



**De BABAR à LHCb, en passant par CKMfitter.
Physique du B et de CP dans les désintégrations
charmonium et supprimées de couleur. Mesure des
angles CKM beta et gamma.**

Vincent Tisserand

► **To cite this version:**

Vincent Tisserand. De BABAR à LHCb, en passant par CKMfitter. Physique du B et de CP dans les désintégrations charmonium et supprimées de couleur. Mesure des angles CKM beta et gamma.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2009. tel-00486903

HAL Id: tel-00486903

<https://theses.hal.science/tel-00486903>

Submitted on 27 May 2010

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

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

Université de Savoie

Mémoire

présenté par

Vincent TISSERAND

pour obtenir le diplôme

d'Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité: Physique des Particules

De *BABAR* à LHCb, en passant par CKMfitter.
Physique du *B* et de *CP* dans les désintégrations
charmonium et supprimées de couleur.
Mesure des angles CKM β et γ .

Soutenu le vendredi 30 avril 2010 devant le jury composé de :

- Jacques Chauveau, Rapporteur
- Gino Isidori, Rapporteur
- Yannis Karyotakis, Président du Jury
- François Le Diberder
- Tatsuya Nakada
- Christos Touramanis, Rapporteur
- Fabian Zomer



In2p3



*Douter de tout ou tout croire sont deux solutions également commodes,
qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir.*

Henri Poincaré

*C'est un fameux trois-mâts fin comme un oiseau.
Hisse et ho, Santiano !
Dix huit noeuds, quatre cent tonneaux :
Je suis fier d'y être matelot.*

*Refrain: Tiens bon la vague tiens bon le vent.
Hisse et ho, Santiano !
Si Dieu veut toujours droit devant,
Nous irons jusqu'à San Francisco.*

*Je pars pour de longs mois en laissant Margot.
Hisse et ho, Santiano !
D'y penser j'avais le coeur gros
En passant les feux de Saint-Malo.*

Refrain

*On prétend que là-bas l'argent coule à flots.
Hisse et ho, Santiano !
On trouve l'or au fond des ruisseaux.
J'en ramènerai plusieurs lingots.*

Refrain

*Un jour, je reviendrai chargé de cadeaux.
Hisse et ho, Santiano !
Au pays, j'irai voir Margot.
A son doigt, je passerai l'anneau.*

*Tiens bon la vague tiens bon le vent.
Hisse et ho, Santiano !
Sur la mer qui fait le gros dos,
Nous irons jusqu'à San Francisco.*

Hugues Aufray

Remerciements

Cette page est toujours la première que veulent lire certains, attendant d’y voir figurer leur nom, à juste titre, ou simplement pour juger d’aspects plus personnels. Elle est également l’une des plus importantes de ce genre d’ouvrages, mais elle est aussi l’une des plus délicates à écrire, car, on oublie hélas toujours quelqu’un. La difficulté de l’exercice vient ici du fait qu’il s’agit d’exprimer de la gratitude à ceux qui ont croisé votre chemin et l’ont parcouru avec vous, au cours de près de 12 années. Donc par avance pardon à ceux que j’oublie ...

Je veux tout d’abord exprimer ma profonde reconnaissance à ma femme Nathalie, toujours présente à mes côtés, ainsi qu’à mes proches et mes amis. Sans eux, sans leur accompagnement et leur aide, une grande partie de ce qui est présenté ici aurait été simplement impossible.

Je souhaite également exprimer ma gratitude aux membres de ce jury d’HDR qui m’ont fait l’honneur de me consacrer une partie de leur temps précieux, pour examiner ce travail et venir assister à sa soutenance. Merci donc aux trois rapporteurs: Jacques Chauveau, Gino Isidori et Christos Touramanis; merci à Fabian Zomer et Yannis Karyotakis, pour la revue préliminaire de ce travail et pour avoir présidé ce jury. Et merci enfin à François Le Diberder et à Tatsuya Nakada, illustres représentants des expériences *BABAR* (et un peu CKMfitter) et LHCb, auxquelles j’ai consacré mes travaux et je consacrerai mes futures recherches. Je dois également dire que j’ai particulièrement apprécié la qualité du dialogue scientifique que nous avons eu, notamment au moment de la séance de questions qui a suivi ma présentation lors de la soutenance.

