu de données sont disponibles, la méthode sans étiquette domine en précision puisqu'elle jouit d'une plus faible erreur statistique. C'est d'ailleurs en utilisant cette méthode que la collaboration CLEO a publié les premiers résultats concernant $B \rightarrow \pi^+\ell\nu$ et $B \rightarrow \pi^0\ell\nu$ en 1996 [2-29] qui seront ensuite améliorés en 2003 [2-30]. La première mesure de ces désintégrations à *BABAR* a été faite en 2005 [2-31] et utilise également une approche sans étiquette. Au moment de faire et de publier les résultats de la présente thèse, aucun autre résultat publié n'existait. Le tableau 2.2 résume les résultats publiés avant notre mesure.

Expérience	Méthode d'analyse	Résultats ($\times 10^{-4}$)
CLEO 1996 [2-29]	Sans étiquette, 1 intervalle de q^2 , $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ et $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ combinés, 2.8×10^6 paires $B\bar{B}$,	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.8 \pm 0.4_{stat} \pm 0.4_{syst}$
CLEO 2003 [2-30]	Sans étiquette, 3 intervalles de q^2 , $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ et $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ combinés, 9.7×10^6 paires $B\bar{B}$,	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.33 \pm 0.18_{stat} \pm 0.13_{syst}$
BABAR 2005 [2-31]	Sans étiquette, 5 intervalles de q^2 , $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ et $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ combinés, 83×10^6 paires $B\bar{B}$,	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.38 \pm 0.10_{stat} \pm 0.18_{syst}$

TAB. 2.2 – Résultats publiés avant notre mesure.

2.4.4.2 Autres Résultats

En 2004 et 2005, la collaboration *BABAR* a présenté des résultats préliminaires concernant $B \rightarrow \pi^+ \ell \nu$ et $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ utilisant la technique des étiquettes hadroniques et semileptoniques aux conférences internationales ICHEP 2004 et LP 2005 [2-32]. Ces résultats, dont fait partie la présente analyse, ont été améliorés et combinés pour mener, en 2006, à la publication des résultats [2-33] dans la revue *Physical Review Letters* (PRL). Cet article sera détaillé au chapitre 5 et les détails de la combinaison des analyses seront montrés dans l'annexe V. En 2006, *BABAR* a présenté des résultats préliminaires concernant une nouvelle approche avec coupures relâchées de l'analyse sans étiquettes à ICHEP 2006, résultats qui ont été améliorés et publiés dans la revue PRL en 2007 [2-34]. Pour sa part, la collaboration Belle a présenté des résultats préliminaires à ICHEP 2004 et ICHEP 2006 [2-35] concernant la technique des étiquettes semileptoniques et hadroniques. Le résultat concernant les étiquettes semileptoniques a été soumis pour la publication dans le journal *Phys. Lett. B* (PLB) [2-36] en 2006 mais n'a toujours pas été

publié au moment d'écrire cette thèse. Le tableau 2.3 résume les récents résultats publiés en 2007 par *BABAR* et soumis à la publication par Belle.

Expérience	Méthode d'analyse	Résultats ($\times 10^{-4}$)
Belle [2-36] (soumis à PLB en 2006)	Étiquettes semileptoniques, 3 intervalles de q^2 , pas de combinaison entre les modes, 275×10^6 paires $B\bar{B}$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.38 \pm 0.19_{stat} \pm 0.14_{syst}$ $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) =$ $0.77 \pm 0.14_{stat} \pm 0.08_{syst}$
<i>BABAR</i> 2007 [2-34]	Sans étiquette, coupures relâchées, 12 intervalles de q^2 , uniquement $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ 227×10^6 paires $B\bar{B}$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.46 \pm 0.07_{stat} \pm 0.08_{syst}$

TAB. 2.3 – Autres résultats.

2.4.4.3 Nos Résultats

Afin de faciliter les comparaisons, le tableau 2.4 montre les résultats publiés par *BABAR*, dont fait partie l'étude ($B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ avec étiquettes semileptoniques) qui sera détaillée dans cette thèse.

Expérience	Méthode d'analyse	Résultats ($\times 10^{-4}$)
<i>BABAR</i> 2006 [2-33]	Étiquettes semileptoniques et hadroniques, 3 intervalles de q^2 , 232×10^6 paires $B\bar{B}$	Étiquettes semileptoniques : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.12 \pm 0.25_{stat} \pm 0.10_{syst}$ $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) =$ $0.73 \pm 0.18_{stat} \pm 0.08_{syst}$
		Étiquettes hadroniques : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.07 \pm 0.27_{stat} \pm 0.15_{syst}$ $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) =$ $0.82 \pm 0.22_{stat} \pm 0.11_{syst}$
		Combinaison de toutes les mesures : $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) =$ $1.33 \pm 0.17_{stat} \pm 0.11_{syst}$

TAB. 2.4 – Nos résultats

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2

- [2-1] Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977)
- [2-2] A. Hoang *et al.*, *B decays in the upilon expansion*, Phys. Rev. **D59**, 074017 (1999); N. Uraltsev, *Theoretical uncertainties in $\Gamma_{sl}(b \rightarrow u)$* , Int. J. Mod. Phys. **A14**, 4641 (1999)
- [2-3] I. Bigi *et al.*, *On the motion of heavy quarks inside hadrons : Universal distributions and inclusive decays*, Int. J. Mod. Phys. **A9**, 2467 (1994)
- [2-4] A. Bornheim *et al.*, CLEO Collaboration, *Improved Measurement of $|V_{ub}|$ with Inclusive Semileptonic B Decays*, Phys. Rev. Lett. **88**, 231803 (2002)
- [2-5] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the inclusive electron spectrum in charmless semileptonic B decays near the kinematic end point and determination of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D73**, 012006 (2006) ; B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Determination of $|V_{ub}|$ from Measurements of the Electron and Neutrino Momenta in Inclusive Semileptonic B Decays*, Phys. Rev. Lett. **95**, 111801 (2005) ; B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the partial branching fraction for inclusive charmless semileptonic B decays and extraction of $|V_{ub}|$* , Contributed to LP 2005, hep-ex/0507017.
- [2-6] A. Limosani *et al.*, Belle Collaboration, *Measurement of inclusive charmless semileptonic B-meson decays at the endpoint of the electron momentum spectrum*, Phys. Lett. **B621**, 28 (2005) ; I. Bizjak *et al.*, Belle Collaboration, *Determination of $|V_{ub}|$ from Measurements of the Inclusive Charmless Semileptonic Partial Rates of B Mesons using Full Reconstruction Tags*, Phys. Rev. Lett. **95**, 241801 (2005) ; H. Kakuno *et al.*, Belle Collaboration, *Measurement of $|V_{ub}|$ Using Inclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ Decays with a Novel X_u -Reconstruction Method*, Phys. Rev. Lett. **92**, 101801 (2004)
- [2-7] Heavy Flavor Averaging group (HFAG), <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/index.html>

- [2-8] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus Books, 1995.
- [2-9] P. R. Burchat, J. D. Richman, *Leptonic and semileptonic decays of charm and bottom hadrons*, Rev. Mod. Phys. **67**, 893 (1995)
- [2-10] N. Isgur, D. Scora, B. Greinstein, M. B. Wise, *Semileptonic B and D decays in the quark model*, Phys. Rev. **D39**, 799 (1989)
- [2-11] D. Scora, N. Isgur, *Semileptonic meson decays in the quark model : An update*, Phys. Rev. **D52**, 2783 (1995)
- [2-12] J. G. Körner, G. A. Schuler, *Exclusive Semileptonic Decays Of Bottom Mesons In The Spectator Quark Model*, Z. Phys. **C38**, 511 (1988)
- [2-13] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer, *Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons*, Z. Phys **C29**, 637 (1985)
- [2-14] D. Becirevic, A. B. Kaidalov, *Comment on the heavy $\rightarrow$ light form factors*, Phys. Lett. **B478**, 417 (2000)
- [2-15] M. A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, *QCD and resonance physics theoretical foundations*, Nucl. Phys. **B147**, 385 (1979)
- [2-16] I. I. Balitsky, V.M. Braun and A.V. Kolesnichenko, *Radiative Decay $\sigma^+ \rightarrow p\gamma$ In Quantum Chromodynamics*, Nucl. Phys. **B312**, 509 (1989)
- [2-17] P. Ball and V. M. Braun, *Use and misuse of QCD sum rules in heavy to light transitions : The Decay $B \rightarrow \rho \nu$ reexamined*, Phys. Rev. **D55**, 5561 (1997) et *Exclusive semileptonic and rare B meson decays in QCD*, Phys. Rev. **D58**, 094016 (1998) ; A. Khodjamirian, R. Rückl, S. Weinzierl and O. I. Yakovlev, *Perturbative QCD Correction to the $B \rightarrow \pi$ Transition Form Factor*, Phys. Lett. **B410**, 275 (1997) ; A. Khodjamirian, R. Rückl, S. Weinzierl, C. W. Winhart and O. I. Yakovlev, *Predictions on $B \rightarrow \pi \ell^+ \nu_\ell$, $D \rightarrow \pi \ell^+ \nu_\ell$ and $D \rightarrow K \ell^+ \nu_\ell$ from QCD light cone sum rules*, Phys. Rev. **D62**, 114002 (2000) ; A. P. Bakulev, S. V. Mikhailov and R. Ruskov, *New shapes of the rho meson light cone distribution amplitudes : How can they influence the $B \rightarrow \rho \nu$*

- decay form-factors*, arXiv :hep-ph/0006216 (2000); T. Huang, Z. Li and X. Wu, *Improved approach to the heavy to light form-factors in the light cone QCD sum rules*, arXiv :hep-ph/0011161 (2000); W. Y. Wang and Y. L. Wu, *$B \rightarrow \pi \ell \nu$ decay and $|V_{ub}|$* , Phys. Lett. **B515**, 57 (2001); W. Y. Wang and Y. L. Wu, *$B \rightarrow \rho \ell \nu$ decay and $|V_{ub}|$* , Phys. Lett. **B519**, 219 (2001); P. Ball and R. Zwicky, *Improved analysis of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ from QCD sum rules on the light cone*, JHEP 0110, 019 (2001)
- [2-18] E. Bagan, P. Ball, V. M. Braun, *Radiative corrections to the decay $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and the heavy quark limit*, Phys. Lett. **B417**, 154 (1998)
- [2-19] D. J. Gross and S. B. Treiman, *Light cone structure of current commutators in the gluon quark model*, Phys. Rev. **D4**, 1059 (1971)
- [2-20] P. Ball and R. Zwicky, *New results on $B \rightarrow \pi, K, \eta$ decay form factors from light-cone sum rules*, Phys. Rev. **D71**, 014015 (2005)
- [2-21] K. G. Wilson, *Confinement of Quarks*, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974)
- [2-22] C. T. H. Davies *et al.*, HPQCD Collaboration, UKQCD Collaboration, MILC Collaboration and Fermilab Lattice Collaboration, *High precision lattice QCD confronts experiment*, Phys. Rev. Lett. **92**, 022001 (2004)
- [2-23] K. C. Bowler *et al.*, UKQCD Collaboration, *Improved $B \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$ form-factors from the lattice*, Phys. Lett. **B486**, 111 (2000); A. Abada *et al.*, APE Collaboration, *Heavy $\rightarrow$ light semileptonic decays of pseudoscalar mesons from lattice QCD*, Nucl.Phys. **B619**, 565 (2001); S. Aoki *et al.*, JLQCD Collaboration, *Differential decay rate of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ semileptonic decay with lattice NRQCD*, Phys. Rev. **D64**, 114505 (2001); A. El-Khadra *et al.*, *The Semileptonic decays $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $D \rightarrow \pi \ell \nu$ from lattice QCD*, Phys. Rev. **D64**, 014502 (2001); J. Shigemitsu *et al.*, *Semileptonic B decays from an NRQCD / $D234$ action*, Phys. Rev. **D66**, 074506 (2002)
- [2-24] M. Okamoto *et al.*, Fermilab Collaboration, *Semileptonic $D \rightarrow \pi/K$ and $D \rightarrow \pi/D$ decays in 2+1 flavor lattice QCD*, Nucl. Phys. Proc. Suppl **140**, 461 (2005)

- [2-25] J.Shigemitsu et al., HPQCD Collaboration, *Semileptonic B decays with $N_f = 2 + 1$ dynamical quarks*, Nucl. Phys. Proc. Suppl **140**, 464 (2005)
- [2-26] E. Gulez *et al.*, HPQCD Collaboration, *B meson semileptonic form-factors from unquenched lattice QCD*, Phys. Rev. **D73**, 074502 (2006)
- [2-27] A.Abada et al., APE Collaboration, *Heavy $\rightarrow$ light semileptonic decays of pseudoscalar mesons from lattice QCD*, Nucl. Phys. **B619**, 565 (2001)
- [2-28] W-M Yao *et al.*, Particle Data Group (PDG), *Review of Particle Physics*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys, **33**, 1 (2006)
- [2-29] J. P. Alexander *et al.*, CLEO Collaboration, *First measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) \ell \nu$ branching fractions*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996)
- [2-30] S. B Athar *et al.*, CLEO Collaboration, *Study of the q^2 dependence of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) \ell \nu$ decay and extraction of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D68**, 072003 (2003)
- [2-31] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays and determination of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D72**, 051102 (2005)
- [2-32] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow u \ell \bar{\nu}$ decays on the recoil of fully reconstructed B mesons and determination of $|V_{ub}|$* , hep-ex/0408068, Contributed to 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2004), Beijing, (2004); B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Branching fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B \bar{B}$ events tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays*, hep-ex/0506065 and *Branching fraction for $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and determination of $|V_{ub}|$ in $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ events tagged by $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} \ell^- \bar{\nu}(X)$* , hep-ex/0506064, Contributed to 22nd International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy (LP 2005), Uppsala, Sweden, (2005)
- [2-33] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ Branching Fraction and Determination of $|V_{ub}|$ with Tagged B Mesons*, Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006)

- [2-34] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ form-factor shape and branching fraction, and determination of $|V_{ub}|$ with a loose neutrino reconstruction technique*, hep-ex/0607060, Contributed to 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 06), Moscow, Russia, (2006); B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ form-factor shape and branching fraction, and determination of $|V_{ub}|$ with a loose neutrino reconstruction technique*, Phys. Rev. Lett. **98**, 091801 (2007)
- [2-35] K. Abe *et al.*, Belle Collaboration, *Measurement of exclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays with $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ decay tagging*, hep-ex/0408145, Contributed to 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, (2004); K. Abe *et al.*, Belle Collaboration, *Measurement of exclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays using a full-reconstruction tag at Belle*, hep-ex/0610054, Contributed to 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 06), Moscow, Russia, (2006)
- [2-36] T. Hokuue *et al.*, Belle Collaboration, *Measurements of branching fractions and q^2 distributions for $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays with $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ decay tagging*, hep-ex/0604024 (2006), Submitted to Phys. Lett. B

CHAPITRE 3

L'EXPÉRIENCE ET LE DÉTECTEUR *BABAR*

3.1 Introduction

Comme nous l'avons mentionné dans la sect. 2.1, la première raison d'être de l'expérience *BABAR* est de mesurer la violation CP dans le système des mésons B . C'est donc pour mesurer cette quantité, à la fin des années 1980, qu'a émergé l'idée du collisionneur asymétrique e^+e^- à l'énergie du centre de masse (c.m.) de la résonance $\Upsilon(4S)$, cette dernière se désintégrant à 96% du temps en paires de mésons $B\bar{B}$. Deux dispositifs expérimentaux de ce genre furent construits dans les années 1990 : *BABAR*, au SLAC, États-Unis et *Belle* à KEK, Japon. Cela prit 5 ans au SLAC pour améliorer l'anneau de stockage existant du *Positron Electron Project* (PEP) pour les électrons, construire un nouvel anneau pour les positrons¹ et construire puis assembler le détecteur *BABAR*. Les premières collisions e^+e^- eurent lieu en juillet 1998 tandis que les premières données furent enregistrées en mai 1999. L'expérience a été conçue pour produire une quantité astronomique de mésons B et a donc nécessité énormément d'expertise tant au niveau de la construction des machines elles-mêmes qu'au niveau des algorithmes et supports informatiques utilisés pour reconstruire, stocker et analyser les données. À part les périodes de mises à jour ou de réparation, PEP-II et *BABAR* fonctionnent 24h/24h, à haute luminosité, et ce, depuis leur mise en marche. Pour toutes ces raisons, l'expérience *BABAR* est qualifiée d'usine à mésons B et ce non sans raison, puisqu'à la fin de 2006 le détecteur avait accumulé plus de 400 millions de paires $B\bar{B}$ grâce au processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.

Dans ce chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental de l'expérience *BABAR*, dont font partie l'accélérateur linéaire, le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR*.

¹Le dispositif résultant fut nommé PEP-II.

Nous aborderons également les algorithmes de reconstruction et la simulation Monte Carlo (MC) qui sont également essentiels aux recherches faites au sein de *BABAR*. Nous baserons nos discussions sur quatre références principales : [3-1], [3-2], [3-3] et [3-4]. De plus, nous mettrons un accent particulier sur les composantes et caractéristiques cruciales à nos recherches.

3.2 L'accélérateur linéaire et le collisionneur PEP-II

L'utilisation d'un collisionneur e^+e^- à énergie asymétrique ayant une énergie au c.m. de la résonance $\Upsilon(4S)$ (10.58 GeV) résulte en plusieurs avantages. Tout d'abord, la section efficace de $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ est assez importante pour offrir un rapport signal sur bruit de fond intéressant. En effet, lors des collisions e^+e^- , plusieurs autres types de processus ont lieu comme le montre le tableau 3.1. Ces autres processus constituent des bruits de fond pour les événements $b\bar{b}$ mais aussi d'intéressants échantillons pour l'étude d'autres particules comme, par exemple, les leptons τ . Un autre avantage de ce choix de collisionneur est de procurer un environnement

$e^+e^- \rightarrow$	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. 3.1 – Sections efficaces des processus $e^+e^- \rightarrow X$ à l'énergie au c.m. de la résonance $\Upsilon(4S)$ [3-2]. La grande production du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est réduite par différents systèmes de déclenchement ou *trigger* qui seront décrits dans la sect. 3.4.7.

somme toute assez pur. En effet, le nombre moyen de particules par événement est plutôt faible, de l'ordre de 12, et il est possible de les reconstruire complètement (en

comparaison avec les *jet* des collisionneurs hadroniques). L'asymétrie du détecteur résulte en un boost des mésons B de $\beta\gamma \approx 0.56$ dans le système du laboratoire. Ainsi, ils parcourront environ 260 microns avant de se désintégrer. Ce boost résulte en une distance suffisamment grande entre les deux mésons B pour pouvoir être mesurée précisément, condition nécessaire à la mesure de la violation CP. Le quadrvecteur du système $B\bar{B}$ est connu exactement et la norme de l'impulsion des mésons B individuels, dans le système du c.m., est également connue.

Le détecteur *BABAR* passe environ 90% de son temps à enregistrer des données à une énergie de 10.58 GeV (*on-resonance* ou *on peak*). Il enregistre également, les 10% du temps restant, des collisions effectuées à une énergie au c.m. de 10.54 GeV (*off-resonance* ou *off peak*), au-dessous du seuil de production de la résonance $\Upsilon(4S)$ (voir fig. 3.1). Ces données servent principalement à étudier les bruits de fond du *continuum*, tels que $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$.

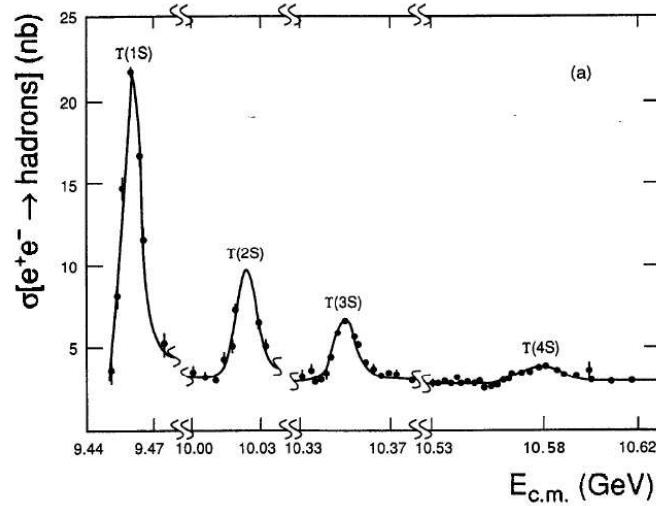


FIG. 3.1 – Section efficace de production des résonances Υ en fonction de l'énergie au c.m. des collisions e^+e^- [3-4].

L'expérience *BABAR* utilise l'accélérateur linéaire du SLAC (voir fig. 3.2) qui est

long de 3 kilomètres, ce qui en fait l'accélérateur linéaire le plus long au monde. Les électrons sont produits en chauffant un filament avec un courant électrique alors que les positrons sont créés par des collisions électrons-tungstène. Les deux types de particules sont alors accélérés² à des énergies de 9.0 GeV (jusqu'au secteur 8) pour les électrons et 3.1 GeV (jusqu'au secteur 4) pour les positrons, dans deux tuyaux distincts. Les particules sont accélérées grâce à un champ électrique :

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

où $\vec{F}$ représente la force, q la charge de la particule et $\vec{E}$ le champ électrique. Les particules, réparties en petits paquets, voyagent dans une série d'électrodes de forme cylindrique qui sont reliées à l'électrode suivante (de pôle opposé) par une source de tension alternative de radiofréquence. Entre chaque électrode se trouve un espace dans lequel les particules sont accélérées. Cela est rendu possible en synchronisant la période de la source alternative avec le temps de dérive des particules de telle sorte à ce qu'il y ait un changement de polarité des électrodes au même moment où le paquet s'apprête à sortir de l'une de celles-ci. Ainsi, lorsque les particules sont dans l'espace entre les électrodes, elles ressentent toujours l'effet d'un champ électrique dans la direction de leur mouvement, ce qui les accélère.

Les particules accélérées sont ensuite injectées dans les deux anneaux de stockage de PEP-II nommées *high energy ring* (HER) et *low energy ring* (LER) pour les électrons et les positrons, respectivement. Ces anneaux possèdent une circonférence de plus de deux kilomètres et les particules y sont tenues en orbite grâce à des aimants. Le point d'interaction (IP) est situé dans la région d'interaction 2 (IR-2, voir fig. 3.2) qui se trouve à être le seul endroit où les anneaux se croisent. Comme le montre la fig. 3.3, cette région est munie d'aimants quadripolaires (Q1 à Q5) qui ont pour tâche de focaliser les faisceaux. Les faisceaux sont en collision de front puis sont séparés par des aimants dipolaires (B1 sur la fig. 3.3) qui se trouvent

²Cela est vrai pour le régime *on-resonance* de la prise de données.

à 20 cm du IP. Ces derniers, tout comme les aimants Q1, sont situés à l'intérieur du détecteur.

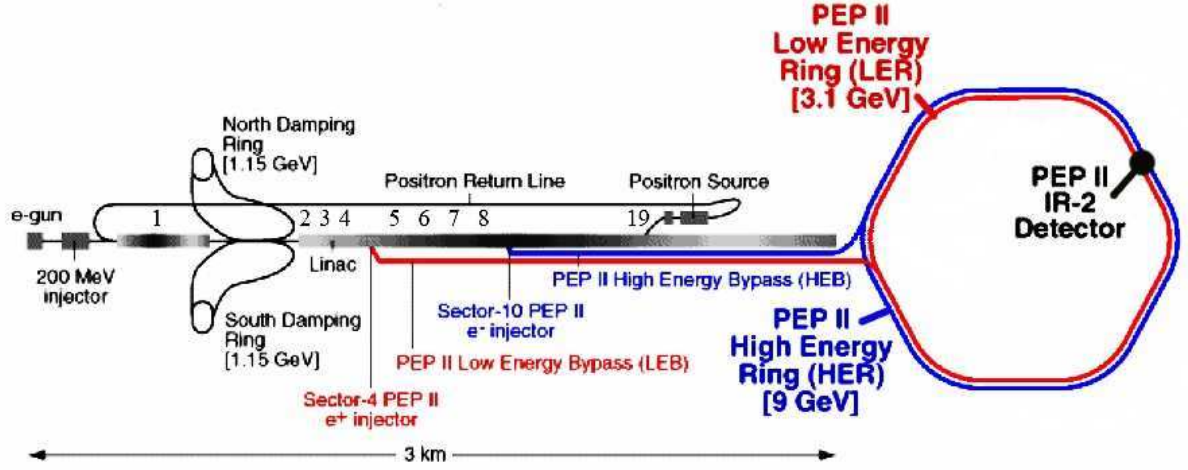


FIG. 3.2 – Accélérateur linéaire du SLAC et PEP-II [3-5].

Les paramètres nominaux de PEP-II se trouvent dans le tableau 3.2 mais, concrètement, ces derniers varient de jour en jour. Dans plusieurs cas et avec les années, ils ont beaucoup été améliorés. Par exemple, le plus haut courant atteint à ce jour³ dans le HER (LER) fut 1.900 A (2.995 A), la meilleure luminosité instantanée a été $12.069 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et la meilleure luminosité intégrée pour une journée 849.6 pb^{-1} [3-7]⁴. Les différentes périodes d'acquisition de données sont nommées *Runs* et, pour nos recherches, nous utilisons les Runs 1 à 4 (enregistrées entre 1999 et l'été 2004) qui correspondent à environ 210 fb^{-1} de luminosité intégrée. Depuis ce temps, *BABAR* a également enregistré les données de Run 5 ce qui mène à un échantillon actuel total de plus de 390 fb^{-1} , comme le montre la fig. 3.4.

³Cela couvre les activités entre 1999 et la fin de l'année 2006.

⁴Afin de faciliter les comparaisons, notons que $1 \text{ pb}^{-1} = 10^{-3} \text{ fb}^{-1}$ et que 1 fb^{-1} de luminosité intégrée correspond à un peu plus d'un million de paires $B\bar{B}$.

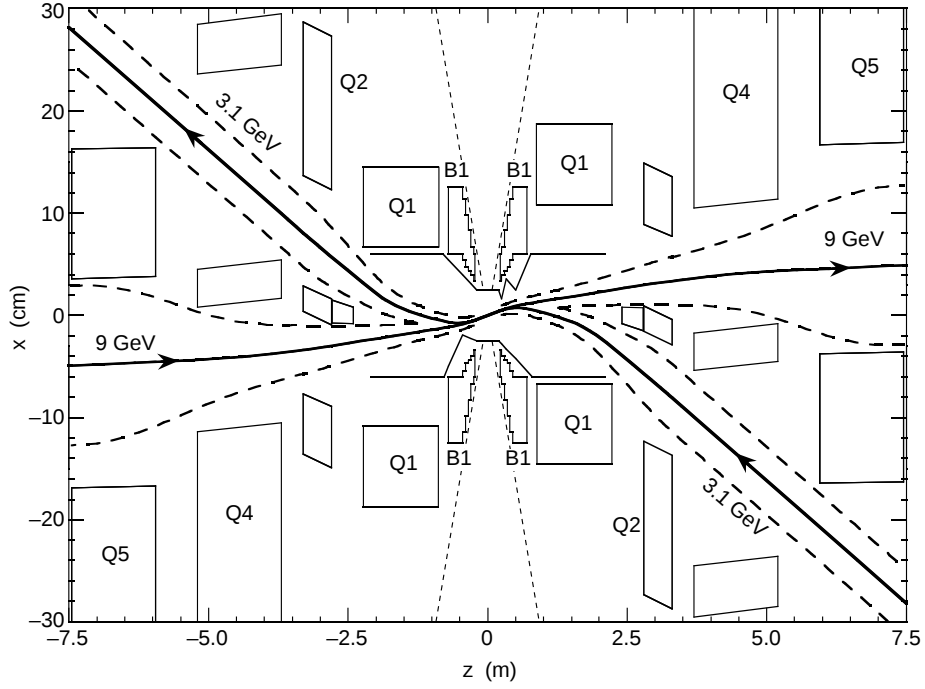


FIG. 3.3 – Région d'interaction des faisceaux (vue de haut ou plan $x - z$) [3-3]. Il est à noter que les échelles de l'axe x et z sont différentes.

Paramètre	Valeur nominale
Type de particules HER/LER	e^-/e^+
Énergie des faisceaux HER/LER (GeV)	9.0/3.1
Courant des faisceaux HER/LER (A)	0.75/2.15
Nombre de paquets par faisceau	1658
Espacement entre les paquets (ns)	4.2
σ_x (μm)	110
σ_y (μm)	3.3
σ_z (mm)	9
Luminosité ($10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	3
Luminosité ($\text{pb}^{-1}/\text{jour}$)	135

TAB. 3.2 – Paramètres nominaux de PEP-II [3-1]. Les σ_i représentent la largeur du faisceau (dans la direction i) au point d'interaction.

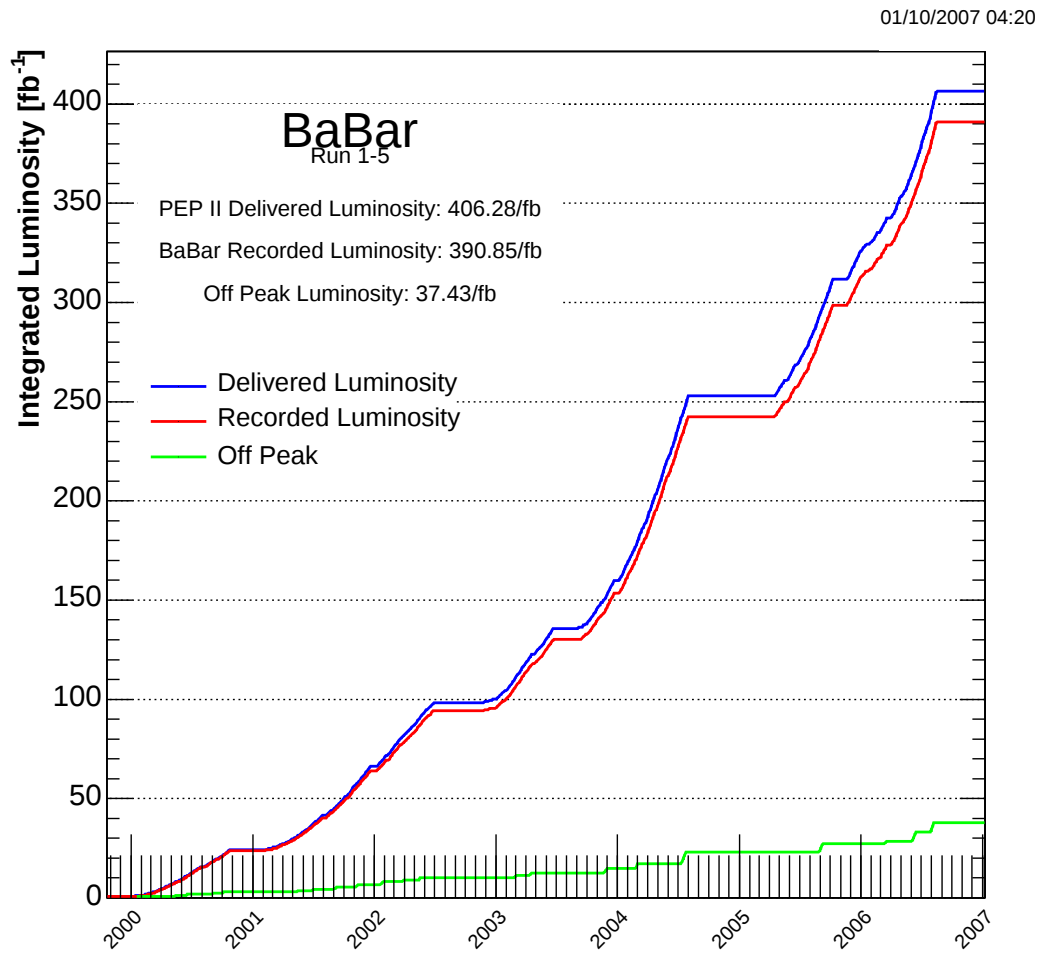


FIG. 3.4 – Luminosité intégrée reçue et enregistrée par le détecteur *BABAR* depuis ses débuts [3-6]. Les présentes recherches utilisent les Runs 1 à 4 (enregistrées entre 1999 et l'été 2004) qui correspondent à environ 210fb^{-1} de luminosité intégrée et 230 millions de paires $B\bar{B}$.

Le système de coordonnées utilisé à *BABAR* place l'axe z dans la direction du faisceau d'électrons (et du champ magnétique dont nous parlerons dans la sect. 3.4.5), l'axe y dans la direction verticale vers le haut et l'axe x dans la direction horizontale, vers l'extérieur des anneaux de PEP-II. L'origine, quant à elle, correspond au IP. L'angle polaire θ est défini par rapport à l'axe z et l'angle azimutal $\phi = \tan^{-1}(x/y)$.

3.3 Besoins propres à notre recherche expérimentale

Avant de commencer la description du détecteur *BABAR*, nous exposerons brièvement ici les détails de ce que nous devons mesurer afin d'extraire le signal $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ avec des étiquettes $B \rightarrow D^{(*)0} \ell \nu$. Ainsi, au cours des prochaines sections, il nous sera plus aisé de faire le parallèle entre les descriptions techniques du dispositif expérimental et l'utilisation concrète que nous en faisons.

Tout d'abord, nous avons besoin d'une grande quantité de paires mésons B chargés. Ces derniers représentent 50% des paires $B\bar{B}$ produites à *BABAR*. La désintégration $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ ne se produit qu'environ une fois sur 10000 et nous devons également trouver des étiquettes reconstruites dans des modes qui représentent approximativement 10% de tous les modes de désintégrations possibles des mésons B chargés. En d'autres mots, si l'efficacité de détection et de reconstruction des événements était parfaite, les événements que nous recherchons représenteraient environ $0.5 \cdot 2 \cdot 0.0001 \cdot 0.10 = 0.001\%$ des événements $B\bar{B}$ enregistrés par *BABAR*. C'est pourquoi, pour mener à bien notre analyse, nous devons avoir accès à une grande quantité de paires de mésons B .

Nous voulons aussi distinguer les événements $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ des autres types d'événements produits par les collisions e^+e^- . Cela se fait à l'aide de variables topologiques⁵ utilisant les traces chargées et les particules neutres reconstruites

⁵La somme des masses des deux mésons B étant très proche de celle du $\Upsilon(4S)$, l'énergie cinétique disponible pour leurs produits de désintégration est faible et la distribution de ces derniers sera plus sphérique que pour les événements $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$

dans l'événement. Ensuite, nous devons assembler une étiquette $B \rightarrow D^{(*)0}\ell\nu$, ce qui implique de trouver un lepton, électron ($e^\pm$) ou muon ($\mu^\pm$), et un méson D^0 . Nous choisissons de reconstruire le D^0 en utilisant trois de ses modes principaux de désintégration ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ et $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$) lesquels impliquent des pions chargés ($\pi^\pm$), des pions neutres (π^0) ainsi que des kaons chargés ($K^\pm$). Le méson D^{*0} , qui est un état excité du D^0 , se désintègre⁶, pour sa part, en $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ et en $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$. Ainsi, il faut être apte à reconstruire les photons, les traces chargées, à identifier et différencier les électrons, les muons, les kaons et les pions chargés et à détecter les pions neutres qui se désintègrent en 2 photons. Pour obtenir un D^0 de qualité, nous devons nous assurer que les traces chargées qui le composent proviennent d'un même point initial (ou vertex), ce qui demande de connaître la trajectoire de ces particules. De plus, la masse du D^0 est reconstruite à partir de ses produits de désintégration, ce qui nécessite la connaissance des quadrivecteurs (énergie et impulsion) de ces derniers. Une fois notre étiquette en main, nous voulons identifier notre signal $B \rightarrow \pi^0\ell\nu$. Encore une fois, nous devons détecter et identifier les électrons, muons et π^0 . Ensuite, puisque nous reconstruisons complètement les deux mésons B présents dans le processus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ (en excluant les neutrinos qui ne laissent pas de trace dans le détecteur), nous sommes dans la possibilité d'utiliser deux quantités très intéressantes pour différencier les événements recherchés de ceux de bruit de fond : le nombre de traces chargées additionnelles (T_{extra}) et l'énergie neutre supplémentaire (E_{extra})⁷. L'utilisation de ces variables nous demande de pouvoir bien reconstruire la totalité des traces chargées et des objets neutres composants l'événement.

qui tendent à avoir une topologie à deux jets. Dans notre analyse, nous utilisons, comme variables topologiques, les moments de Fox-Wolfram dont nous parlerons dans la sect. 4.4.1.

⁶Reconstruire complètement le D^{*0} mène à une trop faible efficacité de reconstruction. Cependant, lors de nos recherches, nous gardons les événements $B \rightarrow D^0\ell\nu$ compatibles avec les désintégrations $B \rightarrow D^{*0}\ell\nu$ en essayant d'associer un ou deux photons au méson D^0 (voir sect. 4.4.3) et en gardant les événements ayant un peu d'énergie neutre supplémentaire, E_{extra} , variable qui sera détaillée dans la présente section.

⁷Les événements qui nous intéressent ne possèdent pas de traces chargées supplémentaires et peu ou pas d'énergie neutre additionnelle, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des bruits de fond. Les variables T_{extra} et E_{extra} sont détaillées dans la sect. 4.4.3.

Nous verrons donc, dans les sections suivantes, que toutes les parties du détecteur sont nécessaires afin de répondre aux besoins de notre analyse que nous venons d'énumérer.

3.4 Le détecteur *BABAR*

Les concepts de base de la détection des particules reposent sur leurs interactions fortes mais surtout électromagnétiques⁸ avec les atomes composant la matière qu'elles traversent. Ainsi, une particule peut transférer une partie de son énergie (dE/dx) à la matière par collision ou diffusion (excitation, ionisation, radiation, rayonnement Cherenkov). Elle peut aussi être absorbée par le milieu et ainsi contribuer à la création de nouvelles particules. De ces principes émanent plusieurs sortes de détecteurs "typiques". Les détecteurs à ionisation (chambre à ionisation, compteur proportionnel, compteur Geiger-Müller, chambre proportionnelle à fils multiples, chambres à dérive, chambre de projection du temps, certains types de calorimètres), par exemple, se basent sur la collection des électrons et ions produits dans un gaz lors du passage d'une particule chargée. Les détecteurs de scintillation pour leur part, utilisent le fait que certains matériaux émettent de la lumière (scintillation) lors du passage d'une particule. Souvent couplés à un dispositif amplificateur tel qu'un photomultiplicateur, la scintillation est convertie en signal électrique qui peut être ensuite analysé. Les détecteurs semi-conducteurs, quant à eux, possèdent des principes de base analogues aux détecteurs à ionisation mais utilisent un matériau solide semi-conducteur au lieu du gaz. Le passage des particules y crée des paires électron-trou qui sont ensuite collectées. Chacun des ces détecteurs est optimisé à divers degrés de précision pour la mesure de différentes quantités physiques des particules telles que leur position, leur énergie, leur impulsion, et leur identification. En général, dans les expériences de physique des hautes

⁸Nous utilisons aussi (mais rarement) l'interaction faible des particules avec la matière, comme c'est le cas pour la détection des neutrinos dans certaines expériences.

énergies et comme c'est exactement le cas à *BABAR*, nous utilisons une combinaison de ces détecteurs qui répond aux besoins spécifiques de l'expérience, tant au niveau des performances que des coûts et de la faisabilité.

Le détecteur *BABAR* a été conçu et construit en fonction du vaste et ambitieux programme de physique qui y est rattaché [3-2]. Tout d'abord, il se devait d'avoir une couverture de l'angle solide maximale, ce qui a résulté en un détecteur asymétrique dû au boost qui favorise l'émission de particules vers la partie avant. Le détecteur, et surtout les parties près du IP, se devaient également d'être capables de résister aux fortes radiations résultant de la haute luminosité prévue. Ensuite, il devait avoir la capacité de reconstruire l'origine des traces chargées avec une très grande précision, en vue de mesurer précisément le lieu de désintégration des mésons B qui survient surtout le long de l'axe z , encore une fois à cause du boost créé par l'asymétrie de l'énergie des faisceaux. Le détecteur devait couvrir une plage étendue d'impulsions transverses, p_t , allant de 0.06 à 4 GeV/ c et il fallait être capable de bien identifier les particules e , μ , π , K et p et de les distinguer les unes des autres. Les photons γ et les pions neutres π^0 , qui se désintègrent en $\gamma\gamma$, devaient être reconstruits pour des énergies allant de 0.02 à 5 GeV. Les hadrons neutres devaient également pouvoir être identifiés.

Les figs. 3.5 et 3.6 montrent les schémas du détecteur vu de face (plan x - y) et de côté (plan y - z). Comme la plupart des détecteurs dans le domaine de la physique des particules de hautes énergies, il est composé de plusieurs sous-détecteurs de forme plus ou moins cylindrique qui sont imbriqués les uns dans les autres. À l'intérieur du champ magnétique de 1.5 Tesla induit par un solénoïde supraconducteur, se trouvent (en allant du IP vers l'extérieur) le détecteur de vertex au silicium ou *Silicon Vertex Tracker* (SVT), la chambre à dérive ou *Drift CHamber* (DCH), le détecteur Cerenkov à réflexion interne ou *Detector of Internally Reflected Cherenkov light* (DIRC) et le calorimètre électromagnétique ou *ElectroMagnetic Calorimeter* (EMC). Le détecteur de muons et hadrons neutres ou *Instrumented*

Flux Return (IFR), pour sa part, est situé hors du champ magnétique. En quelques mots (nous verrons les détails plus loin), le SVT mesure précisément la position des traces chargées, la DCH mesure l'impulsion de ces dernières tout en aidant à leur identification. C'est cependant le DIRC qui représente le dispositif principal de l'identification des traces chargées. Le EMC, quant à lui, identifie et mesure l'énergie des photons et des électrons tout en aidant à l'identification des hadrons neutres, spécialité du IFR, qui identifie également les muons. Il faut ajouter à cette liste le système de déclenchement ou *trigger* qui a pour mandat d'identifier les événements intéressants $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ tout en rejetant ceux de bruits de fond tels que $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Le champ magnétique a pour mission d'aider à identifier et à mesurer l'impulsion des particules chargées en faisant courber leur trajectoire. Dans les prochaines sections, nous aborderons avec plus de détails le fonctionnement et l'utilité de ces sous-détecteurs et du système de déclenchement. Il est à noter que, en plus de ces sous-détecteurs, existent des algorithmes indispensables aux analyses physiques qui seront traités dans la sect. 3.5. Ces derniers transforment les informations brutes recueillies par l'appareillage ou *hardware* en information physique et ils sont reliés autant aux méthodes de reconstruction des traces chargées ou des particules neutres, à l'identification des particules qu'au contrôle du flux de données. Les simulations MC, le décompte des mésons B , le contrôle de la qualité des données ainsi que plusieurs autres ressources informatiques et humaines sont également des facettes essentielles de l'expérience *BABAR*. Nous en toucherons mot dans la sect. 3.5.

3.4.1 SVT

Le SVT est situé autour du tuyau des faisceaux et sa mission est de reconstruire précisément les vertex de désintégration des mésons B , de mesurer les trajectoires des particules chargées tout près du IP et d'aider à l'identification des particules à l'aide de leur perte d'énergie par ionisation (dE/dx) ⁹.

⁹La quantité dE/dx représente l'énergie déposée par une particule selon la formule de Bethe-Bloch [3-8].

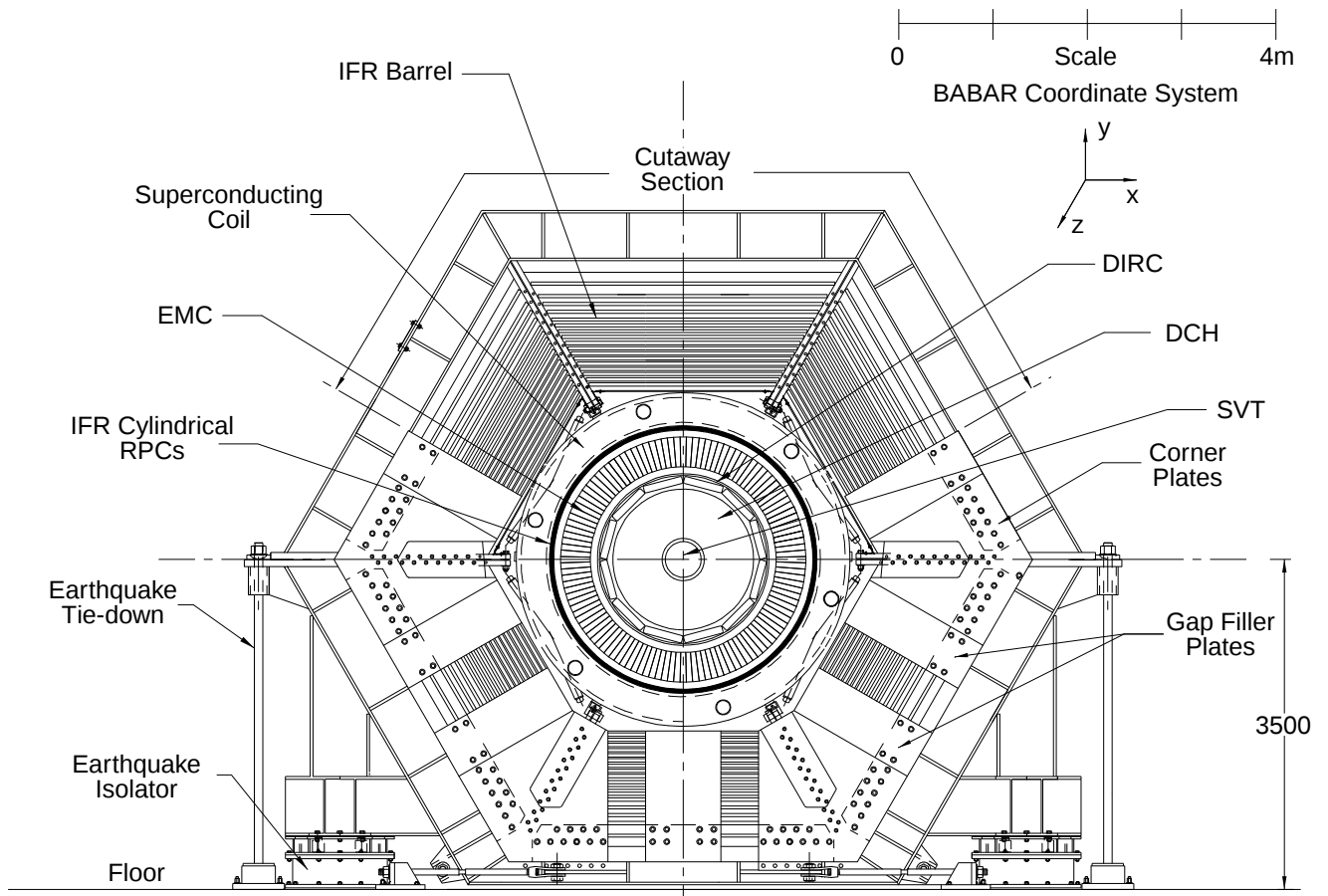


FIG. 3.5 – Détails du détecteur *BABAR* vu de face, dans le plan x - y [3-1].

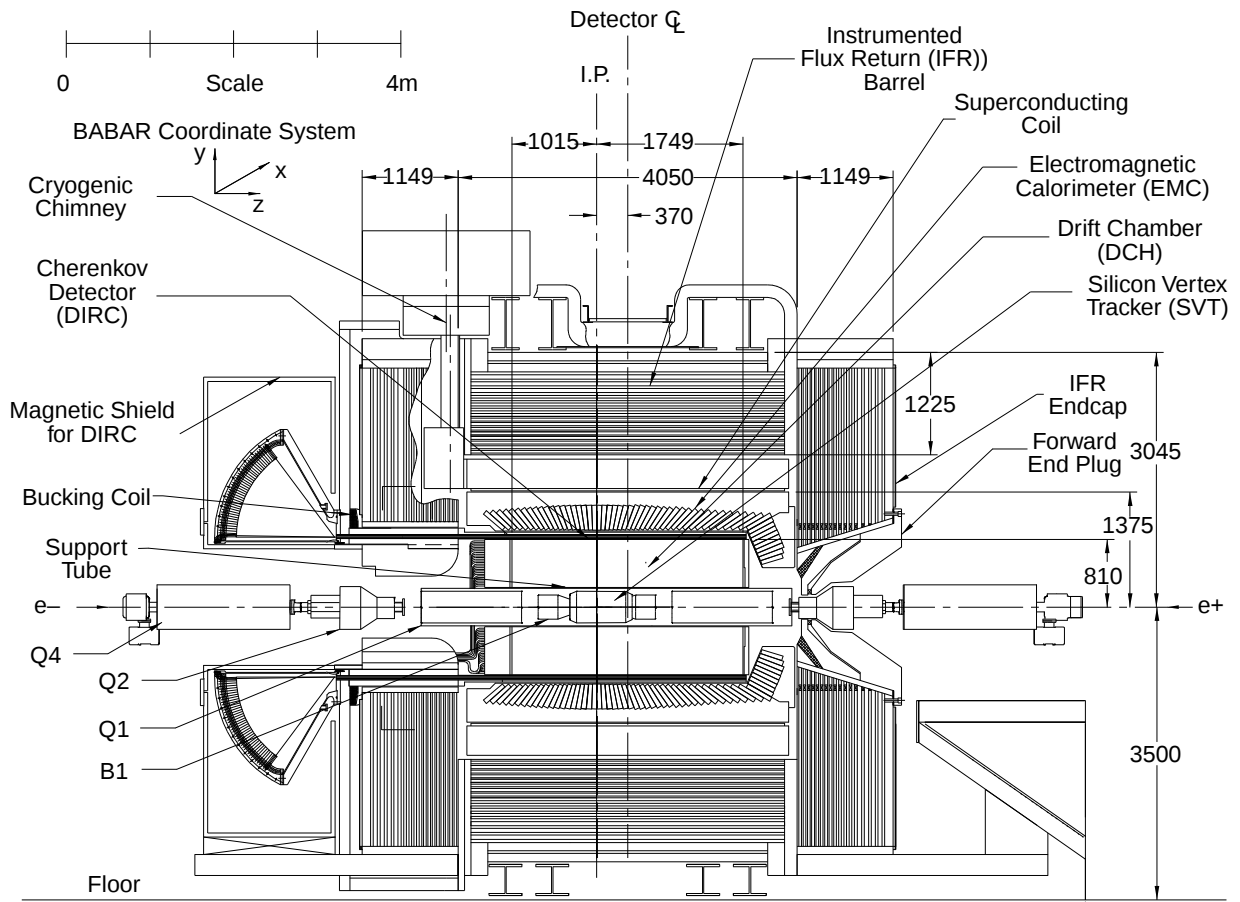


FIG. 3.6 – Détails du détecteur *BABAR* vu de côté, dans le plan y - z [3-1].

Il est fait de cinq couches doubles de microplaquettes au silicium (340 en tout) dont les trois premières dominent la reconstruction des vertex (car elles sont situées très près du IP, comme le montre la fig. 3.7) et les deux dernières sont particulièrement utiles pour l'extrapolation des traces entre le SVT et la DCH. Un schéma du SVT vu dans le plan longitudinal est présenté à la fig. 3.8. Le SVT est de forme cylindrique et couvre un angle polaire allant de 17° à 150° . Les microplaquettes sont regroupées en modules qui possèdent chacun leur système électronique de lecture à leur extrémité. Le matériel actif du SVT est le silicium et correspond à une aire de 0.96 m^2 . Le silicium, étant un semi-conducteur, émet des paires électrons-trous lorsqu'il est traversé par une particule. Les électrons sont séparés des trous par un champ électrique et sont récoltés par des anodes. Le signal recueilli est proportionnel à la perte d'énergie de la particule incidente. Chaque face des couches du SVT est orientée parallèlement à l'axe z (pour mesurer l'angle azimutal $\phi = \tan^{-1}(x/y)$ des traces) ou dans le plan perpendiculaire à l'axe z (pour mesurer la coordonnée z). La résolution en z et en ϕ , pour chacune des couches du SVT est montrée dans la fig. 3.9. Le silicium possède l'avantage d'être très résistant aux radiations, ce qui est très important pour un détecteur se trouvant si près du IP.

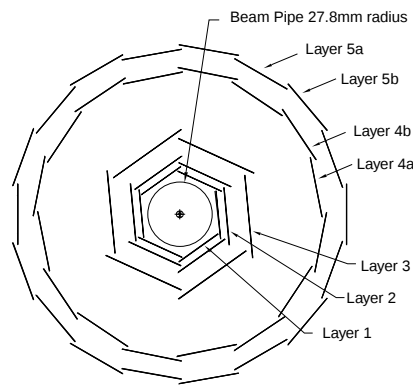


FIG. 3.7 – Schéma du SVT vu de face (plan $x-y$) [3-1].

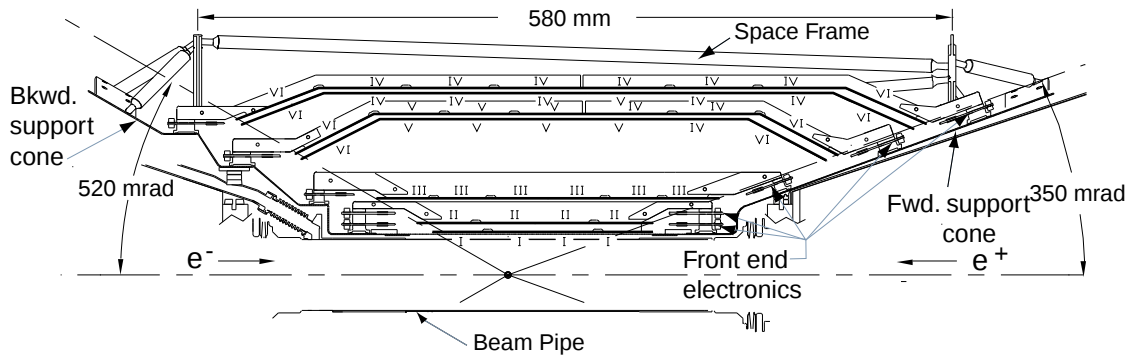


FIG. 3.8 – Schéma du SVT vu de côté (plan y - z) [3-1].