Ce travail a été effectué dans le cadre du Laboratoire d’Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (le LAPP), unité mixte du CNRS-IN2P3 et de l’Université de Savoie. J’aimerais remercier tous mes collègues du LAPP pour les nombreuses collaborations et l’amitié souvent partagée. J’apprécie grandement le support et les échanges avec les divers services: administratif, mécanique, informatique et électronique. C’est l’union de ces compétences qui fait le succès et le dynamisme, et pour moi une grande partie de l’intérêt de la physique des particules expérimentale. Merci également à mes collègues expérimentateurs du LAPP et théoriciens du LAPTH. J’ai beaucoup apprécié de pouvoir communiquer avec l’ensemble des personnels des 2 laboratoires lors notamment des journées dites *d’Aussois*, des Fêtes de la Science, des conseils scientifiques et des “réunions du jeudi”. Pour les représenter, je voudrais remercier les diverses directions qui se sont succédées à la tête du laboratoire depuis mon arrivée en 1998: Michel Yvert et René Morand, Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard, Yannis Karyotakis et Jean-Pierre Lees. Merci pour leur confiance, les diverses responsabilités confiées et les moyens qu’ils ont mis à ma disposition. Et merci à Paul Sorba, Patrick Aurenche et Fawzi Boudjema pour le LAPTH, avec une mention spéciale pour Eric Pilon. Philippe Ghez a bien raison de dire, sans chauvinisme aucun: “le LAPP est l’un des plus beaux laboratoire du monde”.

Je viens de passer près de 12 belles années dans le groupe *BABAR* du LAPP. Nous avons toujours travaillé dans l’amitié, l’efficacité, la confiance et la franchise (souvent à notre quartier général de Californie: le Gordon Biersch, à Palo Alto). Commençons par le “canal historique”: merci à Yannis Karyotakis pour son flair et son dynamisme, pour son soutien indéfectible et pour m’avoir mis sur pas mal de bonnes voies, merci à Jean-Pierre Lees (“le renard des surfaces”) pour notre complicité, les analyses menées en commun ou en parallèle et ses nombreux conseils et remarques au quotidien, merci à Dominique Boutigny pour toutes ces journées passées sur le système de gaz, pour son aide précieuse pour naviguer dans le software de *BABAR* et pour la découverte de la Bay Area et nos ballades en 1998. Dans ce petit groupe de gens tous complémentaires, j’ai beaucoup appris des

grandes compétences de chacun. Nous avons eu l'audace de nous engager sur cette expérience si loin de la Haute-Savoie et du CERN et sur laquelle beaucoup de gens ne pariaient pas très cher au début. Cette audace a très vite été couronnée par des nombreux succès ... Merci aux autres membres de l'équipe d'orfèvres du système de gaz d'Annecy ("*la swiss clock*") : Andréa Jérémie Duscheneau et Jean-Marc Dubois, qui furent tout d'abord mes plus proches complices, et également Patrick Petitpas, Bernard Camberlain, Jacques Orit, Isabelle Debonis, Jean-Yves Nief, Michel Berthet, Nicolas Charvin ... Merci au "canal habituel" pour avoir revitalisé le groupe: Amina Zghiche, Vincent Poireau et Bernard Aubert pour les nombreux échanges, merci également à Jean-Marc Gaillard et Robert Baratte. Merci aux divers doctorants du groupe pour leurs apports stimulants et motivants : Patrick Robbe, Adlène Hicheur, Fabrice Couderc, Sergio Grancagnolo, Xavier Prudent (avec une mention spéciale, et oui c'est mon premier thésard et mission accomplie!)... Merci aux post-doctorants du groupe: Fulvio Galeazzi, qui est bien plus qu'un collègue pour moi et à Elisabetta Prencipe. Merci également à Hans et Inge Strunke, mes amis du "*german castle*" de Woodside.

la collaboration *BABAR* est grande et j'y ai rencontré tant de personnes intéressantes avec qui j'ai aimé travaillé et qui m'ont appris tant de choses... C'est vraiment là où il serait difficile de citer des douzaines de noms, je vais donc en oublier c'est certain, à 99.9999 % de CL ... J'ai beaucoup appris de la façon concrète et pragmatique de conduire les expériences aux Etats-Unis et plus particulièrement, j'ai apprécié qu'on puisse confier à chacun des responsabilités. Merci plus précisément à mes collègues des laboratoires français, italiens, américains, allemands, canadiens, espagnols, hollandais, britanniques ... avec qui nous avons toujours eu d'excellents échanges de travail et souvent d'amitié. Merci à ceux avec qui j'ai travaillé sur la chambre à fils et les neutres, merci aux membres des groupes d'analyse du charmonium et de Breco. *BABAR* et Belle ont révolutionné en 10 ans la physique de *CP* et des saveurs, l'académie Nobel de Stockholm en a rendu un témoignage éclatant en récompensant Kobayashi et Maskawa en 2008. Tout de même quelques mentions spéciales pour certains de mes collaborateurs de *BABAR* : Riccardo Faccini, Soeren Prell, Vivek Sharma, Sharam Rahatlou, Christos Touramanis, Chris Hearty, Fulvio Galeazzi, Fernando Martinez Vidal, Giovanni Marchiori, Gabriela Sciolla, Erich Varnes, Giovanni Calderini, Paul Bloom, Daniele del Re, Fernando Ferroni, Giancarlo Pirreda, Patricia Burchat, Vuko Brigljevic, Enrico Robutti, Marcello Rotondo, Matteo Rama, Tania McMahon, Francesca Pastore, Marko Milek, Gloria Vuagnin, Yury Kolomensky, Jim Olsen, David Payne, Aaron Roodman, Mike Kelsey, Mike Roney, Stewart Smith, Livio Lanceri, Chih-Hsiang Cheng, Vitaly Eyges, Hassan Jawahery, Mauro Morandin, Kenji Abe, Owen Long, Jeff Richman, David McFarlane, Eli Rosenberg, Bill Wisniewski, François Le Diberder, Christophe Yèche, Gautier Hamel de Montchenault, Denis Bernard, Gérard Bonneaud, Stéphane T'Jampens, Paul Tarras, Jacques Chauveau, Marie-Hélène Schune, Georges Vasseur, José Ocariz, Gilbert Grosdidier, Anne-Marie Lutz, Andreas Höcker, Marie Legendre, Sophie Trincaz, Viola Sordini, Emmanuel Latour, Pierre-François Giraud, Chris O'Grady, Rainer Bartoldus, Georges Vassiliadis, Klaus Schubert, Heiko Lacker, Verena Klose, Swagato Banerjee, Abi Soffer, Mark Allen, Tim Gershon, Richard Kass, Roy Aleksan, Frank Porter, Bill Dunwoodie, Gerard Raven, Mike Sokoloff, Neus Lopez March, Stéphanie Majewski, Nicolas Arnaud, Marc verderi, Eli Ben Haïm, Philippe Grenier, j'en passe et des meilleurs, mais je m'arrêterai là, bien que "*je me souviens*" de tous comme on dit au Québec ... Tous ces moments partagés et ce que j'ai appris à leur contact restent pour moi inoubliables.

Je veux finir par dire ma gratitude à mes collègues et amis du groupe CKMfitter, en particulier pour les nombreux échanges stimulants et tellement enrichissants sur la physique des saveurs et de *CP*. Au LAPP, je collabore étroitement avec Stéphane T'Jampens, on se connaît depuis 2001 lors de mon séjour à San Francisco dans *BABAR*, que de chemin parcouru depuis ! Merci Stéphane pour ton amitié. Merci à Christian Kaufhold, Jérôme Charles, Olivier Deschamps, Sébastien Descotes-Genon, Ryosuke Itoh, Andréas Jantsch, Heiko Lacker, Stéphane Monteil, Valentin Niess, José Ocariz et Karim Trabelsi. Bon, alors ils viennent ces papiers??? ...

Une nouvelle aventure commence, celle de LHCb, merci à Bolek Pietrzyk, Marie-Noëlle Minard, Daniel Decamp, Philippe Ghez, Stéphane T'Jampens, Irina Machikhiliyan, Plamen Hopchev et Dragan Manic de m'y accueillir ... Et alors Jean-Pierre, quand est ce que tu nous rejoins ? Je nous souhaite autant de succès que dans *BABAR* ...