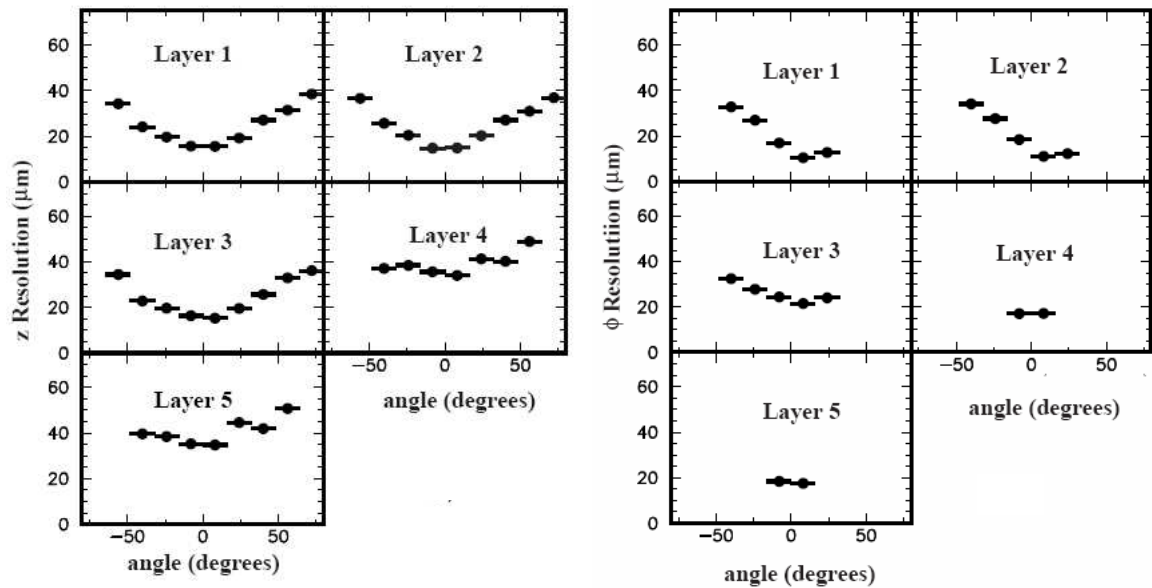


FIG. 3.9 – Résolution (microns) des cinq couches du SVT en z (à gauche) et en ϕ (à droite) en fonction de l'angle d'incidence (défini par rapport à la normale de la section de la couche de microplaquettes) de la trace [3-1]. Les couches extérieures possèdent moins de points pour la résolution en ϕ car ils sous-tendent un angle d'incidence plus petit que les couches intérieures.

3.4.2 DCH

La chambre à dérivation, qui correspond à un cylindre de 3 m de long et de 81 cm de diamètre, est située entre le SVT et le DIRC et sa principale fonction, qui est complémentaire à celle du SVT, est de reconstruire les traces chargées. Elle a pour mission de mesurer précisément leur trajectoire, leur impulsion, leur charge et elle aide également à leur identification. En effet, pour les particules de faible impulsion¹⁰, la DCH permet une séparation des pions, des kaons et des protons via leur perte d'énergie par ionisation (ou dE/dx) comme nous le verrons dans la sect. 3.5.3 qui est entièrement consacrée à l'identification des particules. Un schéma de la DCH vue dans le plan longitudinal est présenté à la fig. 3.10.

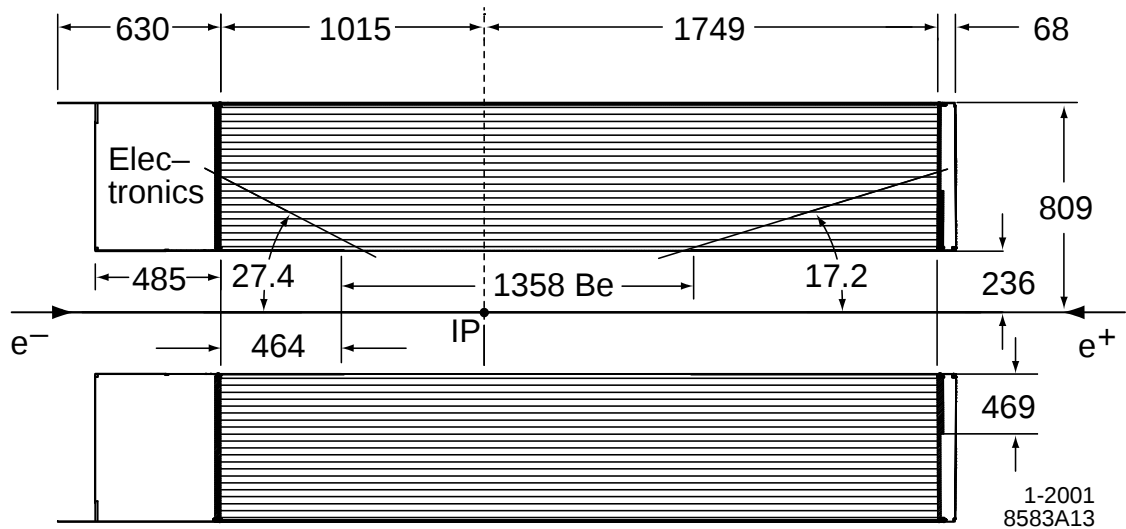


FIG. 3.10 – Schéma de la DCH vue de côté (plan y - z) [3-1].

La DCH est remplie d'un mélange d'hélium et d'isobutane dans une proportion de 80% – 20%¹¹ et elle possède une acceptation semblable à celle du SVT, soit de

¹⁰Nous considérons les impulsions $\lesssim 1 \text{ GeV}/c$ comme de petites impulsions. Pour les particules de plus grande impulsion, l'identification des particules est effectuée conjointement avec le DIRC que nous décrirons dans la sect. 3.4.3.

¹¹L'isobutane possède un excellent pouvoir d'ionisation. La proportion 80% – 20%, pour sa part, a été choisie de sorte à minimiser la longueur de radiation de gaz.

17° à 156° . Elle est composée de 40 couches cylindriques de cellules hexagonales de fils (plus de 7100 en tout). Ces couches sont regroupées en 10 supercouches orientées dans différentes directions. Les supercouches A sont parallèles aux faisceaux tandis que celles U et V sont inclinées d'un angle stéréo¹² positif (pour U) et négatif (pour V), variant de 40 mrad pour les couches intérieures à 70 mrad pour celles extérieures. Le tout est disposé selon la séquence AUVAUVAUVA lorsqu'on va de l'intérieur vers l'extérieur de la DCH. Les fils sont soumis à un potentiel de 1930V¹³. Une représentation des couches, supercouches et cellules se trouve à la fig. 3.11.

Le passage d'une particule chargée dans la DCH ionise le gaz en produisant des paires électrons-ions et les électrons produits (provenant des ionisations primaires et secondaires) dérivent ensuite vers l'anode où ils sont collectés. Le temps de dérive, qui correspond au temps entre la création des électrons et leur collection, est relié à la distance entre la position de la particule et celle de l'anode qui a reçu le signal. Le temps de référence sera fourni par le système de déclenchement qui sera vu dans la sect. 3.4.7. Comme nous l'avons mentionné dans la sect. 3.3, la détection des traces chargées, qui utilise surtout l'information du SVT et de la DCH, est très importante pour notre analyse. Nous détaillerons les étapes de leur reconstruction dans la sect. 3.5.1.

3.4.3 DIRC

Le détecteur de réflexion interne de lumière Cerenkov, le DIRC, est essentiel pour l'identification des particules chargées (dont nous discuterons plus en détails dans la sect. 3.5.3) qui possèdent une grande impulsion. Cela est possible grâce à la mesure de l'angle du cône de lumière émis lors du passage d'une particule chargée dans le détecteur. En effet, lorsqu'une particule de vitesse v passe dans un milieu

¹²L'angle stéréo est défini par l'angle formé entre les fils de la cellule et l'axe z .

¹³Historiquement, la tension passa de 1960V à 1900V pour venir à la configuration optimale de 1930 V en 2002.

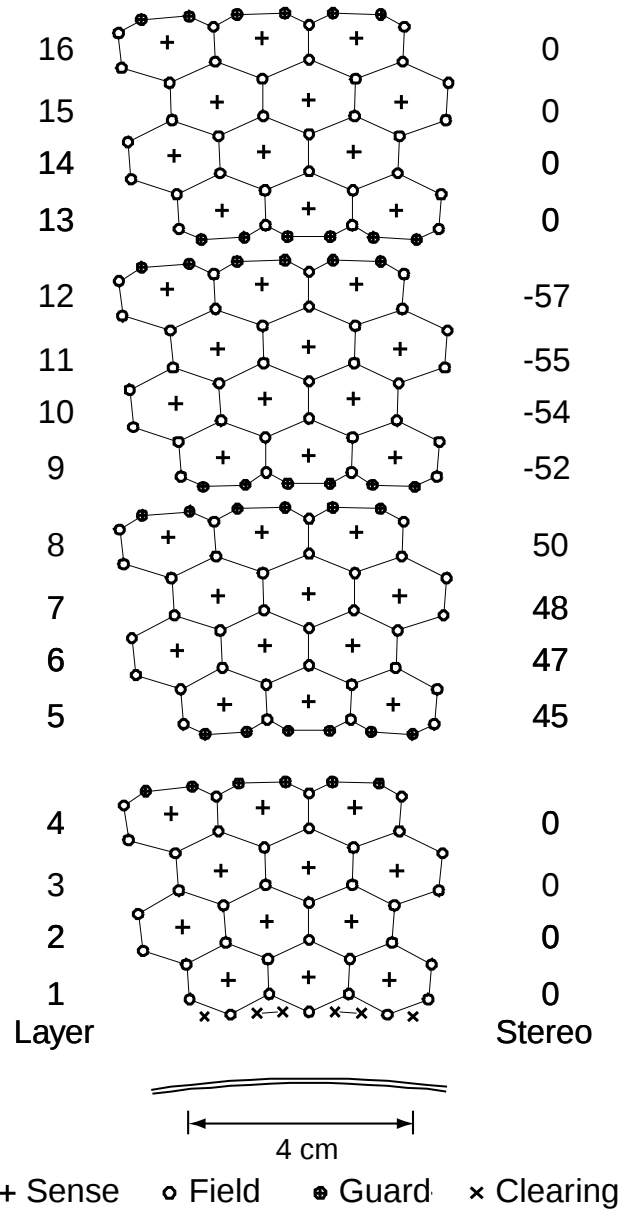


FIG. 3.11 – Schéma de la coupe transversale des 4 premières supercouches de la DCH [3-1]. Chaque supercouche est composée de 4 couches de cellules hexagonales ayant un angle stéréo (voir colonne de droite) propre à la supercouche. Les cellules sont composées d'un fil sensible (anode) au centre qui est entouré de 6 fils de champs (cathodes).

donné, elle polarise les atomes. Si ce milieu possède un indice de réfraction n faisant en sorte que v est plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu ($c' = c/n$), une partie de l'énergie d'excitation réapparaît sous forme de lumière émise à un angle caractéristique $\theta_c = \cos^{-1}(c/vn)$ par rapport à la direction du mouvement de la particule. On dit alors qu'un cône de lumière est formé. Sachant la vitesse de la particule, nous pouvons alors déduire sa masse (et ainsi l'identifier) en utilisant la mesure de son impulsion faite par le SVT et la DCH.

Le DIRC est muni de 144 barres de quartz ($n = 1.473$) de $4.9\text{m} \times 1.7\text{cm} \times 3.5\text{cm}$ qui sont insérées dans un baril polygonal à 12 faces entourant la DCH. Il couvre 93% de l'angle azimutal et l'angle polaire allant de 25.5° à 147° . La lumière produite dans les barres de quartz est transmise par réflexion totale interne (tout en préservant l'angle initial du cône) à un réservoir d'eau¹⁴ situé à l'arrière du détecteur (hors du champ magnétique). C'est dans ce réservoir que plus de 10000 photomultiplicateurs enregistrent la lumière émise. La fig. 3.12 montre le schéma de la détection des photons Cerenkov par le DIRC.

3.4.4 EMC

Les principales tâches du calorimètre électromagnétique de *BABAR* est de détecter les photons (et ainsi reconstruire les π^0 et η qui se désintègrent principalement en $\gamma\gamma$, comme c'est le cas dans notre analyse) et de détecter et identifier les électrons. Le EMC est divisé en deux parties : un baril cylindrique et une partie avant de forme cônica dans lesquels sont répartis les 6580 cristaux sur 56 anneaux. Il couvre un angle polaire allant de 15.8° à 140.8° , comme le montre la fig. 3.13 qui est un schéma montrant la coupe longitudinale du EMC. Les cristaux représentent entre 16 et 17.5 longueurs de radiation¹⁵. Le EMC enregistre les cascades électro-

¹⁴L'indice de réfraction de l'eau ($n = 1.33$) est près de celui du quartz, ce qui limite les réflexions entre les deux milieux.

¹⁵Longueur moyenne de matériau traversé par un électron au bout de laquelle il garde 1/e de son énergie initiale.

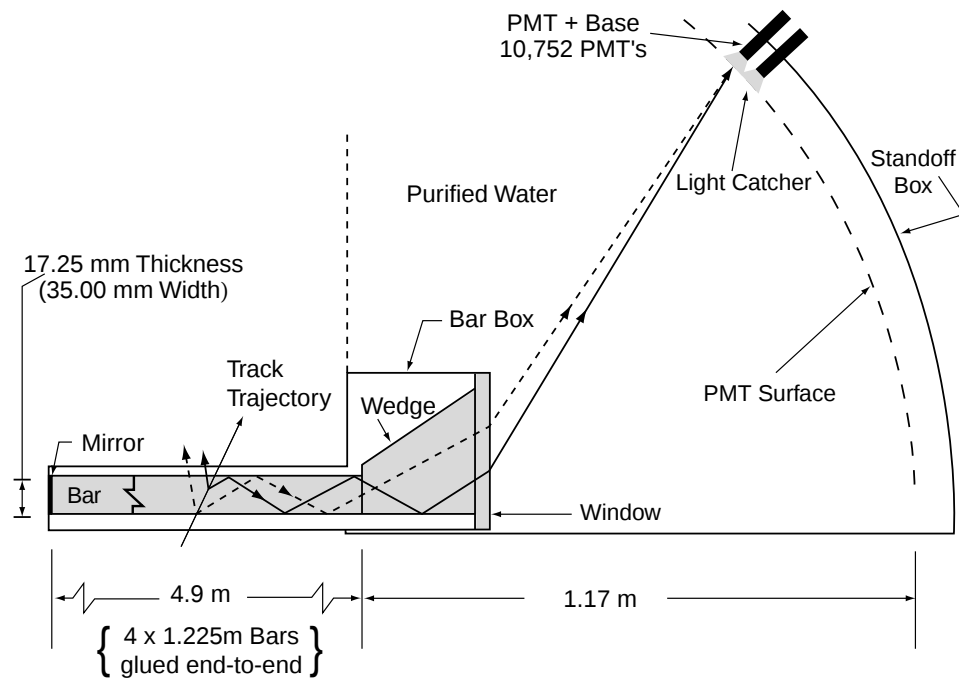


FIG. 3.12 – Schéma de la détection des photons Cerenkov par le DIRC [3-1]. Les photons émis dans la barre de quartz (en gris à gauche) par le passage d'une particule chargée sont réfléchis sur les parois jusqu'au réservoir d'eau pour ensuite atteindre les photomultiplicateurs.

magnétiques produites dans les cristaux d'iodure de Césium dopés avec 0.1% de Thallium. Lorsqu'un électron ou un photon passe dans ces cristaux, il perd son énergie sous forme de bremsstrahlung (pour les électrons) ou de production de paires e^+e^- (pour les photons). Ces derniers forment alors une gerbe électromagnétique qui se développera jusqu'à ce que les électrons aient une énergie au-dessous de l'énergie critique où la perte d'énergie par ionisation devient plus importante que la perte d'énergie par bremsstrahlung et lorsque l'énergie des photons est plus faible que l'énergie nécessaire à la création de paires e^+e^- . Le nombre de photons scintillés est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Ces photons sont collectés par des photodiodes (une paire par cristal) situées derrière les cristaux. Ces dernières possèdent l'avantage (si nous les comparons aux photomultiplicateurs) de pouvoir opérer en présence d'un champ magnétique. L'information recueillie est ensuite convertie en information sur les photons et les particules neutres, comme nous le verrons dans la sect. 3.5.2.

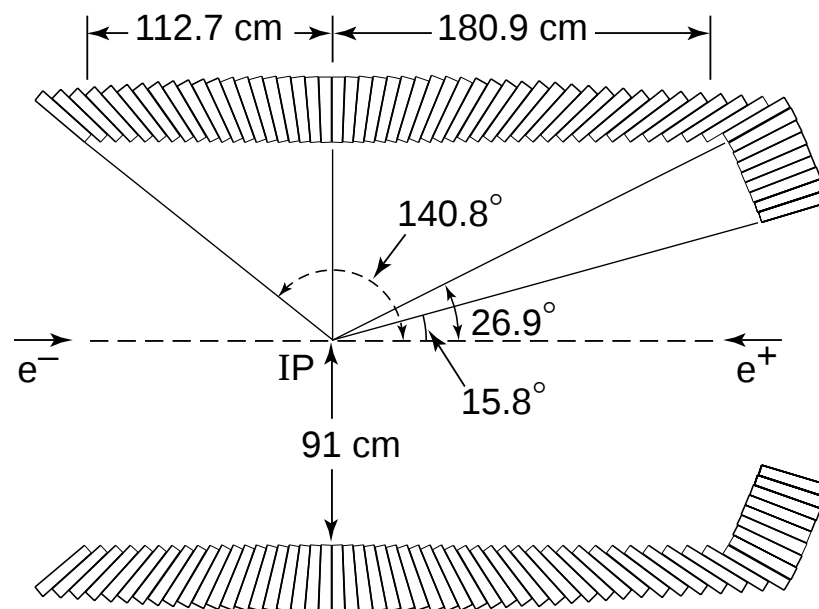


FIG. 3.13 – Schéma du EMC vu de côté (plan $y-z$) [3-2].

La résolution en énergie du EMC est

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

tandis que sa résolution angulaire est donnée par

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

Il est à noter que les hadrons neutres et chargés peuvent également laisser des traces de leur passage via leur interaction forte avec le matériau du EMC. Cependant, les gerbes formées seront plus étendues et irrégulières que les gerbes électromagnétiques issues du passage des électrons et des photons. Cette information sera utile pour l'identification des hadrons neutres tels que les K_L^0 et les neutrons.

3.4.5 Le solénoïde

Un solénoïde supraconducteur produit un champ magnétique de $B=1.5$ T dans le détecteur, et ce, pour permettre les mesures d'impulsion (reliée au rayon de courbure) et de charge (reliée à la direction de courbure) des traces chargées en faisant courber leur trajectoire. En effet, la trajectoire d'une particule de masse m , de vitesse v et de charge q dans un champ magnétique B aura comme rayon de courbure :

$$r = \frac{mv}{qB}.$$

Le solénoïde est placé entre le EMC et l'IFR et est refroidi avec de l'hélium liquide jusqu'à une température de 4.5K.

3.4.6 IFR

Le *Intrumented Flux Return* (IFR) a pour but premier d'identifier les muons. Il absorbe également les hadrons neutres de longue durée de vie (majoritairement des

K_L^0 et des neutrons). Comme le montre la fig. 3.14, il est constitué d'un baril et de deux extrémités de forme hexagonale. C'est une structure en acier (qui sert aussi à retourner le flux magnétique du solénoïde vers l'intérieur) segmentée en couches dont l'épaisseur varie de 2 à 10 cm lorsqu'on va de l'intérieur vers l'extérieur.

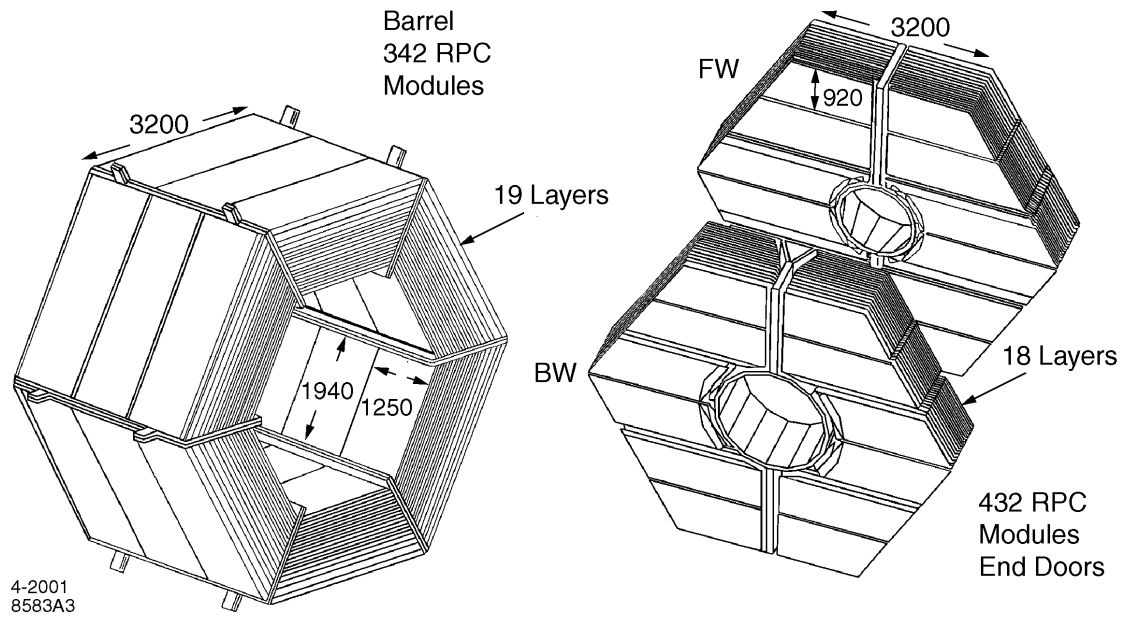


FIG. 3.14 – Schéma du baril du IFR (gauche) et de ses parties avant (FW) et arrière (BW) [3-1].

Entre les couches d'acier sont insérées des couches de *Resistive Plate Chambers* (RPC) qui constituent le matériel actif du détecteur. Ces derniers engendrent un signal lorsque le gaz qu'ils contiennent (mélange d'argon et de fréon) est ionisé par le passage d'une particule chargée. Dans le cas des particules neutres, la façon de les détecter dépend de leur produits de désintégration ou d'interaction avec le IFR. Les neutrons et les K_L^0 , qui possèdent de longs temps de vie, seront freinés par les atomes des couches d'acier (interaction forte des particules avec le matériau) ce qui produira ainsi d'autres particules. À cause de leur temps de vie¹⁶, les K_L^0 peuvent

¹⁶Les K_L^0 possèdent un temps de vie $\tau = (5.11 \pm 0.02) \times 10^{-8}$ s [3-9]. À la vitesse de la lumière, ils parcourent donc une longueur moyenne de $c\tau = 15.33$ m avant de se désintégrer.

également se désintégrer dans le IFR. Dans les deux cas, ce sont les particules chargées résultantes qui laissent des traces dans le matériel actif du IFR.

Le baril, dans sa configuration originale, contenait 19 couches de RPCs tandis que les extrémités en dénombraient 18 pour une surface active totale de 2000 m², le tout couvrant un angle polaire allant de 17.2 ° à 157.1 °. Malheureusement, dû à un mauvais fonctionnement des RPCs, *BABAR* a vu passer l'efficacité de détection de ses muons de $\sim 90\%$ en 1999 à $\sim 65\%$ en 2002. Les RPCs défaillants ont été examinés sans que de conclusions claires soient tirées quant aux raisons de leur mauvais fonctionnement. Pour remédier à la situation, certains RPCs des extrémités ont été remplacés (par d'autres RPCs) à l'été 2002. En ce qui concerne le baril, les couches actives ont été remplacées par des *Limited Streamer Tubes* (LST) [3-10]. Les LSTs sont de petites cellules remplies d'un mélange de gaz¹⁷ et pourvues d'un fil sous tension qui récolte les électrons issus de l'ionisation du gaz par le passage d'une particule. L'installation de ces LSTs a été faite à l'été 2004 pour 2 côtés du baril et les quatre autres côtés ont été installés tout dernièrement, à l'automne 2006. Le remplacement des RPCs des extrémités a montré une efficacité de détection des muons de 90% en moyenne, tout comme les LSTs qui ont été installés en 2004.

3.4.7 Système de déclenchement

Le but du système de déclenchement ou *trigger* est de rejeter grossièrement les nombreux événements de bruits de fond ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, bruit de fond des faisceaux, etc.) tout en gardant les événements physiquement intéressants ($e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $q\bar{q}$). Pour respecter les limitations électroniques et informatiques existantes, le système doit garder le flux de données à enregistrer à un taux inférieur à 120 Hz. Le système de déclenchement de *BABAR* est divisé en deux niveaux, soit L1 (au niveau appareillage ou *hardware*) et L3 (au niveau des algorithmes informatiques)¹⁸.

¹⁷Le gaz est un mélange de CO₂, d'Argon et d'Isobutane dans des proportions de 89 :3 :8.

¹⁸Le niveau L2 a été considéré lors de la conception de l'expérience mais a finalement été rejeté.

Le taux de croisement des faisceaux est d'environ 238MHz. Le but de L1 est de réduire le taux d'événements à environ 1000Hz en utilisant une information sommaire de la DCH, du EMC et du IFR. Cette décision se prend environ 11 ou 12 μs après la collision e^+e^- . La partie de L1 reliée à la DCH exige deux traces chargées ayant des impulsions transverses de $p_t > 0.18 \text{ GeV}/c$ et $p_t > 0.12 \text{ GeV}/c$. Les exigences provenant du EMC se traduisent en la présence de deux amas ayant chacun une énergie supérieure à une énergie de seuil (0.120 GeV) efficace pour détecter les muons. La partie de L1 reliée au IFR, quant à elle, tente d'identifier des événements cosmiques et ceux $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Elle est surtout utilisée pour des études de bruits de fond et de luminosité. Les informations des diverses parties sont transmises au *Global Trigger* (GLT) qui prend la décision finale du premier niveau de déclenchement.

Les événements acceptés par L1 sont ensuite transmis à L3 qui a accès à l'information complète de l'événement. Ce dernier doit réduire le taux à environ 100 Hz et se fait plus sélectif en rejetant, à l'aide de filtres informatiques, les événements qui n'ont pas d'intérêt physique, principalement les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et ceux de bruit de fond des faisceaux. Le niveau L1 ne possède pas la résolution nécessaire pour identifier les traces provenant des collisions faisceaux-gaz qui peuvent originer loin du IP. Le niveau L3 peut le faire car il effectue un lissage rapide des traces résultant en une meilleure résolution sur la mesure de leurs paramètres. En plus de celle provenant de la DCH, l'information du EMC est essentielle pour trouver les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ en identifiant les électrons. La prise de décision de L3 prend 8.5 ms en moyenne et les événements sélectionnés sont ensuite enregistrés dans la base de données de *BABAR* et complètement reconstruits.

L'efficacité du système de déclenchement, pour les événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ est de plus de 99% et d'environ 90% pour les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

3.4.8 Système d'acquisition des données

Le système d'acquisition de données de *BABAR* (DAQ) est composé de 157 modules de lecture. Ces derniers reçoivent, à l'aide de fibres optiques, les informations recueillies par les différents sous-détecteurs pour les transmettre aux ordinateurs "en ligne" qui reconstruisent partiellement les événements, comme c'est le cas pour L3. Le DAQ enregistre également les conditions de la prise de données (luminosité, courant des faisceaux, état des sous-détecteurs, etc.) afin d'effectuer correctement les étalonnages ou *calibrations* et de pouvoir mieux comprendre le degré de qualité des données observé. Les événements sont ensuite pris en charge par le système *Online Prompt Reconstruction* qui représente une ferme de centaines d'ordinateurs en parallèles qui utilisent les données primaires des sous-détecteurs ainsi que les reconstructions partielles de L3 pour reconstruire complètement les événements tout en choisissant ceux qui seront utilisés pour l'étalonnage. Les événements sont ensuite entreposés dans une gigantesque base de données.

Il est à noter que la prise de données réelles à *BABAR* est toujours faite sous la supervision de deux membres de la collaboration (un pilote et un navigateur) qui doivent s'assurer que tout se déroule normalement et ce, 24h/24h, dans la salle de contrôle située au SLAC. Le tout est organisé en quarts de travail et tous les membres de la collaboration y participent à tour de rôle. Le pilote doit gérer la prise de données, l'étalonnage et les activités concernant le détecteur. Il doit aussi s'occuper de toute alarme qui se déclenche et contacter les experts en cas de besoin. Le navigateur, pour sa part, représente le premier niveau de contrôle de la qualité des données dont nous parlerons plus en détail dans la sect. 3.5.6. Au cours de notre formation, nous avons eu l'opportunité d'accomplir à plusieurs reprises ces deux tâches, ce qui nous a appris énormément sur le fonctionnement du détecteur et tout ce qui s'y rattache.

3.5 Les outils d'analyse

Plusieurs outils d'analyse (habituellement sous forme d'algorithmes informatiques) essentiels nous permettent d'extraire la physique intéressante des données brutes recueillies par le détecteur. Ces derniers sont développés de manière centralisée au sein de la collaboration *BABAR* et sont utilisés par tous. Nous aborderons ici les principaux outils d'analyse utilisés tel que la reconstruction des traces chargées et des particules neutres, l'identification des particules, la simulation MC et le décompte des mésons B . Nous dirons également quelques mots à propos des ressources informatiques et humaines dont nous avons bénéficié et qui sont également essentielles à la réussite d'une expérience telle que *BABAR*.

3.5.1 Reconstruction des traces chargées

La reconstruction des traces chargées ou *tracking*, comme nous l'avons déjà mentionné, repose essentiellement sur le SVT et la DCH. Elle est essentielle à toutes les analyses physiques et contribue également au bon alignement du détecteur. Les traces sont reconstruites grâce à un lissage nommé filtre Kalman [3-11], qui utilise les points de mesures du SVT et de la DCH tout en tenant compte du matériel et du champ magnétique présents dans le détecteur. Les traces chargées sont décrites par 5 paramètres [3-12] : d_0 , z_0 , ϕ_0 , ω et $\tan(\lambda)$. Ces quantités sont mesurées au point minimal d'approche de la trace par rapport à l'axe z . Le paramètre z_0 est la position en z à ce point tandis que d_0 représente la distance entre la projection de ce point dans le plan xy et l'origine du système de coordonnées¹⁹(voir fig. 3.15). L'angle ϕ_0 est l'angle azimutal associé à la trace, $\omega = 1/p_t$ représente la courbure (p_t étant l'impulsion transverse) et $\tan(\lambda)$ est la pente de la trace²⁰.

Les traces sont reconstruites en plusieurs étapes par les algorithmes informa-

¹⁹Si la trajectoire d'une trace couvre plus de 360 degrés d'angle azimutal ϕ , la solution ayant la plus petite valeur de z est privilégiée.

²⁰De façon équivalente, $\tan(\lambda) = \cot(\theta)$ et $\theta = \pi/2 - \lambda$, θ étant l'angle polaire par rapport à l'axe z [3-12].

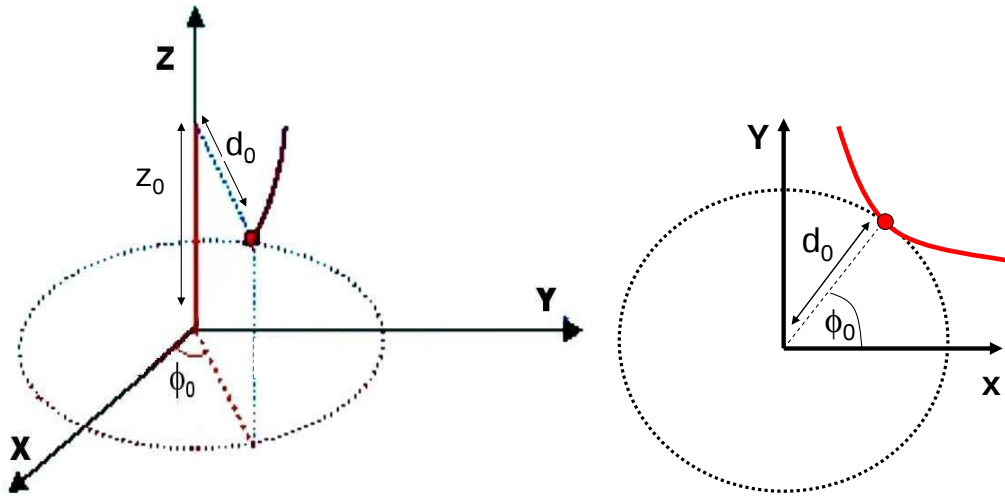


FIG. 3.15 – Illustration de certains paramètres décrivant les traces chargées en trois dimensions (gauche) et dans le plan x - y (droit).

tiques de reconstruction des traces chargées à partir de l'information de L3, du SVT et de la DCH :

1. Nous utilisons d'abord les segments de trace trouvés par L3, lesquels comportent au moins 4 points de mesure (ou *hits*) dans la DCH. Ces segments donnent les premières estimations de d_0 , ϕ_0 et t_0 , le temps de départ de l'événement²¹. La précision de t_0 est ensuite améliorée²² à l'aide d'un lissage sur les paramètres d_0 , ϕ_0 et t_0 .
2. Une fonction hélicoïdale est ajustée sur les segments de trace auxquels nous tentons d'ajouter des points de mesure additionnels. Les traces résultantes amélioreront encore la précision de t_0 ²³.
3. Des algorithmes tentent de reconstruire, à partir de segments non encore utilisés, des traces n'ayant pas traversé toute la DCH ou ne passant pas par

²¹Au premier ordre, le temps de départ de l'événement (t_0) est relié au temps de vol (t_{vol}) de la particule chargée, au temps de dérive des électrons issus de l'ionisation du gaz (t_d) et au temps où le signal est capté par l'électronique de la DCH (t_s) : $t_s = t_0 + t_{vol} + t_d$. Ainsi, il est possible d'augmenter la précision de t_0 en reconstruisant précisément les paramètres des traces chargées.

²²La résolution passe alors de ~ 5 ns à ~ 2.5 ns [3-13].

²³La résolution passe alors de ~ 2.5 ns à ~ 2 ns [3-13].

le IP.

4. Un algorithme de lissage Kalman est appliqué sur toutes les traces trouvées jusqu'à maintenant.
5. Les traces sont extrapolées jusqu'au SVT où nous tentons de leur ajouter des segments trouvés dans ce dernier. Le lissage Kalman est ensuite répété en utilisant les points de mesure de la DCH et du SVT.
6. Un algorithme tente de construire d'autres traces en utilisant les points de mesure du SVT qui ne sont pas encore utilisés.
7. Nous tentons enfin de relier les segments de traces qui ont été trouvés seulement par le SVT ou la DCH.

Les traces chargées ainsi reconstruites sont ensuite classées dans différentes listes de traces selon leurs caractéristiques et leur degré de qualité, comme exposé à l'annexe III. Ainsi, nous pouvons facilement choisir le type de trace qui correspond le mieux à ce que nous recherchons. Par exemple, à l'opposé des traces peu énergétiques qui provoquent quelque fois des points de mesure uniquement dans le SVT, les traces ayant une grande impulsion (comme la plupart des leptons de notre analyse) laisseront de nombreux points de mesure dans la DCH. De plus, les traces que nous recherchons, puisqu'elles ne proviennent pas de la désintégration de particules ayant un long temps de vie, devront provenir d'un point qui se trouve près du IP.

3.5.2 La calorimétrie

Comme mentionné dans la sect. 3.4.4, les rôles principaux de la calorimétrie électromagnétique à *BABAR* sont la détection des photons, la reconstruction des π^0 , la reconstruction des η et des K_L^0 ainsi que l'identification des électrons. Elle est donc particulièrement importante pour nos recherches qui impliquent des pions neutres dans notre signal ainsi que dans nos étiquettes. Lorsqu'une particule crée une gerbe électromagnétique dans le EMC, elle produit un amas ou *cluster* d'énergie dans ce dernier. En d'autres mots, elle dépose de l'énergie sur plusieurs cristaux

adjacents. Ces amas sont identifiés par un algorithme de reconstruction qui associe à un cristal ayant reçu une énergie de plus de 10 MeV les cristaux adjacents ayant reçu plus de 1 MeV d'énergie. Une fois l'amas d'énergie identifié, l'algorithme tente d'y trouver des maxima locaux nommés bosses ou *bumps*. Une bosse doit minimalement posséder une énergie de 30 MeV, le paramètre de forme $LAT < 1.1$ [3-14] et un angle polaire dans le laboratoire à l'intérieur du volume actif de l'EMC, soit entre 0.41 et 2.41 radians. À partir de cet instant, chaque bosse est considérée comme un photon. Ensuite, une extrapolation des traces chargées vers le centre de gravité des bosses nous permet de séparer les bosses qui sont associées à des traces de celles créées par les photons ou autres particules neutres.

Nous tentons ensuite de reconstruire, à l'aide des candidats photons, des particules composites telles que les π^0 et les η . Prenons l'exemple des pions neutres puisqu'ils nous intéressent tout particulièrement. Lors de la désintégration d'un π^0 en deux photons, trois signatures distinctes surviennent dans le EMC. Les photons provenant d'un π^0 de faible impulsion ($< 1 \text{ GeV}/c$) seront suffisamment séparés pour produire deux amas distincts. Cependant, plus le π^0 sera énergétique, plus les photons issus de sa désintégration seront rapprochés et ils résulteront en un seul amas possédant une ou deux bosses. Ainsi, nous devons utiliser des algorithmes différents pour reconstruire les différents types de π^0 . Les bosses ou les combinaisons de bosses ayant une masse compatible avec celle du π^0 sont retenus comme étant des candidats π^0 . Typiquement, les π^0 reconstruits à *BABAR* dans les événements $B\bar{B}$ possèdent une masse invariante de $135.1 \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de $6.9 \text{ MeV}/c^2$, comme le montre la fig. 3.16. Comme c'est le cas pour les traces chargées, nous classons les photons et les particules composites (π^0 , η) dans diverses listes (voir l'annexe III) selon leurs caractéristiques.

Finalement, comme nous l'avons mentionné à la sect. 3.4.4 les autres particules neutres (K_L^0 , n) peuvent être distinguées des photons par la forme plus étendue et plus irrégulière des amas qu'elles engendrent via leur interaction forte avec le

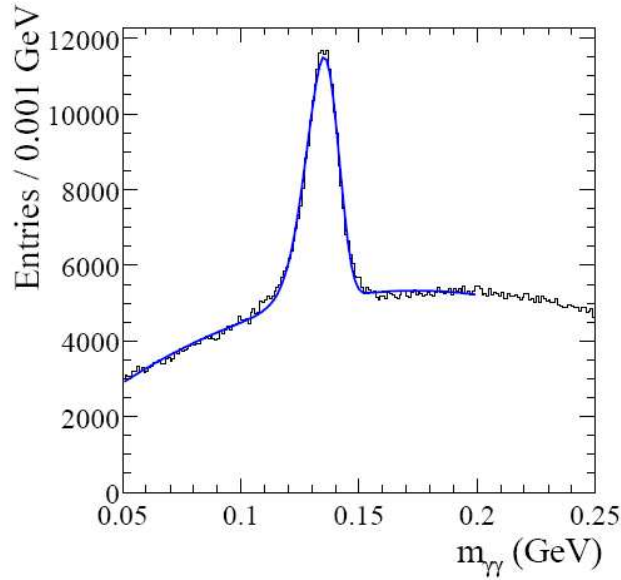


FIG. 3.16 – Masse et largeur typiques des π^0 reconstruits à *BABAR* [3-1].

milieu.

3.5.3 Identification des particules

L'identification des particules est réalisée en combinant l'information recueillie par tous les sous-détecteurs. À priori, toutes les particules sont considérées comme des pions. Des algorithmes informatiques tentent ensuite de déterminer la meilleure probabilité qu'a une particule d'être de tel ou tel type. Selon les besoins spécifiques d'une analyse, nous pouvons choisir des critères de sélection plus ou moins sévères qui nous permettent d'obtenir une pureté d'identification plus ou moins élevée.

Comme nous l'avons mentionné dans la sect. 3.4.2, l'identification des hadrons chargés de basse impulsion se fait à l'aide de la perte d'énergie dE/dx enregistrée dans le SVT et la DCH (voir fig. 3.17). Le DIRC, quant à lui, peut séparer les pions, les kaons et les protons jusqu'à environ 4 GeV à l'aide de la mesure de l'angle de Cerenkov (voir fig. 3.18).

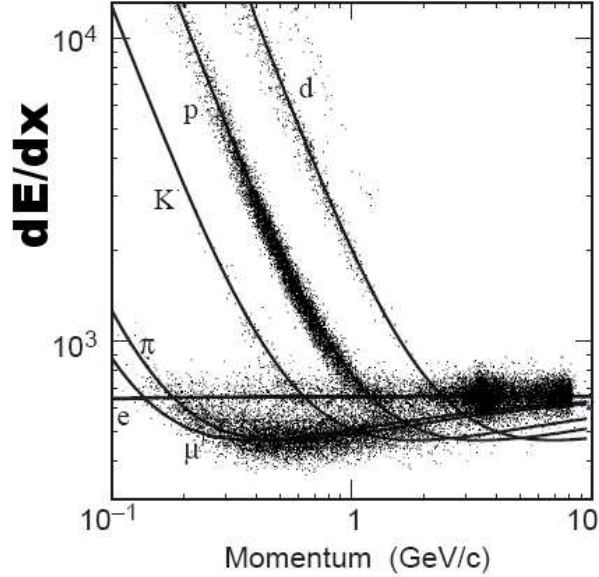


FIG. 3.17 – Mesure de dE/dx dans la DCH pour des particules de différents types et impulsions [3-1]. Les courbes représentent les prédictions de Bethe-Bloch [3-8] pour différents types de particules chargées.

Les électrons, quant à eux, sont identifiés principalement en extrapolant les traces chargées reconstruites dans le SVT et la DCH aux amas d'énergie enregistrés dans le EMC. La quantité la plus importante pour discriminer les électrons des hadrons est le rapport de l'énergie de la gerbe électromagnétique sur l'impulsion de la trace (E/p). Les gerbes engendrées dans le calorimètre par d'autres particules (hadrons chargés ou neutres, muons) sont de forme très différentes de celles créées par les électrons et les photons. Nous utilisons donc cette caractéristique pour les différencier. L'identification des électrons est également aidée par les mesures de dE/dx du SVT et de la DCH ainsi que du DIRC. La fig. 3.19 montre l'efficacité d'identification des électrons en fonction de leur impulsion.

Les muons, pour leur part, sont identifiés grâce à l'extrapolation de leur trace laissée dans le SVT et la DCH correspondant au signal engendré dans le IFR. La

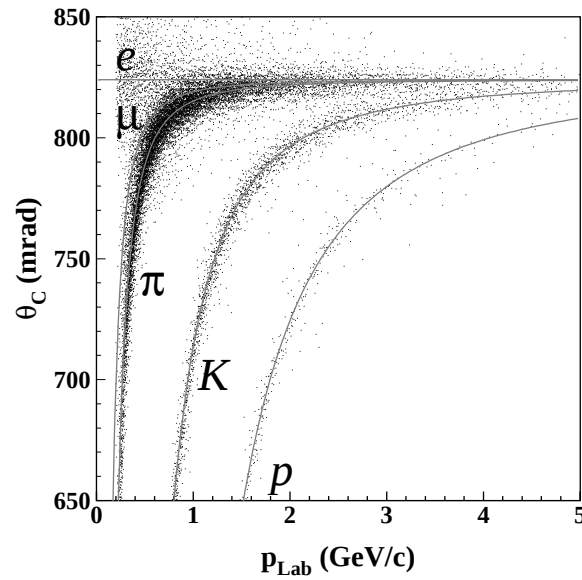


FIG. 3.18 – Angle Cerenkov mesuré pour divers types de particules en fonction de leur impulsion à l'entrée du DIRC. Les courbes indiquent les prédictions de θ_c pour divers types de particules.

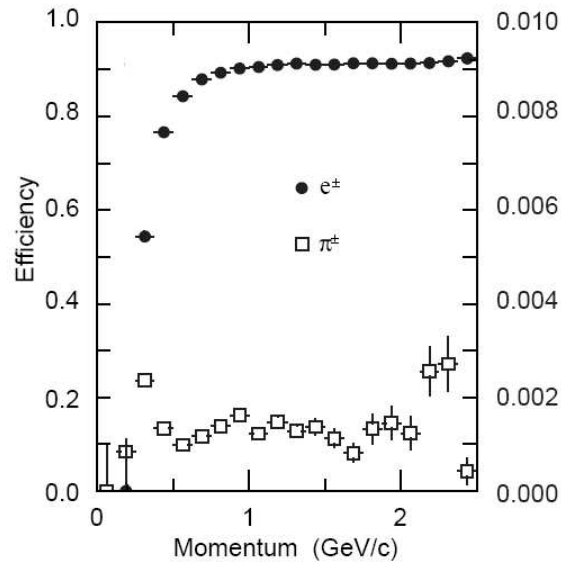


FIG. 3.19 – Efficacité d'identification des électrons (cercles pleins, échelle de gauche) en fonction de leur impulsion [3-1]. Les carrés vides représentent la probabilité d'identifier incorrectement un électron comme un pion (échelle de droite).

fig. 3.20 montre l'efficacité d'identification des muons en fonction de leur impulsion. Cependant, comme mentionné dans la sect. 3.4.6, des problèmes liés aux RPCs du IFR ont fait dégrader considérablement cette efficacité entre le début de l'expérience et 2002. Depuis, les mises à jour importantes du IFR en 2002, 2004 et 2006, ont permis de retrouver de bonnes performances à ce niveau.

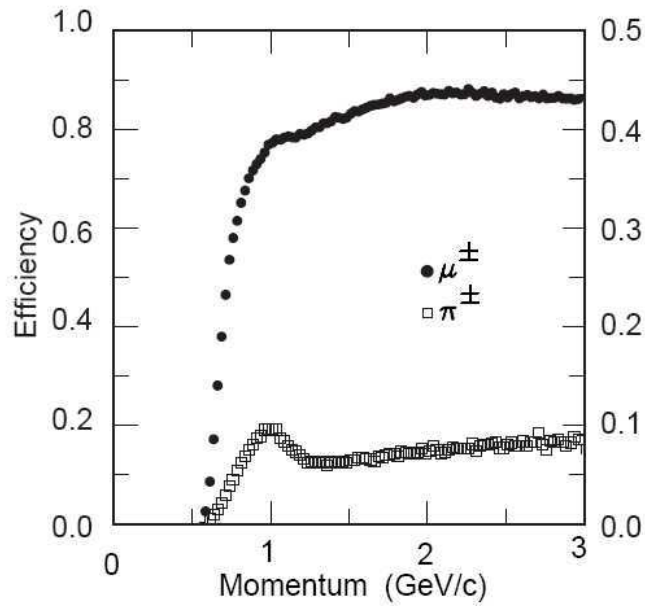


FIG. 3.20 – Efficacité d'identification des muons (cercles pleins, échelle de gauche) en fonction de leur impulsion [3-1]. Les carrés vides représentent la probabilité d'identifier incorrectement un muon comme un pion (échelle de droite).

Finalement, les autres particules neutres à long temps de vie, comme les K_L^0 et les neutrons, sont reconstruits à partir de la forme des amas laissés dans le EMC ainsi que par l'information retrouvée dans le IFR qui n'est pas associé à une trace chargée. Cependant, le détecteur *BABAR* n'a pas été conçu dans le but d'obtenir des caractéristiques nettes pour identifier ces particules, ce qui rend leur identification plutôt difficile et dotée d'une faible pureté et efficacité.

Dans notre analyse, nous utilisons l'identification des leptons (ℓ), électrons et

muons, qui sont présents dans notre signal $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ et dans nos étiquettes $B \rightarrow D^{(*)0} \ell \nu$. De plus, nous devons identifier les kaons et les pions issus de la désintégration des D^0 composant nos étiquettes.

3.5.4 Simulations Monte Carlo

Les simulations MC sont essentielles pour presque toutes les analyses de l'expérience *BABAR* et de physique des hautes énergies en général. Ces dernières permettent d'étudier les propriétés des événements signaux et de bruits de fond, de tester nos nombreux outils informatiques ainsi que les techniques de lissage pour extraire le signal. Afin de ne pas biaiser les résultats, les analyses à *BABAR* sont souvent faites de manière aveugle ou *blind* ce qui implique d'estimer le signal et les erreurs systématiques prévus sur les simulations MC et de regarder le signal obtenu sur les données réelles seulement à la toute fin, en ne modifiant pas les sélections choisies sur le MC. C'est d'ailleurs une approche aveugle que nous suivons pour nos recherches.

Les événements MC sont produits par *Jetset* [3-15] (pour le continuum et certaines désintégrations de mésons B) ainsi que par un générateur spécialisé dans la désintégration des mésons B nommé *EvtGen* [3-16]. C'est *EvtGen* qui simule, entre autres, nos événements signaux $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$. La simulation de l'interaction des particules avec le détecteur est réalisée par *Geant* [3-17], qui est développé par le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) [3-18] et qui nécessite une bonne simulation du matériau du détecteur. La réponse du détecteur est également simulée par *Geant*. Les données MC nous donnent accès à la "vérité MC" (ou *MC Truth*) qui correspond aux paramètres originalement générés, sans tenir compte des imperfections de la détection et de la reconstruction des particules.

Même si les simulations sont faites au meilleur de nos connaissances, elles ne représentent pas parfaitement les données réelles. En général, nous tentons d'utiliser des échantillons de données réelles pour contrôler certains paramètres de nos

analyses²⁴ et moins dépendre des simulations MC. Cependant, la plupart des analyses dépendent au moins partiellement du MC, et des facteurs de correction (et les erreurs systématiques qui y sont associées) doivent être appliqués aux résultats obtenus. Ces facteurs sont habituellement dérivés en comparant les données réelles avec la simulation dans des échantillons de contrôle. C'est ce que nous utilisons dans notre analyse, par exemple, pour la reconstruction²⁵ et l'identification²⁶ des traces chargées ainsi que pour la détection des π^0 . D'ailleurs, la comparaison des données réelles et de la simulation MC pour l'efficacité de détection des π^0 a été l'objet d'une contribution importante aux outils communs de *BABAR* dans le cadre de ce doctorat. À partir d'un échantillon spécifique de leptons τ provenant des désintégrations $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, nous avons contribué à l'effort pour produire des facteurs de correction utilisés par toutes les analyses de la collaboration *BABAR* qui se devaient de reconstruire des pions neutres pour les données de 2001 et de 2002. La référence [3-19] détaille la méthode utilisée ainsi que les facteurs de correction. Elle est présentée à l'annexe I. Depuis ce temps, de nouvelles techniques d'extraction des corrections ont vu le jour et nous utilisons, pour la présente analyse, les corrections dérivées spécifiquement pour les échantillons de données réelles et de MC que nous avons utilisés.

3.5.5 Décompte des mésons B ou B counting

Afin de mesurer les rapports d'embranchement des mésons B , il est nécessaire de connaître avec précision le nombre de paires $B\bar{B}$ présentes dans les données

²⁴Dans le cas spécifique de notre thèse, nous utilisons des échantillons de doubles étiquettes, ou *double tags*, qui nous permettent d'évaluer et de corriger les imperfections du MC quant à l'efficacité de sélection de nos étiquettes. Cela sera expliqué à la sect. 4.6.3. Nous utilisons également les bandes extérieures ou *sidebands* des D^0 pour soustraire les combinaisons combinatoires et ne pas dépendre de la simulation MC pour l'évaluation de ce bruit de fond. Cela sera expliqué à sect. 4.4.4.

²⁵Les facteurs de corrections pour l'efficacité de reconstruction des traces chargées sont principalement issus de l'étude des traces provenant de la désintégration de leptons τ .

²⁶Les facteurs de corrections pour l'identification des leptons, que nous utilisons dans notre analyse, sont issus de l'étude des électrons et des muons provenant principalement des désintégrations $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

étudiées. Pour ce faire, nous comparons le nombre d'événements hadroniques reconstruits dans les données prises *on-resonance* (avec mésons B présents) à celui provenant des données *off-resonance* (sous le seuil de production des mésons B). L'hypothèse de base est que la différence mesurée est due aux événements $B\bar{B}$ présents seulement dans les données *on-resonance*. Plus précisément, le nombre de paires $B\bar{B}$ est donné par [3-20] :

$$N_{B\bar{B}} = \frac{N_H^{on} - N_H^{off} \cdot R \cdot \kappa}{\epsilon_{B\bar{B}}},$$

où N_H^{on} et N_H^{off} représentent le nombre d'événements hadroniques reconstruits dans les données *on-resonance* et *off-resonance*. Le facteur R est le rapport du nombre d'événements $\mu^+\mu^-$ trouvés dans les événements *on-resonance* sur ceux reconstruits dans les données *off-resonance*. Ces événements $\mu^+\mu^-$ permettent de corriger pour la différence de luminosité entre les deux échantillons. Le facteur κ , pour sa part, est une correction (dont la valeur est près de 1) qui tient compte de la variation des sections efficaces en fonction du changement d'énergie au centre de masse. Le dénominateur $\epsilon_{B\bar{B}}$, quant à lui, représente l'efficacité de sélection des événements hadroniques dans l'échantillon de données *on-resonance*. L'erreur sur le nombre de mésons B présents dans les échantillons est évaluée à 1.1%. Cette dernière fait partie de nos erreurs systématiques, comme nous le mentionnerons dans la sect. 4.8.

3.5.6 Contrôle de la qualité des données

Dans une expérience complexe comme *BABAR*, de nombreux facteurs peuvent compromettre la qualité des données, réelles ou simulées. Nous pouvons penser à un trop grand bruit de fond dans le détecteur, à la défectuosité d'une composante d'un sous-détecteur, à des bris divers ou encore à un mauvais fonctionnement du code informatique, pour ne nommer que ceux-là. Une des tâches de la collaboration est de s'assurer que les données soient toujours de bonne qualité afin que les résultats physiques issus des analyses soient crédibles et non truffés d'irrégularités. Cela est réalisé à trois niveaux principaux.

Premièrement, de nombreux systèmes d’alarme et de contrôle sont associés à chaque composante du détecteur et de l’accélérateur. Comme nous l’avons mentionné dans la sect. 3.4.8, des équipes de pilotes et navigateurs supervisent minutieusement la prise de données et ce, 24h/24h. Ensuite, chaque sous-système possède son équipe responsable des opérations qui veille à son bon fonctionnement et qui est disponible à chaque heure du jour ou de la nuit si un problème intervient. Au troisième niveau de contrôle, les données brutes sont reconstruites et sont passées au groupe de contrôle de la qualité ou *Data Quality Group* (DQG). Le DQG est constitué d’un membre par sous-détecteur (SVT, DCH, DIRC, EMC, IFR) en plus de membres assignés à la reconstruction des traces chargées, des particules neutres, de l’identification des particules et de quantités physiques plus complexes. Le DQG se réunit une fois par semaine et sa tâche est de vérifier que les données reconstruites sont de qualité acceptable pour être utilisées dans les analyses de physique. Une fois acceptées par le DQG, les données sont rendues officiellement accessibles aux analystes. C’est donc une étape cruciale à franchir pour assurer une base de qualité aux résultats expérimentaux de la collaboration.

Durant une bonne partie de notre doctorat, nous avons été membre du DQG pour le contrôle de la reconstruction des traces chargées qui vérifie le bon fonctionnement de multiples algorithmes de reconstruction des traces (données réelles et simulations MC), le bon alignement des détecteurs SVT et DCH et le niveau du bruit de fond. Nous avons détecté et dû élucider plusieurs problèmes reliés à la reconstruction des traces chargés, développer des algorithmes informatiques pour améliorer les quantités utiles à surveiller et présenter à de nombreuses reprises les anomalies observées. Ce travail nous a permis d’avoir une bonne vision d’ensemble de l’expérience et d’en apprendre beaucoup sur la reconstruction des traces chargées, et ce, au contact de nombreux experts.