Table des matières

1	Travail de thèse : “Optimisation de l’expérience ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 2 photons au LHC”	11
2	L’expérience <i>BABAR</i> et sa chambre à fils (DCH)	15
2.1	Présentation de l’expérience <i>BABAR</i>	16
2.2	Introduction au travail effectué dans <i>BABAR</i>	22
2.3	PEP-II, la DCH et son système de gaz	22
2.3.1	Introduction et “ <i>commissioning</i> ” de PEP-II	22
2.3.2	Le système de gaz et le “ <i>slow control</i> ” de la DCH	24
2.4	DCH “ <i>Operation Manager</i> ”	27
2.5	Calibration du détecteur <i>BABAR</i> avec les premières données : identification des particules chargées par dE/dx dans la DCH	30
3	Etude des désintégrations des mésons B dans les modes charmonium inclusifs et exclusifs, et mesure de $\sin(2\beta)$ à <i>BABAR</i>	33
3.1	Calibration du détecteur et tests de la simulation : amélioration de l’identification des électrons, par récupération des pertes par bremsstrahlung	34
3.2	Désintégrations des B en modes charmonium inclusifs et exclusifs et participation à la première observation de la violation de CP dans les B : $\sin(2\beta)$ (“ <i>charmonium AWG</i> ”)	37
3.2.1	Les modes charmonium inclusifs	39
3.2.2	Les modes charmonium exclusifs	41
3.2.3	Les modes charmonium exclusifs et les mesures de $\sin(2\beta)$	43
4	Activités au sein du groupe de travail des particules neutres	47
4.1	Présentation du “ <i>Neutral AWG</i> ” : ses responsabilités et activités	48
4.2	Réalisations concrètes durant mon mandat de coordinateur du groupe de travail et d’analyse des Neutres	49
4.2.1	Corrections de la calibration de l’énergie des γ dans les données et la simulation	50
4.2.2	Corrections des variations de l’énergie mesurée des γ en fonction de la position du centroïde de la gerbe	58
4.2.3	Utilisation du DIRC comme détecteur de pied de gerbes	60
4.2.4	Mesures de l’efficacité des γ , des π^0 et des η	61
4.3	Conclusion	66
5	Activités de recherche au sein du groupe en charge des désintégrations des B faisant intervenir des mésons charmés	67
5.1	Coordination du groupe “ <i>Breco</i> ” et contributions du groupe du LAPP	68
5.1.1	Les analyses du groupe du LAPP	68
5.1.2	Coordinateur du groupe Breco	71
5.2	Analyse des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' et $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$	73

5.2.1	Etude de la dynamique des désintégrations des mésons beaux et effets de l'interaction forte dans le cadre des modes supprimés de couleur	75
5.2.2	Mesure de l'angle CKM β dans les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , en se servant des désintégrations des mésons $\tilde{D}$ en $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ et en états propres de CP	87
5.3	Etudes et mesures relatives à l'angle CKM γ	95
5.3.1	Introduction aux mesures de l'angle CKM γ avec des désintégrations de B chargés et neutres	95
5.3.2	Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec le mode de désintégration B^- en $\tilde{D}K^{*-}$, par les méthodes ADS et GLW	100
5.3.3	Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec les modes de désintégration B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$, par la méthode ADS	102
5.3.4	Etat des lieux et perspectives sur la mesure de γ	108
5.4	Conclusion	111
6	Activités de recherche au sein du groupe CKMfitter et perspectives sur l'expérience LHCb	113
6.1	Introduction sur le groupe CKMfitter	114
6.2	Description des activités, des réalisations et du groupe CKMfitter	115
6.2.1	Activités, publications et réalisations	115
6.2.2	Un brève histoire du triangle CKM	118
6.3	Futures publications et perspectives du groupe CKMfitter	123
6.4	Perspectives d'analyses de physique au sein de la Collaboration LHCb	125
6.4.1	Introduction	125
6.4.2	Pourquoi continuer à étudier la physique des saveurs?	127
6.4.3	Stratégies pour rechercher indirectement la NP dans les B , à LHC	129
6.4.4	LHCb, son programme de physique, son fonctionnement à LHC et ses perspectives avec 2 fb^{-1}	130
6.4.5	Programme à court terme de LHCb et implications du groupe LAPP dans l'analyse	133
A	Description du système de gaz de la DCH de BABAR	153
B	Publications sur les désintégrations en modes charmonium du B	155
C	Publications sur les désintégrations des B faisant intervenir des mésons charmés	157
D	Publications au sein du groupe CKMfitter	159