3.5.7 Ressources informatiques

Nous tenons à dire ici quelques mots sur les énormes importantes ressources informatiques auxquelles nous avons eu accès et qui sont absolument essentielles au bon fonctionnement d'une expérience comme *BABAR*. Le tout se fait dans un environnement UNIX, secondé par des milliers de processeurs et soutenu par un personnel informatique compétent et disponible 24h/24h. Outre ce cadre de base essentiel et les nombreux outils déjà nommés dans les sections précédentes, nous exposerons rapidement ici d'autres ressources qui nous ont été particulièrement utiles dans le cadre de nos recherches.

Bases de Données : Le stockage des données a nécessité le développement de gigantesques bases de données dans lesquelles nous devons manipuler une quantité considérable d'information (données réelles, MC, reconstruction, réponse du détecteur, conditions du détecteur, etc.) dans un temps adéquat pour l'analyse des données. Tous les membres de *BABAR* ont accès à ces bases de données et des collaborateurs s'appliquent constamment à garder ces dernières accessibles et en bon état de marche.

Filtres ou *skims* : Un système de gestion centralisé de filtres ou *skims*, basés sur du code d'analyse C^{++} est également mis à la disposition de la collaboration. Cela permet de ne pas avoir à utiliser toutes les données, mais seulement celles présélectionnées par des critères spécifiques à un type d'analyse. Par exemple, dans la présente thèse, nous utilisons les filtres *BToDlnu* et *AddLepton* (voir la sect. 4.4.1) qui ont été conçus pour présélectionner des événements contenant des étiquettes semileptoniques et des leptons énergétiques. Les filtres eux-mêmes sont créés par les analystes mais ils sont appliqués automatiquement, et de façon centralisée, à toutes les données réelles et MC, au fur et à mesure qu'elles sont acceptées par le DQG.

Au cours de notre doctorat, nous avons créé de toute pièce, conjointement avec D. Côté, un filtre nommé *XSLBtoXulnu*. Ce filtre a pour but de sélectionner les événements exclusifs $B \rightarrow X_u \ell \nu$ suivants : $B \rightarrow \pi^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \eta \ell \nu$, $B \rightarrow \omega \ell \nu$ et $B \rightarrow \gamma \ell \nu$. Ce filtre, qui est approprié pour les recherches exclusives sans étiquettes n'a pas été utilisé pour les présentes recherches. Cependant, plusieurs analyses (dont une achevée par D. Côté de l'Université de Montréal), au sein de *BABAR*, l'ont utilisé. Nous avons documenté cet outil dans un document interne de *BABAR*, qui est présenté dans l'annexe II.

Analyse des événements : Les analyses sont rendues possibles grâce à des codes informatiques, souvent nommés *Beta*, écrits en C^{++} et propres à l'expérience *BABAR*. Ces derniers sont maintenus et améliorés jour après jour par les utilisateurs. Ils contiennent toute la structure nécessaire à l'extraction de l'information physique (comme la reconstruction des traces chargées par exemple) et intéressantes pour les analystes. Ainsi, il est par exemple possible d'accéder facilement au quadrivecteur d'une particule donnée. Ces codes regroupent également des quantités générales sur l'événement comme, par exemple des informations topologiques (e.g. moments de Fox-Wolfram, voir sect. 4.4.1) ou le nombre de traces chargées présent. En plus de ces codes, un système de lignes d'attente (ou *batch*) aide à répartir les ressources informatiques équitablement entre tous les utilisateurs.

Extraction du signal et présentation des résultats : En plus d'écrire notre propre code informatique d'analyse en C^{++} , nous utilisons des programmes informatiques spécifiques et très utiles pour analyser les données, extraire les signaux (lissages) et présenter les résultats. Dans le cadre de notre analyse, les programmes PAW [3-21] et ROOT [3-22], tous deux développés par le

CERN²⁷ nous ont donné un sérieux coup de main.

3.5.8 Ressources humaines

Le succès d'une expérience comme *BABAR* repose aussi sur plusieurs ressources humaines, que ce soit du côté pratique, de l'organisation, de la transmission du savoir, de la publicité des résultats, de l'entraide ou du partage de la passion pour la physique des particules. Toutes ces facettes font en sorte que les scientifiques peuvent s'épanouir, progresser et produire des résultats intéressants. Ces faits sont souvent passés sous silence dans le cadre d'une thèse comme celle-ci mais nous tenons à décrire brièvement quelques-unes de ces ressources puisqu'elles ont influencé grandement notre formation de chercheur.

Groupes restreints de travail et réunions de collaboration : Les groupes restreints de travail ou *Analysis Working Group* (AWG), regroupent les gens travaillant sur des sujets connexes. Les AWGs se réunissent une fois par semaine pour discuter des problèmes rencontrés et des progrès réalisés. Ces réunions permettent de discuter avec d'autres chercheurs et de faire progresser plus rapidement les analyses et les processus de résolution de problèmes. Elles permettent aussi aux étudiants de présenter et de discuter de leurs résultats avec des gens plus expérimentés. Les réunions de collaboration, pour leur part, servent à peu près les mêmes buts que les AWGs mais dans un cadre plus large. Il s'agit de toute la collaboration qui se réunit 4 ou 5 fois par année pour faire le point, présenter les progrès réalisés et trouver des solutions aux problèmes rencontrés. Ces réunions donnent une bonne vue d'ensemble sur toutes les facettes de l'expérience et permettent surtout aux scientifiques de se rencontrer et d'échanger.

²⁷Ces programmes sont gratuits et disponibles sur internet.

Comités de révision : Les comités de révision ou *Review Commitees* (RC) sont composés de 3 membres de la collaboration *BABAR*. Leur but est de réviser en profondeur les travaux d'un autre collaborateur de *BABAR*. Lorsqu'une analyse est presque complétée, le RC se réunit avec les auteurs des travaux et révisent en détails toutes les facettes du travail accompli, émettant des suggestions et demandant des vérifications sur certains points. En plus de mettre la collaboration au courant de ces résultats, cela diminue la possibilité d'erreurs et renforce les résultats scientifiques. Une fois le RC passé, les articles sont soumis à la révision de la collaboration entière qui doit, encore une fois, envoyer ses commentaires et suggestions. Lorsque l'article est enfin soumis à la revue scientifique, il est déjà bien révisé et l'acceptation de sa publication s'en trouve grandement accélérée.

Opportunité de donner des conférences : La collaboration *BABAR* s'occupe de soumettre des présentations à toutes les conférences importantes touchant la physique des particules. Dans le cadre d'un système de rotation, les présentations sont offertes tour à tour aux membres de *BABAR*. Cela leur permet donc de participer à des conférences de niveau international en représentant la collaboration tout en informant la communauté scientifique des récents résultats obtenus. Ces conférences sont également de bonnes occasions d'élargir ses champs de connaissance et d'échanger avec d'autres physiciens réunis au même endroit. Elles sont souvent vues comme une marque de confiance de la part de la collaboration et comme une récompense pour le bon travail accompli à *BABAR*. Au cours de notre doctorat, nous avons eu la chance de représenter la collaboration à la conférence PHENO06 (Madison, USA) en donnant une présentation orale intitulée : *Measurements of the Sides of the Unitarity Triangle @ BABAR*.

Conférences et cours de formation : Le site du SLAC est un endroit très inspirant scientifiquement. En effet, des cours et de nombreuses conférences sont

offerts tout au long de l'année, cultivant ainsi la passion de la science et l'apprentissage continu, ce que nous avons beaucoup apprécié lors de notre séjour là-bas.

Ainsi, le succès d'une expérience comme *BABAR* repose sur de multiples facettes autant au niveau de l'appareillage que des ressources informatiques et humaines.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3

- [3-1] B. Aubert *et al.*, *BABAR* Collaboration, *The BABAR detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 1 (2002)
- [3-2] B. Aubert *et al.*, *BABAR* Collaboration, *The BABAR Physics Book : Physics at an asymmetric B factory*, SLAC-R-504 (1998)
- [3-3] B. Aubert *et al.*, *BABAR* Collaboration, *BABAR Technical Design Report*, SLAC-R-95-457 (1995)
- [3-4] *An Asymmetric B factory based on PEP : Conceptual design report*, SLAC-0372 (1991)
- [3-5] SLAC Virtual Visitor Center, <http://www2.slac.stanford.edu/vvc/default.htm>
- [3-6] The *BABAR* Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/>
- [3-7] U. Wienands (PEP-II Run Coordinator), *PEP-II Update*, Présentation orale donnée au meeting de la collaboration *BABAR* le 5 décembre 2006, SLAC, États-Unis.
- [3-8] H.A. Bethe, *Moliere's theory of multiple scattering*, Phys. Rev. **89**, 1256 (1953)
- [3-9] W-M Yao *et al.*, Particle Data Group (PDG), *Review of Particle Physics*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys, **33**, 1 (2006)
- [3-10] W. Menges, *The BaBar muon system upgrade*, SLAC-PUB-12080 (2006)
- [3-11] P. Billoir, *Track Fitting With Multiple Scattering : A New Method*, Nucl. Instrum. Meth. **A225**, 352 (1984)
- [3-12] G. Lynch, S. Schaffner, S. Wagner, G. Raven, F. Wilson, *BABAR Drift Chamber Tracking Conventions*, *BABAR* note 488 (1999)
- [3-13] J. Albert, A. deSilva, O. Kaufmann, R. Kowalewski, A. Ryd, *Bunch T0 Finding*, Présentation orale donnée au meeting de la collaboration *BABAR* le 20 septembre 1999, Padova, Italie.

- [3-14] A. Drescher *et al.*, *The Argus Electron - Photon Calorimeter. 3. Electron - Hadron Separation*, Nucl. Instrum. Meth. **A237**, 464 (1985)
- [3-15] T. Sjostrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Comm. **82**, 74 (1994); <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [3-16] A. Ryd, D. Lange, *EvtGen documentation*, BABAR Analysis Document (BAD) #522 (2003); <http://hep.ucsb.edu/people/lange/EvtGen>
- [3-17] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4 : A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250 (2003); <http://cern.ch/geant4>
- [3-18] <http://cern.ch>
- [3-19] F. Bellini, S. Brunet, F. Di Lodovico, *Comparison between Monte Carlo and Data of the π^0 detection and reconstruction efficiency using τ 1-on-1 decays*, BABAR Analysis Document #378 (2003)
- [3-20] C. Hearty, *Measurement of the Number of Upsilon($4S$) Mesons Produced in Run 1 (B Counting)*, BABAR Analysis Document #134 (2001)
- [3-21] R. Brun *et al.*, *Paw : A General Purpose Portable Software Tool For Data Analysis And Presentation*, Comput. Phys. Commun. **57**, 432 (1989); <http://paw.web.cern.ch/paw/>
- [3-22] R. Brun *et al.*, *ROOT : An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 81 (1997); <http://root.cern.ch/>

CHAPITRE 4

BRANCHING FRACTION FOR $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, MEASURED IN $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ EVENTS TAGGED BY $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ DECAYS

Ce chapitre présente un document interne¹ de la collaboration *BABAR* (*BABAR* Analysis Document (BAD) #1326), écrit en anglais, qui détaille les présentes recherches. Ce document a été l'objet d'une révision minutieuse par plusieurs membres de la collaboration *BABAR* et l'auteur principal de ce document est l'auteur de cette thèse. Les résultats de cette analyse ont été publiés dans Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006). Cet article sera d'ailleurs exposé au chapitre 5.

Il est à noter que cette analyse a été présentée en version préliminaire dans plusieurs conférences internationales en 2005, après avoir été révisée par la collaboration *BABAR*. Cette version préliminaire, dont l'auteur de cette thèse est aussi le principal auteur, est documentée en détail dans la référence [4-1] et sommairement dans l'article de conférence [4-2]. Cette version préliminaire a par la suite été améliorée, ce qui nous a mené au document exposé dans ce chapitre. Les principales améliorations effectuées entre le résultat préliminaire et celui final ont été l'utilisation de plus de données, l'extraction du signal utilisant un lissage et l'extraction des rapports d'embranchement partiels en trois intervalles de q^2 .

¹Ce document utilise parfois des termes techniques liés à l'expérience *BABAR*. La liste d'abréviations et de notations placée au début de cette thèse définit ces termes.

Branching Fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, Measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ Events Tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ Decays

Sylvie Brunet^{2 3}, David Côté², Bob Kowalewski⁴,
 Masahiro Morii⁵, Paul Taras², Benoit Viaud²

Abstract

We report a total branching fraction and partial branching fractions in three bins of q^2 , the invariant mass squared of the lepton-neutrino system, for the charmless exclusive semileptonic $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ decay, where ℓ can be either a muon or an electron. This result is based on data corresponding to an integrated luminosity of 210.5 fb^{-1} (Runs 1-4) collected at the $\Upsilon(4S)$ resonance with the *BABAR* detector. The analysis uses $B\bar{B}$ events that are tagged by a B meson reconstructed in the semileptonic $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays, where X can be either a γ or a π^0 from a D^* decay.

²Université de Montréal

³Primary editor

⁴University of Victoria

⁵Harvard University

4.1 Introduction

Measurements at B Factories have significantly improved our knowledge of CP violation in the $B^0 - \bar{B}^0$ system. In particular, the angle β of the Unitarity Triangle (see fig. 4.1) has been measured to a 5% accuracy from time-dependent CP asymmetries in $b \rightarrow c\bar{c}s$ decays.

On the other hand, experimental determination of the other two angles and of the lengths of the two sides (with the third side normalized to unit length) have yet to achieve comparable precision. The uncertainty in the length of the side opposite to the angle β is dominated by the smallest CKM matrix element, $|V_{ub}|$. Improved determination of $|V_{ub}|$ therefore translates directly to a more stringent test of the Standard Model prediction.

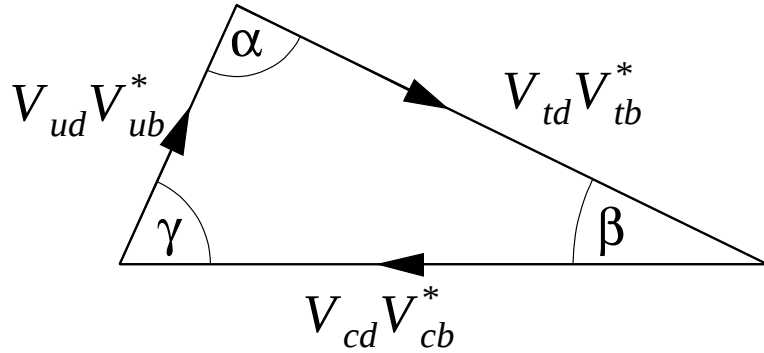


FIG. 4.1 – Representation of the Unitarity Triangle

Charmless semileptonic decays of B mesons provide the best probe for $|V_{ub}|$. Measurements can be done either exclusively or inclusively, i.e., with or without specifying the hadronic final state. Since both approaches suffer from significant theoretical uncertainties, it is important to pursue both types of measurements and test their consistency.

The exclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decay rates are related to $|V_{ub}|$ through form factors (FF). In the simplest case of $B \rightarrow \pi \ell \nu$, the differential decay rate (assuming massless leptons) is given by :

$$\frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)}{dq^2} = 2 \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2}{24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 p_\pi^3,$$

where G_F is the Fermi constant, q^2 is the invariant-mass squared of the lepton-neutrino system and p_π is the pion momentum in the B frame. The FF $f_+(q^2)$ is calculated with a variety of approaches. Major improvements achieved recently in the calculation of the FF, based on light-cone sum rules [4-4] and unquenched lattice QCD [4-5,6] calculations, should allow a competitive⁶ determination of $|V_{ub}|$ using exclusive semileptonic decays.

In this BAD, we report a branching fraction measurement from a study of the $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ decay, using event samples tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays⁷. A similar study of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ decay is reported in a separate paper [4-3,7].

We consider recent calculations by Ball and Zwicky [4-4] based on light-cone sum rules (LCSR) and by the HPQCD [4-5] and FNAL [4-6] Collaborations based on unquenched lattice QCD (LQCD). The LCSR and LQCD calculations provide the form factor with reliable uncertainties only in limited ranges of q^2 . It is therefore necessary to extrapolate the calculated form factor using empirical functions, or to measure the partial decay rates $\Delta\Gamma(B \rightarrow \pi \ell \nu)$ with appropriate cuts on q^2 , typically chosen as $q^2 < 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ for use with the LCSR and LQCD calculations, respectively.

Measurements of the branching fraction $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi \ell \nu)$ have been reported by

⁶Actually, the best precision on $|V_{ub}|$ comes from inclusive studies of semileptonic decays.

⁷Charge-conjugate modes are implied throughout this paper.

CLEO [4-8], Belle [4-9], and *BABAR* [4-10]. The CLEO and *BABAR* measurements use neutrino reconstruction in untagged $B\bar{B}$ events; the Belle measurement uses semileptonic tags. *BABAR* has also reported a measurement of the total branching fraction $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi\ell\nu)$ using fully-reconstructed hadronic tags [4-11].

4.2 Analysis strategy

This measurement is statistics limited. We look for combinations of a D^0 meson and a charged lepton (e^- or μ^-) that are kinematically consistent with $B^- \rightarrow D^0\ell^-\bar{\nu}(X)$ decays where X can be either a γ or a π^0 from a D^{*0} decay. We reconstruct the D^0 meson in the three modes listed in table 4.1. For each such B candidate, we define the signal side as the tracks and neutral clusters that are not associated with the candidate. We search in the signal side for a signature of a $B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ decay (see figs. 4.2-4.3).

Decay mode	Branching fraction (%)
$B^- \rightarrow D^0\ell^-\bar{\nu}$	2.15 ± 0.22
$B^- \rightarrow D^{*0}\ell^-\bar{\nu}$	6.5 ± 0.5
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	3.80 ± 0.09
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	13.0 ± 0.8
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	7.46 ± 0.31
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	61.9 ± 2.9
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	38.1 ± 2.9

TAB. 4.1 – B^- , D^0 and D^{*0} branching fractions related to the tagged B . The branching fraction values come from PDG 2004.

Selection criteria are optimized for the expected statistical significance of the total branching fraction in 3 q^2 bins. We define a discriminating variable, $\cos^2\phi_B$, that efficiently separates the signal from the background. Its definition is given in sect. 4.4.5. We extract the signal yield in three bins of q^2 by fitting the $\cos^2\phi_B$ distributions. Finally, we calculate the partial branching fractions using the signal

efficiency predicted in the Monte Carlo (MC) simulation. We correct for the data-MC efficiency differences using control samples in which both B mesons decay to tagging modes (sect. 4.6.3).

This analysis was performed blind.

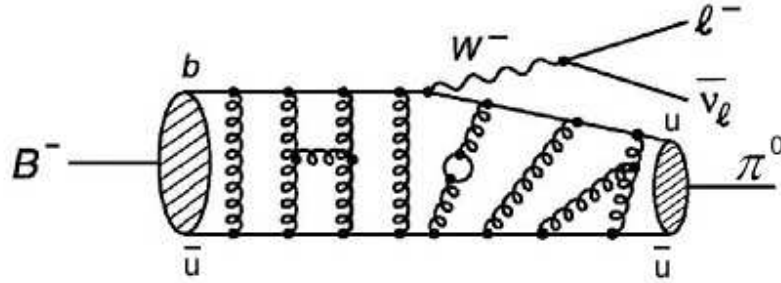


FIG. 4.2 – Feynman diagram of the semileptonic B decay $B^- \rightarrow \pi^0 \ell^- \bar{\nu}$.

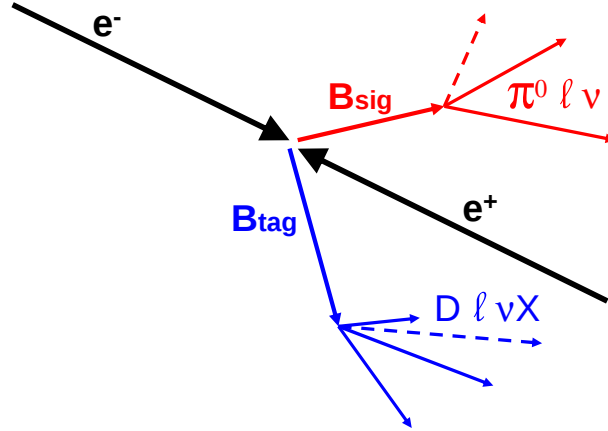


FIG. 4.3 – Schematic view of the semileptonic tag technique. One B decays in $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ (tag) while the other decays in $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ (signal).

4.3 Data samples

The following samples are used in this analysis :

- Run 1 – 4 on-resonance data ($\approx 210.5 \text{ fb}^{-1}$);
- Run 1 – 4 off-resonance data ($\approx 21.6 \text{ fb}^{-1}$);
- Signal SP5-SP6 Monte Carlo (FLATQ2⁸ [4-12] reweighted to the recent *BABAR* measurement [4-10]) :
 - 1051K $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, $B^- \rightarrow X$ decays, where X stands for any possible final state of a B^- decay;
- Backgrounds SP5-SP6 Monte Carlo :
 - 535868K generic $B^0 \bar{B}^0$ decays ($\approx 1020.7 \text{ fb}^{-1}$);
 - 534282K generic $B^+ B^-$ decays ($\approx 1017.7 \text{ fb}^{-1}$)⁹;
 - 367841K $c\bar{c}$ decays ($\approx 283 \text{ fb}^{-1}$);
 - 700552K $u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$ decays ($\approx 335.2 \text{ fb}^{-1}$);
 - 403270K $\tau^+ \tau^-$ decays ($\approx 429.0 \text{ fb}^{-1}$).

4.3.1 Monte Carlo corrections : PID, tracking, π^0 efficiency

When we analyze the ntuples, we apply the following corrections :

Tracking efficiency : We apply weights to the signal side lepton in each event, based on the data-MC efficiency ratio table produced by the Tracking Efficiency Task Force [4-13]. The average correction factor is 0.999 with an r.m.s. spread of ± 0.124 . We assume a systematic uncertainty of $\pm 0.8\%$.

Lepton identification : We apply weights to the signal side lepton that is correctly identified as electron or muon, based on the data-MC efficiency ratio table produced by the Particle ID Group. The average and r.m.s. spread

⁸FLATQ2 is a MC generator used to produce signal MC events following a flat distribution in q^2 . The generated events are then reweighted to the wanted FF models.

⁹ $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ signal events have been taken out the $B^+ B^-$ samples.

of the correction factors are 1.007 ± 0.058 and 0.929 ± 0.230 for electrons and muons, respectively. We assume systematic uncertainties of $\pm 2.0\%$ and $\pm 3.0\%$ for electrons and muons, respectively.

π^0 efficiency : We apply weights to the signal side π^0 in each event, based on the study by the Neutral Particles Group [4-14]. The correction factor is $0.959704 + 7.63622 \times 10^{-3} \cdot p$, where p is the π^0 momentum in the laboratory frame. We assume a systematic uncertainty of $\pm 3.0\%$ per π^0 .

The weights are multiplied together into an event weight. We apply these weights and systematic uncertainties for the signal side π^0 and lepton only. Discrepancies between data and MC for tracking, lepton identification and π^0 efficiency related the tag side selections will be taken into account in the double tag correction factor (see sect. 4.6.3) and the MC background systematics (see sect. 4.8.2.6).

4.3.2 $B \rightarrow X_{c/u}\ell\nu$ branching fractions

The main background event types in this analysis are $B \rightarrow X_c\ell\nu$ and $B \rightarrow X_u\ell\nu$ decays (see sect. 4.4.10). To match the current knowledge of these branching fractions, the central values of the SP5 and SP6 MC branching fractions of the background events have been changed to the values listed in table 4.2, derived from PDG 2003, isospin relations and other sources. These values have been recommended by the SL AWG [4-15]. We also evaluate the systematic uncertainty due to the poor knowledge of the $B \rightarrow X_c\ell\nu$ and $B \rightarrow X_u\ell\nu$ branching fractions using the recommended variation ranges (table 4.25) from the SL AWG [4-15].

4.4 Candidate selection

The goals of the selections are to filter the sample and to choose events that potentially contain a $B^- \rightarrow D^0\ell^-\bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ candidate, sometimes referred as a “pair”. The chosen events will be fit later on.

$\mathcal{B}(B \rightarrow X_c \ell \nu)$	SP5/SP6 $B^+ B^-$ ($\times 10^{-2}$)	used $B^+ B^-$ ($\times 10^{-2}$)	SP5/SP6 $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-2}$)	used $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-2}$)
$B \rightarrow D \ell \nu$	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
$B \rightarrow X_c \ell \nu (non - res)$	1.20	0.41	1.2	0.38
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_u \ell \nu)$	SP5/SP6 $B^+ B^-$ ($\times 10^{-4}$)	used $B^+ B^-$ ($\times 10^{-4}$)	SP5/SP6 $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-4}$)	used $B^0 \bar{B}^0$ ($\times 10^{-4}$)
$B \rightarrow \pi \ell \nu$	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	-	-
$B \rightarrow X_u \ell \nu (non - res)$	13.65	17.48	13.65	17.9

TAB. 4.2 – Branching fractions used for B semileptonic decays. The second and third columns give the values of the branching fractions for $B^+ B^-$ decays used in SP5/SP6 and the ones used in this analysis. The fourth and fifth columns show the same information for neutral B mesons.

4.4.1 Event preselection

1. We used the BToDlnu skim, plus the AddLepton sub-skim for 14-series releases (analysis-23)¹⁰. These selections are described in detail in [4-16, 17]. The relevant information of these selections will be repeated in the following sub-sections.
2. The ratio of the zeroth to the second Fox-Wolfram moments [4-18] from all charged tracks and neutral candidates, R2all, must be less than 0.5. This is done in order to eliminate continuum events, which have a more jet-like

¹⁰These represent the versions of the *BABAR* software used to perform this analysis.

topology than the B events

3. To roughly filter unwanted high multiplicity events, each event is asked to have a maximum of 12 candidates in the *GoodTracksVeryLoose* list and a maximum of 100 candidates in the *CalorNeutral* list (see appendix III for the lists' definitions).
4. The event must contain at least one $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ candidate in the *BToDorDstarlnuX* list [4-16] with a maximum of 6 non-tag tracks in the *chargedTracks* list or a double tag (two non-overlapping¹¹ $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ candidates).

4.4.2 $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ selection

1. D^0 mesons are reconstructed in three decay modes : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. The particles are taken from *GoodTracksVeryLoose* ($\pi^\pm$), *KMicroNotPion* ($K^\pm$) and *Pi0AllDefault* (π^0) lists. The χ^2 probability of the D meson vertex must be greater than 0.001. Large D^0 mass sidebands are needed to subtract the combinatorial D^0 s. A D^0 meson must have its mass within 7.5σ of its fitted mass mean. We define the m_{D^0} peak region as $|m_{D^0} - m_{D^0}^{\text{fitted}}| \leq 3\sigma$. Numerical values of the mass resolution and the fitted means are given in table 4.3.
2. $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays contain an energetic lepton. Thus, starting from the *GoodTracksTight* list, a lepton (which fulfill the *PidLHElectrons* or the *muMicroTight* PID requirement) with momentum between 0.8 GeV/c and 3.0 GeV/c in the $\mathcal{T}_{4S}$ frame has to be found in the event. The χ^2 probability of the D^0 meson + lepton vertex must be greater than 0.001.

¹¹no neutral or charged candidates in common

D^0 decay mode	fitted mean (GeV/ c^2)	σ value (GeV/ c^2)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1.864 (MC) 1.864 (Data)	0.0061 (MC), 0.0061 (Data)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	1.865 (MC) 1.864 (Data)	0.0048 (MC), 0.0046 (Data)
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	1.862 (MC) 1.863 (Data)	0.0117 (MC), 0.0129 (Data)

TAB. 4.3 – Numerical values of the D^0 mass mean and σ for different D^0 decay modes.

3. The value of $\cos \theta_{BY}$ must lie between -5 and 5 (loose cut). $\cos \theta_{BY}$ is defined as the angle between the B and the $D^0 \ell$ momentum vector in the $\Upsilon(4S)$ frame (see eq. (4.1)). By construction, this variable, which assumes that the missing mass in the event is 0, should vary between -1 and +1. However, due to detector and reconstruction effects, $\cos \theta_{BY}$ can fall outside this range. For example, the $\cos \theta_{BY} \leq -1$ region is populated when soft particles are missing, as happens for some of the higher D mass states. Bremsstrahlung photons that are not detected may also result in values of $\cos \theta_{BY} \leq -1$.

$$\cos \theta_{BY} = \frac{2E_B E_{D^0 \ell} - m_B^2 - m_{D^0 \ell}^2}{2|\vec{p}_B| |\vec{p}_{D^0 \ell}|} \quad (4.1)$$

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

There are often more than one $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ candidate in a event. All candidates are kept at this stage; they will be consolidated to one candidate per event after the $\pi^0 \ell^+ \nu$ selection.

4.4.3 $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ selection

1. $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ decays contain a lepton as well. We require the event to contain a second lepton coming from the *GoodTracksLoose* list which fulfill the *PidL-HElectrons* or the *MuonNNLoose* PID requirement. To be contained in the detector fiducial volume, the lepton has to have a polar angle (θ) between 0.41 and 2.54 radians.

2. The π^0 candidates are chosen from the composite candidates present in the *pi0AllDefault* list (see appendix III for the list definition). The reconstructed π^0 mass must lie between 115 MeV/ c^2 and 150 MeV/ c^2 .
3. The values of $\cos \theta_{B\pi^0\ell}$, defined in analogy to eq. (4.1) (replacing D^0 with π^0) must be between -5 and 5 (loose cut).
4. The charge of the lepton on the tag side has to be the opposite sign of the lepton on the signal side.
5. If the reconstruction was ideal, a B^+B^- event which contains the decays $B^- \rightarrow D^0\ell^-\bar{\nu}(X)$ and $B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ should have no remaining charged tracks and no remaining neutral energy. In reality, poorly reconstructed charged tracks or neutral candidates and machine background can give rise to extra remaining charged tracks and neutral energy. In the following subsections, unless stated otherwise, the remaining number of tracks (T_{extra}) refers to the number of charged tracks still present in the event once all charged tracks used for the tag and the signal decays have been selected and removed from the list. The remaining neutral energy (E_{extra}) is defined as the sum of the energies of all remaining photon candidates once the tag and signal candidates have been reconstructed. In the special case in which a photon (up to two) coming from this list can be added to a D^0 meson to form a suitable¹² D^{*0} , it will not be part of the remaining neutral energy. The photons and tracks are selected following the prescriptions described in [4-19], with the following differences, to be coherent with the $B^0 \rightarrow \pi^+\ell^-\nu$ analysis [4-3] :

¹² $\cos \theta_{BY}$ of these D^{*0} candidates must lie between -2.0 and 1.1. The difference in mass between the D^{*0} and the D must be smaller than 150 MeV.

- We apply a minimum energy cut of 80 MeV on the neutral clusters.
- We do not apply the cut on the cluster lateral moment.
- The minimum angular separation, $\Delta\alpha$, between the neutral cluster and the nearest track is increased from 80 mrad to 150 mrad.

The algorithm in [4-19] is based on [4-20], and has been tuned for the release 14 data and corresponding MC simulation. T_{extra} must be equal to 0. It is seen (see fig. 4.11 a)) that some of the MC signal events have one or more remaining tracks. These tracks are mainly secondary particles coming from muons or pions found in the tag side of the events. E_{extra} must be less than 250 MeV. There are three main sources of remaining neutral energy for MC signal events (see fig. 4.11 b)). The dominant one is due to the cases where a D^{*0} is present in the event and where the photon(s) has (have) not been correctly associated with the D^0 meson. The second source of extra neutral energy is the presence of *split-offs*¹³ while the third one is the existence of beam background photons.

About 20% of the MC signal events at this stage contain more than one $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidate. If this happens, the candidate with the smallest $|\cos \theta_{BY}|$ is selected as the best candidate. Note that both m_{D^0} signal and sideband are considered together. In other words, a candidate in the sideband may override a candidate in the signal region if it has a smaller $|\cos \theta_{BY}|$ value. This ensures that the m_{D^0} distribution is unbiased by the procedure, which is necessary for the sideband subtraction to work. The loss of signal is in any case negligible. If multiple $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates remain after the smallest $|\cos \theta_{BY}|$ selection, we favor the candidate having the largest $p_{\pi^0}^*$. This is needed for about 7% of the MC signal events. This way of selecting the best candidate has been chosen to be coherent with [4-3].

¹³These are EMC clusters created by charged particles but not correctly associated to them. The EMC clusters are then considered as photon candidates.

4.4.4 D^0 sideband subtraction

We subtract the D^0 combinatoric background using the m_{D^0} sidebands. As stated in sect. 4.4.2, a D^0 having its mass within 3σ of its fitted mass mean falls in the m_{D^0} peak region. A D^0 having its mass between 3σ and 7.5σ of its fitted mass mean is included in the sideband region. We assume that the combinatoric background is linear in m_{D^0} (fig. 4.4 shows that this assumption is reasonable), and scale the distributions in the sideband by the ratio of the widths of the signal and sideband regions, before subtracting from the signal band distribution. The ratio is equal to $\frac{3}{4.5}$. The systematic error related to the linearity assumption will be evaluated in sect. 4.8.1.5.

4.4.5 Discriminating variable

We use $\cos^2 \phi_B$ (see fig. 4.5) as the principal discriminating variable in this measurement. Its definition is given in [4-3] :

The momenta of the two B mesons must be back-to-back in the center-of-mass frame. Given $\cos \theta_{BY}$, $\cos \theta_{B\pi^0\ell}$, and the directions of $p_{D^0\ell}^*$ and $p_{\pi^0\ell}^*$, we can determine the direction of the B momenta up to two-fold ambiguity. Defining ϕ_B as the angle between p_B^* and the plane defined by $p_{D^0\ell}^*$ and $p_{\pi^0\ell}^*$, we find

$$\cos^2 \phi_B = \frac{\cos^2 \theta_{BY} + \cos^2 \theta_{B\pi^0\ell} + 2 \cos \theta_{BY} \cos \theta_{B\pi^0\ell} \cos \gamma}{\sin^2 \gamma}, \quad (4.2)$$

where γ is the angle between $p_{D^0\ell}^*$ and $p_{\pi^0\ell}^*$. The derivation of eq.(4.2) is found in appendix IV. This equation assumes that $\cos \theta_{BY}$ and $\cos \theta_{B\pi^0\ell}$ are correct, i.e., both the tag-side and the signal-side of the event have been correctly reconstructed with only one neutrino missing on each side. (It also assumes 3-momentum conservation in the $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ decay, which we take for granted.) In that case, the variable $\cos^2 \phi_B$ must be between 0 and 1. If any part of the reconstruction is incorrect,

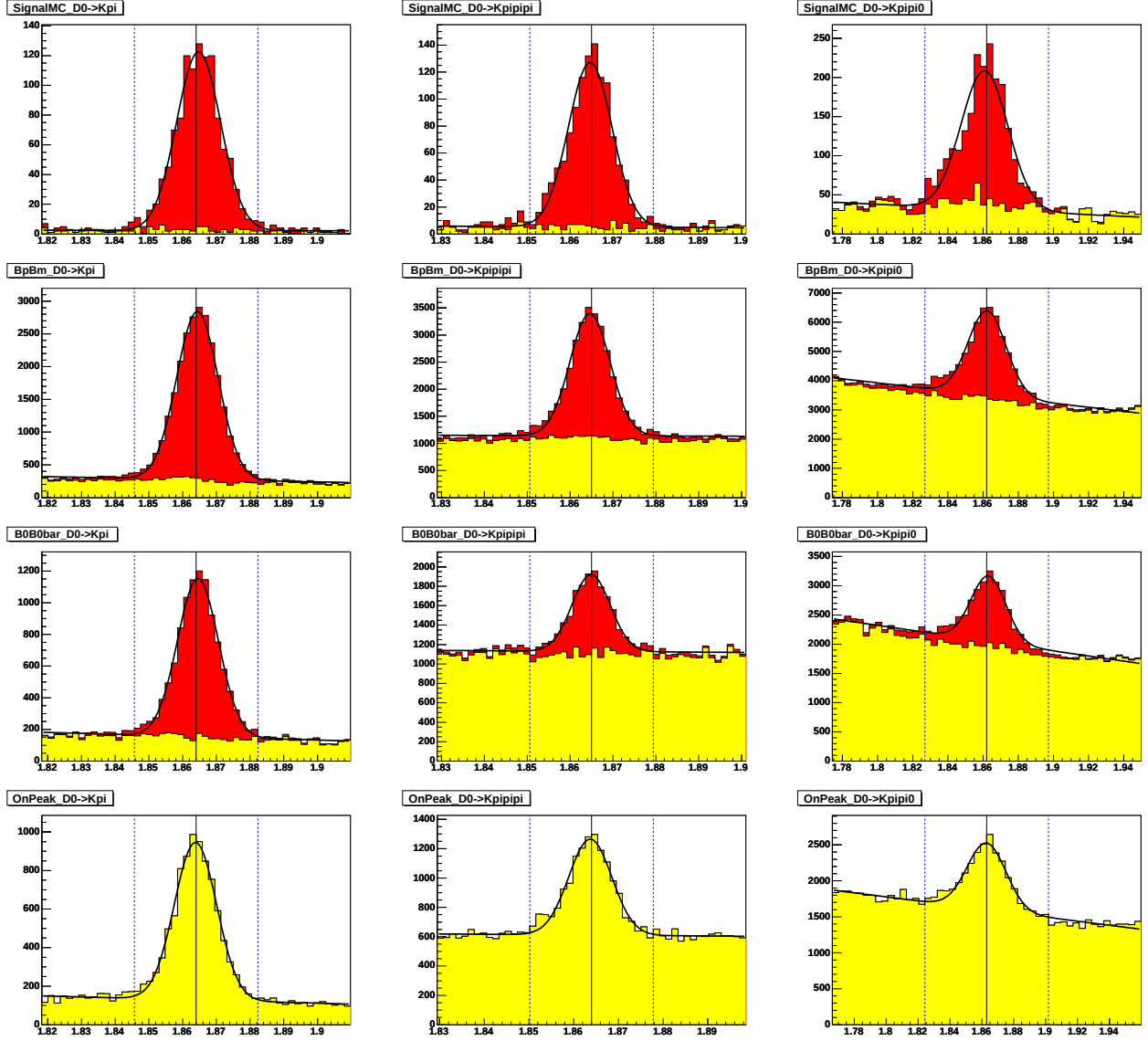


FIG. 4.4 – m_{D^0} fits to test the hypothesis that the combinatoric background is linear in m_{D^0} . For each plot, the x axis is the D^0 candidate mass (GeV/c^2) while the y axis is the number of entries. First, second, third and forth rows represent MC signal, MC B^+B^- , MC $B^0\bar{B}^0$ and on resonance data respectively. The left column shows the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ mode, the second one the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ mode and the third one the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ mode. For MC, the truth-matched D^0 are in red while the other ones are shown in yellow. Events inside the 2 blue lines are events having m_{D^0} within 3σ of the fitted m_{D^0} mean. Runs 1-4 have been used to produce these plots. All the selections have been applied except that we've loosened the T_{extra} and the E_{extra} cuts to $T_{extra} \leq 5$ and $E_{extra} \leq 1\text{ GeV}$ to get more statistics. The PDFs used are a Gaussian plus a straight line. The agreement of the combinatoric D^0 background with a straight line is not perfect but seems reasonable.

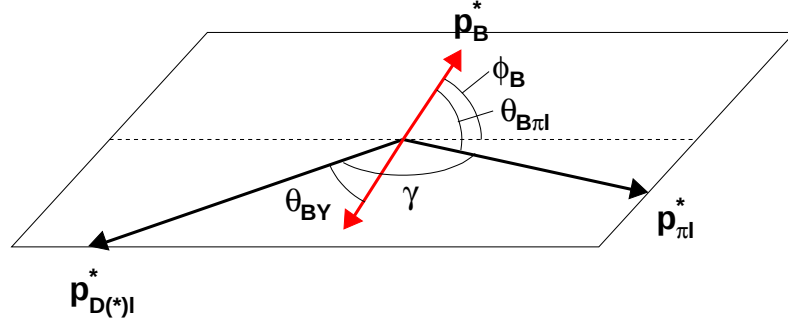


FIG. 4.5 – Angles ϕ_B , θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0\ell}$, and γ implied in $\cos^2 \phi_B$ [4-3]. Note that the red arrows, representing the B mesons, are not in the plane defined by $p_{\pi^0\ell}^*$ and $p_{D^{(*)}\ell}^*$. See text for details.

$\cos^2 \phi_B$ is no longer a cosine squared of any physical angle, and its distribution is broad.

4.4.6 Cut optimization

We optimize the cuts based on the expected significance of the total signal yield, defined as $\sqrt{s+b}/s$ where s and b are the expected numbers of signal and background MC events that pass the event selection. This is done in 3 bins of q^2 . Since we do not cut on the final discriminating variable $\cos^2 \phi_B$, defined in sect. 4.4.5, we apply an ad-hoc cut of $\cos^2 \phi_B \leq 2$ for this optimization procedure. While this cut-and-count approach differs from the way we extract the signal yield, the event selection criteria that produce the best results are likely very similar. The optimization is done one cut at a time, with all the other cuts applied. We vary one cut until a minimum is found, repeat the process with another cut, and iterate until all the cuts are at the optimum simultaneously. Fig. 4.6 shows the optimization results for the remaining neutral energy, the remaining number of tracks and the lower bound of the lepton momentum of the tag side in the $\Upsilon(4S)$ frame cuts.

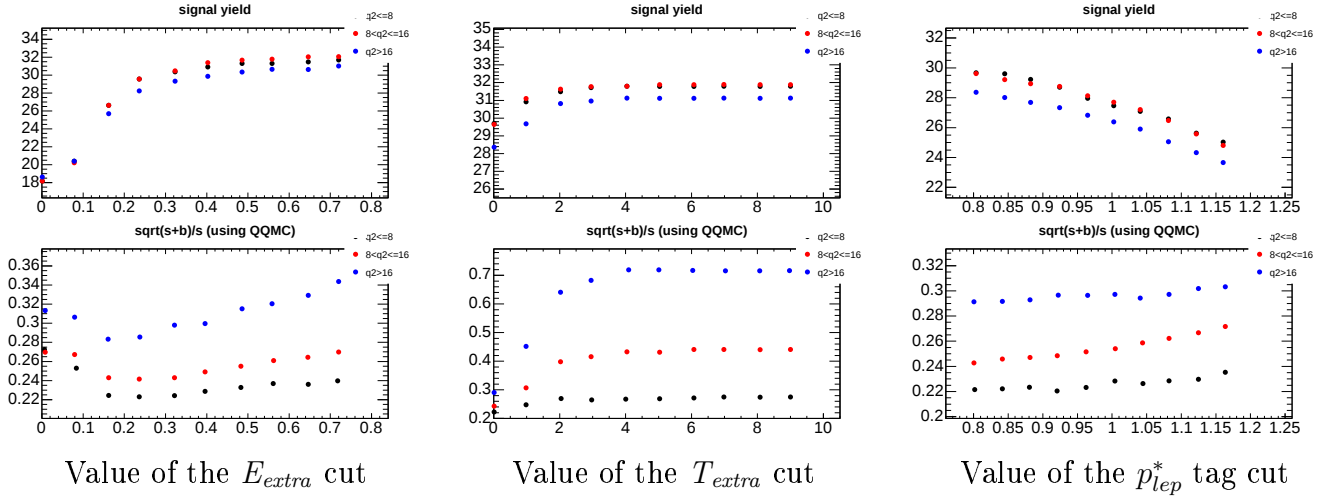


FIG. 4.6 – Optimization of the E_{extra} cut (GeV) (left), the T_{extra} cut (middle) and the lower bound of the lepton momentum of the tag side in the $\Upsilon(4S)$ frame cut (GeV/c) (right). The top plots show the expected signal yield for a given cut (x axis) while the bottom ones show the expected $\frac{\sqrt{s+b}}{s}$. The black, red and blue dots stand for the first, second and third bin of q^2 , respectively. The specific values of $\frac{\sqrt{s+b}}{s}$ do not represent the expected relative statistic error on the branching fraction since not all the cuts have been applied, but its minimum is meaningful since the correlations between the variables are small.

4.4.7 Efficiency / cut flow tables

The efficiency and cut flow information for all data categories is found in tables 4.4-4.8. In the column labeled *scaled*, we've scaled the number of events to the on-resonance luminosity. The cumulative efficiency is defined as the number of events after a given set of cuts divided by the number of events before all the cuts. The marginal efficiency is defined as the number of events after a given set of cuts divided by the number of events before the last cut was made. The row labeled *Start* represents the number of events before any cuts. Since we choose the best $D^0\ell^-\bar{\nu}(X)+\pi^0\ell^+\nu$ pair at the very end of the selection, the m_{D^0} sideband subtracted numbers are shown only on the last row of the table. For this last row, we show the corresponding statistical uncertainty. Since each event is in fact represented by a weight (w_i), we have computed the statistical uncertainty using $\sqrt{\sum_i w_i^2}$.

signal MC Cut	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Start	1051000	41725.3	1.0e+02	-
Subskim	1051000	41725.3	1.0e+00	100.0
R2All	1004103	39863.5	9.6e-01	95.5
Multiplicity	1000905	39736.5	9.5e-01	99.7
Tag Mode and non-tag tracks	112694	4474.0	1.1e-01	11.3
Good Tag candidate ≥ 1	79817	3168.8	7.6e-02	70.8
Has good pair	8866.4	352.0	8.4e-03	11.1
$T_{extra} = 0$	5980.4	237.4	5.7e-03	67.5
$E_{extra} \leq 0.25 \text{ GeV}$	4564.2	181.2	4.3e-03	76.3
Leptons have opp. charge	4553.6	180.8	4.3e-03	99.8
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	4185.0	166.1	4.0e-03	91.9
SB subtraction of the best pair	3177.8 ± 73.7	126.2 ± 2.9	3.0e-03	75.9

TAB. 4.4 – Cut flow table for signal MC events

4.4.8 Data-MC comparisons

Comparisons between MC simulation and data is performed to check how well the simulation models the data. Off-resonance data is used instead of the sum of

B^+B^- MC				
Cut	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Start	534282433	110536089.7	1.0e+02	-
Subskim	44528649	9212398.6	8.3e-02	8.3
R2All	44208645	9146193.9	8.3e-02	99.3
Multiplicity	41973631	8683798.6	7.9e-02	94.9
Tag Mode and non-tag tracks	16717377	3458608.0	3.1e-02	39.8
Good Tag candidate ≥ 1	12416662	2568846.0	2.3e-02	74.3
Has good pair	1026416.2	212352.6	1.9e-03	8.3
$T_{extra} = 0$	77011.1	15932.6	1.4e-04	7.5
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	11665.6	2413.5	2.2e-05	15.1
Leptons have opp. charge	11084.2	2293.2	2.1e-05	95.0
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	5866.6	1213.7	1.1e-05	52.9
SB subtraction of the best pair	2412.0 $\pm$ 75.7	499.0 $\pm$ 15.7	4.5e-06	41.1

TAB. 4.5 – Cut flow table for B^+B^- MC events

$B^0\bar{B}^0$ MC				
Cut	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Start	535868225	110538361.6	1.0e+02	-
Subskim	46896423	9673747.2	8.8e-02	8.8
R2All	46541702	9600575.7	8.7e-02	99.2
Multiplicity	43566924	8986941.5	8.1e-02	93.6
Tag Mode and non-tag tracks	15449754	3186959.8	2.9e-02	35.5
Good Tag candidate ≥ 1	10964206	2261685.4	2.0e-02	71.0
Has good pair	669577.7	138120.1	1.2e-03	6.1
$T_{extra} = 0$	26994.9	5568.5	5.0e-05	4.0
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	4893.7	1009.5	9.1e-06	18.1
Leptons have opp. charge	3880.5	800.5	7.2e-06	79.3
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	1771.9	365.5	3.3e-06	45.7
SB subtraction of the best pair	296.2 $\pm$ 37.5	61.1 $\pm$ 7.7	5.5e-07	16.7

TAB. 4.6 – Cut flow table for $B^0\bar{B}^0$ MC events

On-resonance data				
Cut	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Start	3095701522	3095701522.0	1.0e+02	-
Subskim	32751707	32751707.0	1.1e-02	1.1
R2All	28269442	28269442.0	9.1e-03	86.3
Multiplicity	26815940	26815940.0	8.7e-03	94.9
Tag Mode and non-tag tracks	9240617	9240617.0	3.0e-03	34.5
Good Tag candidate ≥ 1	6430773	6430773.0	2.1e-03	69.6
Has good pair	500739.0	500739.0	1.6e-04	7.8
$T_{extra} = 0$	30635.0	30635.0	9.9e-06	6.1
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	5430.0	5430.0	1.8e-06	17.7
Leptons have opp. charge	4878.0	4878.0	1.6e-06	89.8
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	2495.0	2495.0	8.1e-07	51.1
SB subtraction of the best pair	813.3 $\pm$ 44.0	813.3 $\pm$ 44.0	2.6e-07	32.6

TAB. 4.7 – Cut flow table for On-resonance data events

Off-resonance data				
Cut	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Start	261268501	2546416867.4	1.0e+02	-
Subskim	1434073	13976991.7	5.5e-03	0.5
R2All	997880	9725697.7	3.8e-03	69.6
Multiplicity	957069	9327939.0	3.7e-03	95.9
Tag Mode and non-tag tracks	277651	2706086.6	1.1e-03	29.0
Good Tag candidate ≥ 1	165818	1616121.9	6.3e-04	59.7
Has good pair	13449.0	131078.8	5.1e-05	8.1
$T_{extra} = 0$	708.0	6900.4	2.7e-06	5.3
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	106.0	1033.1	4.1e-07	15.0
Leptons have opp. charge	89.0	867.4	3.4e-07	84.0
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	44.0	428.8	1.7e-07	49.4
SB subtraction of the best pair	4.0 $\pm$ 5.5	39.0 $\pm$ 54.0	1.5e-08	9.1

TAB. 4.8 – Cut flow table for Off-resonance data events

$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ MC	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Cut				
Start	403270000	253306388.4	1.0e+02	-
Subskim	7775073	4883764.4	1.9e-02	1.9
R2All	5813041	3651351.3	1.4e-02	74.8
Multiplicity	5637110	3540843.5	1.4e-02	97.0
Tag Mode and non-tag tracks	1578299	991378.5	3.9e-03	28.0
Good Tag candidate ≥ 1	912796	573355.5	2.3e-03	57.8
Has good pair	83726.9	52591.4	2.1e-04	9.2
$T_{extra} = 0$	3187.5	2002.2	7.9e-06	3.8
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	266.5	167.4	6.6e-07	8.4
Leptons have opp. charge	226.8	142.4	5.6e-07	85.1
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	111.8	70.2	2.8e-07	49.3
SB subtraction of the best pair	-7.2 $\pm$ 8.2	-4.5 $\pm$ 5.2	-1.8e-08	-6.5

TAB. 4.9 – Cut flow table for $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ MC events

$c\bar{c}$ MC	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Cut				
Start	367840626	273670115.2	1.0e+02	-
Subskim	9240005	6874480.6	2.5e-02	2.5
R2All	7573957	5634955.8	2.1e-02	82.0
Multiplicity	7341404	5461938.5	2.0e-02	96.9
Tag Mode and non-tag tracks	2583382	1922013.0	7.0e-03	35.2
Good Tag candidate ≥ 1	1683637	1252610.8	4.6e-03	65.2
Has good pair	114844.0	85442.9	3.1e-04	6.8
$T_{extra} = 0$	6094.7	4534.4	1.7e-05	5.3
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	560.8	417.2	1.5e-06	9.2
Leptons have opp. charge	483.3	359.6	1.3e-06	86.2
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	219.1	163.0	6.0e-07	45.3
SB subtraction of the best pair	16.5 $\pm$ 12.3	12.2 $\pm$ 9.1	4.5e-08	7.5

TAB. 4.10 – Cut flow table for $c\bar{c}$ MC events

$\tau^+\tau^-$ MC	# events	# events (scaled)	Cumul. Eff	Marg.Eff (%)
Cut				
Start	700551526	343824384.0	1.0e+02	-
Subskim	673675	330633.6	9.6e-04	0.1
R2All	100448	49299.0	1.4e-04	14.9
Multiplicity	100067	49112.0	1.4e-04	99.6
Tag Mode and non-tag tracks	18592	9124.8	2.7e-05	18.6
Good Tag candidate ≥ 1	7462	3662.3	1.1e-05	40.1
Has good pair	369.9	181.5	5.3e-07	5.0
$T_{extra} = 0$	174.0	85.4	2.5e-07	47.1
$E_{extra} \leq 0.25$ GeV	90.6	44.5	1.3e-07	52.0
Leptons have opp. charge	87.8	43.1	1.3e-07	96.9
$\cos^2 \phi_B \leq 20$	43.9	21.5	6.3e-08	50.0
SB subtraction of the best pair	-1.8 ± 5.3	-0.9 ± 2.6	$-2.6e-09$	-4.2

TAB. 4.11 – Cut flow table for $\tau^+\tau^-$ MC events

MC $c\bar{c}$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ and $\tau^+\tau^-$ events to reduce the sources of discrepancies due to the imperfect detector description by the MC and the absence of some processes in the simulation. However, we will prove later on (sect. 4.4.9) that the MC $q\bar{q}$ is a satisfying simulation of the Off-resonance data.

For these comparisons, the whole (Runs 1-4) generic $B^0\bar{B}^0$, generic B^+B^- MC samples and off-resonance data sample are scaled to the on-resonance luminosity. All the cuts described in sections 4.4.1 to 4.4.3, except T_{extra} , E_{extra} and the choice of the best candidate, have been applied. The D^0 sideband subtraction has not been performed. When relevant, the signal distributions (not scaled to the on-resonance luminosity) are also shown in the top distributions. Note that the $\pi^0\ell$ coming from the signal events are truth-matched. The very bottom plots show the ratio data/MC for each bin. Fig. 4.7 and fig. 4.8 show data-MC comparisons for event variables and all tags within one event, respectively. Figs. 4.9, 4.10 and 4.11 show data-MC comparisons for $B^- \rightarrow D^0\ell^-\bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0\ell^+\nu$ pairs within one event.

The agreement between data and MC is quite good in general.

4.4.9 Using $q\bar{q}$ MC instead of off-resonance data

We have checked that $q\bar{q}$ MC models the off-resonance data well enough to be usable in the fit described in sect. 4.5.