Introduction

Ce document, présenté en vue d'obtenir le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches, décrit les travaux que j'ai effectués depuis l'obtention de mon doctorat en 1997. Il situe ces activités dans le cadre de la très forte évolution qu'a connue la physique du B et de la violation de CP , durant les 10 années qui viennent de s'écouler, grâce notamment aux usines à B : *BABAR*, sur le collisionneur PEP-II à SLAC, en Californie, près de San Francisco (Etats-Unis), et Belle, sur KEKB, à KEK, à Tsukuba (Japon).

Je présenterai les recherches que j'ai effectuées et encadrées, principalement dans le cadre de l'expérience *BABAR*, et comment naturellement j'ai rejoint le groupe CKMfitter, pour participer à l'interprétation de ces résultats et plus largement de la phénoménologie de la physique des saveurs lourdes et de la violation de CP , par étude de la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM) [1].

J'ai conduit ces travaux de recherche depuis 1998 au Laboratoire d'Annecy le Vieux de Physique des Particules (LAPP), unité mixte de recherches de Université de Savoie et du CNRS-IN2P3, en qualité de Chargé de Recherche au CNRS. Mes activités de recherches ont été menées dans le cadre de la collaboration *BABAR* et du groupe CKMfitter. Je placerai également dans ce document les résultats de ces travaux dans la perspective de l'expérience LHCb, qui vient de prendre ses premières données au CERN sur l'accélérateur LHC et que je viens de rejoindre depuis le 1^{er} octobre 2009.

J'ai préparé ma thèse au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire de l'IN2P3-CNRS (LAL) d'Orsay, à l'Université de Paris XI, sur le projet ATLAS. Son sujet était l'optimisation de son calorimètre électromagnétique pour la recherche du boson de Higgs au LHC. Je ne décrirai pas les activités que j'ai effectuées en 1997, dans le cadre de mon service militaire comme scientifique du contingent, au Service de Physique des Accélérateurs (SP2A) du Département de Physique Théorique et Appliquée (DPTA) de la Direction des Applications Militaires (DAM) du CEA, au centre de Bruyères le Châtel dans l'Essonne.

Depuis le 1^{er} janvier 1998, je suis chargé de Recherche de deuxième classe dans le groupe *BABAR* au LAPP.

L'expérience *BABAR* est située auprès de l'accélérateur PEP-II du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), en Californie (Etats-Unis), près de San-Francisco, à l'Université de Stanford. La prise des données s'est achevée le 7 avril 2008, après environ 10 ans de fonctionnement. Avec près de 470 millions de paires de mésons $B\bar{B}$ détectées, *BABAR* et également son concurrent Belle-KEKB au Japon, permettent d'étudier le phénomène de la violation de la symétrie CP et les désintégrations des mésons B avec une précision jamais atteinte à ce jour. La collaboration *BABAR* compte au démarrage de l'année 2010, plus de 410 publications acceptées par les revues internationales avec comité de lecture de la Société Américaine de Physique (APS) : Physics Review Letters (PRL) et Physics Review D (PRD) ou D Rapid Communication (PDR-RC) ou bien encore par Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A.

Au démarrage de l'expérience, j'ai principalement participé à la fin de la construction et à l'installation sur site du système de gaz pour le sous-détecteur chambre à fils de l'expérience *BABAR*. J'étais également responsable des analyseurs et des systèmes de contrôle et de commande, de sécurité et de fonctionnement automatisé du système de gaz et des capteurs d'environnement proches de la chambre à fils de l'expérience *BABAR*. J'ai participé aux études de calibration de la chambre à fils à l'aide de rayons cosmiques en travaillant sur l'identification des particules chargées

par dE/dx .