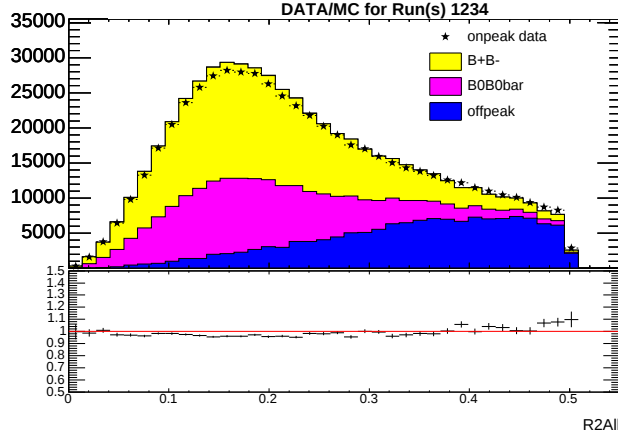
The low number of non- $B\bar{B}$ events after all cuts (see sect. 4.4.7) prevents us to compare $q\bar{q}$ MC and off-resonance data after all the selections. We then use $E_{extra} \leq 1 \text{ GeV}$ and $T_{extra} \leq 5$ in order to get higher statistics. Figs. 4.12 and 4.13 show the comparison between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data in the three bins of q^2 for events having m_{D^0} within and above 3σ of the fitted m_{D^0} mean. The $q\bar{q}$ MC distributions have been scaled to the off-resonance data integrated luminosity. We see that the shapes and normalizations are similar. This test has been repeated for even more relaxed selections : no cut on E_{extra} and T_{extra} . The results are seen in figs. 4.14 and 4.15 and the conclusions remain the same. Therefore, we are confident that using $q\bar{q}$ MC to simulate the non- $B\bar{B}$ events that pass our selections is the correct way to go. Furthermore, the systematic uncertainties related to the MC background $\cos^2 \phi_B$ shape will be evaluated in sect. 4.8.2.6.

4.4.10 $B\bar{B}$ background composition

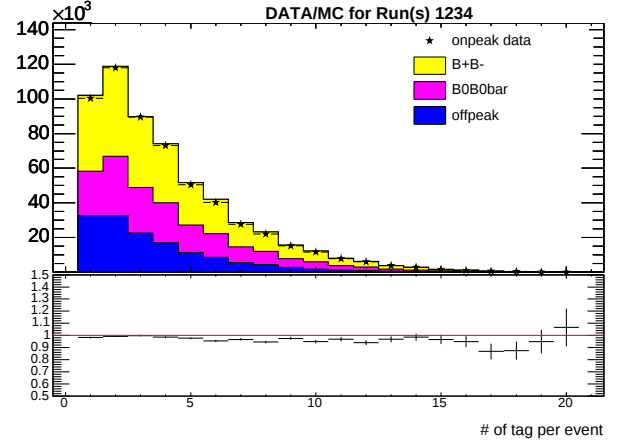
The relative composition of the MC $B\bar{B}$ background events is shown in table 4.12. The most abundant remaining MC $B\bar{B}$ background decays are by far the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ + $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays. It is followed by $B \rightarrow X_c \ell \nu$ + $B \rightarrow \text{non-SL}$ and $B \rightarrow X_c \ell \nu$ + $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays.

4.4.11 $\cos^2 \phi_B$ shape for MC background

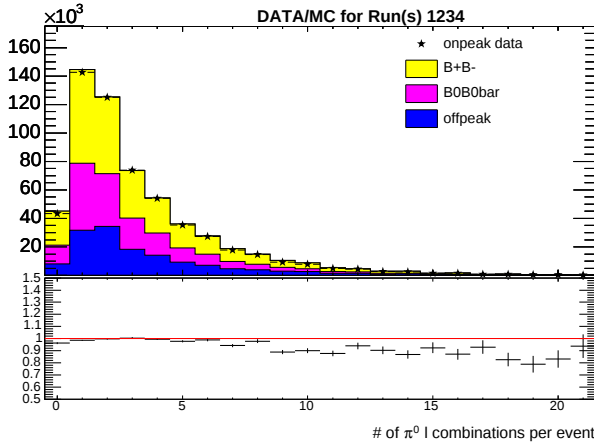
It is important that the $\cos^2 \phi_B$ distribution for the background is well simulated in the MC. To test this, we select an event sample that is depleted in signal and compare the $\cos^2 \phi_B$ distributions between the data and the MC.



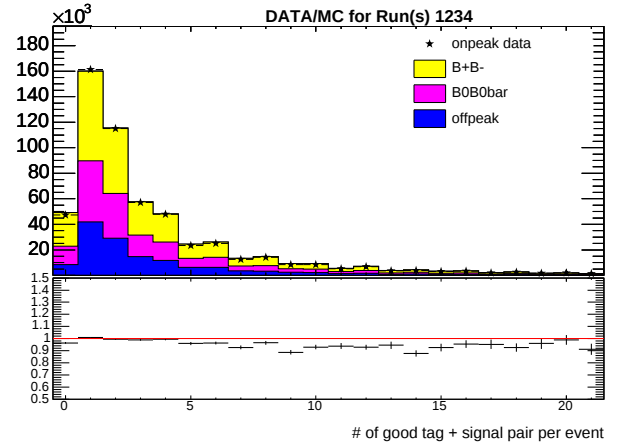
(a)



(b)

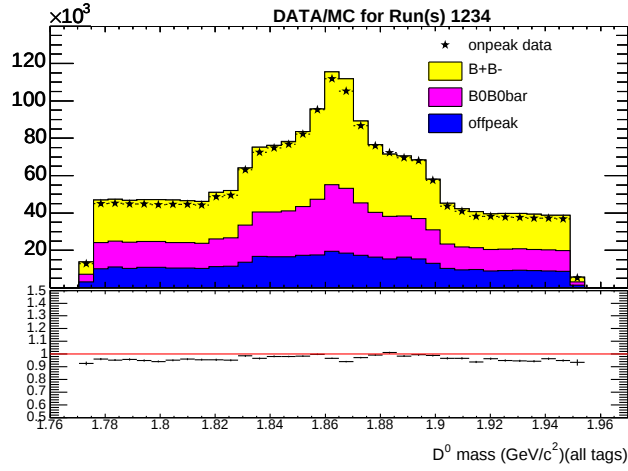


(c)

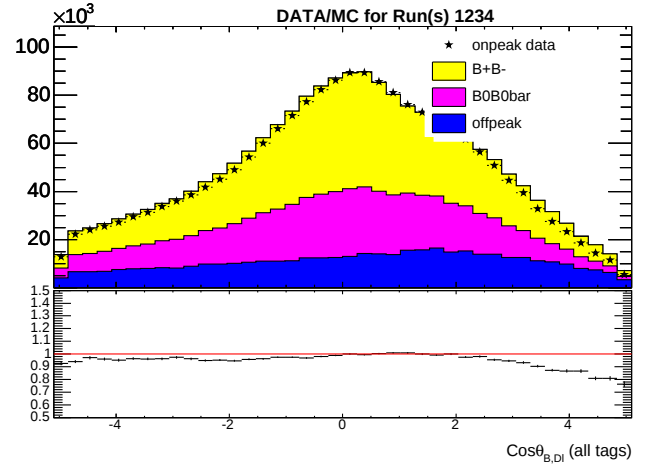


(d)

FIG. 4.7 – Data-MC comparison for event variables. (a) is $R2All$, (b) is the number of $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ tags per event, (c) is the number of $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates per event and (d) is the number of $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ pairs per event.



(a)



(b)

FIG. 4.8 – Data-MC comparison for all tags within one event. (a) is the D^0 mass for the 3 D^0 decay modes (which are responsible for the structures seen), (b) is the $\cos\theta_{BY}$ distribution.

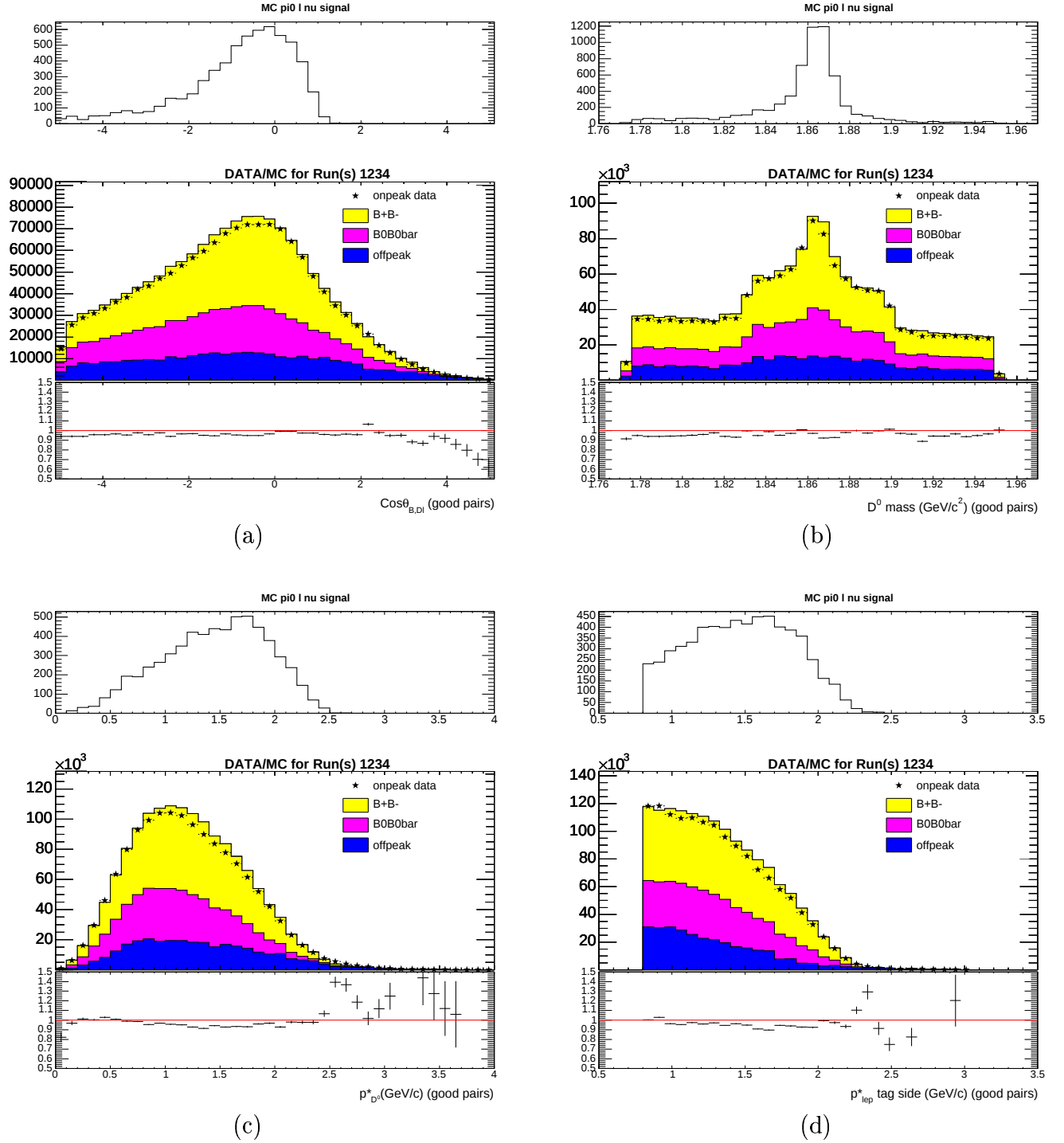


FIG. 4.9 – Data-MC comparison for $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ pairs within one event. These variables are related to the tag side. (a) is $\cos \theta_{BY}$, (b) is the D^0 mass for the 3 D^0 decay modes (which are responsible for the structures seen), (c) is the D^0 momentum in the $\Upsilon(4S)$ frame and (d) is the lepton (tag side) momentum in the $\Upsilon(4S)$ frame.

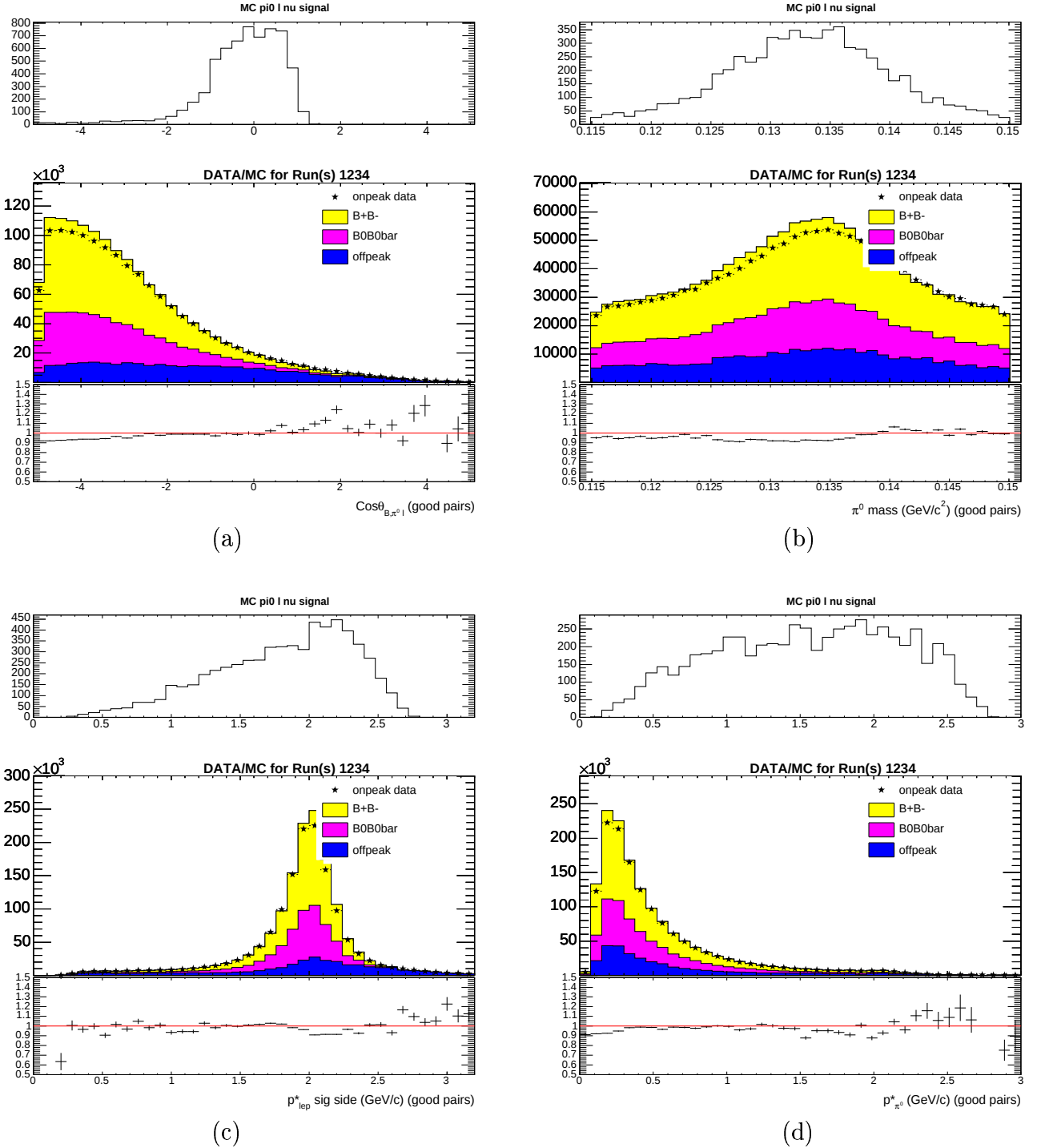


FIG. 4.10 – Data-MC comparison for $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ pairs within one event. These variables are related to the signal side. (a) is $\cos \theta_{B\pi^0 \ell}$, (b) is the π^0 mass, (c) is the lepton (signal side) momentum in the $\Upsilon(4S)$ frame and (d) is the π^0 momentum in the $\Upsilon(4S)$ frame.

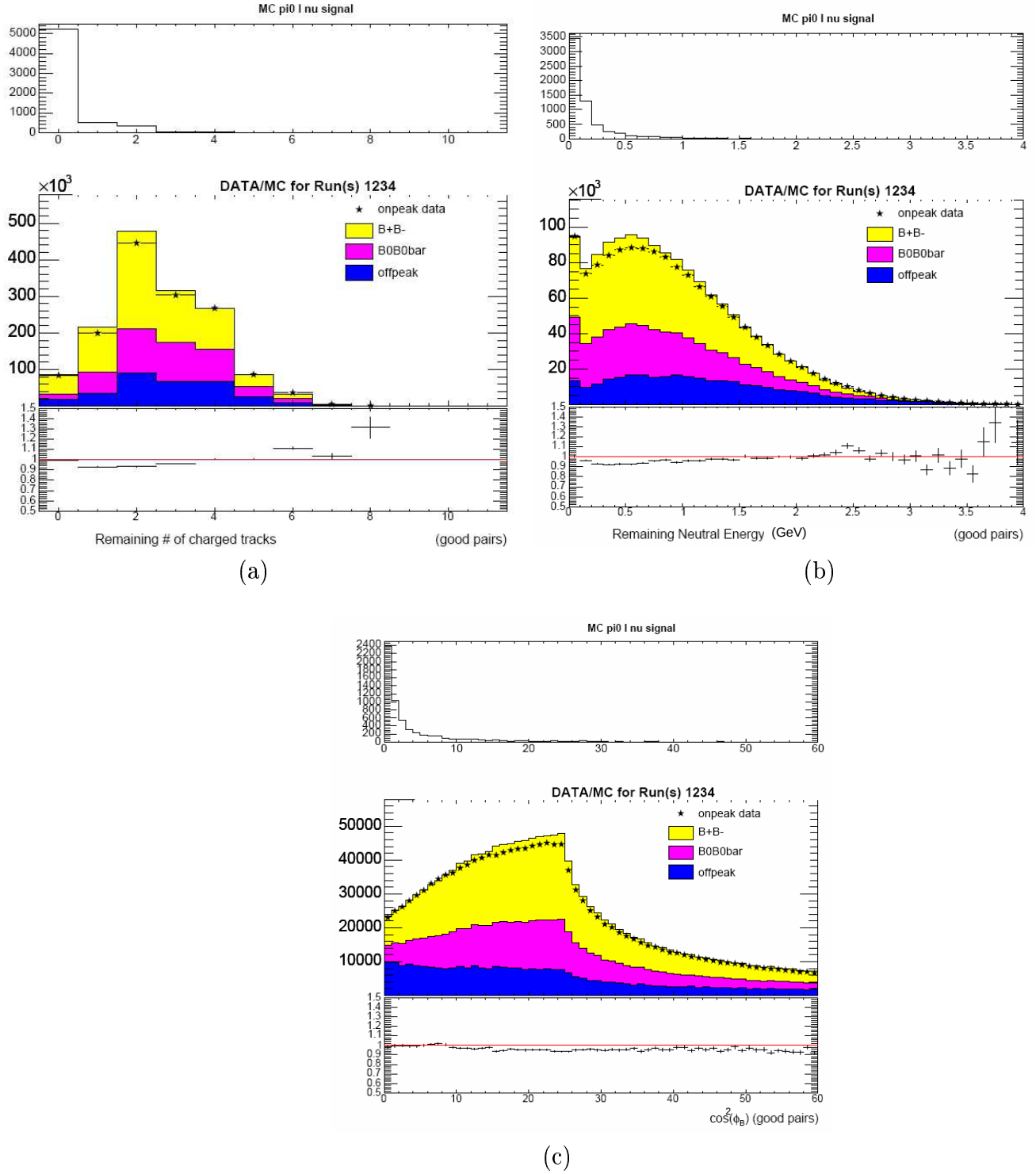


FIG. 4.11 – Data-MC comparison for $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X) + B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ pairs within one event. (a) is T_{extra} , (b) is E_{extra} and (c) is $\cos^2 \phi_B$. The final selections (before the fit) are $\cos^2 \phi_B \leq 20$, $T_{extra} = 0$ and $E_{extra} \leq 0.250$ GeV. $\cos^2 \phi_B$ is the variable we fit to extract the signal.

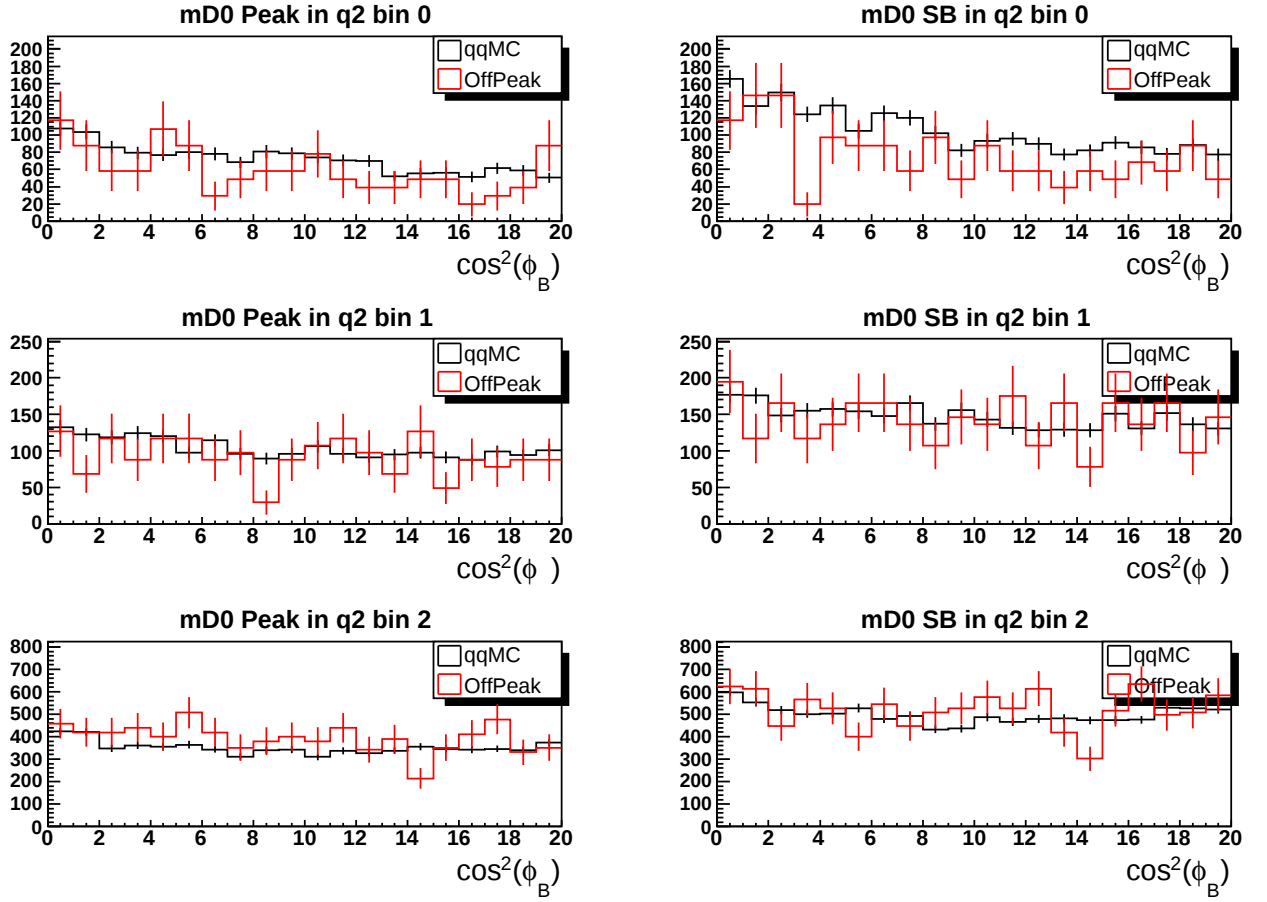


FIG. 4.12 – Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data in the three bins of q^2 . We used $E_{extra} \leq 1$ GeV and $T_{extra} \leq 5$ in order to get higher statistics. The three rows represent the three bins of q^2 . The left (right) plots contain events having m_{D^0} within (above) 3σ of the fitted m_{D^0} mean. The corresponding ratio plots are found in fig. 4.13.

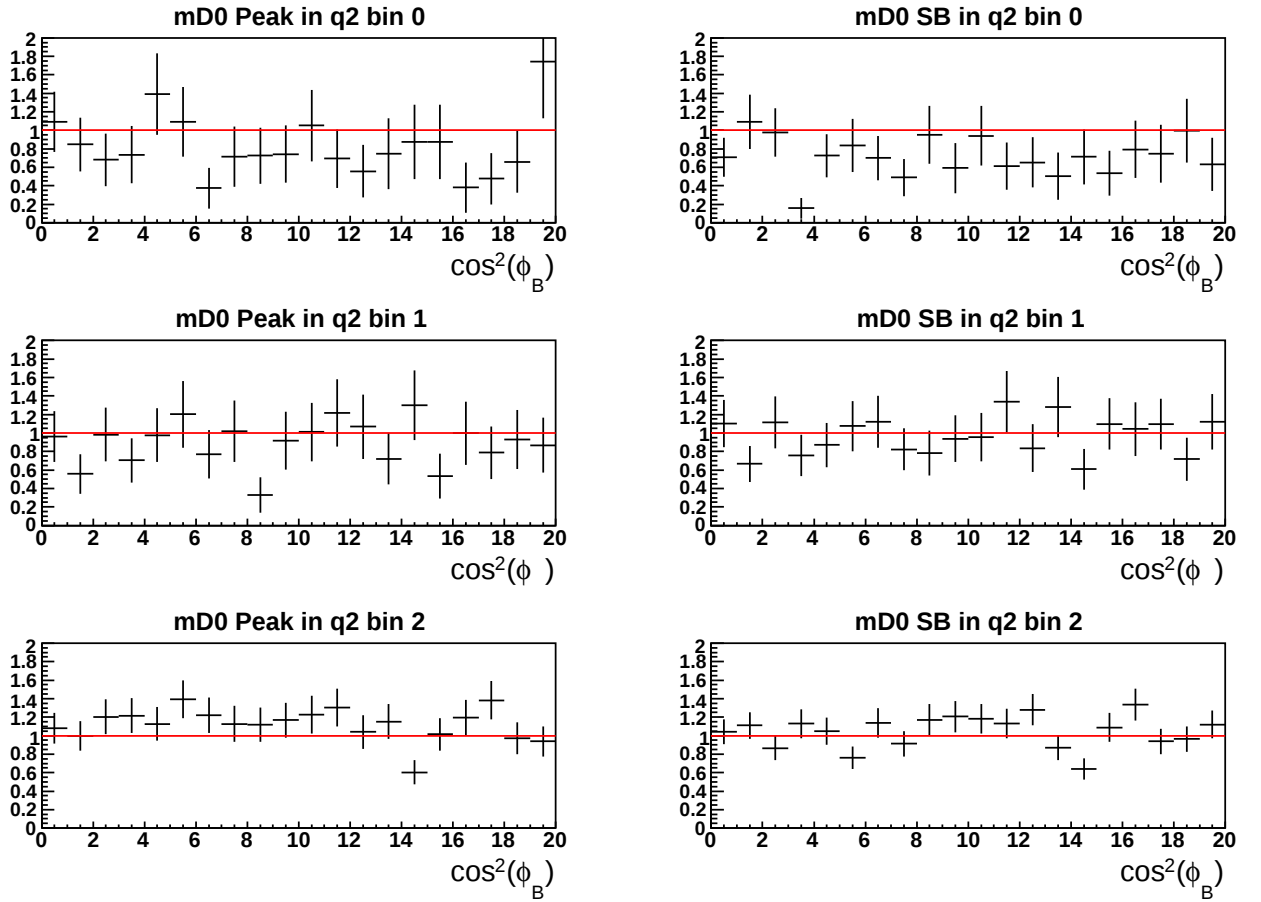


FIG. 4.13 – Off-resonance data over $q\bar{q}$ MC ratio for $\cos^2 \phi_B$. These ratios correspond to the data shown in fig. 4.12.

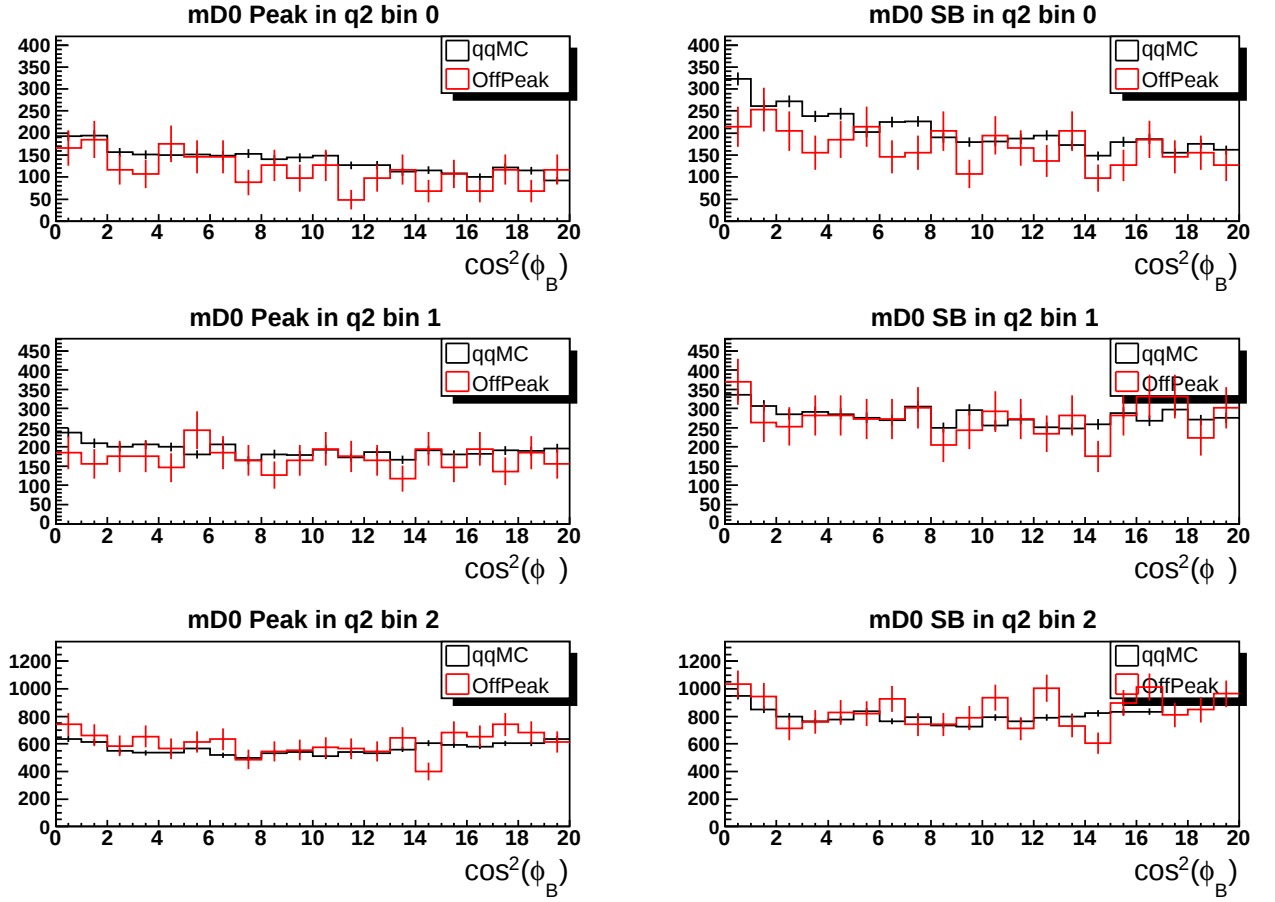


FIG. 4.14 – Comparison of $\cos^2 \phi_B$ between $q\bar{q}$ MC and off-resonance data in the three bins of q^2 . We did not apply the E_{extra} and T_{extra} cuts in order to get higher statistics. The three rows represent the three bins of q^2 . The left (right) plots contain events having m_{D^0} within (above) 3σ of the fitted m_{D^0} mean. The corresponding ratio plots are found in fig. 4.15.

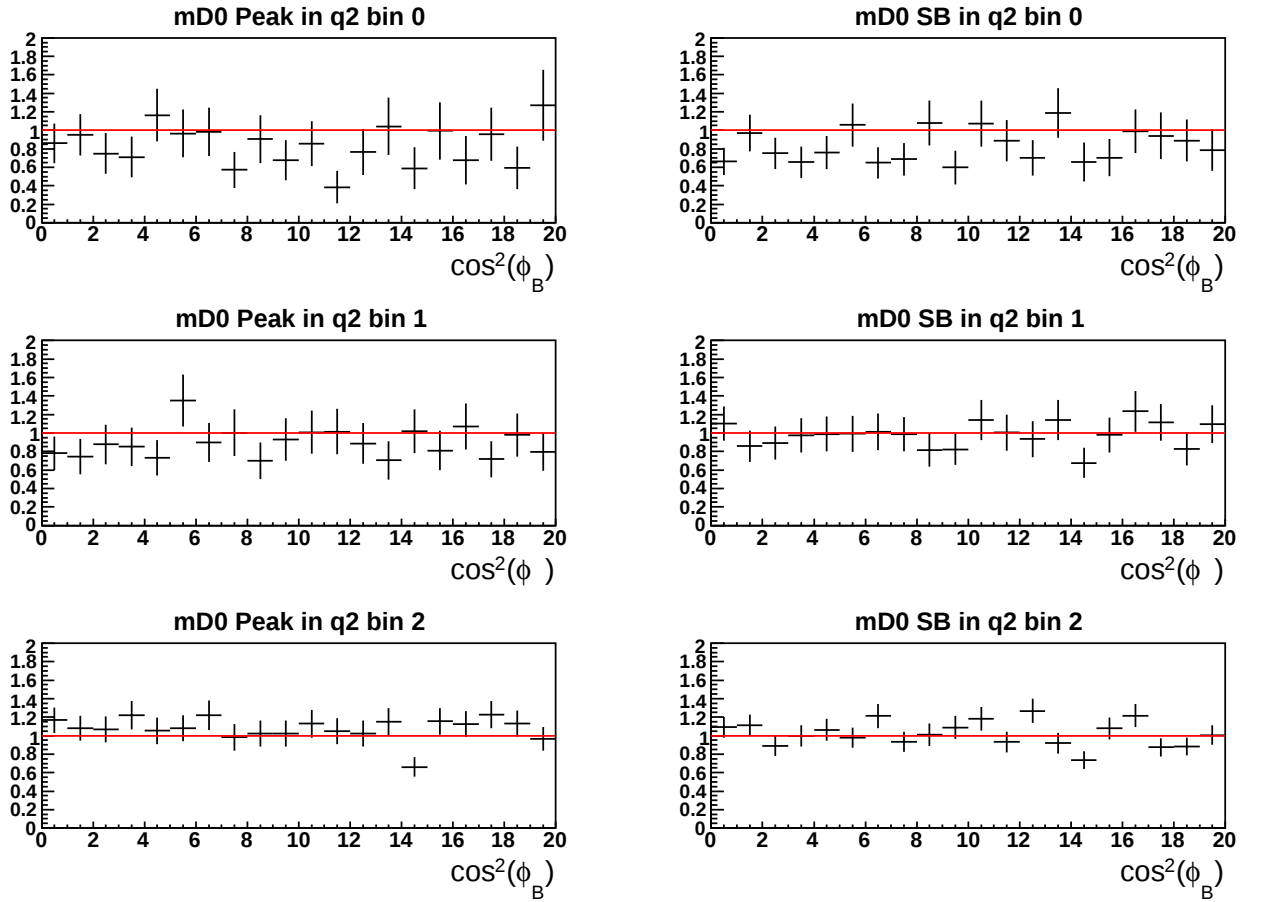


FIG. 4.15 – Off-resonance data over $q\bar{q}$ MC ratio for $\cos^2 \phi_B$. These ratios correspond to the data shown in fig. 4.14.

MC B^+B^- decays	%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_c \ell \nu$	80.9%
$B \rightarrow X_u \ell \nu, B \rightarrow X_u \ell \nu$	0.0%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \eta \ell \nu$	1.0%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \eta' \ell \nu$	0.4%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \rho^0 \ell \nu$	-0.1%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \omega \ell \nu$	2.3%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_u^0 \ell \nu$	5.3%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_u \ell \nu$ (other)	0.2%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow$ non-SL decays	9.2%
$B \rightarrow X_u \ell \nu, B \rightarrow$ non-SL decays	0.1%
$B \rightarrow$ non-SL decays, $B \rightarrow$ non-SL decays	0.7%
MC $B^0\bar{B}^0$ decays	%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_c \ell \nu$	59.2%
$B \rightarrow X_u \ell \nu, B \rightarrow X_u \ell \nu$	-0.6%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \pi^+ \ell \nu$	0.7%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow \rho^+ \ell \nu$	13.2%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_u^+ \ell \nu$	10.1%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow X_u \ell \nu$ (other)	0.0%
$B \rightarrow X_c \ell \nu, B \rightarrow$ non-SL decays	16.2%
$B \rightarrow X_u \ell \nu, B \rightarrow$ non-SL decays	1.5%
$B \rightarrow$ non-SL decays, $B \rightarrow$ non-SL decays	-0.3%

TAB. 4.12 – Relative composition of the $B\bar{B}$ background events after all the selections. The m_{D^0} sidebands have been subtracted.

Events in the test sample must satisfy the standard event selection criteria except that they must contain either

- 1 to 3 extra charged tracks or
- $E_{extra} > 270 \text{ MeV}$.

These criteria give us a test sample depleted in signal events, with a similar background composition (for both $B\bar{B}$ and non- $B\bar{B}$ background events) as our final sample. Few signal events pass the selections. They represent 2.6%, 0.8% and 0.4% of the events present in the $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ bins, respectively. These signal events are concentrated in the first $\cos^2 \phi_B$ bins.

Fig. 4.16 compares the $\cos^2 \phi_B$ distributions of the test sample between data and MC. It also shows the data/MC ratios which are consistent with being flat within statistics in every q^2 bin. This is shown in table 4.13, where you can find the results of the straight-lines fit to the ratios.

To evaluate the effect of the possible $\cos^2 \phi_B$ shape difference between data and MC, we apply to each MC background event a weight of $1 \pm (A \times \cos^2 \phi_B)$, where A is the average uncertainty on the slope (see table 4.13). To compensate the fact that we have low statistics in the first q^2 bin, this average uncertainty is a statistics-weighted average.

We take the change in the fitted yield as the systematic error.

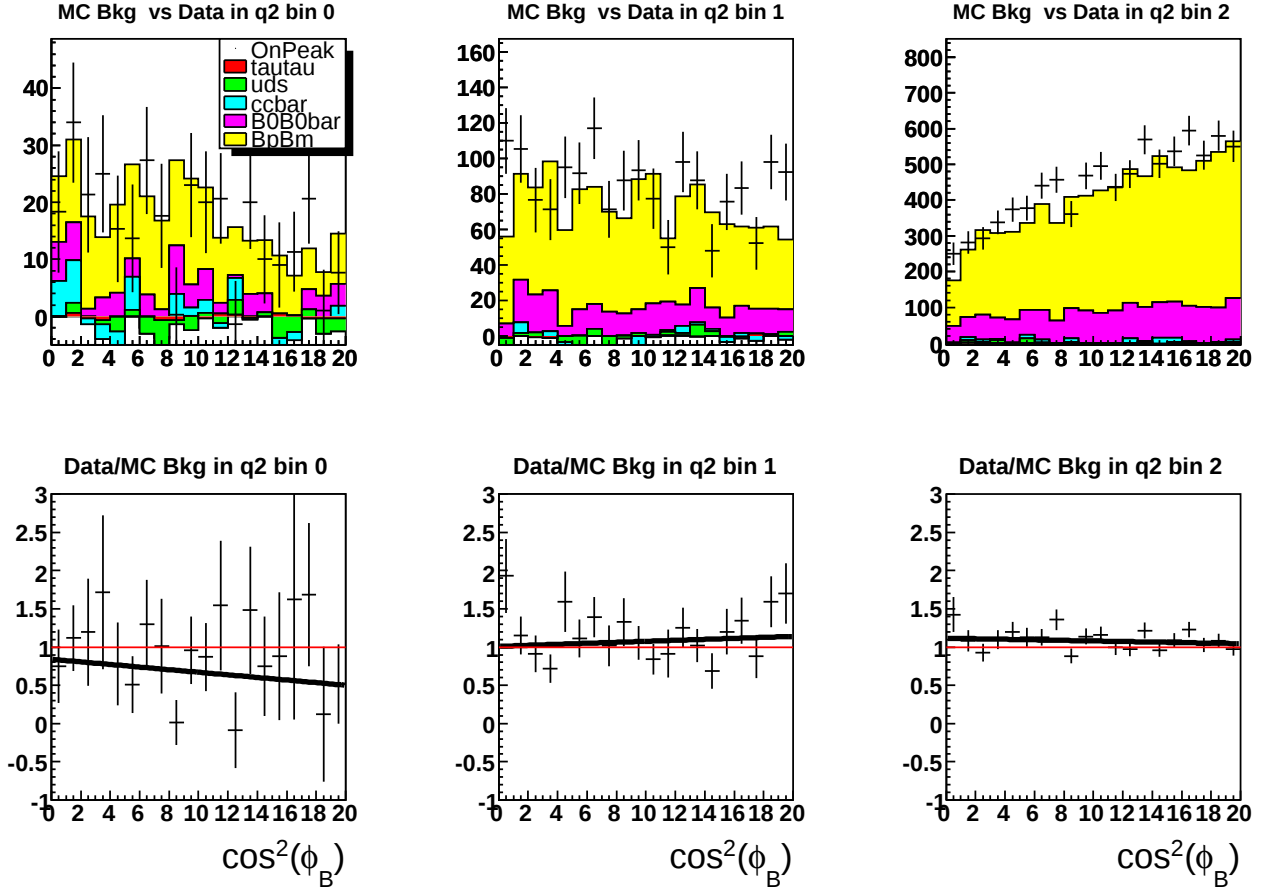


FIG. 4.16 – Data-MC comparison of the $\cos^2 \phi_B$ distributions in the background test sample. The q^2 bins are, from left to right, $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The top plots show the MC background events (histograms) and the on-resonance data (dots) overlaid. The bottom plots show the data/MC ratios, where the horizontal red line represents a ratio of 1. The MC samples are reweighted to match the data luminosity and the m_{D^0} sidebands have been subtracted. A straight-line fit (black lines in the lower plots) to the ratios has been performed. The numerical results of the straight-line slopes are found in table 4.13.

$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$	Stat.-weighted Average
-0.0170 ± 0.0238	0.0065 ± 0.0112	-0.0036 ± 0.0044	-0.0027 ± 0.0040

TAB. 4.13 – Slopes of the straight-line fit to the data/MC Bkg ratios shown in fig. 4.16. The average is a statistics-weighted average. The errors are statistical only.

4.5 Yield extraction

The signal yield N^{fit} is extracted in each q^2 bin by an extended¹⁴ unbinned maximum likelihood fit of the $\cos^2 \phi_B$ variable.

4.5.1 Fit description

Any event selected can be considered as belonging to one of the three following categories :

- Signal (sig) is the $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ decay with a correctly-reconstructed D^0 meson on the tag side.
- Background (bkg) is any other event with a correctly-reconstructed D^0 meson on the tag side.
- Combinatorics (cmb) is any event with an incorrectly-reconstructed D^0 meson on the tag side.

A correctly-reconstructed D^0 means that all the reconstructed D^0 's daughters have been truth-matched to the D^0 . There is one exception to this rule : In the $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ mode, we accept the cases where only one of the photons is not well truth-matched. Also, we never pay attention to the photons coming from PHOTOS¹⁵. The fit described here determines the yield of each of these categories. In the above classification, the two latter categories include both $B\bar{B}$ and non- $B\bar{B}$ events. We have verified that the final $\cos^2 \phi_B$ distribution is of similar shape for both types of event (see fig. 4.17), which can then be grouped in a single fit category.

¹⁴The *extended* version of the likelihood fit is useful when we want the fit to find the normalization as well as the shape parameters. In the classic version of the likelihood fit, the normalization is strongly constrained by the number of observed events.

¹⁵PHOTOS simulates FSR photons which can be associated to the D^0 decays. For example, a D^0 decaying to $K\pi$ can be viewed as $D^0 \rightarrow K\pi\gamma$ at the generator level. In that case, the truth-match of the kaon and the pion to the D^0 would always fail since we require no additional D^0 's daughters. Since the truth-match is done in order to distinguish correctly-reconstructed D^0 mesons from combinatoric D^0 mesons, we never consider the photons coming from PHOTOS as D^0 's daughters.

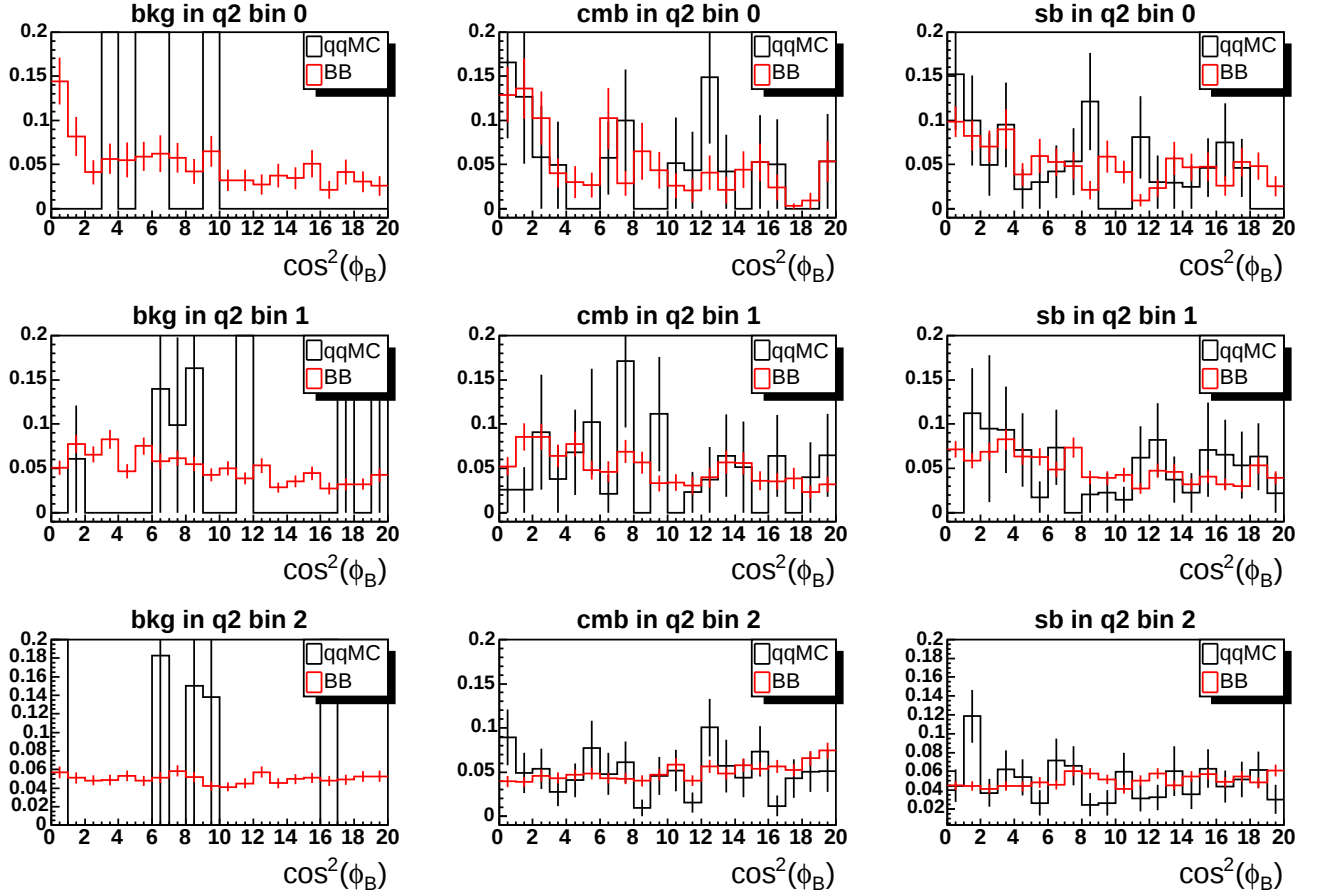


FIG. 4.17 – $\cos^2 \phi_B$ shape comparison between $B\bar{B}$ and non- $B\bar{B}$ events. The bkg (left), cmb (middle), and sb (right) MC samples are represented. The q^2 bins are, from top to bottom, $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. All cuts have been applied and all the distributions have been scaled to area one. Thus, the y axis of each plot represents the fraction of the events falling in a given bin. The low number of non- $B\bar{B}$ (or qqMC) events in the bkg category (first column, bins going out of scale or with huge uncertainties), is expected since it requires a true D^0 in the tag side. These plots are nevertheless interesting to compare the $B\bar{B}$ bkg $\cos^2 \phi_B$ shapes between the different q^2 bins and with the other background categories.

Considering only the events in the m_{D^0} peak region, the $x \equiv \cos^2 \phi_B$ distribution is expressed as

$$\frac{dN_{\text{peak}}}{dx} = N_{\text{sig}} \mathcal{P}_{\text{sig}}(x) + N_{\text{bkg}} \mathcal{P}_{\text{bkg}}(x) + N_{\text{cmb}} \mathcal{P}_{\text{cmb}}(x),$$

with each term representing the number of events belonging to the three categories defined above, times their associated probability density function (PDF).

The D^0 mass distribution for combinatorial events (cmb) is linear all along the window in which events are selected. Thus, the number of such events lying in the D^0 mass sideband is related to the number present in the m_{D^0} peak region : $N_{\text{side}} = r_{\text{side}} N_{\text{cmb}}$, where $r_{\text{side}} = \frac{4.5}{3.0}$ is the ratio of the widths of the m_{D^0} sideband and peak regions. Thus, the expected $\cos^2 \phi_B$ distribution for events in the D^0 mass sideband can be described with :

$$\frac{dN_{\text{side}}}{dx} = r_{\text{side}} N_{\text{cmb}} \mathcal{P}_{\text{cmb}}(x).$$

We parameterize the signal PDF (excluding the normalization¹⁶) as :

$$\mathcal{P}_{\text{sig}}(x) = (1 - \text{erf}(P_0 \log |P_1 x|)) + (1 - \text{erf}(P_2 \log |P_3 x|)). \quad (4.3)$$

This choice arises from the fact that if the signal reconstruction was perfect (no resolution), the $\cos^2 \phi_B$ distribution would be a threshold function going from 0 to 1. Both terms of eq. (4.3) can be represented by a threshold function modified in order to account for the finite resolution. In particular, it allows for a tail, which importance is controlled by the first parameter (P_0 or P_2). $\mathcal{P}_{\text{sig}}$ leads to a good description of the signal distribution as it can be seen in the first row of fig. 4.18, which shows the PDFs obtained by fitting full MC sample. The corresponding normalized χ^2 values are found in table 4.14.

¹⁶The PDFs are always normalized to $\int \mathcal{P}(x) dx = 1$ when integrated over the fit region.

For $\mathcal{P}_{\text{bkg}}$ and $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$, we use a first order polynomial¹⁷ for $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. Indeed, in this region, candidates with low momentum pions are allowed. Kinematics of such candidates differ a lot from the signal ones, leading to a more random, thus linear, shape. The relevance of this PDF is illustrated in fig. 4.18 (last 2 rows of the last column). On the contrary, for $q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$, the distribution tends to peak more close to 0. A more flexible PDF is needed here. We choose for $\mathcal{P}_{\text{bkg}}$ a second order polynomial. For $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$, the following form is used :

$$f_{\text{exp}}(x) = \exp(P_0 x) + P_1^2.$$

The reason for using f_{exp} can be also seen in fig. 4.18. In the $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ bin, the ‘cmb’ distribution (last row, first column) becomes very low at large $\cos^2 \phi_B$, where fitting with a second-order polynomial can result in negative PDF values. The function f_{exp} is defined so that it remains positive in order to avoid this problem.

	$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
χ^2 for $\mathcal{P}_{\text{sig}}$	0.6	0.8	0.9
χ^2 for $\mathcal{P}_{\text{bkg}}$	1.1	1.7	0.6
χ^2 for $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$	1.4	1.5	1.4

TAB. 4.14 – Values of the individual PDFs normalized χ^2 from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity. fig. 4.18 shows graphically the results.

¹⁷Actual implementation of $\text{Pol}n$ is a sum of the 0-th through n -th Chebyshev polynomials, with the input variable x rescaled into $[-1, 1]$.

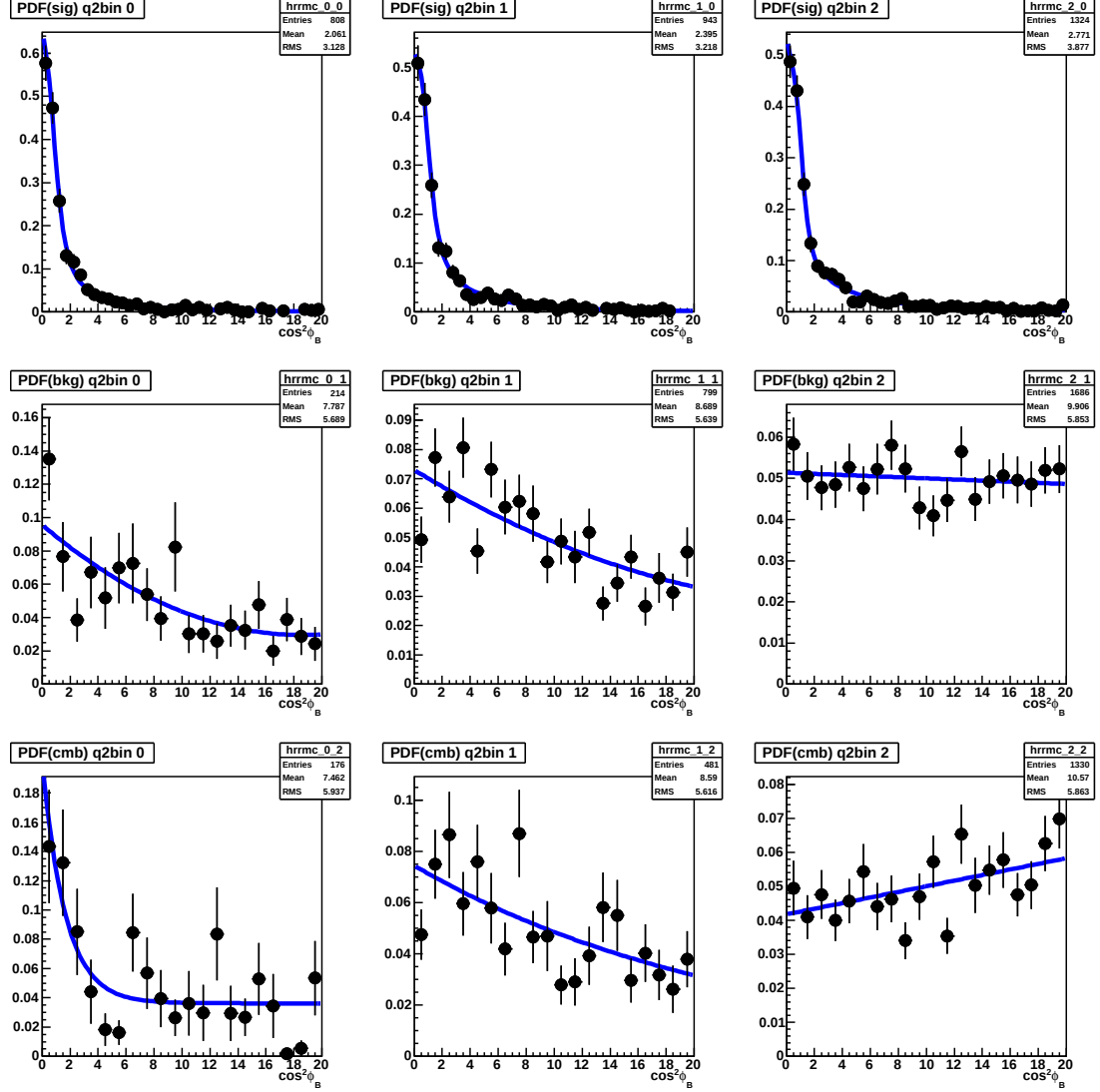


FIG. 4.18 – PDFs obtained by fitting the full MC sample. The signal (top), background (middle), and combinatorics (bottom) MC samples are represented. The q^2 bins are, from left to right, $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The corresponding χ^2 values are found in table 4.14.

The fit procedure takes two data samples (m_{D^0} peak and sideband regions) and three MC samples ('sig', 'bkg', and 'cmb') as inputs and maximizes the likelihood :

$$\begin{aligned}
L(N_{\text{sig}}, N_{\text{bkg}}, N_{\text{cmb}}, \vec{P}) = & \\
& \frac{e^{-(N_{\text{sig}}+N_{\text{bkg}}+N_{\text{cmb}})}}{N_{\text{peak}}!} \prod_{i=1}^{N_{\text{peak}}} \{N_{\text{sig}}\mathcal{P}_{\text{sig}}(x_i) + N_{\text{bkg}}\mathcal{P}_{\text{bkg}}(x_i) + N_{\text{cmb}}\mathcal{P}_{\text{cmb}}(x_i)\} \\
& \times \frac{e^{-r_{\text{side}}N_{\text{cmb}}}}{N_{\text{cmb}}!} \prod_{i=1}^{N_{\text{side}}} r_{\text{side}}N_{\text{cmb}}\mathcal{P}_{\text{cmb}}(x_i) \\
& \times \prod_{i=1}^{N_{\text{sig}}^{\text{MC}}} \mathcal{P}_{\text{sig}}(x_i) \times \prod_{i=1}^{N_{\text{bkg}}^{\text{MC}}} \mathcal{P}_{\text{bkg}}(x_i) \times \prod_{i=1}^{N_{\text{cmb}}^{\text{MC}}} \mathcal{P}_{\text{cmb}}(x_i), \tag{4.4}
\end{aligned}$$

where $\vec{P}$ represents the parameters in the PDFs, i is the event number in each sample, and $N_{\text{sig}}^{\text{MC}}$, $N_{\text{bkg}}^{\text{MC}}$, and $N_{\text{cmb}}^{\text{MC}}$ are the numbers of events in the three MC samples. The first and second lines represent the extended unbinned likelihoods for the two data samples. In each q^2 bin, the fit determines simultaneously the 3 event yields (N_{sig} , N_{bkg} , N_{cmb}) and the 6 to 8 PDF shape parameters. The large number of parameters to be fitted is the reason why a simultaneous fit to the data and to the 3 MC samples is performed. This is achieved through the third line of eq. (4.4), which includes the regular unbinned likelihoods for the three MC samples. This part of the likelihood dominates the determination of the PDFs shape parameters. The fit errors include both the data and the MC statistics, with the correlations automatically taken into account.

4.5.2 Fit validation

Two types of MC-based tests have been carried out to validate the procedure described above. First, a crosscheck of the fitting machinery is done by fitting the full MC Sample. Second, a robust and realistic Toy MC study is performed.

4.5.2.1 Crosscheck : fit to the full MC sample

The full and final MC sample has been scaled to the data luminosity to build a simulation of the data sample, to which a fit has been performed. In this crosscheck, the same sample is also used in the MC part of the likelihood. The yields obtained by this fit are listed in table 4.15, where they are compared to the true values predicted by the full MC. The agreement between the two is very good. Fig. 4.19 shows graphically the results while the corresponding normalized χ^2 values are found in table 4.16. The central values obtained from the fits are expected to agree with the true numbers closely. Indeed, the sample simulating the data is made of the exact same events as the sample used in the MC part of the likelihood to determine the PDFs shape parameters, while they are supposed to be statistically independent. Thus, the values of the PDFs shape parameters minimizing the likelihood are the same for both the data and the MC part of the likelihood. As a consequence, it is easier for the fit to determine them, and so it is for the yields. The difference between the fitted yields and the true values should be smaller than the uncertainties returned by the fit.

	$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
N_{sig}	$44.8^{+11.2}_{-10.4}$ (42.5)	$35.5^{+14.4}_{-13.5}$ (45.9)	$51.1^{+16.4}_{-15.4}$ (42.3)
N_{bkg}	$40.8^{+13.3}_{-12.7}$ (51.9)	$178.5^{+23.7}_{-23.1}$ (188.8)	$342.0^{+34.3}_{-33.8}$ (394.9)
N_{cmb}	$45.3^{+5.7}_{-5.3}$ (36.3)	$126.1^{+9.4}_{-9.0}$ (105.3)	$351.8^{+15.5}_{-15.1}$ (308.2)

TAB. 4.15 – Event yields from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity. The numbers in the parentheses are the true counted numbers. The errors are statistical. Fig. 4.19 shows graphically the results.

	$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
total χ^2	0.9	1.2	1.1

TAB. 4.16 – Values of the normalized χ^2 from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity. Fig. 4.19 shows graphically the results.

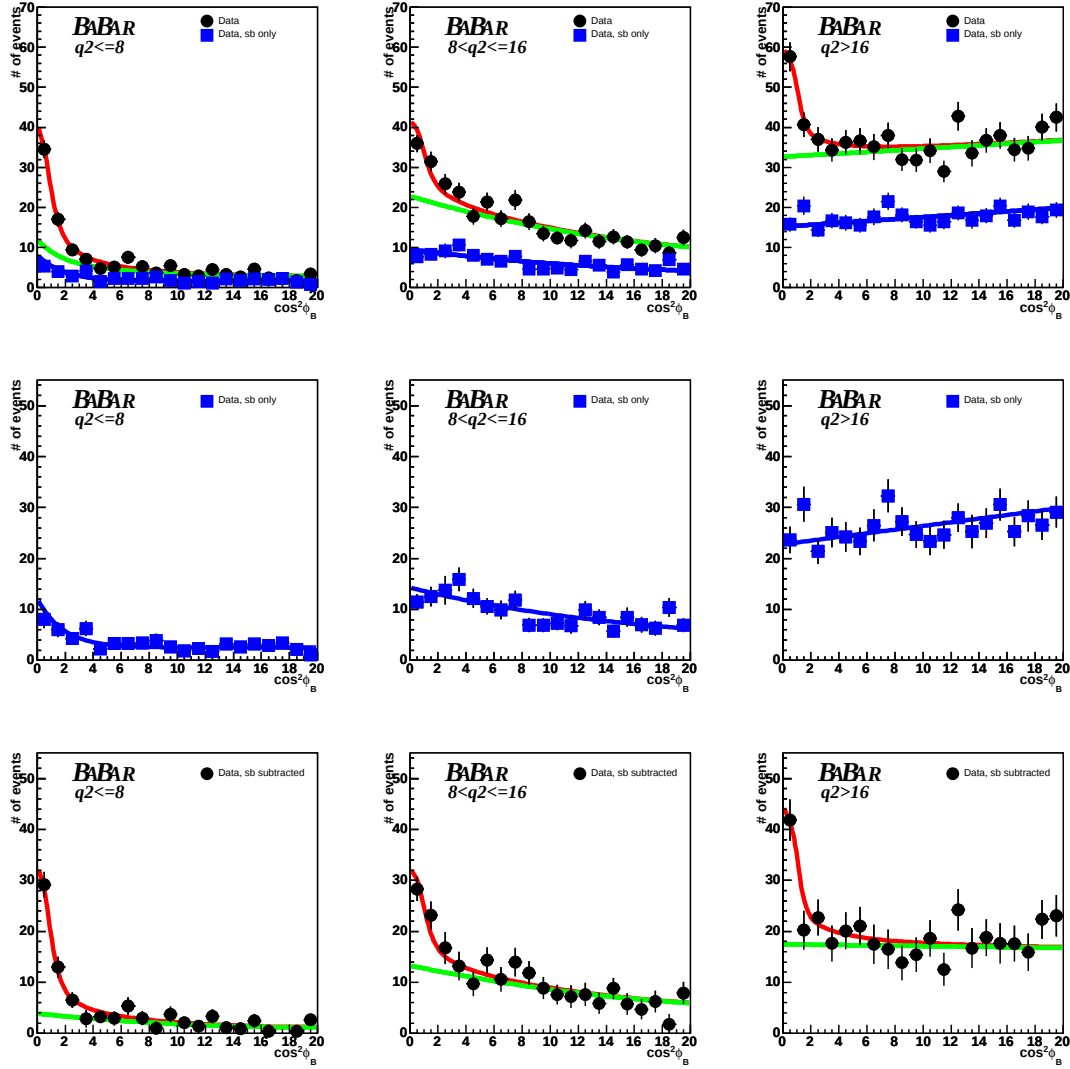


FIG. 4.19 – $\cos^2 \phi_B$ distributions in the m_{D^0} peak (top), sideband (middle) regions and their difference (bottom), overlayed with the results from the fit of the full MC sample scaled to the data luminosity. The q^2 bins are, from left to right, $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The curves are the signal (red), background (green) and combinatorics (blue) contributions obtained by the fit. The blue squares represent the data found in the sidebands. The yields and the normalized χ^2 obtained by this fit are listed in table 4.15 and table 4.16, respectively. We see a small deviation between the sideband data points (blue squares) and the $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$ blue line in the top-left and middle-left plots, for the first bins of $\cos^2 \phi_B$. This is understandable since $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$ comes from a fit to combinatoric events found in the m_{D^0} peak while the data points are combinatoric events found in the m_{D^0} sidebands. Thus, we do not expect a perfect agreement.

4.5.2.2 Realistic toy MC study

In this toy MC study, we use parameterized toy MC samples to test if the fit is well behaved. In particular, we check that the fitted yields are unbiased and that the uncertainties returned by the fit are correctly evaluated.

This toy study is made of 50000 trials. For each trial, the fit is performed to a sample simulating the data (data-toy) while a second sample (MC-toy)¹⁸ is used to simulate the full MC sample which determines the PDFs shape parameters (see the third line of the likelihood, eq. (4.4)). The PDFs parameters used to generate both the data-toy and MC-toy samples are determined by a fit of $\mathcal{P}_{\text{sig}}$, $\mathcal{P}_{\text{bkg}}$ and $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$ to the full MC sample. The trials, as well as the data-toy and MC-toy samples within one given trial are statistically independent from each other.

As a first check, we study the pull distribution of the PDFs shape parameters for 2000 MC-toy samples. If this part of the fit procedure does not return reliable results, it means that the PDF shapes of the MC-toy samples could sometimes be too distorted to be able to extract reliable yields from the data-toy samples. We found that the uncertainties evaluated by the fit are never wrong by more than 15% and no significant biases were observed.

Then, we perform the realistic toy MC study by studying the pull distributions of the 50000 fitted yields. We have to make sure that the fit is able to find unbiased yields, with their uncertainties correctly estimated. The results are shown in

¹⁸Initially, the study was performed using the full MC sample instead of the MC-toy samples. This approach can lead in principle to some too much optimistic conclusions. In this case, indeed, the parameters determined by the MC part of the likelihood have the same values as those used to generate the data sample. Thus, the shape of the PDFs fitted to the data distribution is systematically optimal, making easier the determination of the yields. Thus, we must make sure the fit behaves well in the realistic situation where the PDFs fitted to the data distribution are sometimes distorted with respect to the real shape. This is done by generating for each trial a data-toy sample and a MC-toy sample, statistically independent of each other and of the samples of all the other trials.

fig. 4.20, and in table 4.17. The fits converged in ~ 48400 out of the 50000 trials. A gaussian fit on each distribution indicates the uncertainties calculated by the fit are reliable and only small biases are seen, negligible with respect to their uncertainties.

	$q^2 \leq 8$		$8 < q^2 \leq 16$		$q^2 > 16$	
	Mean(%)	σ (%)	Mean(%)	σ (%)	Mean(%)	σ (%)
N_{sig}	-3.6 ± 0.5	100.6 ± 0.3	-1.6 ± 0.5	101.1 ± 0.3	-3.8 ± 0.5	100.2 ± 0.3
N_{bkg}	-5.4 ± 0.5	100.7 ± 0.3	1.7 ± 0.5	100.7 ± 0.3	-2.0 ± 0.5	99.9 ± 0.3
N_{cmb}	-0.5 ± 0.5	100.0 ± 0.3	-0.9 ± 0.5	100.7 ± 0.3	-0.1 ± 0.5	100.6 ± 0.3

TAB. 4.17 – Gaussian fit results to the pull distributions of the realistic toy MC study. Fig. 4.20 shows graphically the results.

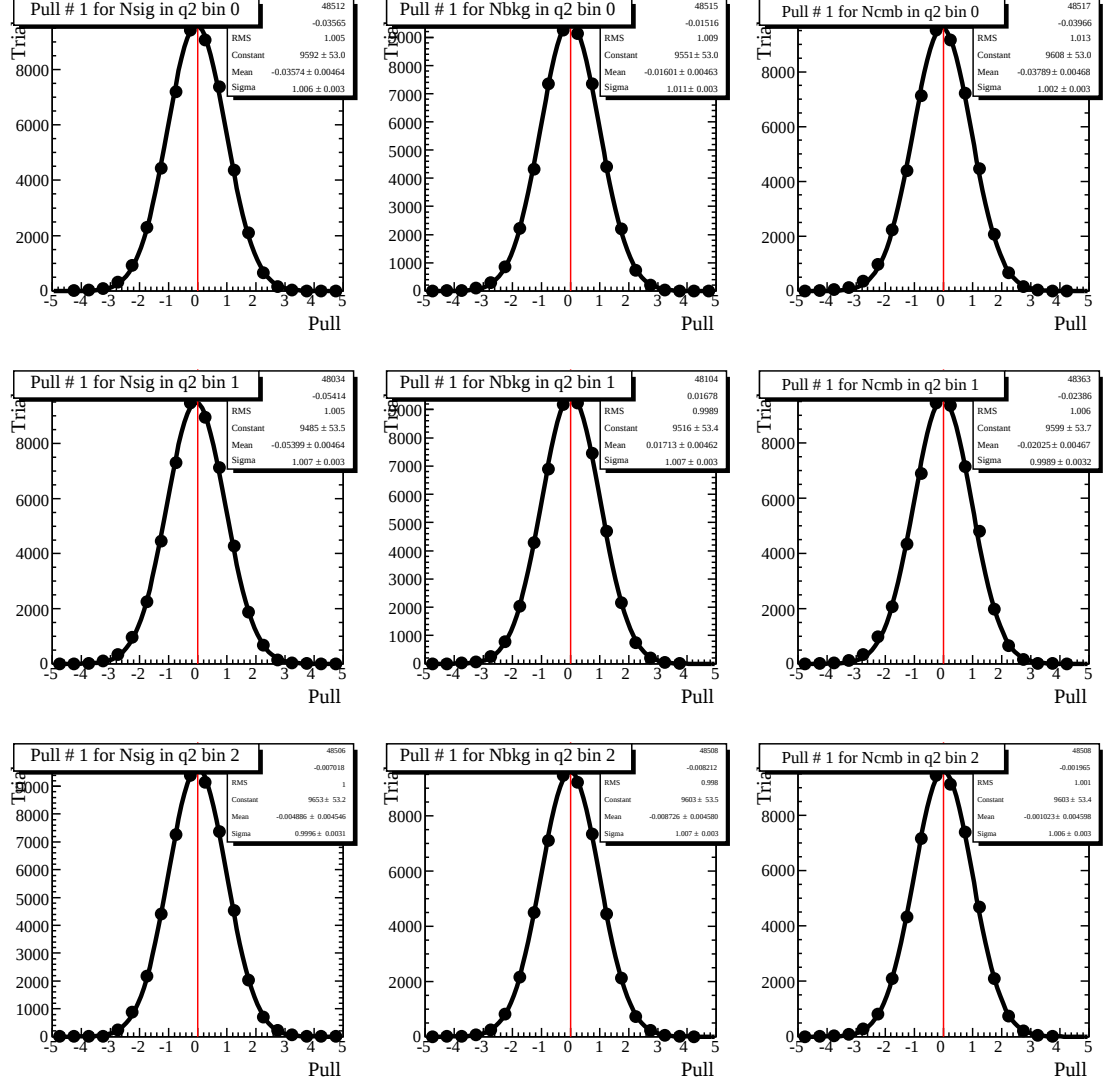


FIG. 4.20 – Realistic Toy MC test results. The histograms are pull distributions for N_{sig} (left), N_{bkg} (middle), and N_{cmb} (right), in the 3 q^2 bins (from top to bottom). The curves are fit to a Gaussian. The interesting numerical results (hard to read on the figure) are summarized in table 4.17.

4.5.3 Signal yield in data

The fit results on data are shown in table 4.18 and fig. 4.21. Fig. 4.22 shows the same results with 2 times more bins on the x axis while fig. 4.23 shows the results with all the q^2 bins merged together.

	$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
N_{sig}	$25.1^{+10.9}_{-10.1}$	$58.2^{+16.8}_{-16.0}$	$17.9^{+16.4}_{-15.3}$
N_{bkg}	$66.4^{+16.6}_{-16.0}$	$224.0^{+26.7}_{-26.0}$	$425.5^{+38.2}_{-37.7}$
N_{cmb}	$72.6^{+7.2}_{-6.8}$	$147.9^{+10.2}_{-9.7}$	$450.6^{+17.5}_{-17.1}$

TAB. 4.18 – Event yields from the fit of the data sample The errors are statistical. Fig. 4.21 shows graphically the results.

The χ^2 is given by :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{20} \left(\frac{n_i - \{N_{\text{sig}}\mathcal{P}_{\text{sig}}(x_i) + N_{\text{bkg}}\mathcal{P}_{\text{bkg}}(x_i) + N_{\text{cmb}}\mathcal{P}_{\text{cmb}}(x_i)\}}{\sigma_i} \right)^2,$$

where n_i is the number of data events in the i^{th} bin of the corresponding histogram among the top row plots of fig. 4.21. The determination of the number of degrees of freedom is not completely straightforward. One should in principle subtract from the number of bins the number of PDF parameters determined from the data to which the total PDF is compared. Because the likelihood maximized by the fit (eq. (4.4)) makes use of a sideband and a MC sample in addition to the data sample, it is not clear to which extent the PDF parameters are determined from the data. However, we have checked that the shape parameters' determination is highly dominated by the MC part of the likelihood (third line of eq. (4.4)), and that the N_{cmb} is essentially determined via the sideband part (second line). Thus, we assume that only N_{sig} and N_{bkg} are derived from the data. This leads us to $ndof = 20 - 2 = 18$ degrees of freedom.

We evaluate the quality of the fit by calculating the χ^2 per degree of freedom between the data and the total PDF. Table 4.19 gives you the $\chi^2/ndof$ values. We have checked that the probability to obtain such values (when the PDFs are

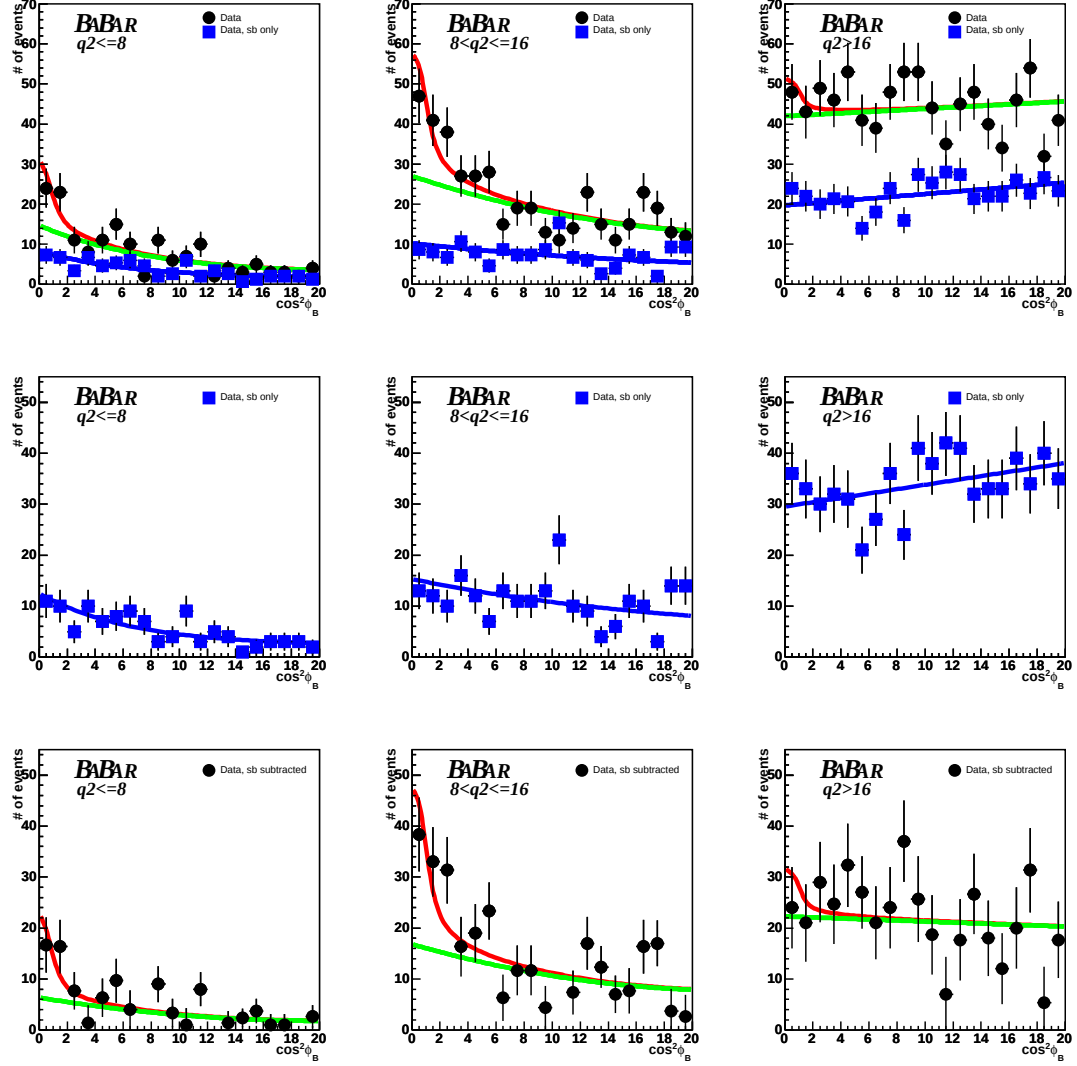


FIG. 4.21 – $\cos^2 \phi_B$ distributions in the m_{D^0} peak (top), sideband (middle) regions and their difference (bottom), overlaid with the results from the fit of data sample. The q^2 bins are, from left to right, $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The curves are the signal (red), background (green) and combinatorics (blue) contributions obtained by the fit. The blue squares represent the data found in the sidebands. The yields and the normalized χ^2 obtained by this fit are listed in table 4.18 and table 4.19, respectively. Fig. 4.22 shows the exact same results with 2 times more bins on the x axis while fig. 4.23 shows the 3 q^2 bins merged together.

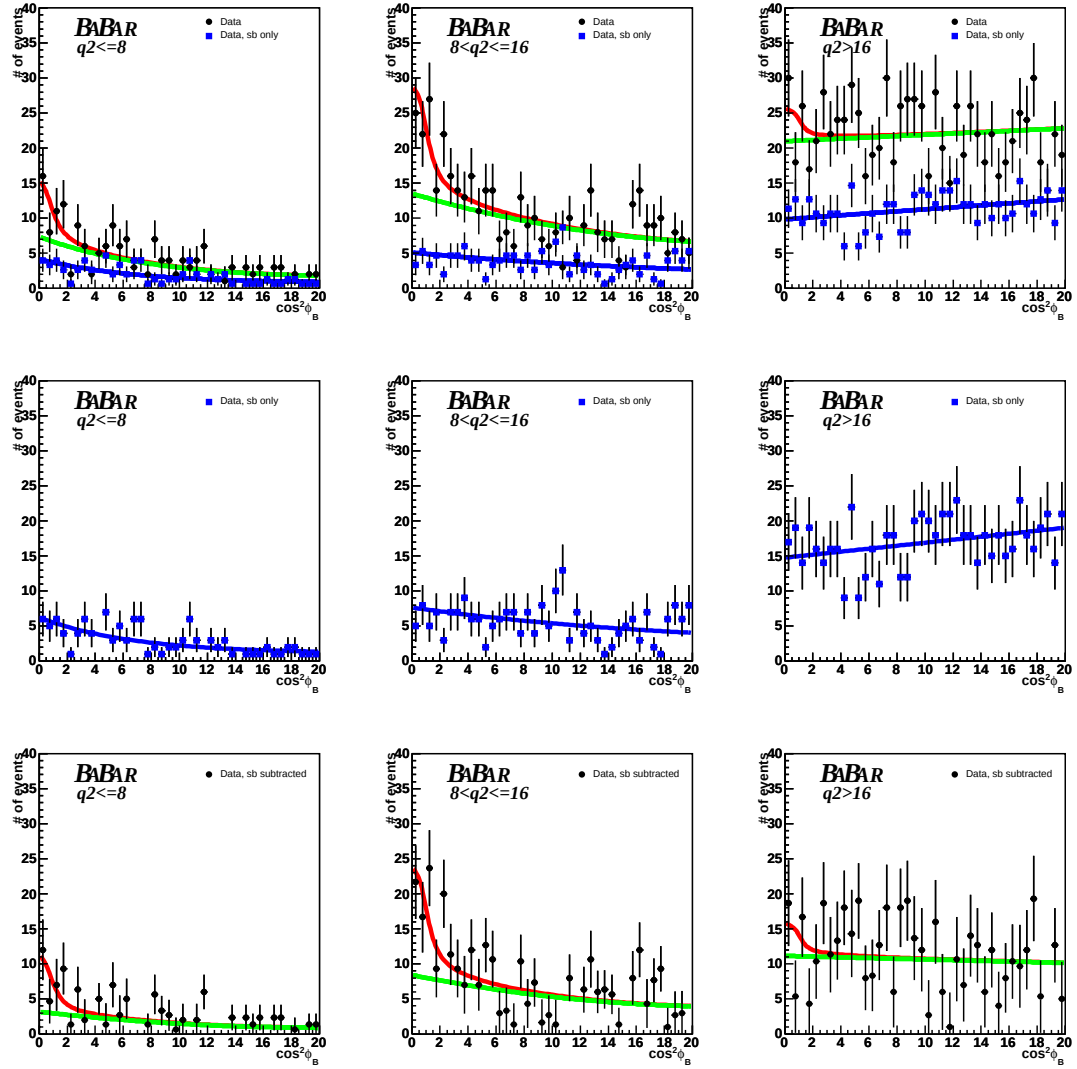


FIG. 4.22 – This figure shows the exact same results as fig. 4.21 with 2 times more bins on the x axis. Note that the y axis scales have been changed as well.

a relevant description of the data and when $ndof$ is calculated according to the above prescription) are $\sim 1\%$, $\sim 18\%$ and $\sim 25\%$ for the first, second and third q^2 bin, respectively.

	$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
total $\chi^2/ndof$	1.9	1.3	1.2

TAB. 4.19 – Values of the $\chi^2/ndof$ from the fit of the data. Fig. 4.21 shows graphically the results.

4.6 q^2 resolution, MC signal efficiency and double tagged events

4.6.1 q^2 resolution

The width of the bins (8 GeV^2) is chosen to be much larger than the q^2 resolution (see fig. 4.24). Fitting the left hand side histogram with a gaussian, we find that the q^2 resolution is equal to 0.83 ± 0.02 , where the error is statistical. Using q^2 measured, instead of the true (generated) value of q^2 would then be quite safe. Nevertheless, to extract the branching fractions (see sect. 4.7), we will perform the q^2 unfolding which takes into account the non perfect q^2 resolution. Note that q^2 is computed with the B and π^0 4-vectors : $q^2 = (\tilde{P}_B - \tilde{P}_{\pi^0})^2$.

4.6.2 MC signal efficiency

When all the cuts are applied and when the D^0 sidebands are subtracted, 3177.8 MC signal events (out of 1051000) are remaining. Applying the correction factor coming from double tagged events (see sect. 4.6.3.1) and using q_{reco}^2 or q_{true}^2 , we get the MC signal efficiencies listed in table 4.20. To extract the branching fractions, we perform the q^2 unfolding. Thus, the efficiencies have to be computed using the true (or generated) values of q^2 .

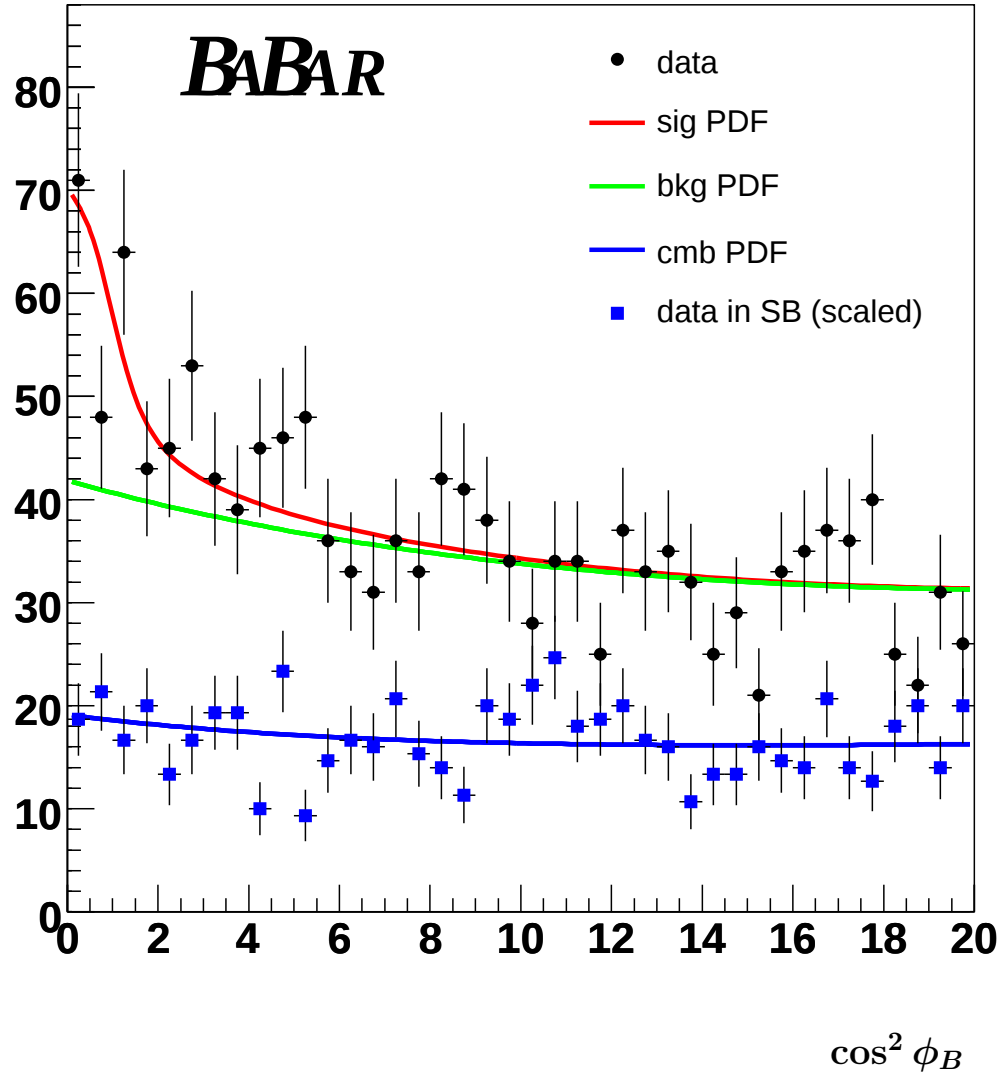


FIG. 4.23 – This figure shows the exact same results as fig. 4.21 with the 3 q^2 bins merged together. The data points and the areas under the different fitted curves from the 3 q^2 bins have simply been added together.

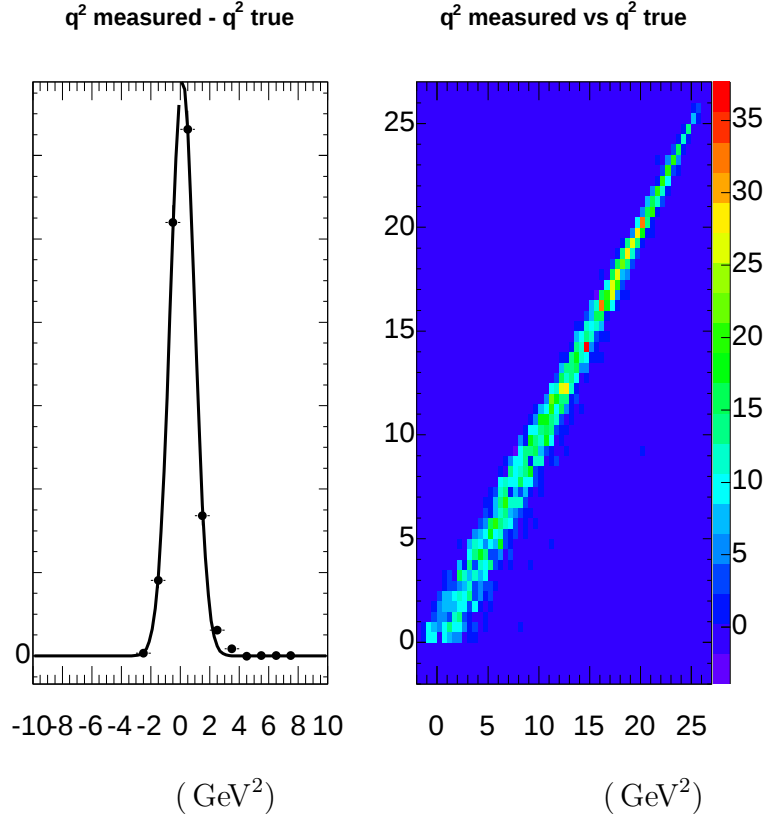


FIG. 4.24 – Measured - true q^2 distribution (left) and the two dimensional distribution (right) for the $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ signal events after all selections and the m_{D^0} sideband subtraction. Fitting the left hand side histogram with a gaussian, we find that the q^2 resolution is equal to 0.83 ± 0.02 , where the error is statistical.

q^2 range	MC signal ϵ using q_{reco}^2 $\times 10^{-3}$	MC signal ϵ using q_{true}^2 $\times 10^{-3}$
$q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$	2.81 ± 0.12	2.96 ± 0.12
$8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$	2.95 ± 0.12	2.99 ± 0.12
$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$	3.27 ± 0.13	3.04 ± 0.12
Whole q^2 range	2.99 ± 0.07	2.99 ± 0.07

TAB. 4.20 – MC Signal Efficiency for each bin of q^2 . The first and second columns show the results using the q_{reco}^2 and the q_{true}^2 information, respectively. The correction factor coming from the double tagged events has been applied. The errors are statistical only.

4.6.3 MC efficiency correction : double tags

Double tagged events refer to events containing two non-overlapping (i.e. no charged tracks or neutral clusters in common) candidates. They are used to estimate systematic error coming from data-MC discrepancies when applying the tag side selections (and some signal selections), including the poor knowledge of the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ branching fractions.

Two non-overlapping $B \rightarrow D^0 \ell \nu(X)$ tags (i.e. no charged tracks or neutral clusters in common) are reconstructed using the same selections as the ones explained in sections 4.4.1-4.4.2. To mimic the signal event conditions, no additional charged track and less than 500 MeV of neutral energy must be found within the events. If more than one double tag is present, the one with $|\cos \theta_{BY}(tag1) \cdot \cos \theta_{BY}(tag2)|$ closest to 0 is selected.

4.6.3.1 Correction factor

Comparing the yields between data and MC provides the square of the correction factor, to be applied on the signal efficiency, which takes into account all the discrepancies between the two types of data concerning the tag selections, including the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ BFs, as well as the remaining tracks and neutral energy

requirements.

$$\frac{N_{DoubleTags}^{data}}{N_{DoubleTags}^{MC}} = (\epsilon_{SigMC}^{Corr.Factor})^2$$

The yields (scaled to the on-resonance luminosity) obtained are the following :

- MC $B^0\bar{B}^0$: 195.9 ± 14.4 ;
- MC B^+B^- : 5453.5 ± 50.0 ;
- non- $B\bar{B}$ background : -6.4 ± 9.0 ;
- on-resonance data : 5532.1 ± 103.0 .

Then, the correction factor is 0.990 ± 0.010 where the error is statistical only. The factor is applied to the signal efficiency while its statistical error will be taken as an uncertainty on the branching fraction.

4.6.3.2 Sideband subtraction

Since there are two D mesons, we split the sample in three subsamples : a) both D 's in the m_{D^0} peak, b) one D in the peak and the other D in the sideband, and c) both D 's in the sideband. The subtraction is done assuming factorized linearity as

$$N_a - \frac{l_{Peak}}{l_{SB}} N_b + \frac{l_{Peak}^2}{l_{SB}^2} N_c,$$

where $\frac{l_{Peak}}{l_{SB}}$ is the ratio of the width of the m_{D^0} peak region over the width of the m_{D^0} sideband region. In our case, $l_{Peak} = 3.0$ and $l_{SB} = 4.5$.

D^0 masses have been fitted to verify the assumption that the D^0 mass combinatoric background can be described by a straight line. Fig. 4.25 shows the m_{D^0} fit results for B^+B^- MC and on-resonance data. The agreement of the combinatoric D^0 background with a straight line is not perfect but seems reasonable. The devia-

tion from a straight line has been studied in [4-3] and the variation of the double tag ratio was always smaller than 2.2%.

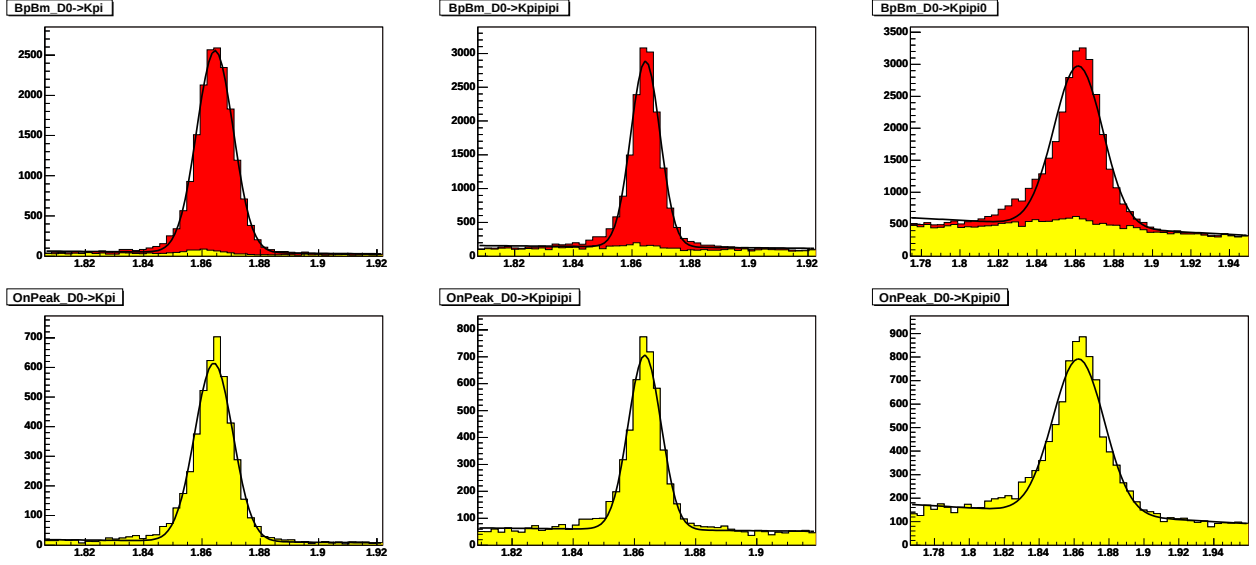


FIG. 4.25 – m_{D^0} fits to test the hypothesis that the combinatoric background is linear in m_{D^0} for double tagged events. For each plot, the x axis is the D^0 candidate mass (GeV/c^2) while the y axis is the number of entries. First and second rows represent MC B^+B^- and on resonance data respectively. The left column shows the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ mode, the second one the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ mode and the third one the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ mode. For MC, the truth-matched D^0 are in red while the other ones are shown in yellow. All the selections have been applied except that we've loosened the T_{extra} and the E_{extra} cuts to $T_{extra} \leq 5$ and $E_{extra} \leq 1 \text{ GeV}$ to get more statistics. The PDFs used are a Gaussian plus a straight line.

4.6.3.3 data-MC comparisons for double tagged events

The sum of the $q\bar{q}$ and the $B\bar{B}$ MC samples is compared to the on-resonance data. The results are shown in fig. 4.26. Since the requirements for the remaining number of charged tracks and the remaining neutral energy have been applied, these plots contain the final samples used to derive the correction for the MC signal efficiency. The events shown have $\cos^2 \phi_B \leq 20$ and the m_{D^0} sidebands have been subtracted.

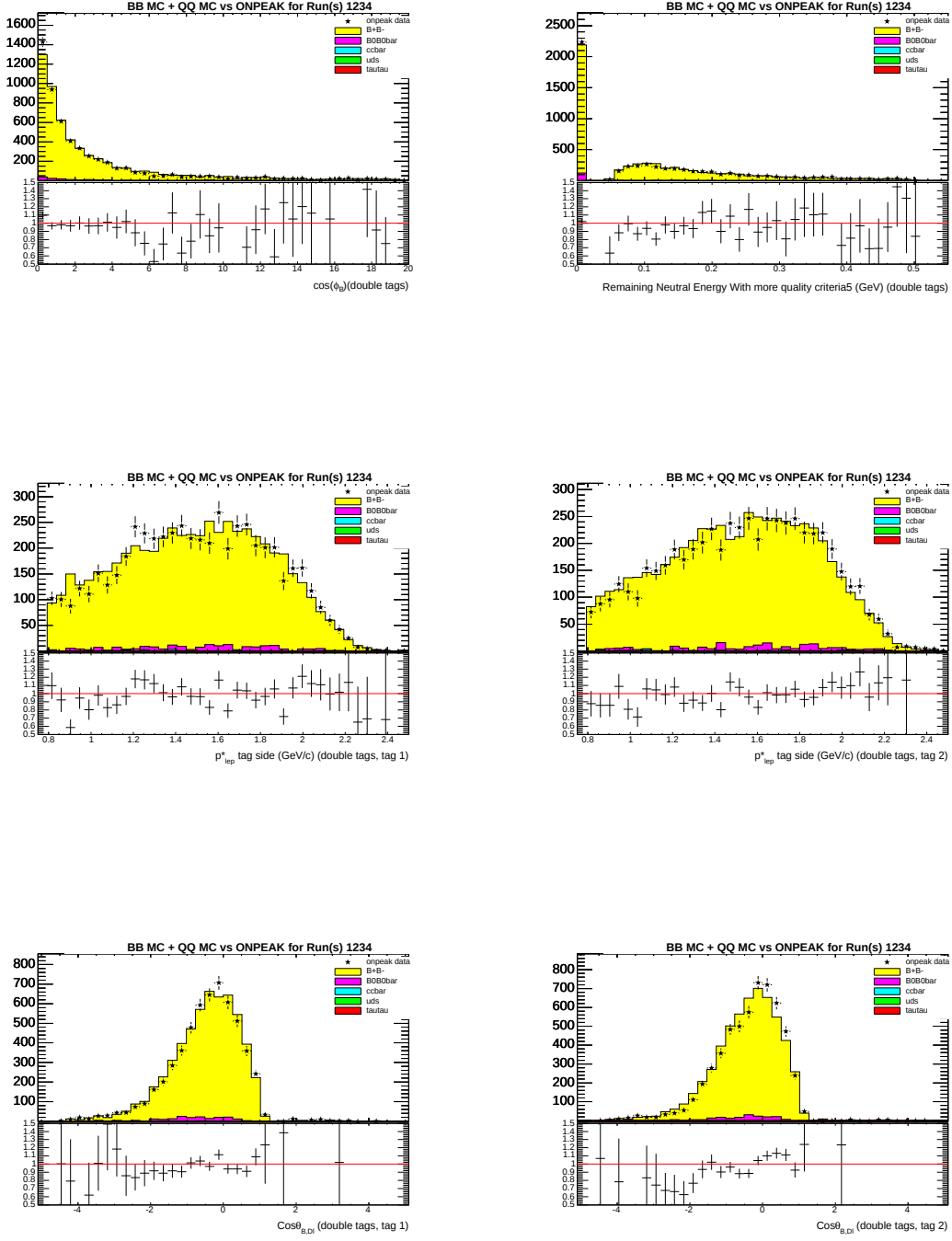


FIG. 4.26 – Data-MC comparison for double tagged events after all selections, m_{D^0} sidebands subtracted, for $\cos^2 \phi_B \leq 20$. The top row shows the $\cos^2 \phi_B$ and the E_{extra} distributions while the second and third rows show the lepton momentum in the $\Upsilon(4S)$ frame and the the $\cos \theta_{BY}$ distribution for each of the two tags.

4.6.3.4 True nature of the tags

To make sure that the correction coming from the double tagged events can be applied to the signal MC efficiency, it is important to check that the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ composition is similar in both samples. The events have then been split in 9 categories according to their true tag types found from the MC truth tree :

1. All categories (i.e. the sum of all the following categories)
2. $B^\pm \rightarrow D^0 \ell^\pm \nu$,
3. $B^\pm \rightarrow D^{*0} \ell^\pm \nu$,
4. $B^\pm \rightarrow D_0^{*0} \ell^\pm \nu$,
5. $B^\pm \rightarrow D_1(2420)^0 \ell^\pm \nu$,
6. $B^\pm \rightarrow D_2(2460)^{*0} \ell^\pm \nu$,
7. $B^\pm \rightarrow D_1^{'0} \ell^\pm \nu$,
8. non-resonant $B^\pm \rightarrow D^{*0} \ell^\pm \nu$ (for example $B^\pm \rightarrow D^0 \pi^0 \ell^\pm \nu$ or $B^\pm \rightarrow D^+ \pi^- \ell^\pm \nu$)
9. other (including the very few $B \rightarrow X_u \ell \nu$ events and all the other possible B decays.)

Final Relative Composition	All	$D^0 \ell \nu$	$D^{*0} \ell \nu$	$D_0^{*0} \ell \nu$	$D_1(2420)^0$	$D_2(2460)^{*0}$	$D_1^{'0} \ell \nu$	non-res	other
Signal MC tag	100.0%	27.0%	69.7%	-0.1%	0.5%	0.3%	0.8%	0.3%	1.5%
$B^+ B^-$ MC d-tag (tag #1)	100.0%	27.8%	69.1%	0.6%	0.7%	0.3%	1.1%	0.2%	0.1%
$B^+ B^-$ MC d-tag (tag #2)	100.0%	26.7%	66.7%	0.7%	0.7%	0.5%	1.0%	0.3%	3.5%

TAB. 4.21 – Relative composition of $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays for MC signal and MC $B^+ B^-$ double tagged events. The negative value seen in the table is due to the D^0 sideband subtraction.

The relative composition of $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays for MC signal and MC $B^+ B^-$ double tagged events after all the selections is shown in table 4.21. The m_{D^0} sidebands have been subtracted and all the selections have been applied. A cut on $\cos^2 \phi_B$ has been applied : $\cos^2 \phi_B \leq 20$. From this table, it is clear that a high majority of $B^\pm \rightarrow D^0 \ell^\pm \nu$ and $B^\pm \rightarrow D^{*0} \ell^\pm \nu$ events pass the selections, which is not

the case for the higher $B^\pm \rightarrow D^{**}\ell^\pm\nu$ resonances. The composition is very similar for both samples. However, the small differences could cause the signal and the double tagged event yields to vary differently if the assumed $B \rightarrow X_c\ell\nu$ branching fractions for the exclusive decays (which are not well known) are varied. This has been studied in [4-1] and [4-3], and it was found that the variation of the double-tag ratio was always smaller than 2%.

4.6.3.5 Stability of the correction factor wrt. E_{extra} selection

Varying the E_{extra} selection can have an impact on the correction factor. We are not required to vary T_{extra} since it has to be exactly equal to zero and allowing extra tracks would not be representative of the analysis environment. Table 4.22 shows that the impact of these variations is less than 0.5%.

E_{extra} selection	Correction Factor
$E_{extra} \leq 0.25 \text{ GeV}$	0.988 ± 0.011
$E_{extra} \leq 0.40 \text{ GeV}$	0.991 ± 0.010
$E_{extra} \leq 0.50 \text{ GeV}$ (nominal)	0.990 ± 0.010
$E_{extra} \leq 0.75 \text{ GeV}$	0.995 ± 0.010
$E_{extra} \leq 1.00 \text{ GeV}$	0.994 ± 0.010
no cut on E_{extra}	0.993 ± 0.010

TAB. 4.22 – Stability of the correction factor when the E_{extra} selection is varied.

4.6.3.6 Correction factor value

Combining all the systematic errors, we find that the correction factor is equal to :

$$0.990 \pm 0.010 \pm 0.011 \pm 0.010 \pm 0.005 = 0.990 \pm 0.019.$$

The first error is due to the limited statistics of the double tag sample, the second is due to the non-perfect linearity of the D^0 sidebands, the third one comes from the potential impact of the unknown $B \rightarrow X_c \ell \nu$ branching fractions combined to the difference in the relative composition of the double tag sample and the signal sample. Finally, the forth one represents the variation of the correction factor when the E_{extra} selection is varied. This correction factor is used to correct the MC signal efficiency. Its associated error is considered as a systematic uncertainty on the $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ branching fraction.

4.7 Partial branching fractions

Without q^2 unfolding, or in other words, neglecting the q^2 resolution, the partial branching fraction found in the i -th q_{reco}^2 bin is obtained by :

$$\Delta \mathcal{B}_i = \frac{N_i^{\text{fit}}}{\epsilon_i \cdot 2N_{B^+}}, \quad (4.5)$$

where N_i^{fit} is the fitted number of signal in the i -th q_{reco}^2 bin, ϵ_i represents the MC signal efficiency for the i -th q_{reco}^2 bin and N_{B^+} is the number of B^+ in the data which is given by :

$$N_{B^+} = 2 \cdot f_{+-} \cdot N_{B\bar{B}}.$$

f_{+-} is the fraction of $\Upsilon(4S)$ decaying in B^+B^- . According to the PDG 2005 update, its value is equal to 0.507 ± 0.008 . Since this value is compatible with 0.5, and in order to be coherent with [4-3], we use $f_{+-} = 0.5$ as the central value and take the error as a systematic uncertainty on the branching fraction. The number of $B\bar{B}$ events ($N_{B\bar{B}}$) is given by the B counting to be $(231.8 \pm 2.6) \times 10^6$ events.

To perform the q^2 unfolding, we have to modify eq. (4.5) in order to take into account the q^2 resolution and then the probability of having an event falling in a reconstructed q^2 bin different from the true (generated) one. The effect of the

resolution can be expressed as :

$$N_x^{\text{fit}} = M_{xy} \times N_{y, \text{True}}^{\text{fit}},$$

where M is a 3×3 matrix, which represents the probability of finding an event with its q_{reco}^2 in bin x and its q_{true}^2 in bin y . This M matrix is constructed using the MC signal events. Each element $M_{xy} = N_{xy} / \sum_y (N_{xy})$ where N_{xy} is the remaining number of MC signal events falling in the x -th q_{reco}^2 bin and the y -th q_{true}^2 bin. $\sum_y N_{xy}$ is the total number of remaining MC signal events having their q_{true}^2 values falling in bin y . In the present case,

$$M = \begin{pmatrix} 0.914 \pm 0.008 & 0.037 \pm 0.006 & 0 \\ 0.080 \pm 0.008 & 0.891 \pm 0.009 & 0.019 \pm 0.004 \\ 0.007 \pm 0.002 & 0.071 \pm 0.008 & 0.981 \pm 0.004 \end{pmatrix}.$$

The partial branching fraction found in the i -th q_{true}^2 bin is then :

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{B}_{i, \text{True}} &= \frac{N_{i, \text{True}}^{\text{fit}}}{\epsilon_{i, \text{True}} \cdot 2N_{B^+}} \\ &= \left[\frac{1}{\epsilon_{\text{True}}} \times M^{-1} \times \frac{N^{\text{fit}}}{2N_{B^+}} \right]_i \\ &= \left[\frac{R \cdot N^{\text{fit}}}{2N_{B^+}} \right]_i \end{aligned} \tag{4.6}$$

$1/\epsilon_{\text{True}}$ is a 3×3 matrix where the diagonal elements yy are equal to $1/\epsilon_y$, i.e. one over the signal MC efficiency in the q_{true}^2 bin y . The ϵ_y values are found in the second column of table 4.20. N^{fit} is a 3×1 matrix representing the number of signal events fitted in the x -th q_{reco}^2 bin. The N_x^{fit} values are found in tables 4.15 and 4.18 for MC and data, respectively. In the last row of eq. (4.6), R is a 3×3 matrix obtained by the product of the $1/\epsilon_{\text{True}}$ and the M^{-1} matrices.

In this scheme, the statistical errors, coming from the fitted yields, have to be

computed using matrices as well :

$$\sigma_{\Delta\mathcal{B}_{i,True}}^{2,Stat} = \left[\frac{R}{2N_{B^+}} \times \sigma_{Fit}^{2,Stat} \times \frac{R^T}{2N_{B^+}} \right]_{ii}$$

where R^T is the transposed R matrix and $\sigma_{Fit}^{2,Stat}$ is a 3×3 matrix where the diagonal elements ii are equal to $\sigma_{N_i^{fit}}^2$, the square of the statistical error on the fitted signal yield given by the fit for the i -th q_{reco}^2 bin. The statistical error on the total branching fraction is obtained by taking the square root of the sum of the 9 elements of the $\sigma_{\Delta\mathcal{B}_{True}}^{2,Stat}$ matrix.

4.7.1 Partial branching fractions : crosscheck on MC

Using eq. (4.6), table 4.20 and the fit results on the MC sample shown in table 4.15, we have verified that the branching fractions we get are coherent with the ones we used as input values. This is shown in table 4.23 and fig. 4.27.

FFModel	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\mathcal{B}$ Whole $q^2 \text{ range}$ $\times 10^{-5}$
<i>BABAR</i> [4-10]	$3.5^{+0.9}_{-0.8}$	$2.5^{+1.2}_{-1.1}$	$3.5^{+1.2}_{-1.1}$	$9.5^{+1.8}_{-1.6}$

TAB. 4.23 – Partial and total branching fractions measured in the Monte Carlo. The errors are statistical only. The partial and total branching fractions used as input values in MC are 3.2×10^{-5} , 3.2×10^{-5} , 2.6×10^{-5} , 9.0×10^{-5} for $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$, $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ and the whole q^2 range, respectively.