J'ai fait partie, dès leur démarrage, des groupes de travail sur les canaux d'identification des électrons et de reconstruction des résonances charmonium dans les désintégrations des mésons B . J'ai notamment élaboré et mis en place l'algorithme de récupération des électrons affectés par des pertes d'énergie par rayonnement de freinage (bremsstrahlung), dans la matière du détecteur depuis le tube à vide et avant le calorimètre. Ce travail a permis d'augmenter de près de 20 % l'efficacité de sélection des modes de désintégration de la résonance $(c\bar{c}) J/\psi$ en e^+e^- .

Durant le printemps et l'été 2001, j'ai effectué une mission de longue durée à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), en Californie près de San Francisco, pour assurer la responsabilité du fonctionnement au quotidien du sous-détecteur chambre à fils de l'expérience *BABAR* lors de la prise de données (fonction de "*Drift Chamber (DCH) Operation Manager*").

J'étais alors responsable de la reconstruction et de la sélection des mésons beaux se désintégrant en mode charmonium (B en $[(c\bar{c})=J/\psi, \psi(2S), \text{ ou } \chi_{c1}] K_s^0$) pour la mesure de l'angle β du triangle d'unitarité. Ce travail, en collaboration dans le cadre d'un des premiers groupe d'analyse structuré dans *BABAR*, a permis la première publication sur l'observation de la violation de CP dans le système des mésons beaux auprès de la nouvelle usine à B PEP-II de SLAC, 35 ans après sa première observation dans le système des mésons étranges $K^0\bar{K}^0$ [2]. Dans le cadre d'un groupe d'une quinzaine d'experts des premières données de *BABAR*, nous avons également publié, à l'aide des candidats B sélectionnés, le premier article de revue de l'histoire de l'expérience *BABAR*: "*measurement of branching fraction for exclusive B decays to charmonium final states*" [3]. C'est en quelque sorte une des premières études qui a permis d'établir la crédibilité de l'expérience *BABAR* vis-à-vis de la communauté mondiale de la physique des particules.

J'ai été promu au grade de Chargé de Recherche de 1^{ère} classe en octobre 2001 (Commission Nationale du CNRS section 3, session de printemps).

Depuis septembre 2001, je suis en charge des analyses de physique utilisant les modes de désintégration des mésons beaux en modes charme ouverts supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \text{ ou } \eta'$. Ce travail a débouché sur la première publication de l'expérience *BABAR* dans ce domaine, début 2004 [4].

De début décembre 2003 à fin septembre 2005, j'étais le responsable du groupe d'analyse et de travail: "Neutral Physics Tools AWG" de *BABAR*. L'objectif de ce groupe est de déterminer avec précision l'efficacité de détection des mésons K_L^0 , des photons, des π^0 et des mésons η dans *BABAR*; il est également de mesurer et d'ajuster avec précision l'accord entre la simulation et les données expérimentales de la mesure de l'énergie de ces photons. Les résultats des études de mesures d'efficacités et de leurs incertitudes systématiques, réalisées sous ma coordination, sont encore aujourd'hui ceux utilisés par les diverses publications de *BABAR*.

Depuis septembre 2005, je suis membre du groupe CKMfitter d'interprétation phénoménologique et statistique des mesures des paramètres de la matrice unitaire CKM, ayant trait au phénomène de la violation de CP . Je suis responsable du logiciel (C++/ROOT) de tracé graphique des résultats et co-expert de la mesure de l'angle γ du triangle CKM. Depuis mars 2006 j'ai participé à la demande de projet jeune chercheur à l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR), conduit par Stéphane T'Jampens du LAPP, porteur de projet. Ce projet a été accepté et financé, le groupe CKMfitter a bénéficié d'un post-doctorant, Christian Kaufhold, basé au LAPP de novembre 2007 à novembre 2008 et dont j'ai co-encadré le travail.

Depuis mars 2005 jusqu'à l'été juin 2008, j'ai encadré le stage de Master 2, puis la thèse de doctorat de Xavier Prudent au sein du groupe *BABAR* LAPP. Cette thèse de l'Université de Savoie, dans le cadre de l'École Doctorale de Physique et Astrophysique (PHAST) de Lyon région Rhône-Alpes, dont le sujet est: "Mesure du rapport d'embranchement des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega, \text{ ou } \eta'$ ", a été soutenue le 5 juin 2008. Les résultats préliminaires de ce travail ont été présentés par Xavier Prudent à la conférence "*International Conference on High Energy Physics*" (ICHEP08), à Philadelphie (Etats-Unis), en juillet 2008 [5]. L'analyse est en cours d'achèvement et sera soumise à publication prochainement. En collaboration avec des collègues des Universités de l'Iowa, de Trieste et de Caltech, Xavier Prudent et moi-même avons également contribué à la mesure alternative de l'angle $\sin(2\beta)$ lorsque, pour ces modes supprimés de couleur, le méson D^0 est reconstruit dans un état propre de la symétrie CP .