4.7.2 Partial branching fractions : data

Using eq. (4.6), table 4.20 and the fit result on the data sample shown in table 4.18, we find the branching fractions shown in table 4.24 and fig. 4.28.

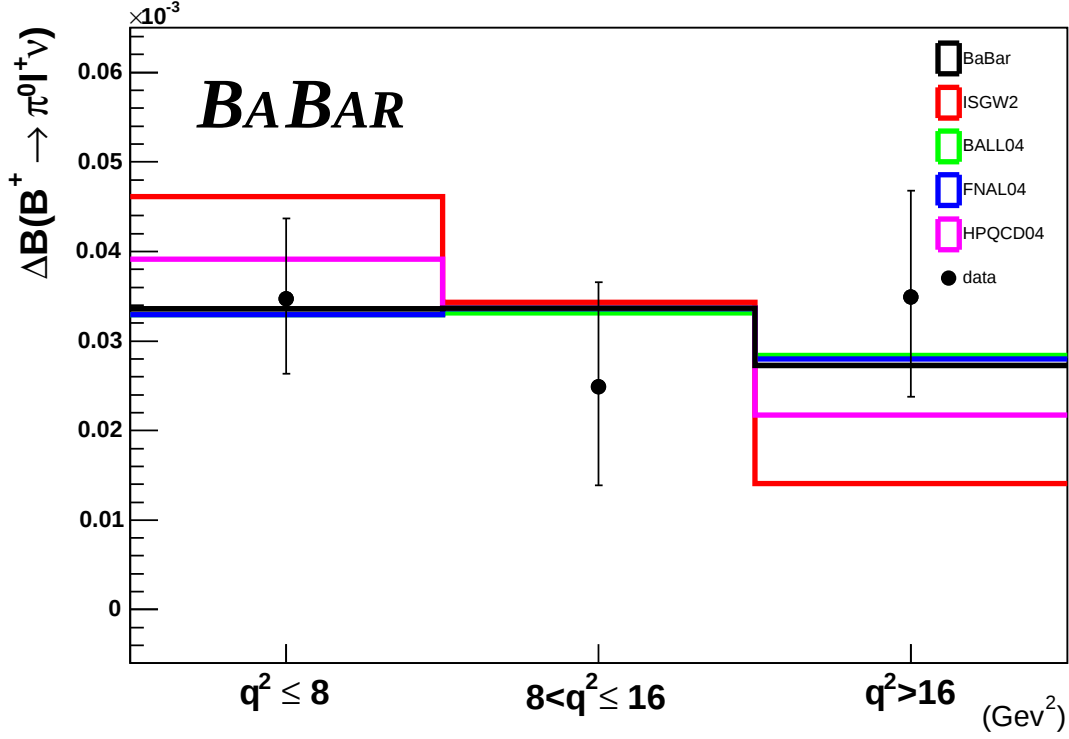


FIG. 4.27 – Partial branching fractions measured in the Monte Carlo compared to different FF models. The error bars are statistical only. The partial and total branching fractions used as input values in MC are 3.2×10^{-5} , 3.2×10^{-5} , 2.6×10^{-5} , 9.0×10^{-5} for $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$, $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ and the whole q^2 range, respectively. The FF model used as input for the MC is based on the recent *BABAR* measurement [4-10] (shown in black in the figure). All the FF models shown in the figure, except the ISGW2 model which has been rejected by other analyses, have been used in the present analysis.

FFModel	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\mathcal{B}$ Whole q^2 range $\times 10^{-5}$
<i>BABAR</i> [4-10]	$1.8^{+0.9}_{-0.8}$	$4.5^{+1.4}_{-1.3}$	$1.0^{+1.2}_{-1.1}$	$7.3^{+1.9}_{-1.7}$

TAB. 4.24 – Partial and total branching fractions measured in the data. The errors are statistical only.

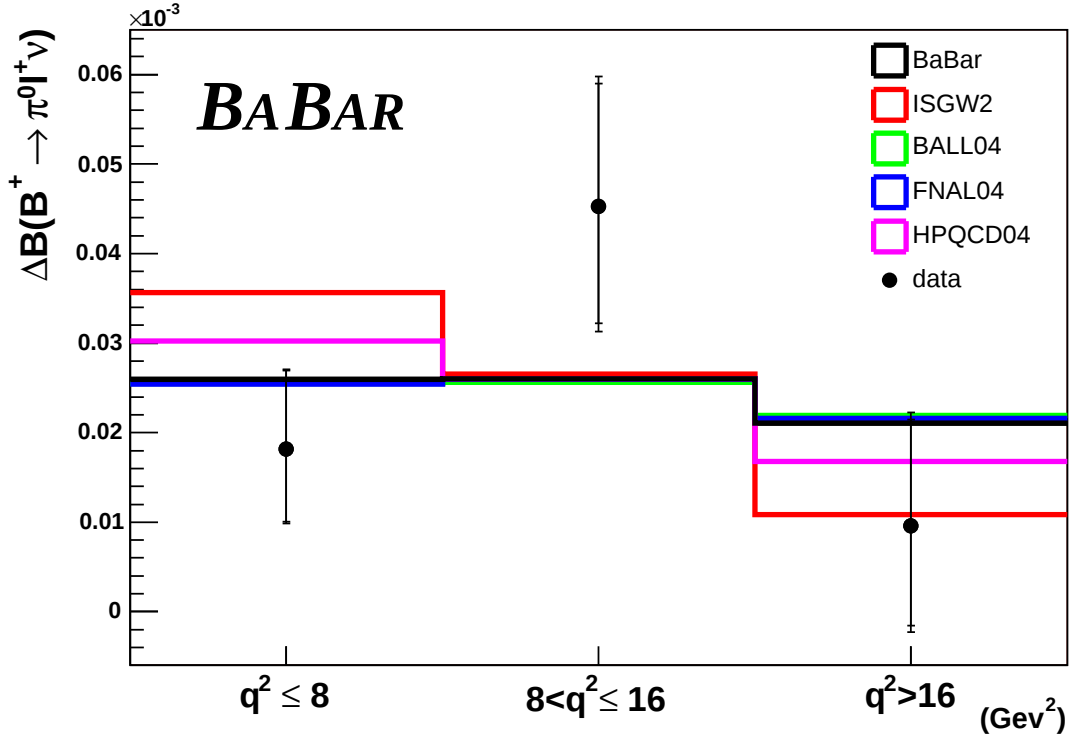


FIG. 4.28 – Partial branching fractions measured in the data compared to different FF models. The error bars contain the statistical error and the total systematic error based on the systematic uncertainties evaluated so far (see table 4.26). All the FF models shown in the figure, except the ISGW2 model which has been rejected by other analyses, have been used in the present analysis. Note that the FF model labeled “*BABAR*” (shown in black) is based on the recent *BABAR* measurement [4-10] and was used as input for the MC.

4.8 Systematic uncertainties

Here is a list of the known sources of systematic errors and of the way they are dealt with.

4.8.1 Systematic uncertainties due to the physics modelization

4.8.1.1 $B \rightarrow X_c \ell \nu$ and $B \rightarrow X_u \ell \nu$ branching fractions

Uncertainties due to the unknown or poorly known branching fraction of $B \rightarrow X_c \ell \nu$ and $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays can affect the shape of the $\cos^2 \phi_B$ MC distribution, which is used in the fit that extract the signal yield. To evaluate this uncertainty, the analysis is repeated 1000 times. Each time, for all the concerned backgrounds, a new value of the branching fraction is chosen randomly within a flat¹⁹ range shown in table 4.25. These ranges have been taken from the SL web page [4-15]. MC events are reweighted according to this new value and the fit to the data is repeated. The branching fractions spread of the 1000 tries are taken as the corresponding systematic error.

4.8.1.2 Signal form factors

This uncertainty is evaluated by reweighting the MC signal events to reproduce the spectra of q^2 and related quantities, as predicted by different models [4-4], [4-5], [4-6]. For each model, the fit is performed with this new MC sample, the signal efficiency and M matrices are recomputed and the branching fractions are evaluated. The largest branching fraction variations are taken as the corresponding systematics.

¹⁹We chose to use a flat range (in opposition to a Gaussian distribution for example), which is conservative, since many of the branching fractions are poorly known. However, we restricted the sum of the individual branching fractions to be coherent with the inclusive measurements which are more precise.

Decay type	$\mathcal{B}$ Variation for B^+B^-	$\mathcal{B}$ Variation for B^0B^0
$B \rightarrow D\ell\nu$	$(2.08 \rightarrow 2.39) \times 10^{-2}$	$(1.92 \rightarrow 2.22) \times 10^{-2}$
$B \rightarrow D^*\ell\nu$	$(5.04 \rightarrow 7.00) \times 10^{-2}$	$(4.68 \rightarrow 6.23) \times 10^{-2}$
$B \rightarrow D_1(2420)\ell\nu$	$(0.40 \rightarrow 0.72) \times 10^{-2}$	$(0.37 \rightarrow 0.67) \times 10^{-2}$
$B \rightarrow D_2(2460)^*\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 0.60) \times 10^{-2}$	$(0.00 \rightarrow 0.46) \times 10^{-2}$
$B \rightarrow D_0^*\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 0.87) \times 10^{-2}$	$(0.00 \rightarrow 0.86) \times 10^{-2}$
$B \rightarrow D_1'\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 1.28) \times 10^{-2}$	$(0.00 \rightarrow 1.24) \times 10^{-2}$
non-resonant $B \rightarrow X_c\ell\nu$	see caption	see caption
$B \rightarrow \pi\ell\nu$	$(0.60 \rightarrow 0.84) \times 10^{-4}$	$(0.11 \rightarrow 1.55) \times 10^{-4}$
$B \rightarrow \eta\ell\nu$	$(0.48 \rightarrow 1.20) \times 10^{-4}$	-
$B \rightarrow \eta'\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 1.68) \times 10^{-4}$	-
$B \rightarrow \rho\ell\nu$	$(1.04 \rightarrow 1.85) \times 10^{-4}$	$(1.92 \rightarrow 3.43) \times 10^{-4}$
$B \rightarrow \omega\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 2.90) \times 10^{-4}$	-
Other $B \rightarrow X_u\ell\nu$	$(0.00 \rightarrow 200)\% \times \mathcal{B}_{SP5/6}$	$(0.00 \rightarrow 200)\% \times \mathcal{B}_{SP5/6}$
non-resonant $B \rightarrow X_u\ell\nu$	see caption	see caption

TAB. 4.25 – Variation of the background branching fractions for systematic error studies. The inclusive $B \rightarrow X_c\ell\nu$ and $B \rightarrow X_u\ell\nu$ rates are saturated with non-resonant decays. The other exclusive $B \rightarrow X_u\ell\nu$ decays are those present in the *DECAY.DEC* file and not explicitly listed in the table.

4.8.1.3 Final-state radiation

The final-state radiation (FSR) changes the q^2 distribution from what is predicted by the theoretical calculations, which do not take the FSR into account. All MC samples used in this analysis are generated with PHOTOS [4-21] to simulate the FSR. The q^2 bin migration due to the FSR has been estimated in [4-3] to be less than 1.2%. We assign $\pm 1.2\%$ error for the partial branching fractions.

4.8.1.4 Fit parameterization

The impact of the signal's PDF choice is tested by repeating the fit with an alternative PDF, which is used as the default PDF in [4-3] :

$$\mathcal{P}_{\text{sig}}(x) = \frac{1 - \text{erf}(P_0 \log(P_1 x))}{2} + P_2 \exp(-P_3 x).$$

We also repeat the fit to the data with different fractions ($0.2 \rightarrow 0.8$) in front of the two terms of the signal's PDF (see eq. (4.3)).

For each of the two tests above, a systematic uncertainty is evaluated, based on the variation of the branching fractions with respect to the default parameterization. The 2 sets of results are added in quadrature.

4.8.1.5 Linearity assumption of the combinatoric D^0

The assumption that $N_{\text{side}} = r_{\text{side}} N_{\text{cmb}}$, where $r_{\text{side}} = \frac{4.5}{3.0}$ is the ratio of the widths of the m_{D^0} sideband and peak regions is a potential source of systematic uncertainty. We assumed that the “cmb” background was linearly distributed all along the m_{D^0} window (fig. 4.4 shows that this assumption seems reasonable). Using the MC-truth information, we find that the relative difference between N_{side} and $r_{\text{side}} N_{\text{cmb}}$ is always lower than 25%, 19% and 14% for the first, second and third q^2 bin respectively. Then, the nominal r_{side} value is varied accordingly and

the fit is repeated with this new evaluation of r_{side} . The variation in the branching fractions is taken as the systematic uncertainty.

4.8.2 Systematic uncertainties due to detector effects

4.8.2.1 Tagging efficiency

All these uncertainties are treated through the double tagged events as explained in sect. 4.6.3.

4.8.2.2 π^0 efficiency

The Neutral Particles group has recommended a $\pm 3\%$ uncertainty on the π^0 reconstruction efficiency. We assign this error for the signal side π^0 .

4.8.2.3 Tracking efficiency

The Tracking Efficiency task force recommends an uncertainty of $\pm 0.8\%$ per track. We assign this error for the signal side lepton.

4.8.2.4 Lepton ID

As it is done in [4-3], we assign a $\pm 2\%$ and $\pm 3\%$ uncertainty for the signal side electrons and muons, respectively.

4.8.2.5 q^2 resolution

We vary the amount of migration between q^2 bins (i.e. the non-diagonal elements of the M matrix) predicted by the MC by $\pm 50\%$. This variation was chosen to be conservative and coherent with [4-3]. The difference in the branching fractions is taken as the systematic error.

4.8.2.6 Shape of the MC background $\cos^2 \phi_B$ distribution

As shown in sect. 4.4.11, the shapes of the $\cos^2 \phi_B$ distributions in background control samples are found to be consistent between the data and MC : The slope of the data/MC ratio is consistent with zero. To evaluate the effect of the possible $\cos^2 \phi_B$ shape difference between DATA and MC, we applied to each MC background event a weight of $1 \pm A \times \cos^2 \phi_B$ to the $\cos^2 \phi_B$ value, where A is the average uncertainty on the slope (see table 4.13). We take the change in the extracted yields as the systematic error.

4.8.2.7 Photon shifting and smearing

The neutral group recommends to apply a photon shifting and smearing to the MC collections and this was not done in the original ntuple production. Most of the DATA-MC differences are already taken into account in the double-tag correction factor or in the systematic uncertainty related to the $\cos^2 \phi_B$ background shape. However, an impact on the $\cos^2 \phi_B$ signal shape could still occur. To study this potential effect, we re-ran the MC signal collections applying the photon shifting and smearing. We compared the signal shape between both ntuple productions and they were found to be almost identical. We have then computed the branching fractions using these new ntuples. We take the difference with the nominal results as a systematic uncertainty.

4.8.3 Other systematic uncertainties

4.8.3.1 MC statistics

The limited statistics of the signal MC sample, leads to an uncertainty on the signal selection efficiency and the M matrix. To evaluate this uncertainty, we vary, within its error, the number of remaining MC signal events and compute the new efficiencies, M matrix and branching fractions. This is repeated 5000 times. The difference between these tries and the nominal values of the branching fractions is

then fitted with a Gaussian distribution. The sigma of the fitted result is taken as the corresponding systematic error.

4.8.3.2 B -counting

As stated in sect. 4.7, the systematic error of the B -counting is $\pm 1.1\%$.

4.8.3.3 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ fraction (f_{+-})

According to the PDG update 2005, $f_{+-} = 0.507 \pm 0.008$. This represents a systematic error of $\pm 1.6\%$ on the partial and total branching fractions.

4.8.4 Summary table of the systematic uncertainties

Table 4.26 summarizes the evaluated systematic errors on the partial and total branching fractions.

4.9 Crosschecks

We have performed some crosschecks to test the stability of the results or to study more deeply some aspects of the present analysis.

1. Before unblinding, we have performed a “semi-unblinding”, looking only at the D^0 sidebands and comparing data and MC in this particular region. The agreement of the shapes was satisfying, as seen in fig. 4.29.
2. We have split the four runs in 2 sub-samples : Run 4 and Runs 123. The resulting branching fractions are coherent between the 2 sets of data and the nominal one (see table 4.27). However, the fit encountered some difficulties due to the lower statistics, specially in the third bin of q^2 .
3. We have varied the E_{extra} selection by ± 100 MeV. The results are coherent with the nominal ones (see table 4.27).

Systematics	$\sigma_{\Delta\mathcal{B}}/\Delta\mathcal{B}$ $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ %	$\sigma_{\Delta\mathcal{B}}/\Delta\mathcal{B}$ $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ %	$\sigma_{\Delta\mathcal{B}}/\Delta\mathcal{B}$ $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ %	$\sigma_{\mathcal{B}}/\mathcal{B}$ Whole $q^2 \text{ range}$ %
Bkg $\mathcal{B}(B \rightarrow X_c \ell \nu)$	+2.1 -1.9	+0.0 -4.9	+0.7 -10.8	+0.0 -4.4
Bkg $\mathcal{B}(B \rightarrow X_u \ell \nu)$	+1.6 -0.6	+2.4 -0.5	+16.4 -5.0	+3.4 -0.0
$B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ FF	+0.6 -1.1	+0.7 -0.0	+6.3 -0.6	+1.0 -0.0
Final-state radiation	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 0.0
Fit PDFs	± 2.5	± 3.3	± 9.4	± 2.6
Tagging	± 1.9	± 1.9	± 1.9	± 1.9
Tracking efficiency	± 0.8	± 0.8	± 0.8	± 0.8
π^0 efficiency	± 3.0	± 3.0	± 3.0	± 3.0
lepton ID	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5
q^2 resolution	± 1.2	± 4.5	± 18.0	± 0.0
MC Bkg $\cos^2 \phi_B$ shape	± 4.1	± 5.3	± 31.4	± 8.5
γ MC corr.	± 1.2	± 0.3	± 5.5	± 1.8
Combinatoric D	± 3.9	± 1.6	± 12.8	± 1.7
MC statistics	± 4.7	± 4.2	± 6.8	± 2.6
B counting	± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.1
f_{+-}	± 1.6	± 1.6	± 1.6	± 1.6
Total	+9.8 -9.7	+10.5 -11.3	+44.5 -42.5	+11.3 -11.6

TAB. 4.26 – Systematic errors on the partial and total branching fractions.

Runs used	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\mathcal{B}$ Whole $q^2 \text{ range}$ $\times 10^{-5}$
Nominal	$1.8^{+0.9}_{-0.8}$	$4.5^{+1.4}_{-1.3}$	$1.0^{+1.2}_{-1.1}$	$7.3^{+1.9}_{-1.7}$
Runs 123 only	$1.2^{+1.1}_{-1.0}$	$5.6^{+1.9}_{-1.8}$	$0.7^{+1.6}_{-3.7}$	$7.5^{+2.6}_{-4.1}$
Run 4 only	$2.6^{+1.4}_{-1.3}$	$3.3^{+1.9}_{-1.7}$	$1.2^{+1.9}_{-4.9}$	$7.1^{+2.8}_{-5.1}$
$E_{\text{extra}} \leq 150 \text{ MeV}$	$2.2^{+0.9}_{-0.8}$	$4.2^{+1.4}_{-1.3}$	$1.3^{+1.2}_{-1.1}$	$7.7^{+1.9}_{-1.7}$
$E_{\text{extra}} \leq 350 \text{ MeV}$	$1.6^{+0.9}_{-0.8}$	$4.5^{+1.4}_{-1.3}$	$1.8^{+1.3}_{-1.2}$	$7.9^{+1.9}_{-1.8}$

TAB. 4.27 – Partial and total branching fractions measured in the data for different crosschecks. The errors are statistical only.

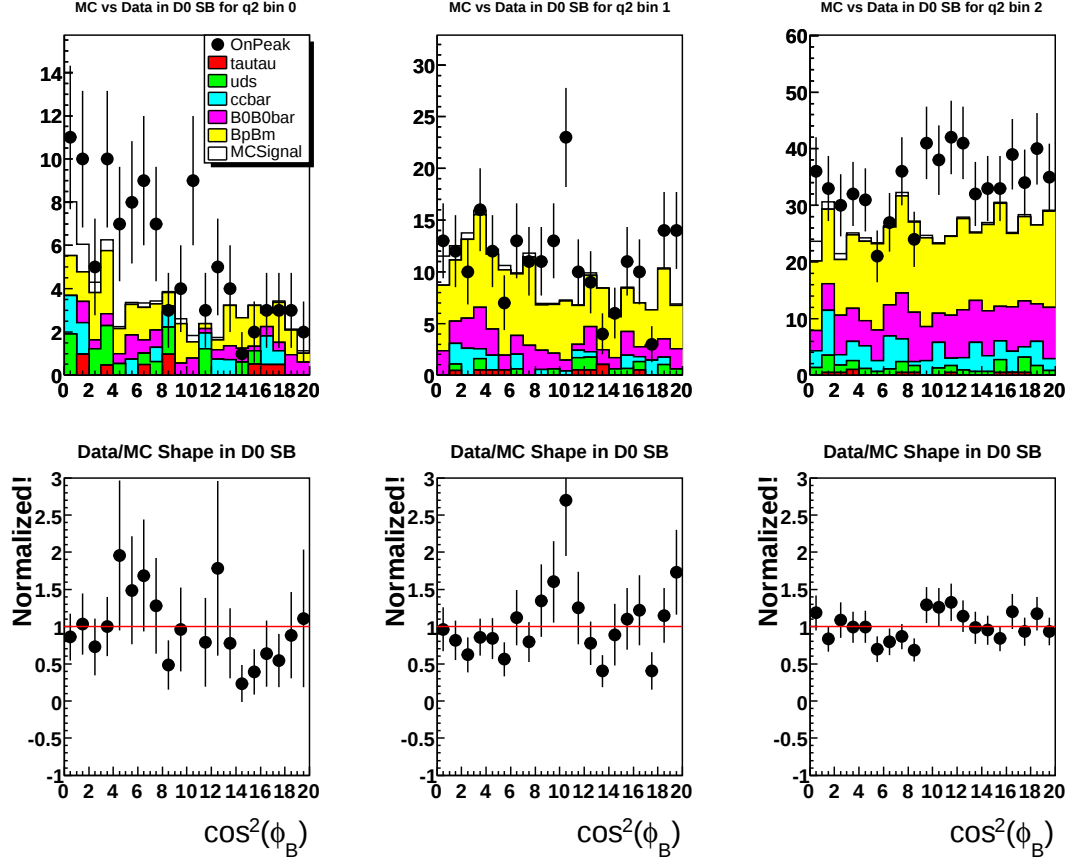


FIG. 4.29 – Semi-unblinding : $\cos^2 \phi_B$ shape comparison between data and MC in the D^0 sidebands in the three bins of q^2 . In the top plots, the histograms are MC events scaled to the on-resonance data luminosity while the dots represent the data. The bottom plots show the ratios of the *shapes* (i.e. the ratio of the distributions normalized to the same area) of the top plots.

4. We have checked that the asymmetries seen in the systematic error related to the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ and $B \rightarrow X_u \ell \nu$ branching fraction uncertainties were due to asymmetric ranges of variation.
5. We have checked that the fact that we are not applying explicit lower cut to our lepton momenta is not a problem since implicit cuts are made in the PID selector we use and, according to the PID web page, the discrepancies between data and MC for the low momentum leptons are small.
6. We have split the electrons and muon for the tag and the signal side in each type of data. Results can be found in table 4.28.
7. In the fitting procedure, we assume that the combinatoric part of the background can be described by the events found in the D^0 sidebands. Indeed, in eq. (4.4) we use $\mathcal{P}_{\text{cmb}}$ to describe both kind of data. In Monte Carlo, we see that both shapes are similar but not identical, specially for the first bin of q^2 . We have checked if this apparent difference was significant or not, given the statistics we have. We concluded that the difference seen was not significant, and then, no related systematic uncertainty needed to be assigned. To come to this conclusion, we have first fitted the MC *cmb* and *sb* events separately and compared to 2 PDFs obtained. As explained in sect. 4.5, the PDF used is :

$$f_{\text{exp}}(x) = \exp(P_0 x) + P_1^2.$$

Fitting this PDF to the *cmb* distribution, we find $P_0^{\text{cmb}} = -0.61 \pm 0.22$ and $P_1^{\text{cmb}} = 0.47 \pm 0.08$. The linear correlation between the coefficients is 0.53. For the *sb* sample, we get $P_0^{\text{sb}} = -0.40 \pm 0.17$, $P_1^{\text{sb}} = 0.62 \pm 0.089$, and a linear correlation of 0.43. Then, we compute the weighted means of the parameters, taking the correlations into account. We do that by minimizing the following χ^2 :

$$\chi^2 = V_{\text{cmb}}^T \cdot C_{\text{cmb}} \cdot V_{\text{sb}} + V_{\text{sb}}^T \cdot C_{\text{sb}} \cdot V_{\text{cmb}},$$

tag/sig	sig all	sb s.	Bpm all	sb s.	B0 all	sb s.	On all	sb s.	Off all	sb s.	cc all	sb s.	uds all	sb s.	tau all	sb s.
e/e	45 ± 0	35 ± 0	333 ± 9	129 ± 8	96 ± 5	17 ± 4	896 ± 30	209 ± 26	253 ± 50	10 ± 41	27 ± 4	0 ± 4	32 ± 4	-5 ± 3	19 ± 3	-1 ± 2
e/mu	44 ± 0	33 ± 2	358 ± 9	149 ± 9	102 ± 5	19 ± 4	662 ± 26	262 ± 23	49 ± 22	-0 ± 18	59 ± 7	7 ± 6	5 ± 2	3 ± 1	1 ± 1	1 ± 1
mu/e	39 ± 1	30 ± 1	238 ± 8	97 ± 7	80 ± 4	8 ± 4	418 ± 20	178 ± 18	49 ± 22	-0 ± 18	16 ± 3	0 ± 3	1 ± 1	-0 ± 0	2 ± 1	-0 ± 1
mu/mu	38 ± 1	28 ± 1	285 ± 8	124 ± 8	88 ± 4	18 ± 4	519 ± 23	164 ± 20	78 ± 28	29 ± 25	61 ± 7	4 ± 6	33 ± 4	-2 ± 4	0 ± 0	0 ± 0
all	166 ± 3	126 ± 3	1214 ± 18	499 ± 16	366 ± 9	61 ± 8	2495 ± 50	813 ± 44	429 ± 65	39 ± 54	163 ± 11	12 ± 9	70 ± 6	-5 ± 5	22 ± 3	-1 ± 3

TAB. 4.28 – This table shows the remaining MC and data events, split in tag and signal lepton ID categories. All the numbers are scaled to the on-resonance data luminosity and "sb s." means that the D^0 mass sidebands have been subtracted. As a reminder, the PID selectors used are : eLH both for the tag-side and signal-side electrons, muMicroTight for the tag-side muon and muNNLoose for the signal-side muon.

where $V_{cmb} = (P_0^{cmb} - \bar{P}_0, P_1^{cmb} - \bar{P}_1)$ and where $V_{sb} = (P_0^{sb} - \bar{P}_0, P_1^{sb} - \bar{P}_1)$. C_{cmb} and C_{sb} are the inverse of the covariance matrices of the respective fits to the *cmb* and *sb* MC samples. We get $\bar{P}_0 = -0.48$ and $\bar{P}_1 = -0.54$. The minimized $\chi^2/ndof$ is 0.92, where $ndof = 4$ measured parameters $(P_0^{cmb}, P_1^{cmb}, P_0^{sb}, P_1^{sb}) - 2$ fitted parameters ($\bar{P}_0$ and $\bar{P}_1$).

Then, we have fitted the MC *sb* and *cmb* distributions using the mean parameters $\bar{P}_0$ and $\bar{P}_1$. We get $\chi_{cmb}^2/ndof = 1.6$ and $\chi_{sb}^2/ndof = 0.9$. We then conclude that the 2 distributions are compatible within their statistical uncertainties.

4.10 Summary

The complete branching fraction results are given in table 4.29. Figs 4.21 4.22, 4.23 and 4.28 show graphical representations of the results.

FFModel	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\Delta\mathcal{B}$ $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$ $\times 10^{-5}$	$\mathcal{B}$ Whole $q^2 \text{ range}$ $\times 10^{-5}$
<i>BABAR</i> [4-10]	$1.8^{+0.9+0.2}_{-0.8-0.2}$	$4.5^{+1.4+0.5}_{-1.3-0.5}$	$1.0^{+1.2+0.4}_{-1.1-0.4}$	$7.3^{+1.9+0.8}_{-1.7-0.8}$

TAB. 4.29 – Partial and total branching fractions measured in the data. The first errors are statistical while the second errors are systematic.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

- [4-1] S. Brunet, D. Côté, R. Kowalewski, P. Taras, B. Viaud, *Branching fraction measurement of $B^\pm \rightarrow \pi^0 \ell^\pm \nu$ using semileptonic tags*, BABAR Analysis Document #818 (2005)
- [4-2] S. Brunet, D. Côté, R. Kowalewski, M. Morii, P. Taras, B. Viaud, *Branching Fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, Measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ Events Tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ Decays*, BABAR Analysis Document #1243, SLAC-PUB-11313, hep-ex/0506065 (2005)
- [4-3] M. Morii, *Measurement of $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+ \ell \nu)$ using semileptonic tags*, BABAR Analysis Document #1091 (2006)
- [4-4] P. Ball and R. Zwicky, *New results on $B \rightarrow \pi K \eta$ decay formfactors from light-cone sum rules*, Phys. Rev. **D71**, 014015 (2005); P. Ball and R. Zwicky, *$B_{d,s} \rightarrow \rho, \omega, K^*, \phi$ decay form-factors from light-cone sum rules revisited*, Phys. Rev. **D71**, 014029 (2005)
- [4-5] J. Shigemitsu *et al.*, *Semileptonic B decays with $N_f = 2+1$ dynamical quarks*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **140**, 464 (2005)
- [4-6] M. Okamoto *et al.*, *Semileptonic $D \rightarrow \pi/K$ and $B \rightarrow \pi/D$ decays in $2+1$ flavor lattice QCD*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **140**, 461 (2005)
- [4-7] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Branching fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ events tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays*, Contribution to Lepton Photon 2005, Uppsala (2005)
- [4-8] S. B. Athar *et al.*, CLEO Collaboration, *Study of the q^2 dependence of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) \ell \nu$ decay and extraction of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D68**, 072003 (2003)
- [4-9] K. Abe *et al.*, Belle Collaboration, *Measurement of exclusive $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays with $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ decay tagging*, hep-ex/0408145, Contributed to 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China (2004)

- [4-10] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays and determination of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D72**, 051102 (2005)
- [4-11] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow u \ell \bar{\nu}$ decays on the recoil of fully reconstructed B mesons and determination of $|V_{ub}|$* , hep-ex/0408068, Contributed to 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2004), Beijing (2004)
- [4-12] D. Côté, S. Brunet, P. Taras, B. Viaud, *Reweighting of the form-factors in exclusive $B \rightarrow X \ell \nu_\ell$ decays*, Eur. Phys. J. C **38**, 105 (2004)
- [4-13] 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 #867 (2004)
- [4-14] M. Allen, N. Naisbit, A. Roodman, *A Study of Pi-zero Efficiency*, BABAR Analysis Document #870 (2004)
- [4-15] <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/www/Physics/Analysis/AWG/InclusiveSL/common/main.html>
- [4-16] P. D. Jackson, R. Kowalewski, *Tagging using $B \rightarrow D \ell \nu(X)$ decays*, BABAR Analysis Document #537 (2003)
- [4-17] S. Chen, K. Hamano, R. Kowalewski *et al.*, *BToDlnu Sub-skim Production*, BABAR Analysis Document #1171 (2005)
- [4-18] G. C. Fox and S. Wolfram, *Observables for the Analysis of Event Shapes in e^+e^- Annihilation and Other Processes*, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978)
- [4-19] M. Mazur, J. Richmann, *Search for the exclusive decays $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$* , BABAR Analysis Document #1111, Appendix C (2005)
- [4-20] D. Fortin, R. Kowalewski, H. M. Lacker, F. Muheim, *Charged track and neutral cluster selection in the q^2 - E_ℓ $|V_{ub}|$ analysis*, BABAR Analysis Document #633 (2003)
- [4-21] E. Barberio, Z. Was, *PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0* Comp. Phys. Commun. **79**, 291 (1994)

CHAPITRE 5

MEASUREMENT OF THE $B \rightarrow \pi \ell \nu$ BRANCHING FRACTION AND DETERMINATION OF $|V_{ub}|$ WITH TAGGED B MESONS

Ce chapitre présente un article écrit en anglais et publié dans Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006). Il représente la première publication existante de l'extraction de $|V_{ub}|$ en étudiant les désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ à l'aide d'étiquettes. Cet article contient les recherches de l'auteure de cette thèse, qui ont été détaillées au chapitre 4 et combine les résultats avec ceux provenant d'autres recherches complémentaires dans *BABAR* : $B \rightarrow \pi^+ \ell \nu$ avec étiquettes semileptoniques et $B \rightarrow \pi^{0/+} \ell \nu$ avec étiquettes hadroniques. Les détails de cette combinaison se trouvent dans l'annexe V.

Même si cet article a été écrit au nom de la Collaboration *BABAR*, comme c'est le cas pour tous les articles issus de l'expérience, l'auteure de cette thèse est l'un des trois auteurs principaux.

Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006)

hep-ex/0607089

Measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ Branching Fraction and Determination of $|V_{ub}|$ with Tagged B Mesons

The *BABAR* Collaboration

Abstract

We report a measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ branching fraction based on 211 fb^{-1} of data collected with the *BABAR* detector. We use samples of B^0 and B^+ mesons tagged by a second B meson reconstructed in a semileptonic or hadronic decay, and combine the results assuming isospin symmetry to obtain $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.33 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$. We determine the magnitude of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix element $|V_{ub}|$ by combining the partial branching fractions measured in ranges of the momentum transfer squared and theoretical calculations of the form factor. Using a recent lattice QCD calculation, we find $|V_{ub}| = (4.5 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{syst}}^{+0.7}_{-0.5\text{FF}}) \times 10^{-3}$, where the last error is due to the normalization of the form factor.

PACS numbers : 13.20.He, 12.15.Hh, 12.38.Qk, 4.40.Nd

The magnitude of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix [5-1] element V_{ub} is a critical constraint on the Unitarity Triangle. Our knowledge of $|V_{ub}|$ comes from measurements of the $b \rightarrow u\ell\nu$ decay rate, where the hadronic system in the final state can be reconstructed either inclusively or exclusively. The precisions are limited by the uncertainties in the non-perturbative QCD calculations that are used to extract $|V_{ub}|$ from the measured decay rates. It is therefore crucial to pursue both the inclusive and exclusive approaches, which rely on different theoretical methods, and to test their consistency.

The rate of the exclusive decay $B \rightarrow \pi\ell\nu$ ($\ell = e$ or μ) is related to $|V_{ub}|$ through the form factor $f_+(q^2)$, where q^2 is the momentum transfer squared. Measurements of the $B \rightarrow \pi\ell\nu$ branching fraction have been reported by CLEO [5-2], BABAR [5-3], and Belle [5-4]. In this Letter, we report a measurement in which $B \rightarrow \pi\ell\nu$ decays are searched for in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ events that are identified by reconstruction of the second B meson (B_{tag}). The technique, which was also used in [5-4], allows us to constrain the kinematics, reduce the combinatorics, and determine the charge of the signal B . The result is an improved signal purity at the expense of the efficiency compared with the traditional measurements in which only the signal B meson is reconstructed. We perform two analyses in which B_{tag} is reconstructed in semileptonic and hadronic decays, respectively, and combine the measured partial branching fractions $\Delta\mathcal{B}$ in ranges of q^2 with the recent form-factor calculations [5-5-8] to determine $|V_{ub}|$.

The measurement uses a sample of approximately 232 million $B\bar{B}$ pairs, corresponding to an integrated luminosity of 211 fb^{-1} , recorded near the $\Upsilon(4S)$ resonance with the BABAR detector [5-9] at the PEP-II asymmetric-energy e^+e^- storage rings. We use a detailed Monte Carlo (MC) simulation to estimate the signal efficiency and the signal and background distributions.

In the first analysis, we reconstruct B_{tag} in the semileptonic decay $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$.

We reconstruct D^0 mesons in $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+\pi^0$, and $K_S^0\pi^+\pi^-$ decays, and D^+ mesons in $K^-\pi^+\pi^+$ decays [5-10]. The D mass resolution (σ) is between 4.6 and 12.9 MeV depending on the decay channel. The mass of the D candidate is required to be within 2.6σ and 3.0σ of the expected value for the B^0 and B^+ channels, respectively. We also use a sideband sample, in which the D candidate mass is more than 3σ away from the nominal value, for subtracting the combinatoric background. We reconstruct D^{*+} mesons in $D^0\pi^+$ and $D^+\pi^0$ decays. The mass difference between the D^* and D is required to be within 3 MeV of the expected value [5-11]. The reconstructed D and D^* candidates are paired with a charged lepton with a center-of-mass (c.m.) momentum $|\mathbf{p}_\ell| > 0.8 \text{ GeV}$ to form a $Y = D^{(*)}\ell$ system. If the D decay contains a charged kaon, the lepton must have the same charge as the kaon. The lepton and the D meson are required to originate from a common vertex. Assuming that only a massless neutrino escaped detection, we calculate the cosine of the angle between the B and Y momenta as $\cos\theta_{BY} = (2E_BE_Y - m_B^2 - m_Y^2)/(2|\mathbf{p}_B||\mathbf{p}_Y|)$, where m_B , m_Y , E_B , E_Y , $\mathbf{p}_B$, $\mathbf{p}_Y$ refer to the masses, c.m. energies, and momenta of the B and Y , respectively. For background events, $\cos\theta_{BY}$ does not correspond to the cosine of a physical angle and can extend outside ± 1 . We apply a loose selection of $|\cos\theta_{BY}| < 5$ at this stage.

After identifying the B_{tag} meson, we require the remaining particles in the event to be consistent with a $B \rightarrow \pi\ell\nu$ decay. Charged tracks that are not identified as a lepton or a kaon are considered charged pion candidates. Neutral pion candidates are formed from pairs of photon candidates with invariant mass between 115 and 150 MeV. For the B^0 channel, the lepton must have $|\mathbf{p}_\ell| > 0.8 \text{ GeV}$, and its charge must be opposite to that of the charged pion. The lepton charge must be opposite to that of the B_{tag} for the B^+ channel. We reject the lepton candidate if, when combined with an oppositely-charged track, it is consistent with a $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ decay or a photon conversion. Once the signal B candidate is identified, we require that the event contain no other charged particles and small total c.m. energy E_X^* of the residual neutral particles. In measuring E_X^* , we re-

move the neutral candidates that are consistent with coming from a $D^* \rightarrow D\pi^0$ or $D\gamma$ decay, bremsstrahlung from an electron, or beam-related background. We require $E_X^* < 70 \text{ MeV}$ for the B^0 channel and $E_X^* < 250 \text{ MeV}$ for the B^+ channel, the latter being relaxed to allow for additional photons from decays of D^{*0} and higher resonances. We calculate the cosine of the angle between the B and $\pi\ell$ momenta as $\cos\theta_{B\pi\ell} = (2E_BE_{\pi\ell} - m_B^2 - m_{\pi\ell}^2)/(2|\mathbf{p}_B||\mathbf{p}_{\pi\ell}|)$, where $m_{\pi\ell}$, $E_{\pi\ell}$, $\mathbf{p}_{\pi\ell}$ are the mass, c.m. energy, and momentum of the $\pi\ell$ system, respectively. We require $|\cos\theta_{B\pi\ell}| < 5$.

Ignoring the small c.m. momentum of the B meson, the invariant mass squared of the lepton-neutrino system in a $B \rightarrow \pi\ell\nu$ decay can be inferred as $q^2 = (m_B - E_\pi)^2 - |\mathbf{p}_\pi|^2$, where E_π and $\mathbf{p}_\pi$ are the c.m. energy and momentum of the pion. We divide the data into three bins : $q^2 < 8 \text{ GeV}^2$, $8 < q^2 < 16 \text{ GeV}^2$, and $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. We use simulated $B \rightarrow \pi\ell\nu$ events to estimate and to correct for the small ($< 8\%$) migration between the q^2 bins due to resolution, which is approximately 0.8 GeV^2 at $q^2 = 8 \text{ GeV}^2$ and improves with increasing q^2 .

Having identified the two B mesons that decayed semileptonically, conservation of the total momentum determines the angle ϕ_B between the direction of the B momenta and the plane defined by the Y and $\pi\ell$ momenta :

$$\cos^2\phi_B = \frac{\cos^2\theta_{BY} + \cos^2\theta_{B\pi\ell} + 2\cos\theta_{BY}\cos\theta_{B\pi\ell}\cos\gamma}{\sin^2\gamma}, \quad (5.1)$$

where γ is the angle between the Y and $\pi\ell$ momenta. The variable $\cos^2\phi_B$ satisfies $\cos^2\phi_B \leq 1$ for correctly reconstructed signal events, and is broadly distributed for the background (see fig. 5.1). We use the $\cos^2\phi_B$ distributions to extract the signal yield in the data in each q^2 bin. We did not require stringent cuts on $\cos\theta_{BY}$ and $\cos\theta_{B\pi\ell}$ because they are incorporated in $\cos^2\phi_B$.

We express the data distribution as a sum of three contributions : $dN/d\cos^2\phi_B =$

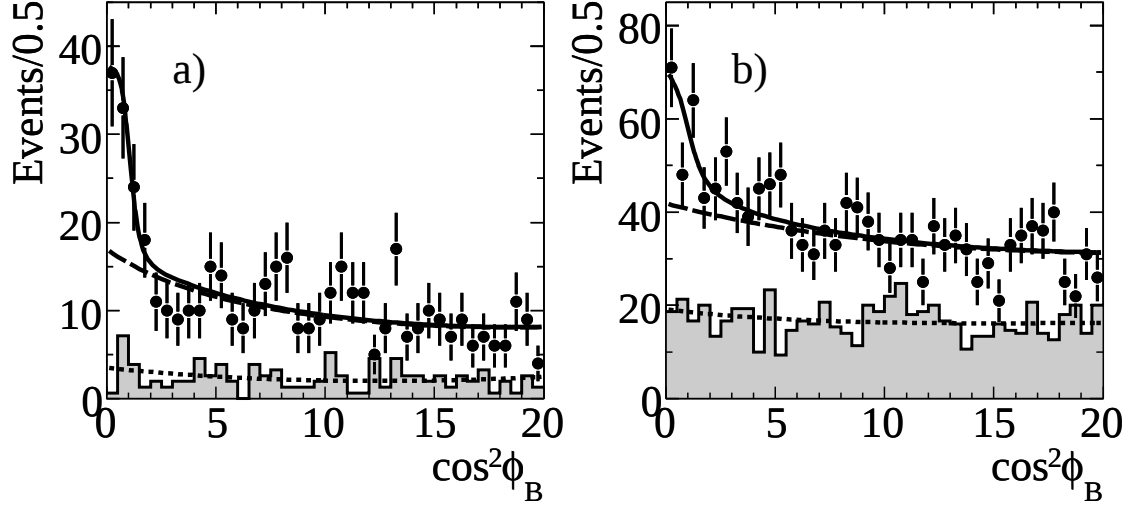


FIG. 5.1 – Distributions of $\cos^2 \phi_B$ of the a) $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and b) $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates. The points with error bars and the shaded histograms are the data in the D mass peak and sideband, respectively. The curves are the fit results representing the total (solid), background (dashed), and ‘cmb’ (dotted) components defined in the text. The fits were performed in bins of q^2 , but the results shown are for the complete q^2 range.

$N_{\text{sig}} \mathcal{P}_{\text{sig}} + N_{\text{bkg}} \mathcal{P}_{\text{bkg}} + N_{\text{cmb}} \mathcal{P}_{\text{cmb}}$, where N_c and $\mathcal{P}_c$ are the number of events and the probability density function (PDF) for each category c , defined as the signal (sig), background with correctly-reconstructed D mesons (bkg), and other backgrounds (cmb). The events in the D mass sideband are also used in the fit to constrain the $N_{\text{cmb}} \mathcal{P}_{\text{cmb}}$ term. The PDF shapes are determined from the MC simulation. The signal PDF is a combination of a smeared step function and an exponential tail. The background PDFs are either an exponential plus constant or a second order polynomial. The two data samples (D mass peak and sideband) and the MC samples are used in an unbinned maximum likelihood fit that determines N_{sig} , N_{bkg} , N_{cmb} , and the PDF parameters simultaneously. Fig. 5.1 shows the fit results summed over the q^2 bins. We find the signal yields and their statistical errors to be 57^{+13}_{-12} events and 92^{+26}_{-24} events for the B^0 and B^+ channels, respectively.

We use simulated $B \rightarrow \pi \ell \nu$ events to estimate the signal efficiencies. Control

samples are used to derive corrections for the data-MC differences in the B_{tag} reconstruction, charged and neutral particle reconstruction, and lepton identification. The largest uncertainty comes from the B_{tag} reconstruction efficiency, which is determined from a sample of events in which two non-overlapping B_{tag} candidates are reconstructed. The efficiency correction factors for the B_{tag} reconstruction are found to be 1.00 ± 0.07 and 0.99 ± 0.02 for the B^0 and B^+ channels, respectively. The average signal efficiencies after the correction are 1.1×10^{-3} for the B^0 channel and 3.0×10^{-3} for the B^+ channel. The latter is larger mainly because of the higher efficiency of reconstructing a D^0 meson compared with a D^+ or D^{*+} meson.

The measured branching fractions are summarized in table 5.1. The largest sources of systematic error [5-12] are : the B_{tag} reconstruction efficiency (discussed above), the shape of the background $\cos^2 \phi_B$ distribution (studied with control samples that fail the signal selection criteria), and the branching fractions of the B semileptonic decays other than $B \rightarrow \pi \ell \nu$ (varied within the current knowledge [5-11]).

In the second analysis, we reconstruct the B_{tag} meson in a set of purely hadronic final states $B \rightarrow D^{(*)}X$. We reconstruct D^0 mesons in $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, and $K_S^0\pi^+\pi^-$ decays, and D^+ mesons in $K^-\pi^+\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^0$, $K_S^0\pi^+$, $K_S^0\pi^+\pi^0$, and $K_S^0\pi^+\pi^+\pi^-$ decays. The D^* mesons are reconstructed in $D^0\pi^+$, $D^0\pi^0$, and $D^0\gamma$ decays. The hadronic system X has a total charge ± 1 and is composed of $n_1\pi^\pm + n_2K^\pm + n_3\pi^0 + n_4K_S^0$ where $n_1 + n_2 < 6$, $n_3 < 3$ and $n_4 < 3$. The total reconstruction efficiency for a B^0 (B^+) meson is 0.3% (0.5%).

We separate correctly-reconstructed B_{tag} mesons from the background using two kinematic variables : the beam-energy substituted mass $m_{\text{ES}} = \sqrt{s/4 - |\mathbf{p}_B|^2}$ and the energy difference $\Delta E = E_B - \sqrt{s}/2$, where $\sqrt{s}$ is the c.m. energy of the e^+e^- system. We select signal candidates in mode-dependent ΔE windows around zero. We apply a loose selection $5.2 < m_{\text{ES}} < 5.3$ GeV and fit the m_{ES} distribution

	$q^2 < 8$	$8 < q^2 < 16$	$q^2 > 16$	$q^2 < 16$	Total
B^0 Semileptonic	$0.50 \pm 0.16 \pm 0.05$	$0.33 \pm 0.14 \pm 0.04$	$0.29 \pm 0.15 \pm 0.04$	$0.83 \pm 0.22 \pm 0.08$	$1.12 \pm 0.25 \pm 0.10$
Hadronic	$0.09 \pm 0.10 \pm 0.02$	$0.33 \pm 0.15 \pm 0.05$	$0.65 \pm 0.20 \pm 0.13$	$0.42 \pm 0.18 \pm 0.05$	$1.07 \pm 0.27 \pm 0.15$
Average	$0.38 \pm 0.12 \pm 0.04$	$0.33 \pm 0.10 \pm 0.03$	$0.47 \pm 0.13 \pm 0.06$	$0.72 \pm 0.16 \pm 0.06$	$1.19 \pm 0.20 \pm 0.10$
B^+ Semileptonic	$0.18 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.45 \pm 0.13 \pm 0.05$	$0.10 \pm 0.12 \pm 0.04$	$0.63 \pm 0.16 \pm 0.06$	$0.73 \pm 0.18 \pm 0.08$
Hadronic	$0.16 \pm 0.11 \pm 0.03$	$0.39 \pm 0.16 \pm 0.06$	$0.26 \pm 0.12 \pm 0.06$	$0.56 \pm 0.19 \pm 0.08$	$0.82 \pm 0.22 \pm 0.11$
Average	$0.18 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.43 \pm 0.10 \pm 0.04$	$0.22 \pm 0.09 \pm 0.05$	$0.61 \pm 0.12 \pm 0.05$	$0.82 \pm 0.15 \pm 0.09$
Combined	$0.36 \pm 0.09 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.10 \pm 0.04$	$0.46 \pm 0.10 \pm 0.06$	$0.87 \pm 0.13 \pm 0.06$	$1.33 \pm 0.17 \pm 0.11$

TAB. 5.1 – Partial and total branching fractions, in units of 10^{-4} , measured with the semileptonic and hadronic tag analyses. The q^2 ranges are in GeV^2 . The errors are statistical and systematic. The combined results are expressed as $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ branching fractions.

at a later stage to extract the signal yield.

After reconstructing the B_{tag} , we look for the signature of a $B \rightarrow \pi \ell \nu$ decay in the recoiling system. The selection criteria for the pion and lepton candidates are similar to the first analysis, except a) the minimum $|\mathbf{p}_\ell|$ for electrons is 0.5 GeV, and b) the π^0 mass window is 110–160 MeV. We require $E_X^* < 450$ MeV for the B^0 channel to reduce the $B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu$ background, and no requirement is made for the B^+ channel.

The full reconstruction of B_{tag} allows us to determine the neutrino four-momentum precisely from the missing four-momentum $p_{\text{miss}} = p_{T(4S)} - p_{B_{\text{tag}}} - p_\pi - p_\ell$. The missing mass squared m_{miss}^2 peaks near zero for the signal and extends above zero for the background (see fig. 5.2). We require $|m_{\text{miss}}^2| < 0.3 \text{ GeV}^2$ for the B^0 channel and $-0.5 < m_{\text{miss}}^2 < 0.7 \text{ GeV}^2$ for the B^+ channel, with the latter being broader and asymmetric due to the resolution of the π^0 energy measurement.

Precise knowledge of p_{miss} allows us to calculate q^2 with small uncertainties. We divide the signal candidates into the same three q^2 bins as before, and subtract the small bin-to-bin migration as background. In each q^2 bin, we obtain the number of correctly-tagged events by an unbinned maximum likelihood fit to the m_{ES} distribution. The PDF for the signal is determined from MC simulation as a Gaussian function joined to an exponential tail. For the background, we use a threshold function of the form $x\sqrt{1-x^2}\exp(-\xi(1-x^2))$, where $x = 2m_{\text{ES}}/\sqrt{s}$ and the parameter ξ is allowed to float in the fit. Fig. 5.2 shows the m_{miss}^2 distribution obtained by splitting the data samples in bins of m_{miss}^2 and repeating the m_{ES} fit.

The signal side of the correctly-tagged events may not be a $B \rightarrow \pi \ell \nu$ decay. Contributions from this type of background are estimated with the MC simulation, as indicated by shaded histograms in Fig. 5.2, which are scaled to match the data in the sideband region $1 < m_{\text{miss}}^2 < 4 \text{ GeV}^2$. After background subtraction, we find

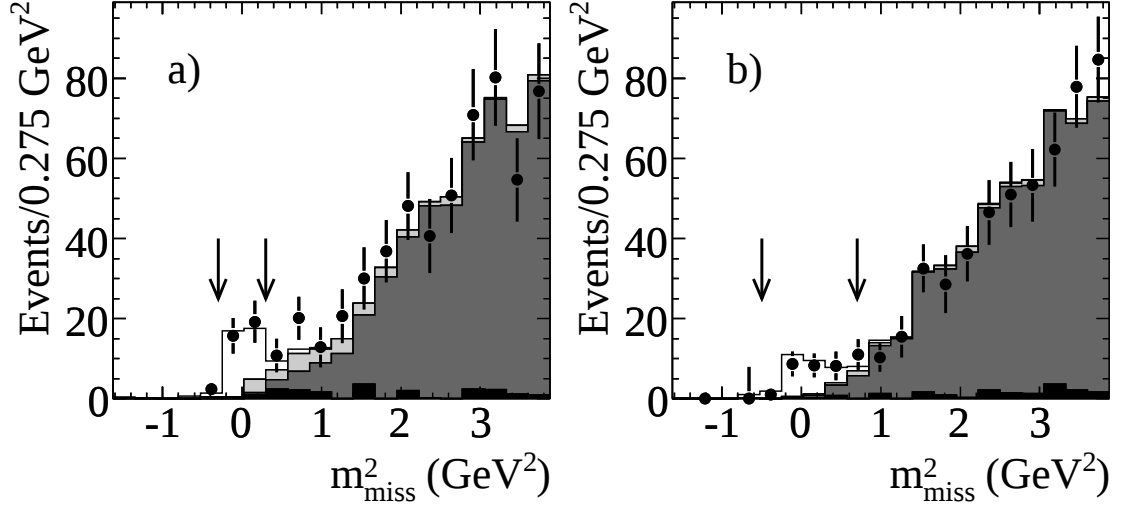


FIG. 5.2 – Distributions of m_{miss}^2 of the a) $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and b) $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ candidates. The points with error bars are the data. The histograms represent, from the lightest to the darkest, the MC simulation of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ signal, $b \rightarrow u \ell \nu$, $b \rightarrow c \ell \nu$, and other backgrounds. The arrows indicate the regions in which the signals are extracted.

signal yields of 31 ± 7 events and 26 ± 7 events for the B^0 and B^+ channels, respectively, where the errors are statistical.

Instead of estimating the absolute signal efficiency, we normalize the signal yield to the number of inclusive B semileptonic decays, $B \rightarrow X \ell \nu$, in the recoil of B_{tag} . The reconstruction efficiencies of the B_{tag} and of the lepton cancel to first order in the ratio between the yields of the signal and normalization samples. The inclusive branching fraction $\mathcal{B}(B \rightarrow X \ell \nu)$ is taken as $10.73 \pm 0.28\%$ [5-11]. The yield of the normalization sample is extracted by a fit to the m_{ES} distribution. The component of the background that peaks in the m_{ES} distribution is estimated from the MC simulation and subtracted. Efficiency differences between the signal and normalization samples are estimated with the MC simulation, and the corresponding corrections are applied to the result.

The measured branching fractions are summarized in table 5.1. The largest

source of systematic error is the limited statistics of the signal MC sample. Other significant sources include the modeling of the signal PDF (studied with alternative fitting methods), photon-energy measurement, π^0 reconstruction, muon identification, and the branching fractions of non-signal $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decays.

We take weighted averages of the measured partial branching fractions in each q^2 bin. The results for the B^0 and B^+ channels are consistent with the isospin relation $\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = 2\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)$ and the lifetime ratio $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.081 \pm 0.015$ [5-11], with $\chi^2 = 5.2$ for 3 degrees of freedom. Assuming isospin symmetry, we combine the B^0 and B^+ channels and express the results as the B^0 branching fraction in the last row of table 5.1. The overall χ^2 is 10.2 for 9 degrees of freedom.

We extract $|V_{ub}|$ from the partial branching fractions $\Delta\mathcal{B}$ using :

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\Delta\mathcal{B}}{\tau_{B^0} \Delta\zeta}},$$

where $\tau_{B^0} = (1.536 \pm 0.014)$ ps [5-11] is the B^0 lifetime and $\Delta\zeta = \Delta\Gamma/|V_{ub}|^2$ is the normalized partial decay rate predicted by the form-factor calculations. We use the light-cone sum rules calculation [5-5] for $q^2 < 16 \text{ GeV}^2$ and the lattice QCD calculations [5-6-8] for $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The results are shown in table 5.2.

In conclusion, we have measured the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ branching fraction as a function of q^2 using tagged B meson samples, and have extracted $|V_{ub}|$. The measured total branching fraction, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.33 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$, has the smallest systematic uncertainty among the existing measurements [5-2-4] thanks to the superior signal purity, and the overall precision is comparable to the best. Using theoretical calculations of the form factor, we obtain values of $|V_{ub}|$ ranging between 3.2×10^{-3} and 4.5×10^{-3} . As an example, the recently published unquenched lattice QCD calculation [5-6] gives $|V_{ub}| = (4.5 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{syst}}^{+0.7}_{-0.5\text{FF}}) \times 10^{-3}$.

	q^2 (GeV ²)	$\Delta\zeta$ (ps ⁻¹)	$ V_{ub} $ (10 ⁻³)
Ball-Zwicky [5-5]	< 16	5.44 ± 1.43	$3.2 \pm 0.2 \pm 0.1^{+0.5}_{-0.4}$
Gulez <i>et al.</i> [5-6]	> 16	1.46 ± 0.35	$4.5 \pm 0.5 \pm 0.3^{+0.7}_{-0.5}$
Okamoto <i>et al.</i> [5-7]	> 16	1.83 ± 0.50	$4.0 \pm 0.5 \pm 0.3^{+0.7}_{-0.5}$
Abada <i>et al.</i> [5-8]	> 16	1.80 ± 0.86	$4.1 \pm 0.5 \pm 0.3^{+1.6}_{-0.7}$

TAB. 5.2 – Values of $|V_{ub}|$ derived using the form factor calculations. The first two errors on $|V_{ub}|$ come from the statistical and systematic uncertainties of the partial branching fractions. The third errors correspond to the uncertainties on $\Delta\zeta$ due to the form-factor calculations, and are taken from Refs. [5-5–8].

Improvement will be possible with additional data combined with more precise form-factor calculations.

We are grateful for the excellent luminosity and machine conditions provided by our PEP-II colleagues, and for the substantial dedicated effort from the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and kind hospitality. This work is supported by DOE and NSF (USA), NSERC (Canada), IHEP (China), CEA and CNRS-IN2P3 (France), BMBF and DFG (Germany), INFN (Italy), FOM (The Netherlands), NFR (Norway), MIST (Russia), MEC (Spain), and PPARC (United Kingdom). Individuals have received support from the Marie Curie EIF (European Union) and the A. P. Sloan Foundation.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5

- [5-1] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys., **49**, 652 (1973)
- [5-2] S. B. Athar *et al.*, CLEO Collaboration, *Study of the q^2 dependence of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) \ell \nu$ decay and extraction of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D68**, 072003 (2003)
- [5-3] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays and determination of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D72**, 051102 (2005)
- [5-4] T. Hokuue *et al.*, Belle Collaboration, *Measurements of branching fractions and q^2 distributions for $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays with $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ decay tagging*, hep-ex/0604024, Submitted to Phys. Lett. B
- [5-5] P. Ball and R. Zwicky, *New results on $B \rightarrow \pi, K, \eta$ decay formfactors from light-cone sum rules*, Phys. Rev. **D71**, 014015 (2005)
- [5-6] E. Gulez *et al.*, HPQCD Collaboration, *B meson semileptonic form-factors from unquenched lattice QCD*, Phys. Rev. **D73**, 074502 (2006)
- [5-7] M. Okamoto *et al.*, Fermilab Collaboration, *Semileptonic $D \rightarrow \pi/K$ and $D \rightarrow \pi/D$ decays in 2+1 flavor lattice QCD*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **140**, 461 (2005)
- [5-8] A. Abada *et al.*, APE Collaboration, *Heavy $\rightarrow$ light semileptonic decays of pseudoscalar mesons from lattice QCD*, Nucl. Phys. **B619**, 565 (2001)
- [5-9] B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *The BABAR detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 1 (2002)
- [5-10] Charge conjugate states are implied throughout this Letter.
- [5-11] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. **B592**, 1 (2004)
- [5-12] See EPAPS Document No. E-PRLTAO-97-050647 for two tables containing
(i) the systematic errors of the measured partial branching fractions ($B \rightarrow$

$\pi\ell\nu$) and (ii) the error matrices. For more information on EPAPS, see <http://www.aip.org/pubserve/epaps.html>

Electronic Physics Auxiliary Publication Service (EPAPS)

This is an EPAPS attachment to B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006) [arXiv :hep-ex/0607089]. For more information on EPAPS, see <http://www.aip.org/pubservs/epaps.html>.

	B_{tag} bin	B^0 semilep.			B^+ semilep.			B^0 hadronic			B^+ hadronic		
		1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
$B \rightarrow \pi \ell \nu$ form factor	$\times$	1.0	0.5	1.1	0.9	0.5	4.5	0.3	0.2	0.1	0.3	0.2	2.2
$B \rightarrow X_c \ell \nu$ background	$+$	1.9	2.9	3.8	2.0	3.5	7.7	0.2	0.2	0.2	2.6	2.6	2.6
$B \rightarrow X_u \ell \nu$ background	$+$	0.8	1.7	6.9	1.2	1.7	12.1	4.2	4.2	4.2	1.7	1.7	1.7
$\mathcal{B}(B \rightarrow X \ell \nu)$	$\times$	not applicable						2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6
$\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)$	$\times$	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	not applicable					
Final-state radiation	$\times$	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
B_{tag} efficiency	$\times$	7.3	7.3	7.3	4.3	2.5	12.9	0.7	0.7	0.7	1.4	1.4	1.4
q^2 resolution	$\times$	1.6	1.3	1.2	1.2	4.5	18.0	negligible					
Fit method	$+$	1.4	2.1	5.7	4.8	6.2	32.8	5.7	5.7	5.7	2.7	2.7	2.7
Lepton identification	$\times$	1.6	1.9	1.9	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
Charged track reconstruction	$\times$	1.6	1.6	1.6	0.8	0.8	0.8	1.1	1.1	1.1	1.4	1.4	1.4
Neutral energy reconstruction	$\times$	negligible			3.2	3.0	6.3	1.2	1.2	1.2	3.7	3.7	3.7
Number of $B\bar{B}$ events	$\times$	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	not applicable					
MC statistics	$\times$	5.2	5.1	4.6	4.7	4.2	6.8	18.3	11.8	17.6	19.8	14.7	23.0
Total		10.0	10.4	13.6	9.7	10.9	43.5	20.1	14.4	19.4	21.0	16.3	24.1

TAB. 5.3 – Fractional systematic errors (in %) of the measured partial branching fractions. The q^2 bins are defined as 1 : $q^2 < 8 \text{ GeV}^2$, 2 : $8 < q^2 < 16 \text{ GeV}^2$, and 3 : $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$. The $+$ and $\times$ symbols indicate if the error is additive ($+$) or multiplicative ($\times$).

	bin	1	2	3
Value		0.355	0.518	0.457
Statistical error		0.086	0.097	0.104
Multiplicative systematic error		0.028	0.038	0.052
Covariance	1	1.000	0.593	0.471
	2	0.593	1.000	0.504
	3	0.471	0.504	1.000
Non-multiplicative systematic error		0.008	0.017	0.021
Covariance	1	1.000	0.986	0.791
	2	0.986	1.000	0.881
	3	0.791	0.881	1.000

TAB. 5.4 – Values and errors (in unit of 10^{-4}) of the combined partial branching fractions. The errors are separated into statistical, multiplicative systematic, and non-multiplicative systematic components, and the covariance matrices for the systematic components are given. The q^2 bins are defined as 1 : $q^2 < 8 \text{ GeV}^2$, 2 : $8 < q^2 < 16 \text{ GeV}^2$, and 3 : $q^2 > 16 \text{ GeV}^2$.

SOMMAIRE ET CONCLUSION

Au cours de cette thèse, nous avons exposé les contextes théorique et expérimental ainsi que les résultats de notre étude des désintégrations $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ en utilisant la technique des étiquettes semileptoniques $B \rightarrow D^{(*)0} \ell \nu$. Les intérêts principaux de cette recherche sont la mesure des rapports d'embranchement partiels et total, l'extraction de $|V_{ub}|$ et la comparaison de la forme du spectre de q^2 avec les différents modèles théoriques du facteur de forme $f_+(q^2)$.

Nous avons survolé, au chapitre 1, les grandes lignes du MS tout en détaillant plus particulièrement l'interaction du champs de Higgs avec les fermions qui donne naissance à la matrice CKM. Cette dernière quantifie la probabilité de changement de saveur des quarks et la valeur de ses éléments doit être mesurée expérimentalement car elle n'est pas prédite par le MS. Nous avons montré que les conditions d'unitarité de la matrice CKM peuvent être représentées par un Triangle d'Unitarité dont les paramètres (phases et normes) doivent être mesurés précisément pour tester le MS et tenter de découvrir de la nouvelle physique. L'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM, qui intervient dans la désintégration $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, est l'un des plus petits et des moins précisément mesurés.

Au chapitre 2, nous nous sommes concentrés sur la physique des mésons B et plus particulièrement sur leurs désintégrations semileptoniques $B \rightarrow X_c \ell \nu$ (désintégrations les plus fréquentes dont font partie nos étiquettes) et $B \rightarrow X_u \ell \nu$ (désintégrations rares dont fait partie notre signal). Nous avons orienté notre discussion sur les désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$, très utiles pour mesurer $|V_{ub}|$, en décrivant les deux approches principales utilisées pour leur étude à *BABAR* : l'approche inclusive (qui ne spécifie pas le hadron final) et l'approche exclusive (qui spécifie le hadron final, π^0 dans notre cas) que nous avons choisie pour nos recherches. Nous avons vu que les mesures de $|V_{ub}|$, pour ces deux types d'approches, sont limitées par l'incertitude des calculs de QCD qui y sont rattachés, lesquels se traduisent en facteurs

de forme dans le cas des études exclusives. Pour les désintégrations $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, un seul facteur de forme intervient (en faisant l'approximation des leptons sans masse), $f_+(q^2)$. Nous pouvons estimer la forme de $f_+(q^2)$ en mesurant les taux de désintégration de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ en plusieurs intervalles de q^2 , variable qui représente la masse invariante au carré du boson W intervenant dans la désintégration. Nous avons détaillé les calculs théoriques reliant la mesure du rapport d'embranchement de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ à l'extraction de $|V_{ub}|$ et nous nous sommes arrêtés plus longuement sur deux calculs prometteurs de $f_+(q^2)$, LCSR et LQCD, lesquels possèdent, à ce jour, des incertitudes allant de 10 à 13%. Nous avons également présenté différentes techniques expérimentales pour étudier exclusivement les désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ en nous concentrant sur celle choisie, soit l'utilisation des étiquettes semileptoniques. À la fin du chapitre 2, nous avons fait une récapitulation des mesures existantes reliées aux désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$, publiées et non publiées, au moment de l'écriture de cette thèse.

Le chapitre 3, pour sa part, fut consacré à la description de l'expérience *BABAR* et du dispositif expérimental, situé au SLAC et dont nous avons bénéficié pendant notre doctorat. Tout en insistant sur les besoins spécifiques de notre analyse, nous avons survolé les caractéristiques importantes de l'accélérateur, du collisionneur, du détecteur et de ses sous-composantes, de plusieurs outils d'analyse et des ressources informatiques et humaines qui ont assuré la qualité de nos recherches et de notre formation de chercheur. Nous avons également souligné nos contributions personnelles aux outils et tâches communes de *BABAR*. En effet, nous avons supervisé à plusieurs reprises la prise de données en tant que pilote et navigateur. Ensuite, nous avons participé à l'effort mis en place pour obtenir des corrections à la simulation MC quant à la détection et à la reconstruction des pions neutres (travail détaillé à l'annexe I). Parallèlement à cela, nous avons créé un filtre, le *XSLBtoXulnu skim*, qui est utilisé par plusieurs analystes de *BABAR* afin d'étudier exclusivement, et sans étiquettes, plusieurs désintégrations impliquant des transitions $b \rightarrow u$. Ce travail est documenté dans l'annexe II. Finalement, étant membre

du DQG, nous avons été responsable de la qualité de la reconstruction des traces chargées et de l'alignement du SVT et de la DCH, tâche critique afin d'assurer la qualité des données réelles et des simulations MC afin que la collaboration produise des résultats dans lesquels nous pouvons avoir confiance.

Au chapitre 4, nous avons présenté le corps de nos recherches à travers le document *Branching Fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, Measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ Events Tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ Decays*, qui a été révisé minutieusement par plusieurs membres de la collaboration *BABAR* en vue de la publication des résultats. Nous avons détaillé la stratégie d'analyse, les échantillons de données utilisés, et la sélection des candidats du côté des étiquettes et du signal. Nous avons souligné l'importance de deux variables clés pour discriminer le signal des bruits de fond, E_{extra} et T_{extra} . Nous avons présenté notre méthode d'optimisation des sélections ainsi que la façon dont nous utilisons les bandes extérieures de la masse des D^0 pour évaluer le bruit de fond combinatoire (et ainsi moins dépendre de la simulation MC). L'efficacité des sélections fut ensuite détaillée pour chaque type de données. S'en suivirent de nombreuses comparaisons des données réelles avec les simulations MC pour des variables importantes de l'analyse où nous avons constaté que la simulation représente les données réelles de manière acceptable. Nous avons aussi discuté de l'utilisation de la simulation MC (à la place des données *off-resonance*) pour évaluer la contribution du continuum aux bruits de fond. Nous avons ensuite détaillé, à partir des données MC, les principaux types de bruits de fond $B\bar{B}$ présents dans nos échantillons et nous avons constaté que les désintégrations $B \rightarrow X_c \ell \nu$ constituent de loin la majorité d'entre eux. Avant d'extraire le signal, nous avons vérifié que le MC simulait convenablement $\cos^2 \phi_B$, qui est une autre excellente variable pour discriminer le signal du bruit de fond, dans un échantillon de contrôle contenant les bruits de fond présents dans notre analyse. Nous avons ensuite présenté la méthode d'extraction des résultats, soit un lissage en trois intervalles de q^2 sur $\cos^2 \phi_B$. Pour ce faire, nous séparons nos échantillons en trois catégories : le signal (sig), le bruit de fond ayant un D^0 (bkg) et celui ayant un D^0 combinatoire (cmb)

du côté de l'étiquette. Nous avons décrit les tests intensifs effectués pour valider notre méthode de lissage. Nous avons poursuivi nos recherches en suivant la méthode *blind*. Après l'approbation du comité de révision, nous avons extrait le signal sur les données réelles et les résultats ont été présentés dans la sect. 4.5.3. Ensuite, en utilisant la simulation MC et l'astuce des doubles étiquettes pour évaluer l'efficacité du signal, nous avons calculé, en tenant compte de la résolution de q^2 dans la simulation, les rapports d'embranchement partiels et total de $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ en trois intervalles de q^2 . Ensuite, nous avons évalué minutieusement les sources d'erreurs systématiques dont les principales sont reliées à l'incertitude sur la simulation de $\cos^2 \phi_B$ pour le bruit de fond, à la pertinence des fonctions utilisées lors du lissage, à l'évaluation de l'efficacité de sélection des étiquettes et à la limite de la quantité d'événements signaux simulés. Cependant, notre mesure reste largement dominée par l'erreur statistique. Nous avons finalement présenté une série de vérifications afin de nous assurer de la stabilité de nos résultats. Nous avons donc évalué, dans trois intervalles de q^2 , les rapports d'embranchement partiels suivants :

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu, q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2) &= (1.8_{-0.8}^{+0.9+0.2}) \times 10^{-5} \\ \Delta \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu, 8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2) &= (4.5_{-1.3}^{+1.4+0.5}) \times 10^{-5} \\ \Delta \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu, q^2 > 16 \text{ GeV}^2) &= (1.0_{-1.1}^{+1.2+0.4}) \times 10^{-5}, \end{aligned}$$

où les premières erreurs sont statistiques et les deuxièmes systématiques. Le rapport d'embranchement total, pour sa part, prend la valeur suivante :

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) = (7.3_{-1.7}^{+1.9+0.8}) \times 10^{-5}.$$

L'extraction du signal par le lissage de $\cos^2 \phi_B$ et la comparaison des rapports d'embranchement partiels mesurés avec divers modèles théoriques peuvent être visualisés graphiquement dans les figs. 6.1, et 6.2 (qui ont déjà été présentées au chapitre 4).

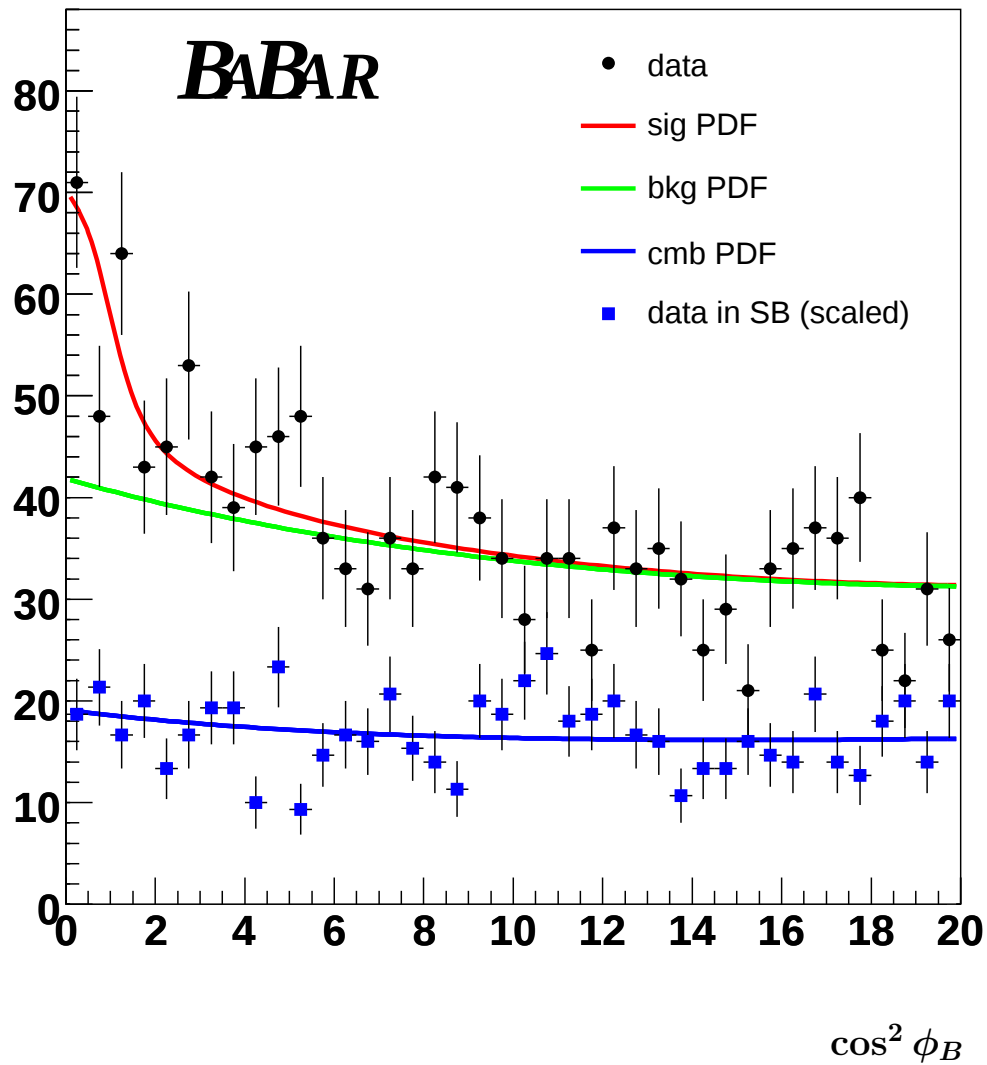


FIG. 6.1 – Distribution de $\cos^2 \phi_B$ et résultats du lissage sur les données, pour $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ utilisant les étiquettes semileptoniques, dans laquelle les trois intervalles de q^2 sont inclus. Les données et les aires sous les courbes de lissage des trois intervalles de q^2 ont simplement été additionnées. Cette figure correspond à la fig. 4.23 présentée au chapitre 4.

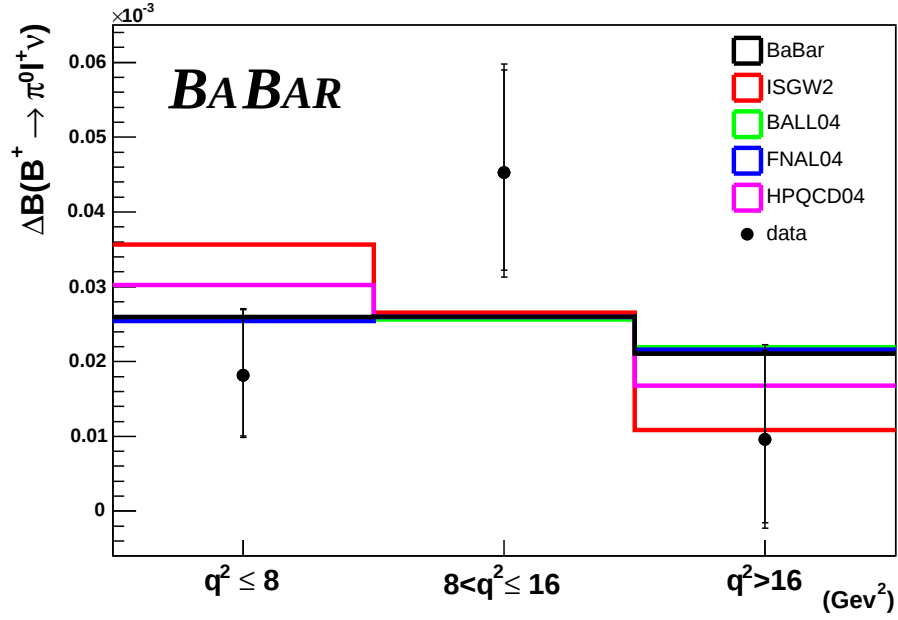


FIG. 6.2 – Rapports d'embranchement partiels mesurés dans les données, pour $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ utilisant les étiquettes semileptoniques, et comparés avec différents modèles théoriques de facteurs de forme. Il est à noter que le modèle nommé “BABAR” n'est pas un modèle théorique. Il correspond aux résultats expérimentaux de BABAR parus en 2005 (B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Study of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ decays and determination of $|V_{ub}|$* , Phys. Rev. **D72**, 051102 (2005)). Ces derniers ont été utilisés pour générer le MC. Les barres d'erreurs sur les données contiennent l'erreur statistique et l'erreur systématique (à peine visible). Cette figure correspond à la fig. 4.28 présentée au chapitre 4.

Enfin, dans le chapitre 5, nous avons présenté l'article qui a été publié dans Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006). Dans cet article, nous combinons les résultats de l'analyse présentée au chapitre 4 à d'autres analyses complémentaires : $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ avec étiquettes semileptoniques et $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ avec étiquettes hadroniques. Les détails de cette combinaison se trouvent dans l'annexe V. Utilisant les relations d'isospin, vues à l'éq. (2.7), entre $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ et $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$, les rapports d'embranchement combinés partiels sont :

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu, q^2 \leq 8 \text{ GeV}^2) &= (0.36 \pm 0.09 \pm 0.03) \times 10^{-4} \\ \Delta\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu, 8 < q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2) &= (0.52 \pm 0.10 \pm 0.04) \times 10^{-4} \\ \Delta\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu, q^2 > 16 \text{ GeV}^2) &= (0.46 \pm 0.10 \pm 0.06) \times 10^{-4},\end{aligned}$$

où, encore une fois, les premières erreurs sont statistiques et les deuxièmes systématiques. Les rapports d'embranchement partiels et combinés peuvent être visualisés à la fig. 6.3. Pour sa part, le rapport d'embranchement combiné total est évalué à :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = (1.33 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \times 10^{-4}.$$

En utilisant différents calculs théoriques pour les facteurs de forme, nous obtenons les valeurs de $|V_{ub}|$ (qui ont déjà été présentées au chapitre 5) inscrites dans le tableau 6.1. En observant ces valeurs, nous constatons que l'erreur totale sur $|V_{ub}|$, qui est de l'ordre de 20%, est largement dominée par les erreurs statistiques et celles provenant des calculs théoriques des facteurs de forme.

L'article présenté au chapitre 5 représente la toute première publication de l'étude des désintégrations $B \rightarrow \pi \ell \nu$ utilisant des techniques d'étiquettes. De plus, au moment de leur publication, et grâce à ces techniques d'étiquettes, nos résultats possédaient la plus petite erreur systématique parmi toutes les mesures exclusives existantes et leur précision globale était comparable à celle de la meilleure d'entre elles (voir sect. 2.4.4).

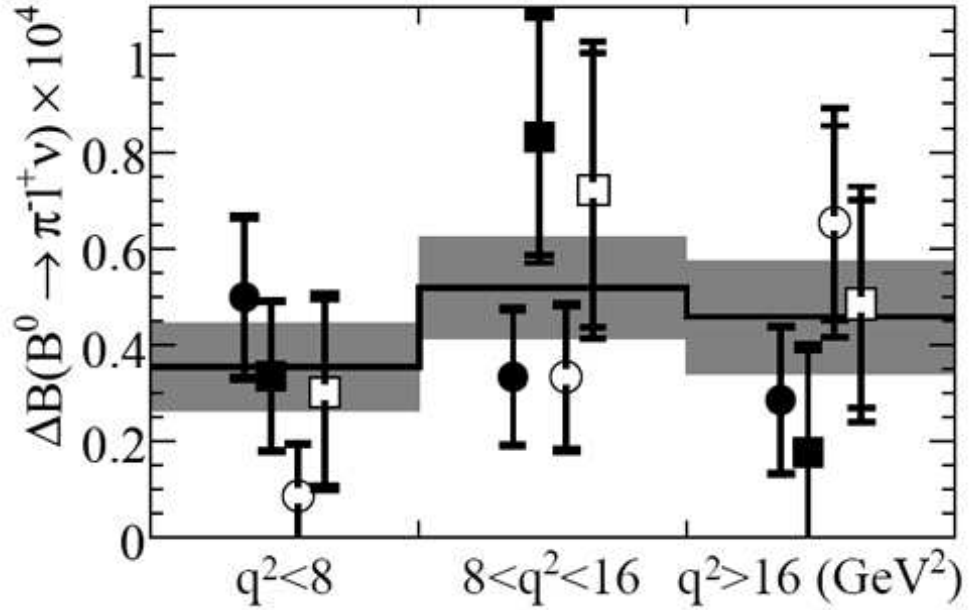


FIG. 6.3 – Rapports d'embranchement partiels, individuels et combinés, en termes de $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ pour les trois intervalles de q^2 . Les cercles et les carrés pleins représentent les mesures de $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ et $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ utilisant les étiquettes semileptoniques tandis que les cercles et les carrés vides montrent les résultats pour ces deux désintégrations en utilisant des étiquettes hadroniques. Les lignes noires et les zones ombragées horizontales représentent, pour chaque intervalle de q^2 , le rapport d'embranchement combiné et ses incertitudes.

Modèle de FF	q^2 (GeV ²)	$\Delta\zeta$ (ps ⁻¹)	$ V_{ub} $ (10 ⁻³)
Ball-Zwicky [5-5]	< 16	5.44 ± 1.43	$3.2 \pm 0.2 \pm 0.1^{+0.5}_{-0.4}$
Gulez <i>et al.</i> [5-6]	> 16	1.46 ± 0.35	$4.5 \pm 0.5 \pm 0.3^{+0.7}_{-0.5}$
Okamoto <i>et al.</i> [5-7]	> 16	1.83 ± 0.50	$4.0 \pm 0.5 \pm 0.3^{+0.7}_{-0.5}$
Abada <i>et al.</i> [5-8]	> 16	1.80 ± 0.86	$4.1 \pm 0.5 \pm 0.3^{+1.6}_{-0.7}$

TAB. 6.1 – Valeurs de $|V_{ub}|$ extraites en utilisant différents modèles de facteurs de forme. Les deux premières erreurs sur $|V_{ub}|$ viennent des incertitudes statistiques et systématiques reliées à la mesure des rapports d'embranchement partiels. La troisième erreur représente l'incertitude sur $\Delta\zeta$ due aux calculs du facteur de forme. Ce tableau est le même que le tableau 5.2, présenté au chapitre 5.

Nous terminons cet ouvrage en mentionnant, qu'en plus des excellents résultats obtenus, un avenir prometteur se dresse devant ce type de mesure. En effet, les résultats présentés dans cette thèse sont limités par l'erreur statistique. Des améliorations significatives avec cette technique sont donc à prévoir lorsque plus de données seront disponibles. Nous avons effectué nos recherches avec un peu plus de 230 millions de paires $B\bar{B}$ alors que l'expérience *BABAR* prévoit en avoir amassé un total d'environ un milliard, à la fin de la prise de données, en 2008. D'autres améliorations notables sont également à prévoir puisque le deuxième facteur limitant la précision de nos mesures réside dans les incertitudes reliées aux calculs des facteurs de forme. En effet, comme mentionné dans la sect. 2.4.2, les experts des calculs de QCD sur réseau prévoient une diminution des incertitudes sur $f_+(q^2)$ de 50%, les faisant passer de 10–13% à 5–6%, dans les prochaines années. Ainsi, nous pouvons espérer que, dans un avenir rapproché, les mesures exclusives des désintégrations $B \rightarrow X_u \ell \nu$ deviennent plus précises que celles inclusives pour évaluer $|V_{ub}|$ et ainsi contraindre le MS à travers le Triangle d'Unitarité.

ANNEXE I

COMPARISON BETWEEN MONTE CARLO AND DATA OF THE π^0 DETECTION AND RECONSTRUCTION EFFICIENCY USING τ 1-ON-1 DECAYS

Cette annexe présente un document interne de la collaboration *BABAR* (*BABAR* Analysis Document (BAD) #378, écrit en anglais) qui concerne une étude sur la comparaison des données réelles et de la simulation MC pour l'efficacité de détection des π^0 . Ce travail a été l'objet d'une contribution importante aux outils communs de *BABAR* dans le cadre de ce doctorat. Même si depuis 2003 de nouvelles techniques d'extraction des corrections données-MC ont vu le jour, les facteurs de correction déterminés dans cette annexe ont été utilisés, dans le passé, par toutes les analyses de la collaboration *BABAR* qui se devaient de reconstruire des pions neutres pour les données de 2001 et de 2002.

Comparison between Monte Carlo and data of the π^0 detection and reconstruction efficiency using τ 1-on-1 decays

Fabio Bellini¹

Sylvie Brunet²

Francesca Di Lodovico³

Abstract

In order to investigate the agreement between data and Monte Carlo simulation for the π^0 detection and reconstruction efficiency, 1-on-1 τ decays are studied. This study follows the ideas presented in BADs #62 and #196 but uses a different method, known as “*the matricial method*” which takes into account the energy dependence of the efficiency. The goal of this study is to provide a recipe to be able to counteract the difference in π^0 detection and reconstruction efficiency between data and Monte Carlo (the absolute efficiency is not extracted). The study showed that, for 2000 and 2001 data, no correction has to be considered for π^0 made of two bumps coming from two different EMC clusters. However, a killing factor has to be applied for π^0 made of two bumps coming from the same EMC cluster.

¹University of “LaSapienza” of Rome & INFN Rom, fabio.bellini@roma1.infn.it

²Université de Montréal, brunet@slac.stanford.edu

³University of Wisconsin, lodovico@slac.stanford.edu

I.1 Introduction

In order to investigate the agreement between data and Monte Carlo (MC) simulation for the π^0 detection and reconstruction efficiency, 1-on-1 τ decays are studied (π^0 coming from these decays cover a large energy range : from a few hundred MeV up to 5 GeV.). This analysis is sensitive to the ratio of MC and data efficiencies, it does not extract absolute efficiency. It follows the ideas presented in BADs #62 and #196 but uses a different method, known as “*the matricial method*”. This method takes into account the energy dependence of the efficiency and will be detailed in sect. I.3.

The overall strategy is to :

1. Select 1-on-1 τ decays which have one τ decaying into $e\nu_e\nu_\tau$ while the other is required to decay in a charged hadron (h), a neutrino and one or two π^0 (s), as shown in fig. I.1.
2. For MC and data, and for given energy ranges, compute the R_{ij} ratio⁴. R_{ij} corresponds to the number of two π^0 events over the number of one π^0 events found in the data samples. The number of events is obtained from a fit to the π^0 mass distributions.
3. Calculate the $Q_{ij} = R_{ij}(data)/R_{ij}(MC)$ ratio which provides a comparison, between data and MC, of the π^0 detection and reconstruction efficiency.
4. Provide a recipe to correct the discrepancies (if some differences are found) and to evaluate the errors related to them.

Even if the “matricial method” is believed to be the good method to use to take in account the energy dependence of the π^0 detection and reconstruction efficiency, the results are still not completely understood. However, the purpose of this BAD is to document what has been done so far.

⁴The method will be detailed in sect. I.3.

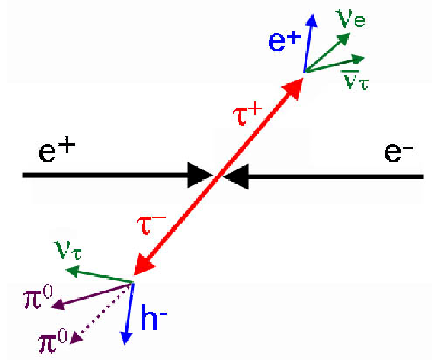


FIG. I.1 – τ 1-on-1 decays studied : $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau e^+ \nu_e$ and $\tau^- \rightarrow \nu_\tau h^- \pi^0(\pi^0)$

As already mentioned, the goal of this study is to provide a recipe to be able to counteract the difference in π^0 s detection and reconstruction *efficiency* between data and Monte Carlo. Other corrections may be needed to be applied on photons (smearing, energy rescaling). The summary of all the existing *neutral* corrections can be found in a web page which is kept up-to-date [I-1].

I.2 Event selection

Events must satisfy the following criteria to be kept as good events :

1. *BGFTau* tag bit must be on. For details on that tag bit, see BAD#194, p.49.
2. Two charged tracks with opposite charge have to be found in the *GoodTrack-Tight* list and in the *ChargedTracks* list.
3. The cosine of the angle between the two tracks in the center of mass frame must be between -0.99 and 0 (topology cut, the tracks should be in different hemispheres).
4. The polar angle (θ) of each track must be found between 0.41 and 2.41 in the LAB frame (fiducial cut).
5. The cosine of the angle of the *missing momentum* has to be between -0.76 and 0.96 (fiducial cut, to be sure that the missing momentum is due to neu-

trinos and not particles which were outside the detector acceptance.). The missing momentum is defined as $\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-} - \vec{p}_{charged} - \vec{p}_{neutrals}$. $\vec{p}_{charged}$ and $\vec{p}_{neutrals}$ are obtained from the tag database information.

6. The electron candidate has to fulfill *eMicroTight* criteria and the charged hadron is required to not pass *eMicroLoose* or *muMicroLoose* selector.
7. The π^0 candidates come from the *Pi0VeryLoose* list (with a larger mass window : $0.060 - 0.210 \text{ GeV}/c^2$). If there are more than two π^0 in the list, only the two π^0 which have their mass closest to the PDG value are kept [I-2].
8. The cosine of the angle between the π^0 (s) and the hadron in the center of mass frame has to be greater than 0 (topology cut, the hadron and π^0 (s) should be in the same hemisphere).
9. To minimized background, events must not contain “*unused photons*” with energy greater than 60 MeV. Unused photons means bumps which have not been used to build the π^0 (s) in the event.
10. E_{cal}/E_{tot} has to be smaller than 0.85 to reduce background from lepton-lepton events. E_{cal} is the total energy deposited in the calorimeter and E_{tot} the total energy of the event in the LAB frame.
11. The mass of a π^0 has to be between 100 and 160 MeV/c^2 .
12. For two π^0 events, one π^0 has to have an energy greater than 1.0 GeV.

The code used to produce the ntuples can be found in the *Pi0Eff* package. An existing web page gives more information on the code itself and how to use the variables stored in the ntuples [I-3]. You can also find the macros used to extract the number of events and to compute Q_{ij} in the same package.

I.3 Matricial method

After the event selection, two variables are defined : N_i and N_{ij} . N_i represents the number of one π^0 events with the π^0 energy found in the i^{th} energy bin. N_{ij} corresponds to the number of two π^0 events with one π^0 energy found in the i^{th}

energy bin and the other π^0 energy found in the j^{th} energy bin. The number of one and two π^0 events is determined by fitting the π^0 masses using a Novosibirsk function and a 3^{rd} degree polynomial for background. The background is subtracted from the signal. When N_i and N_{ij} are known, R_{ij} is defined :

$$R_{ij} = \frac{N_{ij}}{N_i}.$$

It can also be detailed as the following :

$$R_{ij} = \frac{\epsilon_i \cdot \epsilon_j \cdot \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) \cdot \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau) \cdot \epsilon_{ij}^{Sel}}{\epsilon_i \cdot \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) \cdot \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau) \cdot \epsilon_i^{Sel}}$$

where $\mathcal{B}$ s are the branching ratios, $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau) = (9.36 \pm 0.14)\%$, $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau) = (25.86 \pm 0.14)\%$, $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau) = (17.8 \pm 0.06)\%$, ϵ_i is the π^0 reconstruction efficiency in the i^{th} energy bin, ϵ_j is the π^0 reconstruction efficiency in the j^{th} energy bin and $\epsilon_{i/ij}^{Sel}$ is the product of all the others efficiencies in the selection. R_{ij} can be rewritten as :

$$R_{ij} = \epsilon_j C_{ij},$$

where C_{ij} is a constant which includes the ratio of $\mathcal{B}$ s and ϵ^{Sel} . In other words, R_{ij} is sensitive to $\mathcal{B}$ s (measured by the CLEO Collaboration [I-4] and known at 1% level), decay kinematics and π^0 reconstruction efficiency. R_{ij} is evaluated in the same way for data and MC and, accepting the hypothesis that $C_{ij}(MC) = C_{ij}(data)$ ($\mathcal{B}$ s and kinematics well modeled by MC), Q_{ij} can be defined to be the ratio of the π^0 reconstruction efficiency in data over the one in MC :

$$Q_{ij} = \frac{R_{ij}(data)}{R_{ij}(MC)} = \frac{\epsilon_j C_{ij}(data)}{\epsilon_j C_{ij}(MC)} = \frac{\epsilon_j(data)}{\epsilon_j(MC)}$$

Q_{ij} is evaluated as the weighted mean of Q_{ij} over i.

I.4 Results for release 10 series (2000 and 2001 data)

The following results were presented at the February 2002 Collaboration meeting [I-5]. They are also detailed in a web page [I-6].

I.4.1 Data samples

The data samples used for the study are listed in table I.1. To select data, the stream 19 (*TauQEDallevents*) was used.

Year	Monte Carlo	Data
2000	SP3 5.2×10^6 generic $\tau^+\tau^-$	Run1-old $20.6 fb^{-1}$
2000	SP4 15.4×10^6 generic $\tau^+\tau^-$	Run1-reprocessed $20.6 fb^{-1}$
2001	SP4 30×10^6 generic $\tau^+\tau^-$	Run2 $35 fb^{-1}$

TAB. I.1 – Data samples used for release 10 series

I.4.2 Results

When computing Q_{ij} , no difference is observed between Run1 (2000) and Run2 (2001) as shown in fig. I.2. For that reason, runs are not differentiated in the studies.

Q_{ij} is found to be near one for π^0 which have a large angle between photons⁵. The sample is then divided in two categories : events which have π^0 made of two bumps in one cluster (*2B1C*) and those where photons are found in two different EMC clusters (*2B2C*). A 3% difference is still observed after the 2B1C π^0 have been taken away (see fig. I.3). The difference between data and MC in this case is to be attributed to events whose angle among the two photons is $\cos \theta > 0.96$. The reason of this discrepancy still needs to be investigated.

⁵Only composite π^0 are used in the studies.

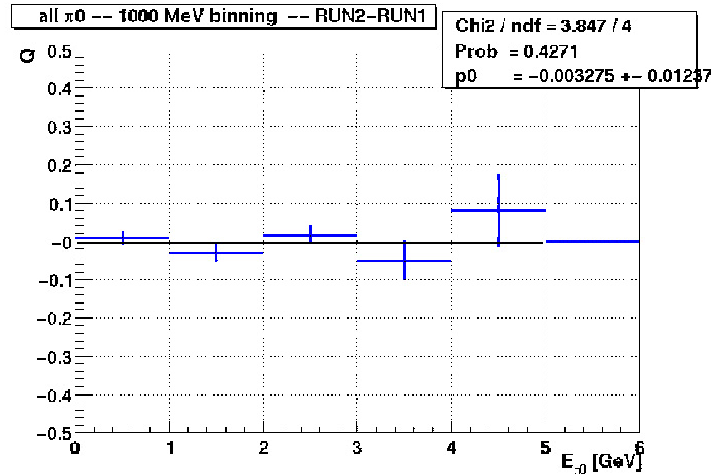


FIG. I.2 – $Q_{ij}(\text{RUN2}) - Q_{ij}(\text{RUN1})$. No difference is seen between the two runs.

For 2B1C π^0 , a larger difference is observed between data and MC (See fig. I.4).

I.4.3 Corrections to be applied

No correction needs to be applied for 2B2C π^0 (only a systematic error of 3% has to be assigned.). For 2B1C π^0 , a killing factor has to be applied according to the fitted function. The recipe to apply the efficiency correction -as well as the other existing neutral corrections- is found in the “*Systematic corrections for the neutrals (Summer 2002)*” web page [I-1].

I.4.4 Errors

The following sources of errors are considered :

1. Error on $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)$ and $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau)$. (1.6%)
2. Difference found between the case where the smearing (2%) is applied and the case where it is not applied. (1 – 3% depending on the bins, thus, an averaged error of 2% is assigned)
3. Difference of the fitted line from 1 in the case 2B2C. (3%)

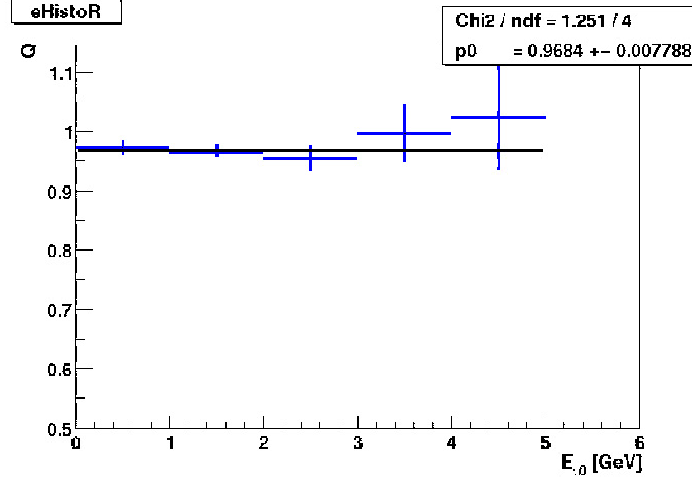
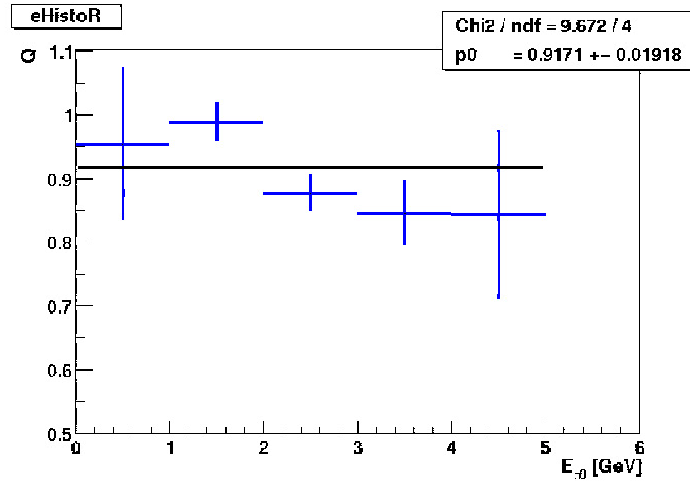


FIG. I.3 – Q_{ij} for 2B2C π^0 . A 3% difference is observed.

4. Embending of the π^0 in a hadronic environment. (1%)
5. Statistics.
6. Lower cut on the π^0 energy (at least a π^0 of 1GeV is required).
7. Difference between the fits to the π^0 mass distributions.

The first 4 sources of errors are “*correlated*” among the different energy bins, i.e. they affect the efficiency in the same way for all the energy bins. These errors are summed in quadrature and a total error on the efficiency (independently of the energy bin) of 5% is assigned. This error is called “correlated error”.

The last 3 sources of errors are “*uncorrelated*” among the bins, i.e. they are functions of the energy bins. The total uncorrelated error is computed in the following way. First, Q_{ij} is computed when the π^0 are killed according to their nominal killing values (a fitted polynomial function of the green points in figs. I.5 and I.6). Second, Q_{ij} is computed when the π^0 are killed according to a 1σ error band around the nominal values obtained from a Gaussian defined by the 3 last error sources (the 1σ band corresponds to the fit of the blue points on figs. I.5 and I.6). The difference between these two values of Q_{ij} is the total uncorrelated error.

FIG. I.4 – Q_{ij} for 2B1C π^0 .

The final error is the sum in quadrature of the *correlated error* (5%) and the total *uncorrelated* error. The recipe to evaluate the systematic errors is found on the same web page [I-1].

I.5 Conclusion

Following the ideas presented in BADs #62 and #196 and using 2000 and 2001 data (and release 10 series), a substantial difference in π^0 detection and reconstruction efficiency between data and MC has been observed in the 2B1C cases. This has been found using the “matricial method” which takes into account the dependence of the efficiency on the π^0 energy. A recipe which consists to randomly kill π^0 according to the study results has been provided to the collaboration. However, more studies will have to be performed to fully understand these discrepancies between MC and data.

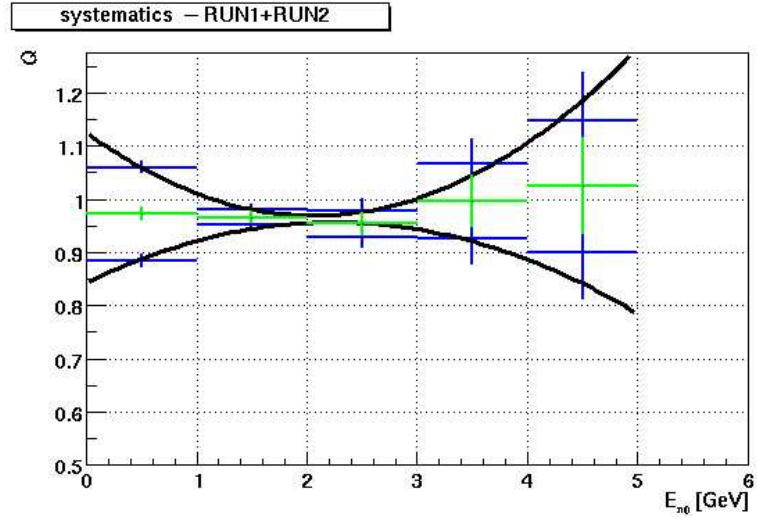


FIG. I.5 – Nominal and uncorrelated killing functions for 2B2C π^0 . Green dots are the nominal computed efficiency. Blue dots corresponds to a 1σ band obtained from the uncorrelated error sources around the nominal efficiency. The black line is a fit of the blue dots.

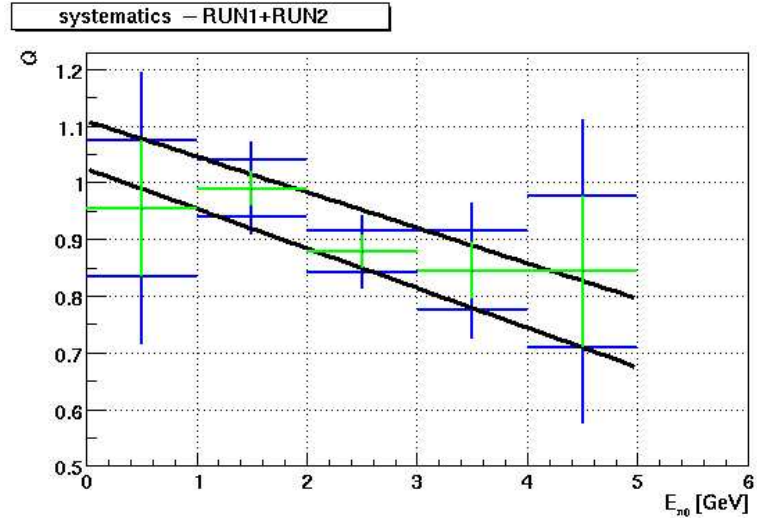


FIG. I.6 – Nominal and uncorrelated killing functions for 2B1C π^0 . Green dots are the nominal computed efficiency. Blue dots corresponds to a 1σ band obtained from the uncorrelated error sources around the nominal efficiency. The black line is a fit of the blue dots.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE I

- [I-1] F. Di Lodovico, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/BetaTools/MicroNeutralKilling-RUN2.html>
- [I-2] K. Hagiwara *et al.*, Particle Data Group (PDG), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002)
- [I-3] S. Brunet, *New code for the evaluation of the π^0 detection efficiency using tau 1-on-1 decays*, http://www.slac.stanford.edu/~brunet/NEUTRAL/improved_code.html
- [I-4] M. Artuso *et al.*, CLEO Collaboration, *A Measurement of the branching fraction $\mathcal{B}(\tau^\pm \rightarrow h^\pm \pi^0 \nu_\tau)$* Phys. Rev. Lett. **72**, 3762 (1994)
- [I-5] F. Bellini, F. Di Lodovico, *Neutral Efficiency (π^0, γ)*, Présentation orale donnée au meeting de la collaboration *BABAR* le 26 février 2002, SLAC, États-Unis.
- [I-6] F. Di Lodovico, *Neutral (π^0, γ) Efficiencies*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Analysis/AWG/Neutrals/validation/results/results.html>

ANNEXE II

***XSLBtoXu* ν : EXCLUSIVE SEMILEPTONIC $b \rightarrow u$ SKIM**

Cette annexe présente un document interne de la collaboration *BABAR* (*BABAR* Analysis Document (BAD) #740, écrit en anglais) qui détaille le filtre créé au cours de notre doctorat (mentionné à la sect. 3.5.7), conjointement avec D. Côté. Rappelons que ce filtre, qui est approprié pour les recherches exclusives sans étiquettes, n'a pas été utilisé pour les présentes recherches. Cependant, plusieurs analyses (dont une achevée par D. Côté de l'Université de Montréal), au sein de *BABAR*, l'ont utilisé.

XSLBtoXulnu : Exclusive semileptonic $b \rightarrow u$ skim

Sylvie Brunet¹, David Côté²

Université de Montréal

Michael G. Greene³

Yale University

Abstract

The XSLBtoXulnu skim has been created in order to study exclusive semileptonic B decays. The modes presently included in the skim are $B \rightarrow \pi^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \omega \ell \nu$, $B \rightarrow \eta \ell \nu$ and $B \rightarrow \gamma \ell \nu$ ⁴ where ℓ stands for electrons or muons. Using the features of the new computing model, Y BtaCandidates (hadron + lepton) and variables differentiating each mode are stored within the skimmed events. With the chosen cuts, the efficiencies obtained for MC generic $B^+ B^-$, MC generic $B^0 \overline{B}^0$, on peak data and off peak data are respectively 12.71%, 12.28%, 1.91% and 0.95%. A mean of 12.0 Y BtaCandidates have to be stored per event.

¹e-mail : brunet@slac.stanford.edu

²e-mail : cote@slac.stanford.edu

³e-mail : michael.g.greene@yale.edu, ($B \rightarrow \gamma \ell \nu$ mode)

⁴For simplicity ($B \rightarrow \gamma \ell \nu$ mode has been added after all other modes), in this BAD, the γ in the $B \rightarrow \gamma \ell \nu$ mode is named “hadron”.

II.1 Introduction

This skim, *XSLBtoXulnu*, has been created in order to study exclusive semileptonic B decays, get their branching fractions, study their form factors and measure $|V_{ub}|$. The modes presently included in that *XSLBtoXulnu* skim are $B \rightarrow \pi^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^\pm \ell \nu$, $B \rightarrow \rho^0 \ell \nu$, $B \rightarrow \omega \ell \nu$, $B \rightarrow \eta \ell \nu$ and $B \rightarrow \gamma \ell \nu$ where ℓ stands for electrons or muons. This skim didn't exist before the “*new computing model*” (CM2) implementation⁵. The features of CM2 allow one to store BtaCandidates and other useful quantities within the skimmed events. Then, for each event surviving the cuts, the Y^6 BtaCandidate is recorded. Furthermore, variables telling the user the modes which have passed the cuts for a given event are also stored within the event. The purpose of this BAD is to detail the chosen cuts and the efficiencies obtained. It gives also information about the skim code itself.

II.2 Event selection

In order to measure the form factors, one important goal in the choice of cuts for this skim (other than reducing background while preserving signal) is to keep all the q^2 ⁷ spectrum and avoid distorting it as much as possible. This leads to rather loose cuts and, as a consequence, a rather large amount of kept background events. Also, since there is no standard way to select tracks and bumps in *BABAR*, only basic lists are used with almost no further selection. That means also that no cut on the missing energy or missing momentum⁸ is applied. The events must satisfy the following criteria to be kept as good events :

1. Lists⁹ used :

⁵Old ISL skim *TagSkim* was used before, which is not appropriate to study form factors since it applies a cut on the lepton momentum at 1.3 GeV/c.

⁶ Y stands for the composite hadron + lepton BtaCandidate.

⁷ $q^2 = (\tilde{P}_{lepton} + \tilde{P}_\nu)^2 = (\tilde{P}_B - \tilde{P}_{hadron})^2$ where $\tilde{P}_i$ is the 4-Vector of the particle i .

⁸ $\vec{p}_{Miss} = \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-} - \vec{p}_{tracks} - \vec{p}_{bumps}$

⁹See the CompositionSequences package for detailed definitions of lists. For example, see CompEtaSequence.tcl for η , CompOmegaProdSequence.tcl for ω and CompCharmlessProdSequence.tcl for ρ .