Ce travail a été publié en 2007 [6]. Nous avons également contribué à la mesure de $\sin(2\beta)$ et de $\cos(2\beta)$, pour lever les ambiguïtés sur l'angle β , lorsque le méson D neutre se désintègre en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ [7].

De novembre 2007 à décembre 2008, j'étais responsable et coordinateur du groupe d'analyse chargé d'étudier les désintégrations hadroniques des B faisant intervenir des mésons/baryons charmés (groupe "Breco AWG"). Ce groupe a en particulier la charge des analyses permettant de mesurer l'angle γ de la matrice CKM, qui décrit le phénomène de la violation de CP , dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules. Je participe, comme conseiller, à ces études depuis 2005.

Durant ma coordination, ce groupe de travail comptait une vingtaine d'analyses de physique, en cours d'activité, qui étaient effectuées par une trentaine de personnes. Ce travail consiste à assurer le suivi et la coordination de ces analyses depuis leur proposition et démarrage, jusqu'à leur aboutissement qui passe par la présentation de leurs résultats en conférences internationales et leur publication dans des revues scientifiques américaines de la physique des particules avec comités de lecture. Pendant ma coordination, 11 nouveaux résultats ont abouti à des publications.

Depuis l'été 2008, je participe à 2 études dans le cadre de l'expérience *BABAR* ayant pour but de contraindre la mesure de l'angle γ . Depuis l'été 2008, je suis l'un des auteurs, avec le groupe de l'Université d'Ohio, dirigé par Richard Kass, des analyses sur l'angle CKM γ à l'aide des 2 méthodes dites *ADS* et *GLW* pour le canal de désintégration B^- en $\bar{D}^0 K^{*-}$ (où $\bar{D}^0$ représente un méson D^0 ou un $\bar{D}^0$), qui viennent d'être publiées dans un article de revue à la fin 2009 [8]. Et depuis septembre 2008, j'ai collaboré avec Jean-Pierre Lees du LAPP, pour mettre à jour la mesure par la méthode *ADS* des modes B^- en $\bar{D}^{(*)0} K^-$ avec toutes les données accumulées par *BABAR*. Ces résultats ont été présentés, de façon préliminaire, à la conférence "*Europhysics Conference on High-Energy Physics*" (EPS HEP 09), à Cracovie (Pologne), en juin 2009 [9] ; une publication pour la revue Phys. Rev. D est en cours de revue interne dans *BABAR*. Nous avons presque mis en évidence pour la première fois, le signal B^- en $D^0 [K^+ \pi^-] K^-$, doublement supprimé de Cabibbo (effet à plus de 2 déviations standard) et nous avons obtenu la première indication forte de violation directe de CP dans ces modes par la méthode *ADS* (asymétries $B^+ B^-$ au niveau de 86 et 77 %, respectivement pour B^+ en $D^0 [K^+ \pi^-] K^-$ et $D^{*0} [K^+ \pi^-] K^-$). Cela témoigne du fait qu'avec la statistique des données de *BABAR* on commence à peine à être sensible aux divers paramètres physique accessibles par ces méthodes, en particulier à l'angle γ . Il serait donc bon de continuer à les étudier, avec plus de données et des techniques d'analyse tout aussi sophistiquées que dans *BABAR*, dans l'expérience Belle, ou tout simplement à LHCb [10, 11, 12, 13].

Depuis la fin novembre 2009, et plus précisément la mi-décembre, l'expérience LHCb prend des données en collisions auprès de l'accélérateur LHC du CERN. Ainsi, tout naturellement, j'ai rejoint en octobre 2009 le groupe LHCb du LAPP pour prolonger les activités de recherches que j'effectue sur l'expérience *BABAR* depuis 1998 et dans le cadre du groupe CKMfitter. J'expliquerai dans ce document les diverses opportunités qui s'offrent à LHCb pour étudier de manière indirecte les effets de la Nouvelle Physique.