- (a) Leptons : *GoodTracksLoose* list + bremsstrahlung recovering ¹⁰.
 - (b) $\pi^\pm$: *GoodTracksLoose* list.
 - (c) π^0 s : *pi0VeryLoose* list + *MergedPi0Loose* (using *CompPi0ListMerger*).
In case of overlap, only the composite π^0 is kept.
 - (d) $\rho^\pm$: *rhoCDefault* list with 1.(c) as input π^0 list, *GoodTracksLoose* as input track list and enlarged mass window : 0.3 - 1.3 GeV/c^2 .
 - (e) ρ^0 : *rho0Default* list with *GoodTracksLoose* as input track list and enlarged mass window : 0.3 - 1.3 GeV/c^2 .
 - (f) ω : *omegaDefault* list with 1.(c) as input π^0 list and enlarged mass window : 0.68 - 0.86 GeV/c^2 .
 - (g) η : *eta3piDefault* list + *etaggDefault* list (using *CompMergeList*) with 1.(c) as input π^0 list and *GoodTracksVeryLoose* as input track list (for the decay mode $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$).
 - (h) γ : *GoodPhotonDefault* list.
2. *BGF MultiHadron*¹¹ tag bit must be on. That selection is done using the nano-database variable “BGFMultiHadron”.
 3. The tag store event shape variable “R2All” (2^{nd} Fox-Wolfram Moment computed with *ChargedTracksAcc* and *GoodNeutralLooseAcc* lists) has to be ≤ 0.5 (see fig. II.1).
 4. At least one lepton in the event must
 - satisfy at least the *tight PID* criteria (the selector used for electrons is *PidLHElectrons* and the muon selectors are *muMicroTight* and *muMicroVeryTight*)
 - and have $|\vec{p}_{LAB}| \geq 0.5$ (1.0) GeV/c for identified electrons (muons)
 - and have its polar angle within the fiducial volume ($0.41 \leq \theta \leq 2.54$).

¹⁰Only tracks which pass the *PidLHElectrons* selector could be “bremsstrahlung recovered”. The “bremsstrahlung recovered” tracks replace the original tracks in the *GoodTracksLoose* list. For more information about bremsstrahlung recovering, see *BAD*#113, Appendix A.

¹¹ $R2 < 0.98$ and # of charged tracks ≥ 3 . See *BAD*#194, p.48 for details.

5. In order to create the Y BtaCandidates, the lepton and hadron must satisfy the following conditions depending on the mode :
 - $\pi^\pm$ mode : charged pion and lepton must be different BtaCandidates and have opposite charge.
 - π^0 mode : nothing special.
 - $\rho^\pm$ mode : charged pion ($\rho^\pm$'s daughter) and lepton must be different BtaCandidates and have opposite charge.
 - ρ^0 and ω modes : charged pions (ρ^0 's and ω 's daughters) and lepton must be different BtaCandidates.
 - η mode : for the decay mode $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, charged pions (η 's daughters) and lepton must be different BtaCandidates.
 - γ mode : nothing special.
6. The lepton has to satisfy all the criteria listed in 4.
7. The hadron has to have $|\vec{p}_{LAB}| \leq 10 \text{ GeV}/c$. In the case of the $\pi^\pm$ mode or modes where the hadron has charged pion(s) as daughter(s) ($\rho^\pm$, ρ^0 , ω and η modes), the charged pion(s) is (are) required to satisfy the *Loose PID* criteria (the selector used is *piLHLoose*)(see fig. II.2).
8. The cosine of the angle between the B and the Y BtaCandidates, $\cos\theta_{BY}$ ¹², has to be between -1.5 and + 1.3 (see fig. II.3).
9. A 2-dimensional cut is done on the momentum of the hadron and lepton in the Υ_{4S} frame (see fig. II.4)
 - $\pi^\pm$, π^0 and η modes : $|\vec{p}_{hadron}^*| + |\vec{p}_{lepton}^*| \geq 2.6 \text{ GeV}/c$.
 - $\rho^\pm$, ρ^0 and ω modes : $(23/33)|\vec{p}_{hadron}^*| + |\vec{p}_{lepton}^*| \geq 2.3 \text{ GeV}/c$ ¹³.
 - γ mode : no cut is done.

Other options have been investigated but have not been considered at the end :

¹² $\cos\theta_{BY} = \frac{2E_BE_Y - m_B^2 - m_Y^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y|}$ where $E_B = \sqrt{s}/2$, $s = m_{\Upsilon_{4S}}^2$ and $|\vec{p}_B| = \sqrt{s/4 - m_B^2}$. It is computed in the Υ_{4S} frame.

¹³The (23/33) factor has been determined empirically by looking at the plots. See the lines in fig. II.4 for example.

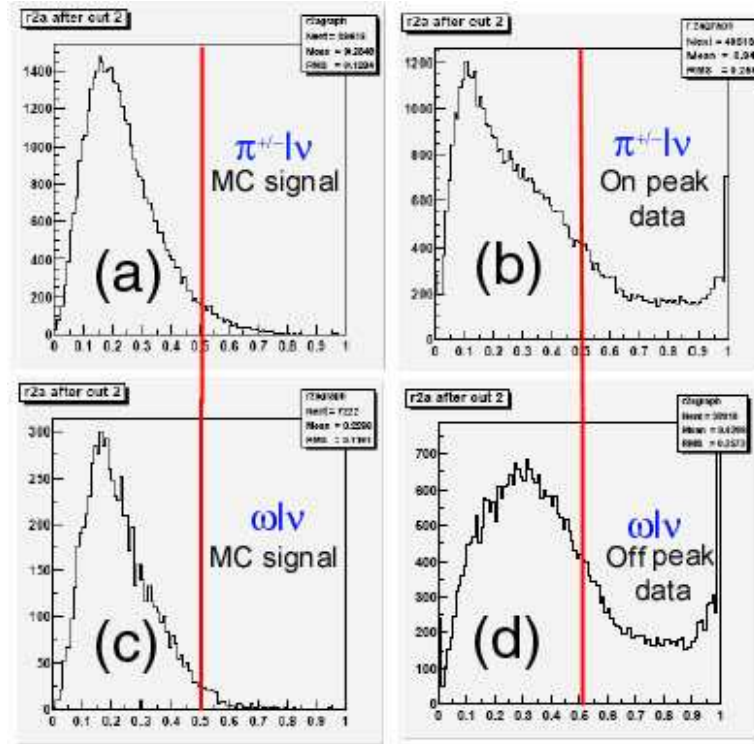


FIG. II.1 – $R2a$ distribution after BGF Multihadron cut. (a) $\pi^\pm \ell \nu$ mode (signal MC), (b) $\pi^\pm \ell \nu$ mode (on peak data), (c) $\omega \ell \nu$ mode (signal MC) and (d) $\omega \ell \nu$ mode (off peak data). The peaks seen near 1 in *on peak data* and *off peak data* plots are due to the jetty topology of continuum events. The vertical lines correspond to the chosen cut $R2a \leq 0.5$.

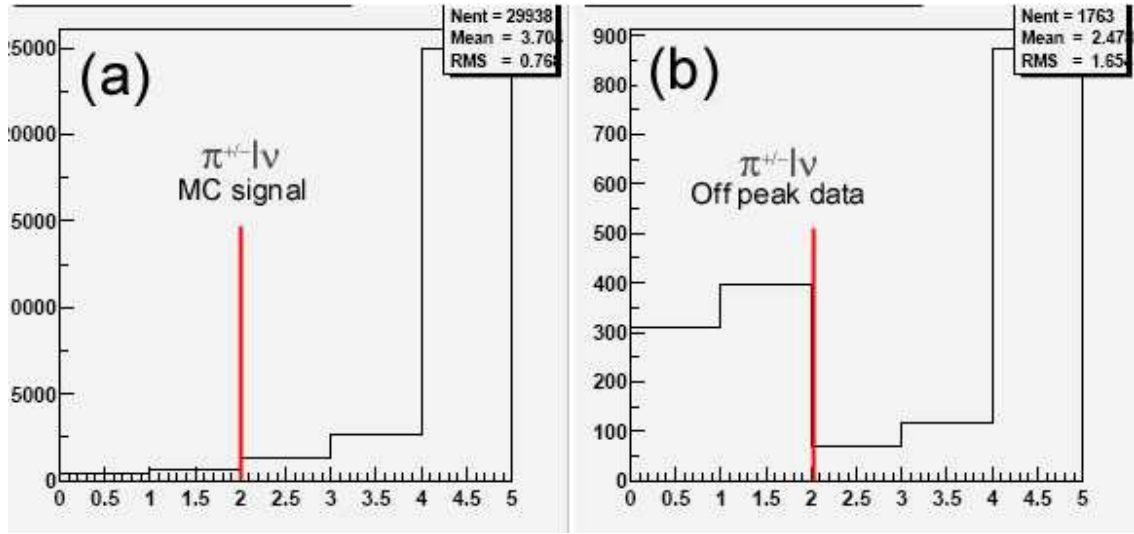


FIG. II.2 – Charged pion PID distribution after all other cuts for $\pi^{\pm}\ell\nu$ mode. (a) signal MC, (b) off peak data. On the x axis, 1=*VeryLoose* selection, 2=*Loose* selection, 3=*Tight* selection and 4=*VeryTight* selection. The vertical lines correspond to the chosen cut $PID_{pion} \geq Loose$.

- The use of the B counting tag bit¹⁴ has been studied but a simple cut on R2All gives similar results.
- The *Dalitz plots*, q^2 as a function of $(m_{lepton} + m_{hadron})^2$, have been studied. Cutting outside the kinematic's boundaries (and thus preserve the q^2 distribution) is not helpful at the end (see fig. II.5). The $\cos\theta_{BY}$ cut does the job.
- In light of BADs #540 and #633, many characteristics of the hadron's daughter(s) have been studied : *LAT*, *energy*, and *S9S25* for photons coming from π^0 s and # of *DCH hits*, *transverse momentum*, and *polar angle* θ for $\pi^{\pm}$ s. However, after our selections, these variables look the same for signal and other types of data.

¹⁴See BAD#134 for details.

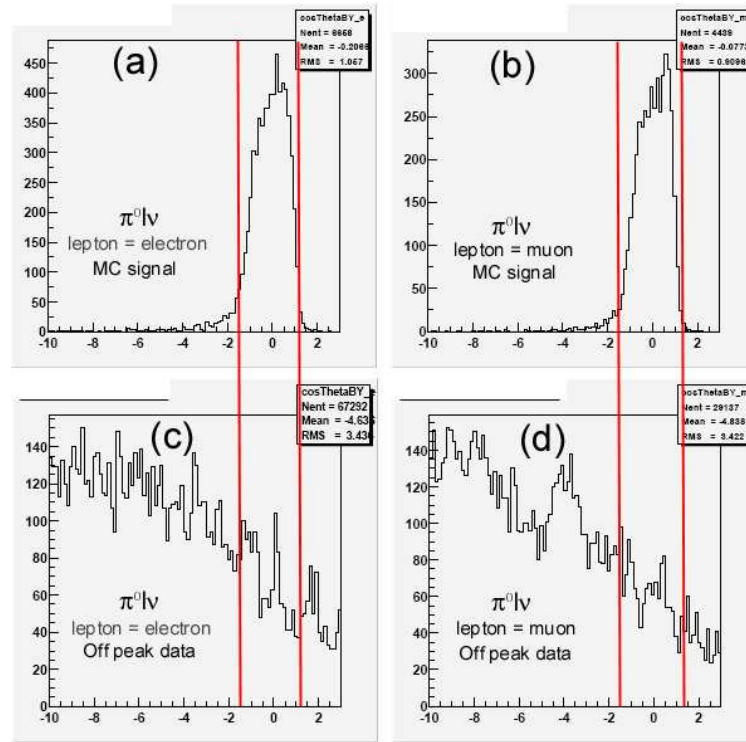


FIG. II.3 – $\cos\theta_{BY}$ distribution after BGF Multihadron cut, R2All cut and lepton selection cuts for $\pi^0\ell\nu$ mode. (a) lepton = electron (signal MC), (b) lepton = muon (signal MC), (c) lepton = electron (off peak data) and (d) lepton = muon (off peak data). The vertical lines correspond to the chosen cut $-1.5 \leq \cos\theta_{BY} \leq +1.3$.

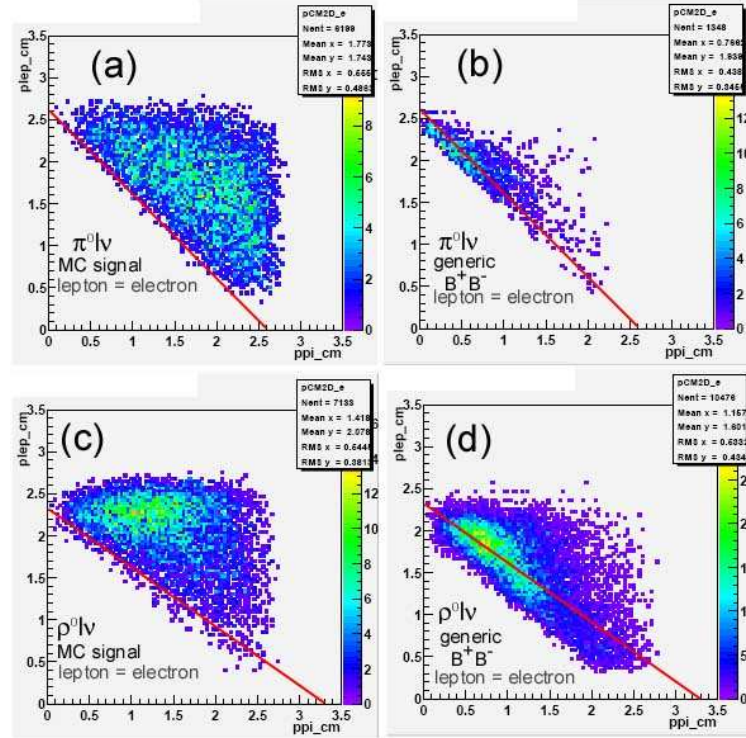


FIG. II.4 – $\vec{p}_{lepton}^*$ vs $\vec{p}_{hadron}^*$ distribution after BGF Multihadron cut, R2All cut, lepton selection cuts and $\cos\theta_{BY}$ cut. (a) $\pi^0 \ell \nu$ mode, lepton = electron (signal MC), (b) $\pi^0 \ell \nu$ mode, lepton = electron (MC generic $B^+ B^-$), (c) $\rho^0 \ell \nu$ mode, lepton = electron (signal MC) and (d) $\rho^0 \ell \nu$ mode, lepton = electron (MC generic $B^+ B^-$). The lines correspond to the chosen cuts $|\vec{p}_{hadron}^*| + |\vec{p}_{lepton}^*| \geq 2.6 \text{ GeV}/c$ (pseudoscalar modes) and $(23/33)|\vec{p}_{hadron}^*| + |\vec{p}_{lepton}^*| \geq 2.3 \text{ GeV}/c$ (pseudovector modes).

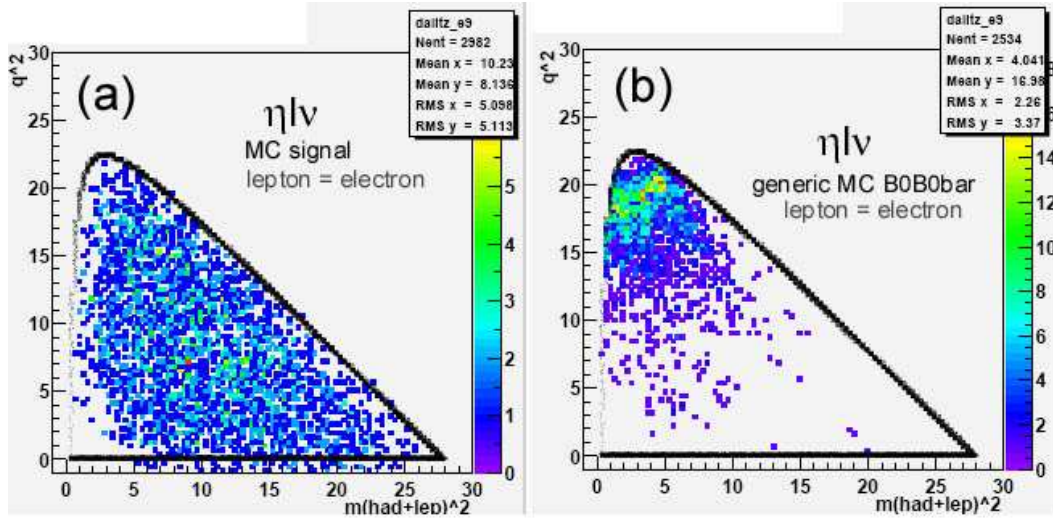


FIG. II.5 – Dalitz plot after all cuts for $\eta\ell\nu$ mode. (a) lepton = electron (signal MC), (b) lepton = electron (MC generic $B^0\overline{B}^0$). The solid black lines correspond to the kinematic boundaries.

II.3 Data samples

The previous cuts have been applied on MC signal, MC generic B^+B^- , MC generic $B^0\overline{B}^0$, on peak data and off peak data (see table II.1)¹⁵. The cuts have been tested on Analysis-14 with the additional packages listed in table II.2.

II.4 Selection efficiencies and results

The efficiencies obtained are listed in table II.3. For all data types except MC signal, 100% represents the total number of events processed. Last line of table II.3 represents the final size of the skim, i.e. events which have passed the cuts of at least one mode. The mean number of Y BtaCandidates to store per event¹⁶ is 14.6 for MC generic B^+B^- , 14.0 for MC generic $B^0\overline{B}^0$, 12.2 for on peak data and 7.0

¹⁵Bigger samples will be used when the code will be totally finalized.

¹⁶Before all cuts, thousands of Y BtaCandidates are present within one event.

Type of data	2000 (# of events processed)	2001 (# of events processed)	2002 (# of events processed)	2003 (# of events processed)	Total (# of of events processed)
MC $\pi^\pm \ell \nu$ signal	0	16000	20000	24000	60000
MC $\pi^0 \ell \nu$ signal	0	8000	10000	12000	30000
MC $\rho^\pm \ell \nu$ signal	0	14000	20000	24000	58000
MC $\rho^0 \ell \nu$ signal	0	8000	10000	12000	30000
MC $\omega \ell \nu$ signal	0	8000	10000	12000	30000
MC $\eta \ell \nu$ signal	0	28000	0	0	28000
MC $\gamma \mu \nu$ signal	10000	9000	6000	9000	34000
MC generic $B^+ B^-$	0	50000	0	0	50000
MC generic $B^0 \overline{B}^0$	0	50000	0	0	50000
On peak data	0	50000	0	0	50000
Off peak data	0	50000	0	0	50000

TAB. II.1 – Data samples used (mc12boot and data12boot)

Package name
BetaBuildPidEnv V00-00-09
BetaCoreTools V00-01-12-09
BetaPid V00-01-65
BetaUser V00-09-33
CompositionFactory V01-00-06-04
CompositionTools V01-00-10
IfrCorrectionsP V00-00-04
IfrPidP V00-14-01-04
IfrPidR V00-14-06
IfrPidUtils V00-01-16-02
IfrProxy V00-02-26
PackageList V00-07-40
RooCond V00-04-05
RooSequences V00-02-09-01
workdir V00-04-11

TAB. II.2 – Packages added to Analysis-14

for off peak data¹⁷. The efficiency for the MC signal collections is $\approx 60\%$ ¹⁸ for each mode (where 100% represents the remaining signal events after the detector acceptance and a successful truth match).

Data type → Mode ↓	B^+B^- (%)	$B^0\bar{B}^0$ (%)	on peak data (%)	off peak data (%)
$\pi^\pm\ell\nu$	2.81	2.43	0.48	0.29
$\pi^0\ell\nu$	1.88	1.73	0.35	0.23
$\rho^\pm\ell\nu$	7.97	7.21	1.02	0.46
$\rho^0\ell\nu$	6.32	6.23	0.87	0.39
$\omega\ell\nu$	7.05	6.92	0.82	0.31
$\eta\ell\nu$	2.87	2.76	0.38	0.19
$\gamma\ell\nu$	1.77	1.68	0.45	0.30
$\pi^\pm\ \pi^0\ \rho^\pm\ \omega\ \eta\ \gamma\ell\nu$	12.71	12.28	1.91	0.95

TAB. II.3 – Percentage of remaining events, after all cuts, for the different data types. The last line represents the final size of the skim, i.e. events which have passed the cuts of at least one mode.

II.5 Effects on q^2

As already mentioned, an important goal for this skim is to keep the q^2 spectrum intact. That means that the q^2 distribution should remain complete and not distorted as much as possible. Studies of the q^2 spectrum have led the choices of some cuts detailed in sect. 2. Here are some examples. As shown in fig. II.6, GoodTracksLoose list has not been chosen as input track list to build ω and η . Since ω and η (for the decay mode $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) decay into 3 pions which are less energetic than the 2 pions coming from ρ . Thus, a cut on $\#$ of minimum DCH hits can hurt, especially the high part of the q^2 spectrum (which corresponds to slowest hadrons). GoodTracksVeryLoose list has then been chosen as input track list for these two modes. Cuts on $|\vec{p}_{lepton}|$ in LAB, which could not be avoided, distort the low q^2

¹⁷These numbers are normalized to the number of passing events. If normalized to the total number of events processed, they would become 1.9, 1.7, 0.2 and 0.07.

¹⁸The biggest lost (20%) in signal events is due to the muons' PID selections.

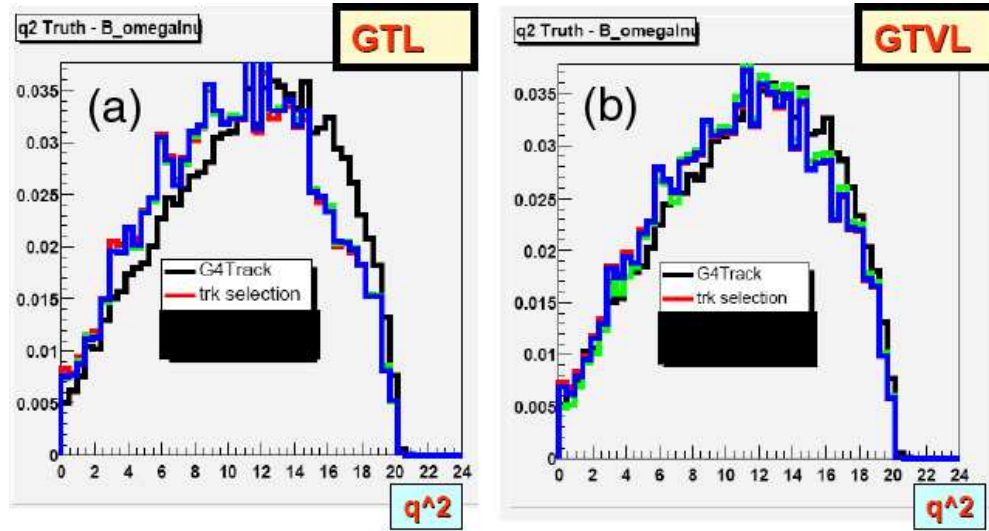


FIG. II.6 – Effect of the choice of the input track list to build ω on q^2 (Compare black with “hidden” red lines). (a) GoodTracksLoose list taken as input track list and (b) GoodTracksVeryLoose list taken as input track list.

spectrum part (see fig. II.7). These cuts affect particularly the pseudoscalar modes. However (and fortunately), these cuts do not *cut* a part of the q^2 spectrum. The 2-dimensional cut on the lepton and hadron momentum in CMS frame has no visible effect on the q^2 spectrum (using the ISGW2 model in MC) as shown in fig. II.8. Finally, the “R2All” cut doesn’t have a significant effect on the q^2 spectrum.

II.6 XSLBtoXulnu code

The XSLBtoXulnu code was introduced for the first time in release 14.0.3-roo-1 and will be available in all future releases. The entire skim code is built of a single class located in `FilterTools/XSLBtoXulnuFilter.cc .hh`. To be properly configured and excuted within SkimMiniApp, three additional files are relevant in `FilterTools` : `SkimTagSequence.cc`, `defineMiniSkims.tcl` and `XSLBtoXulnuFilterPath.tcl`. There is also one last simple but still mandatory file : `UsrTools/UsrWriteXSLBtoXulnuFilter.tcl`, telling SkimMiniApp about the `UsrEventData` used by the skim.

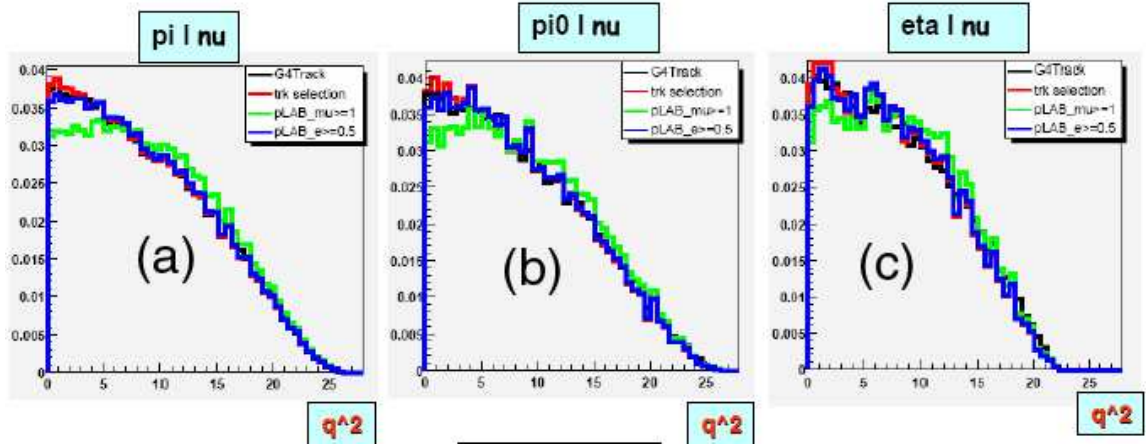


FIG. II.7 – Effect of the momentum lepton cut in LAB on q^2 . (a) $\pi^\pm \ell \nu$ mode (signal MC), (b) $\pi^0 \ell \nu$ mode (signal MC) and (c) $\eta \ell \nu$ mode (signal MC).

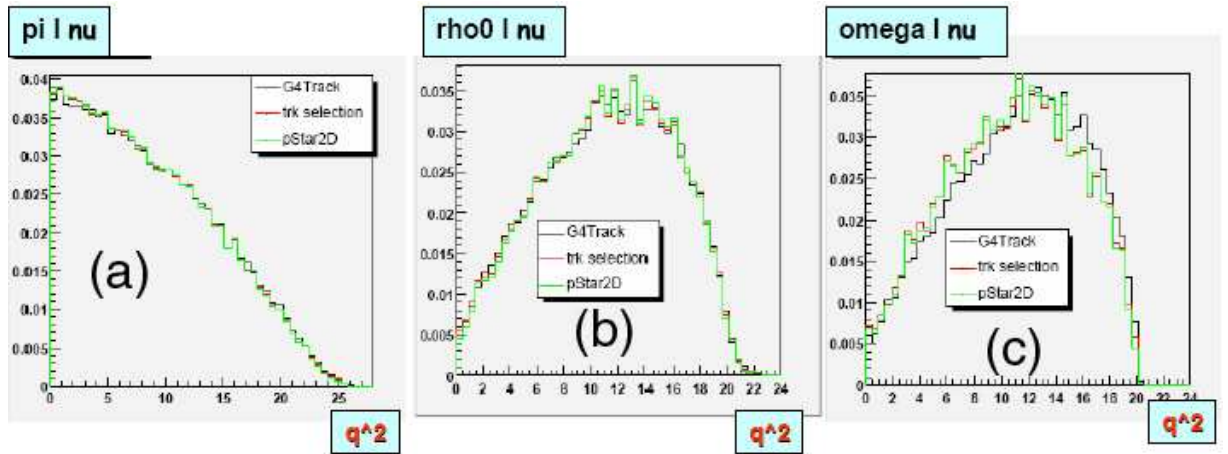


FIG. II.8 – Effect of the two-dimensional cut on the lepton and hadron momentum in CMS frame on q^2 (Compare green with red lines). (a) $\pi^\pm \ell \nu$ mode (signal MC), (b) $\rho^0 \ell \nu$ mode (signal MC) and (c) $\omega \ell \nu$ mode (signal MC).

As previously mentioned, the skim is writing a list of composite Y BtaCandidates surviving the cuts in addition to the accepted events. An integer indicating if each of the 7 individual decay modes are contained in the accepted event is also written. The name of the accepted Y list is “XSLBtoXulnuSkimmedYlist” while the `UsrVariable<int>` is named “decayMode” and is stored in an `UsrEventBlock` named “XSLBtoXulnuEventData”. The information of decayMode is encoded in a bit mask in the following way :

```

////////////////////////////////////
//  user data part (using bit mask):
////////////////////////////////////

int i=0;
if ( isPi )    i = i | 1;
if ( isPi0 )   i = i | 2;
if ( isEta )   i = i | 4;
if ( isRhoC )  i = i | 8;
if ( isRho0 )  i = i | 16;
if ( isOmega ) i = i | 32;
if ( isGam )   i = i | 64;
_decayMode=i;

```

Interested users of the XSLBtoXulnu skim are invited to look directly into the code or to contact the authors for additional technical details.

II.7 Conclusion

The *XSLBtoXulnu* is a skim which has been created and tested to study many exclusive semileptonic $b \rightarrow u$ decays. Since it takes place in the context of CM2, it is possible to store BtaCandidates and other quantities within the kept skimmed events. For each kept event, stored variables allow the user to choose a specific mode. Y BtaCandidates are also recorded within each event. Many cuts have been

investigated in the context of this skim. The chosen ones, except the unavoidable cuts on lepton momentum in LAB, do not have dramatic effects on the q^2 spectrum, which is mandatory to eventually study the form factors. The size of the skim is quite big and the selections could be refined for the next skim iterations if the CPU time needed to run on the remaining events is too large. Also, it is possible to add new modes (like $\eta'\ell\nu$) if desired and relevant. The *XSLBtoXulnu* skim is then a powerful tool to study exclusive semileptonic $b\rightarrow u$ decays.

ANNEXE III

LISTS DEFINITIONS

We describe here the different lists of particles used in the analysis detailed in chapter 4.

III.1 Charged tracks lists

The most basic charged tracks list is *ChargedTracks* which corresponds to all candidates with non-zero charge, pion mass hypothesis assigned. As listed in table III.1, other lists, *GoodTracksVeryLoose* (GTVL), *GoodTracksLoose* (GTL) and *GoodTracksTight* (GTT), are subsets of this list, based on the following selection criteria :

- maximum distance of closest approach to the beam spot center in the xy direction ($DOCA_{xy}$, see fig. III.1)
- maximum distance of closest approach to the beam spot center in the z direction ($DOCA_z$, see fig. III.1)
- maximum momentum in LAB frame (p_{LAB})
- minimum transverse momentum (pt)
- minimum number of DCH hits ($\#DCH$)

Criteria	GTVL	GTL	GTT
$DOCA_{xy}$ max.(cm)	1.5	1.5	1.0
$DOCA_z$ max.(cm)	10	10	3
p_{LAB} max.(GeV/c)	10	10	10
pt min.(GeV/c)	0	0.1	0.1
$\#DCH$ min.	0	12	20

TAB. III.1 – Subset lists of the *ChargedTracks* list

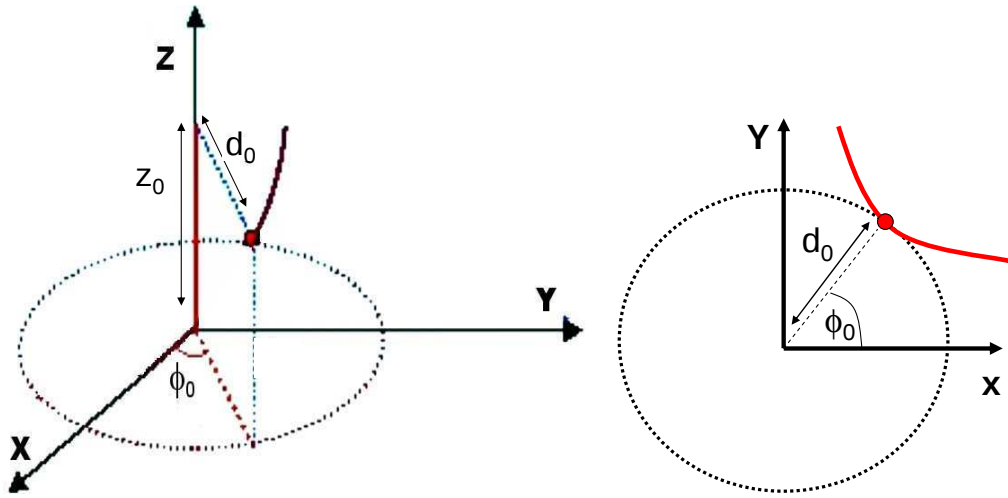


FIG. III.1 – Illustration of some track parameters in three dimensions (left) and in the x - y plane (right) where $d_0 = DOCA_{xy}$ and $z_0 = DOCA_z$.

III.2 Neutral (photons) lists

The most basic neutral list is *CalorNeutral* which corresponds to all bumps in the calorimeter not matched to a charged track, photon mass hypothesis assigned. As listed in table III.2, other lists, *GoodPhotonLoose* (GPL), *GoodPhotonDefault* (GPD), are subsets of this list, based on the following selection criteria :

- minimum raw energy(E)
- maximum lateral moment(LAT)

Criteria	GPL	GPD
E min.(MeV)	30	100
LAT max.	0.8	0.8

TAB. III.2 – Subset lists of the *CalorNeutral* list

III.3 π^0 lists

The π^0 list used in this analysis is named *Pi0AllDefault*. It is built from 2 neutral candidates in the *GoodPhotonLoose* list having their invariant mass between 115

MeV/ c^2 and 150 MeV/ c^2 . The minimum energy of the π^0 must be 200 MeV, a mass constrained fit is applied and the primary vertex is used (instead of the origin) to compute the 3-momentum of the two neutral candidates. This list contains also the merged π^0 list *pi0MergedDefault*, but this component is not used to define the hadron in the $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ search.

ANNEXE IV

DERIVATION OF $\cos^2 \phi_B$

In the present analysis, we use a crucial discriminating variable, $\cos^2 \phi_B$, defined in sect. 4.4.5 (see eq. (4.2)), which separates the signal events from the background ones. Indeed, to extract our signal, we fit the $\cos^2 \phi_B$ distributions. Here we derive the $\cos^2 \phi_B$ equation, which is adapted from the following reference : M. Morii, *Measurement of $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+ \ell \nu)$ using semileptonic tags*, BABAR Analysis Document #1091 (2006). Note that the following quantities can be visualized in fig. 4.5.

We define three c.m. momenta :

- $\vec{p}_B^*$ of the tag-side B ,
- $\vec{p}_Y^*$ of the tag-side $Y = D^0 \ell$ combination,
- $\vec{p}_{\pi^0 \ell}^*$ of the signal-side $\pi^0 \ell$ combination.

We further define unit vectors in the directions of the above momenta as $\hat{p}_B^*$, $\hat{p}_Y^*$, and $\hat{p}_{\pi^0 \ell}^*$, respectively. They are related to the angles θ_{BY} , $\theta_{B\pi^0 \ell}$, and γ through

$$\begin{aligned}\hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_Y^* &= \cos \theta_{BY}, \\ \hat{p}_B^* \cdot \hat{p}_{\pi^0 \ell}^* &= -\cos \theta_{B\pi^0 \ell}, \\ \hat{p}_Y^* \cdot \hat{p}_{\pi^0 \ell}^* &= \cos \gamma.\end{aligned}$$

Let us call the plane defined by $\vec{p}_Y^*$ and $\vec{p}_{\pi^0 \ell}^*$ as P . A unit vector normal to P is given by

$$\hat{n} = \frac{\hat{p}_Y^* \times \hat{p}_{\pi^0 \ell}^*}{\sin \gamma}.$$

By taking the cross product $\vec{p}_B^* \times \hat{n}$, we find the angle ϕ_B between $\vec{p}_B^*$ and the plane

P as

$$|\cos \phi_B| = \left| \hat{p}_B^* \times \frac{\hat{p}_Y^* \times \hat{p}_{\pi^0 \ell}^*}{\sin \gamma} \right|.$$

Using the identity for triple-cross-product, we obtain

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

Taking the square, we find

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

as given by eq. (4.2).

ANNEXE V

COMBINING $B \rightarrow \pi \ell \nu$ MEASUREMENTS WITH TAGGED B MESONS

Cette annexe présente un document interne de la collaboration *BABAR* (*BABAR* Analysis Document (BAD) #1499, écrit en anglais) qui détaille la combinaison de l'analyse de l'auteure de cette thèse avec les résultats provenant d'autres recherches complémentaires dans *BABAR* : $B \rightarrow \pi^+ \ell \nu$ avec étiquettes semileptoniques et $B \rightarrow \pi^{0/+} \ell \nu$ avec étiquettes hadroniques.

Combining $B \rightarrow \pi\ell\nu$ Measurements with Tagged B Mesons

Fabrizio Bianchi, Sylvie Brunet, David Côté, Daniele del Re,
Alessia D'Orazio, Francesco Gallo, Robert Kowalewski,
Masahiro Morii¹, Paul Taras, Benoit Viaud

Abstract

We describe the method of combination of the three measurements of $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi\ell\nu)$ using tagged B mesons, described in BADs 1091, 1207, and 1326. The result is presented in a draft publication BAD 1380.

¹Primary editor

V.1 Measurements

The measurements to be combined in this note are summarized in table V.1.

Measurement	$q^2 < 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 < 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
B^0 s.l. tag	$0.498 \pm 0.163 \pm 0.050$	$0.333 \pm 0.140 \pm 0.035$	$0.285 \pm 0.150 \pm 0.039$
B^+ s.l. tag	$0.182 \pm 0.084 \pm 0.018$	$0.452 \pm 0.134 \pm 0.049$	$0.096 \pm 0.115 \pm 0.042$
B^0 had. tag	$0.086 \pm 0.107 \pm 0.017$	$0.333 \pm 0.147 \pm 0.048$	$0.653 \pm 0.202 \pm 0.127$
B^+ had. tag	$0.164 \pm 0.105 \pm 0.034$	$0.392 \pm 0.155 \pm 0.064$	$0.263 \pm 0.117 \pm 0.063$

TAB. V.1 – Measured partial branching fractions (in 10^{-4}) for $B \rightarrow \pi \ell \nu$. The errors are statistical and systematic.

They have been produced in three analyses : $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ with semileptonic tags [V-1], $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ with semileptonic tags [V-2] and $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ with hadronic tags [V-3]. The errors have been symmetrized. The systematic errors are summarized in table V.2.

The hadronic-tag analysis does not quote systematic errors due to final-state radiation. The effect was estimated in the semileptonic-tag analysis using generator-level MC with and without PHOTOS. The quoted error ($\pm 1.2\%$) is an upper limit of the observed difference. We assume the same error on all measurements; the impact on the final result is negligible.

The two semileptonic-tag analyses are complementary, and their consistency is important for producing a single publication. Known differences between the two analyses are listed below.

1. The B^0 analysis uses $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$, and $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ for the tags; the B^+ analysis uses only the first three.
2. The signal regions for the D masses are chosen to be $\pm 2.6\sigma$ in the B^0 analysis, $\pm 3.0\sigma$ in the B^+ analysis.
3. The muon ID for the signal-side lepton is MicroTight in the B^0 analysis, NNLoose in the B^+ analysis. NB : the tag-side muon ID is MicroTight in both

Source	B^0 s.l. tag			B^+ s.l. tag			B^0 had. tag			B^+ had. tag		
	$q^2 < 8$	8–16	$16 < q^2$	$q^2 < 8$	8–16	$16 < q^2$	$q^2 < 8$	8–16	$16 < q^2$	$q^2 < 8$	8–16	$16 < q^2$
$B \rightarrow \pi \ell \nu$ FF	± 1.0	± 0.5	± 1.1	± 0.9	± 0.5	± 4.5	± 0.3	± 0.2	± 0.1	± 0.3	± 0.2	± 2.2
$B \rightarrow X_c \ell \nu$ background	± 1.9	± 2.9	± 3.8	± 2.0	± 3.5	± 7.7	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 2.6	± 2.6	± 2.6
$B \rightarrow X_u \ell \nu$ background	± 0.8	± 1.7	± 6.9	± 1.2	± 1.7	± 12.1	± 4.2	± 4.2	± 4.2	± 1.7	± 1.7	± 1.7
$\mathcal{B}(B \rightarrow X \ell \nu)$	not applicable						± 2.6	± 2.6	± 2.6	± 2.6	± 2.6	± 2.6
$\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)$	± 1.6	± 1.6	± 1.6	± 1.6	± 1.6	± 1.6	not applicable					
Final-state radiation	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 1.2
B_{tag}	± 7.3	± 7.3	± 7.3	± 4.3	± 2.5	± 12.9	± 0.7	± 0.7	± 0.7	± 1.4	± 1.4	± 1.4
q^2 resolution	± 1.6	± 1.3	± 1.2	± 1.2	± 4.5	± 18.0	negligible					
Fit method	± 1.4	± 2.1	± 5.7	± 4.8	± 6.2	± 32.8	± 5.7	± 5.7	± 5.7	± 2.7	± 2.7	± 2.7
Lepton identification	± 1.6	± 1.9	± 1.9	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5	± 2.5
Charged track	± 1.6	± 1.6	± 1.6	± 0.8	± 0.8	± 0.8	± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.4	± 1.4	± 1.4
Neutral energy	negligible			± 3.2	± 3.0	± 6.3	± 1.2	± 1.2	± 1.2	± 3.7	± 3.7	± 3.7
Integrated luminosity	± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.1	not applicable					
MC statistics	± 5.2	± 5.1	± 4.6	± 4.7	± 4.2	± 6.8	± 18.3	± 11.8	± 17.6	± 19.8	± 14.7	± 23.0
Total	± 10.0	± 10.4	± 13.6	± 9.7	± 10.9	± 43.5	± 20.1	± 14.4	± 19.4	± 21.0	± 16.3	± 24.1

TAB. V.2 – Fractional systematic errors (in %) of the measured partial branching fractions.

cases.

4. The c.m. momentum p^* of the signal-side lepton must satisfy $p^* > 0.8 \text{ GeV}$ in the B^0 analysis. No cut is applied in the B^+ analysis. NB : the tag-side lepton must satisfy $p^* > 0.8 \text{ GeV}$ in both cases.
5. The B^0 analysis rejects events in which the tag-side and signal-side leptons appear to be a photon conversion, i.e., $e^\pm e^\mp$ with the cosine of the opening angle > 0.995 . No cut is applied in the B^+ analysis.
6. The data $\cos^2 \phi_B$ distribution is fitted as a sum of signal and $B\bar{B}$ background in the B^0 analysis, in which the non- $B\bar{B}$ background is negligible. The B^+ analysis adds continuum background in the fit.

V.2 Combination

The measurements of $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)$ and $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu)$ can be combined assuming isospin symmetry :

$$\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = 2\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu).$$

Using the lifetime ratio $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.086 \pm 0.017$ from PDG, the relationship between the branching fractions is

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) &= 2 \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu) \\ &= (1.84 \pm 0.03) \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu). \end{aligned}$$

In combining the measurement, we assume that the statistical errors are uncorrelated. The systematic errors are assumed to be fully correlated in each row of table V.2, except for :

- The MC statistical errors are completely uncorrelated.
- The errors related to the tagging (B_{tag}) and the fitting methods are uncorrelated between the semileptonic-tag and hadronic-tag analyses.

- The errors due to $\mathcal{B}(\mathcal{X}(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)$ are negatively correlated between the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ analyses.

We must also take into account how the measurement errors scale when the central values are varied. (See R. Kowalewski's note on averaging [V-4] for the discussion of why it is necessary.) We assume that the statistical errors scale with the square root of the signal branching fraction. This is a reasonable assumption when the signal is cleanly separated from the background. A toy MC study showed that the statistical error of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ measurement with semileptonic tags approximately scale this way. Most of the systematic errors are multiplicative and scale linearly with the signal branching fractions. The exceptions are :

- the $B \rightarrow X_c \ell \nu$ background systematics (BFs),
- the $B \rightarrow X_u \ell \nu$ background systematics (BFs, form factors, shape function),
- the fit method systematics (m_{ES} fit, PDFs, background $\cos^2 \phi_B$ distributions, continuum background).

Actual combination is done using an iterative χ^2 -minimization procedure proposed in [V-4]. The results are summarized in table V.3.

	$q^2 < 8 \text{ GeV}^2$	$8 < q^2 < 16 \text{ GeV}^2$	$q^2 > 16 \text{ GeV}^2$
B^0	$0.383 \pm 0.121 \pm 0.036$	$0.333 \pm 0.101 \pm 0.030$	$0.474 \pm 0.129 \pm 0.059$
B^+	$0.176 \pm 0.066 \pm 0.018$	$0.429 \pm 0.102 \pm 0.043$	$0.218 \pm 0.091 \pm 0.047$
Combined	$0.355 \pm 0.086 \pm 0.029$	$0.518 \pm 0.097 \pm 0.041$	$0.457 \pm 0.104 \pm 0.056$

TAB. V.3 – Combined partial branching fractions in unit of 10^{-4} . The errors are statistical and systematic.

Table V.4 shows the partial branching fraction in $q^2 < 16 \text{ GeV}^2$ and the total branching fraction.

	$q^2 < 16 \text{ GeV}^2$	All q^2
B^0	$0.716 \pm 0.158 \pm 0.058$	$1.190 \pm 0.204 \pm 0.100$
B^+	$0.605 \pm 0.121 \pm 0.054$	$0.823 \pm 0.151 \pm 0.087$
Combined	$0.873 \pm 0.129 \pm 0.064$	$1.331 \pm 0.166 \pm 0.107$

TAB. V.4 – Sums of the partial branching fractions in unit of 10^{-4} . The errors are statistical and systematic.

To test isospin invariance, we compute the difference

$$\Delta\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) - 2 \frac{\tau_{B^0}}{\tau_{B^+}} \Delta\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu),$$

in each q^2 bin and divide by the uncertainty. We find 0.34σ , -2.22σ , and 0.30σ in the three q^2 bins, respectively. A χ^2 value can be computed as $0.34^2 + 2.22^2 + 0.30^2 = 5.15$ for 3 degrees of freedom, which translates to a 16% probability.

For the combined result, we find the total χ^2 to be 10.19 for 9 degrees of freedom. The χ^2 probability is 34%.

For future combination with other measurements, e.g., by the Heavy Flavor Averaging Group, it is useful to separate the combined systematic errors into the multiplicative and non-multiplicative components. Table V.5 provides such breakdown with the covariance matrices.

	q^2 range	Error (10^{-4})	Covariance		
Multiplicative	$< 8 \text{ GeV}^2$	0.028	1.000	0.593	0.471
	$8\text{--}16 \text{ GeV}^2$	0.038	0.593	1.000	0.504
	$> 16 \text{ GeV}^2$	0.052	0.471	0.504	1.000
Non-multiplicative	$< 8 \text{ GeV}^2$	0.008	1.000	0.986	0.791
	$8\text{--}16 \text{ GeV}^2$	0.017	0.986	1.000	0.881
	$> 16 \text{ GeV}^2$	0.021	0.791	0.881	1.000

TAB. V.5 – Multiplicative and non-multiplicative components of the systematic errors of the combined branching fractions and the covariance matrices.

V.3 Determination of $|V_{ub}|$

We derive $|V_{ub}|$ from :

- the partial $\Delta\mathcal{B}(q^2 > 16 \text{ GeV}^2)$: We use the unquenched lattice QCD calculations by HPQCD [V-5] and FNAL [V-6], and the quenched QCD calculation by APE [V-7].
- the partial $\Delta\mathcal{B}(q^2 < 16 \text{ GeV}^2)$: We use the latest LCSR calculation by Ball and Zwicky [V-8].
- the total $\mathcal{B}$: We use Ball04, HPQCD, FNAL, and APE.

The conversion to $|V_{ub}|$ uses reduced partial or total decay rates, $\tilde{\Gamma}$, defined as

$$\tilde{\Gamma}(q_{\min}^2, q_{\max}^2) = \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} \frac{G_F^2}{24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 p_\pi^3 dq^2.$$

The values of $\tilde{\Gamma}$ and their uncertainties have been supplied by the authors of [V-5–8]. We then calculate

$$|V_{ub}| = \sqrt{\frac{\Delta\mathcal{B}(q_{\min}^2, q_{\max}^2)}{\tau_{B^0} \tilde{\Gamma}(q_{\min}^2, q_{\max}^2)}}.$$

We use $\tau_{B^0} = 1.536 \pm 0.014 \text{ ps}^{-1}$ from the PDG average. Table V.6 summarizes the values of $|V_{ub}|$ obtained using the combined result using semileptonic and hadronic tags.

FF model	q^2 range	$\tilde{\Gamma}$ (ps ⁻¹)	$ V_{ub} $ (10 ⁻³)
Ball04	$< 16 \text{ GeV}^2$	5.44 ± 1.43	$3.23 \pm 0.24 \pm 0.12^{+0.53}_{-0.36}$
HPQCD	$> 16 \text{ GeV}^2$	1.46 ± 0.35	$4.51 \pm 0.51 \pm 0.28^{+0.66}_{-0.46}$
FNAL	$> 16 \text{ GeV}^2$	1.83 ± 0.50	$4.03 \pm 0.46 \pm 0.25^{+0.70}_{-0.46}$
APE	$> 16 \text{ GeV}^2$	1.80 ± 0.86	$4.07 \pm 0.46 \pm 0.25^{+1.56}_{-0.72}$
Ball04	Total	7.74 ± 2.32	$3.35 \pm 0.21 \pm 0.13^{+0.65}_{-0.41}$
HPQCD	Total	5.70 ± 1.71	$3.90 \pm 0.24 \pm 0.16^{+0.76}_{-0.48}$
FNAL	Total	6.24 ± 2.12	$3.73 \pm 0.23 \pm 0.15^{+0.86}_{-0.51}$
APE	Total	7.0 ± 2.9	$3.52 \pm 0.22 \pm 0.14^{+1.08}_{-0.56}$

TAB. V.6 – Values of $|V_{ub}|$ derived from combined semileptonic- and hadronic-tag measurements.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE V

- [V-1] M. Morii, *Measurement of $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^+ \ell \nu)$ using semileptonic tags*, BABAR Analysis Document #1091 (2006)
- [V-2] S. Brunet, D. Côté, R. Kowalewski, M. Morii, P. Taras, B. Viaud, *Branching fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, measured in $\Upsilon(4S) \rightarrow B \bar{B}$ events tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays*, BABAR Analysis Document #1326 (2006)
- [V-3] D. del Re, A. D'Orazio, R. Faccini, F. Gallo, F. Bianchi, R. Kowalewski, *Measurement of the $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ and $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$ branching fractions on the recoil of fully reconstructed B mesons and determination of $|V_{ub}|$* , BABAR Analysis Document #1207 (2006)
- [V-4] R. Kowalewski, *Methodology and code used in HFAG semileptonic averages*, <http://particle.phys.uvic.ca/~kowalews/hfag/hfag-semi-averaging.ps> (2005)
- [V-5] E. Gulez *et al.*, HPQCD Collaboration, *B meson semileptonic form-factors from unquenched lattice QCD*, Phys. Rev. **D73**, 074502 (2006)
- [V-6] M. Okamoto *et al.*, Fermilab Collaboration, *Semileptonic $D \rightarrow \pi/K$ and $D \rightarrow \pi/D$ decays in 2+1 flavor lattice QCD*, Nucl. Phys. Proc. Suppl **140**, 461 (2005)
- [V-7] A. Abada *et al.*, APE Collaboration, *Heavy $\rightarrow$ light semileptonic decays of pseudoscalar mesons from lattice QCD*, Nucl. Phys. **B619**, 565 (2001)
- [V-8] P. Ball and R. Zwicky, *New results on $B \rightarrow \pi, K, \eta$ decay formfactors from light-cone sum rules*, Phys. Rev. **D71**, 014015 (2005)

CURRICULUM VITAE: SYLVIE BRUNET

Email address : sylvvv@gmail.com

Citizenship : Canadian

Languages : French (native language), English

Education

2002-2007 : Ph. D in physics (experimental high energy particle physics), U. de Montréal, Canada. Spent 3.5 years at SLAC, USA. Thesis' project published in Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006).

2001-2002 : M. Sc in physics (directly to Ph.D), U. de Montréal, Canada.

1998-2001 : B. Sc in physics, U. de Montréal, Canada.

Selected Publications

(please contact S. Brunet for full list)

Primary Contributions :

- B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ Branching Fraction and Determination of $|V_{ub}|$ with Tagged B Mesons*, Phys. Rev. Lett. **97**, 211801 (2006)
- B. Aubert *et al.*, BABAR Collaboration, *Branching fraction for $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$, measured in $Upsilon(4S) \rightarrow B \bar{B}$ events tagged by $B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}(X)$ decays*, Contributed to 22nd International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy, Uppsala, Sweden (2005), hep-ex/0506065
- F. Bellini, S. Brunet, F. Di Lodovico, *Comparison between Monte Carlo and data of the π^0 detection and reconstruction efficiency using τ 1-on-1 decays*, BAD #378 (2003)
- S. Brunet, D. Côté, M. Greene, *XSLBtoXulnu : Exclusive semileptonic $b \rightarrow u$ skim*, BAD #740 (2003)

Selected Oral Presentations

(please contact S. Brunet for full list)

- *Measurement of the $B \rightarrow \pi \ell \nu$ branching fraction and determination of $|V_{ub}|$ with tagged B mesons*, BABAR, SLAC, USA. Collaboration wide talk (2006)
- *Measurements of the Sides of the Unitarity Triangle @ BABAR*. PHENO 06, Madison, Wisconsin, USA. Representing the BABAR collaboration. (2006)
- *Measurement of $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi^0 \ell \nu)$ and $|V_{ub}|$ using $D^{(*)0} \ell \nu$ semileptonic tags*. Collaboration Meeting, BABAR, SLAC, USA, plenary session. (2004)
- *Studies done on taus while working on π^0 s efficiency*. Second BABAR Workshop on tau/QED physics, SLAC, USA. (2002)

Teaching Experience

Winter 2007 Organization of the “Croque-CycSup” conferences, targetted to undergraduate students, U. de Montréal.

Winter 2006 Teaching Assistant, waves and vibrations, U. de Montréal.

Computing Skills

C, C++, Fortran, LaTeX, Linux, Windows, Matlab, PAW, ROOT, RooFit, BaBar software, Photoshop, GIMP, HTML, Web tools in general, SPIP. Completed “Principles of Object Oriented Design with UML” (Dec. 2003) and "Advanced Object Oriented Design with Patterns" (May 2004) with Object Mentor Inc. Ability to learn new skills.

References

Professor Paul Taras (thesis supervisor), Université de Montréal, Canada, `taras@lps.umontreal.ca`.

Professor Masahiro Morii, Harvard University, USA, `morii@physics.harvard.edu`.

Doctor Jochen Dingfelder, Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), USA, `jochend@slac.stanford.edu`.