Chapitre 1

Travail de thèse : “Optimisation de l’expérience ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 2 photons au LHC”

Je donne ici un résumé succinct du travail de thèse que j’ai effectué de mai 1994 à février 1997. Après un cursus universitaire à l’Université d’Orsay Paris XI, je suis entré au Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire (LAL) d’Orsay, en mai 1994, pour effectuer une thèse dans le groupe ATLAS placé sous la responsabilité de Daniel Fournier. Mon travail de thèse était dirigé par Pierre Pétroff, son titre est “Optimisation de l’expérience ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 2 photons au LHC”.

Un des buts principaux des 2 expériences ATLAS et CMS, qui sont construites auprès du grand collisionneur LHC au CERN et qui viennent de démarrer la prise de données en collisions, fin 2009, est l’étude du mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible. L’énergie totale de 14 TeV (dans le centre de masse des collisions proton-proton) et la très forte luminosité de cette machine ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) permettront la recherche du boson de Higgs dans un vaste domaine de masse compris entre 80 GeV/ c^2 et 1 TeV/ c^2 . Avant l’année 2001, la recherche du Higgs a été effectuée au LEP II au CERN, une limite inférieure sur sa masse à 114.4 GeV/ c^2 à 95% C.L. (degré de confiance), a été obtenue pour la recherche dans le cadre du Modèle Standard (signalons que parmi les 4 expériences, la collaboration Aleph a vu un léger excès d’événements à 115 GeV/ c^2 , il est donc très intéressant de voir ce que le LHC a à dire dans cette zone de détection très délicate) [14]. Le TeVatron à Fermilab (FNAL), près de Chicago, continue la recherche dans une région de masse à peine supérieure et a mis récemment des limites dans la zone de masse entre 162 et 166 GeV/ c^2 à 95 % CL [15].

Au LHC, pour une masse supérieure à 140 GeV/ c^2 , la recherche du Higgs est relativement aisée, le canal de désintégration $ZZ^{(*)}$ peut être exploité, notamment. Afin d’obtenir un recouvrement entre les données de LEP II, du TeVatron et du LHC, entre 115 et 40 GeV/ c^2 , d’autres modes de désintégrations doivent être envisagés. Parmi ces modes, la désintégration du Higgs en 2 photons est particulièrement intéressante. C’est la signature la plus claire permettant de rechercher un Higgs de masse intermédiaire. Dans cette zone de masse, la largeur naturelle du Higgs est très faible et ne représente que quelques MeV. Le potentiel de découverte dépend donc très fortement de la résolution expérimentale sur la masse des 2 photons et repose plus particulièrement sur les performances du calorimètre électromagnétique.

Précisément, le sujet de ma thèse portait sur l’optimisation des performances du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Ce travail a été réalisé avec comme principal objectif l’amélioration du potentiel de découverte du boson de Higgs se désintégrant en 2 photons dans le

domaine de masse compris entre 80 et 150 GeV/c^2 . Un exemplaire de mon mémoire de thèse est disponible [16] et décrit en détails les études que j'ai effectuées. J'ai présenté les résultats de ce travail, à la "*VIth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*" (CALOR96), à Frascati (Italie), pour la collaboration ATLAS sur le sujet : "The Higgs boson to 2 photons decay in the ATLAS detector". Le compte rendu de cette conférence a été publié [17].

Les points sur lesquels j'ai particulièrement travaillé durant ma thèse concernaient :

- L'étude des effets des événements d'empilement dans le calorimètre dus au taux élevé de collisions au LHC. L'étude réalisée par simulation a permis d'optimiser les paramètres de la mise en forme électronique du signal et a été l'un des éléments décisifs pour le choix des préamplificateurs qui équipent ce détecteur.
- L'optimisation du calorimètre électromagnétique central. Une attention particulière a été portée sur l'amélioration du terme d'échantillonnage, qui avec le terme constant lié à la calibration et l'uniformité de réponse du détecteur, le bruit d'électronique et d'empilement, est un des facteurs principaux de la résolution en énergie. La mesure précise de la direction des photons qui sera défini à l'aide du calorimètre et qui sert à déterminer leur quadrivecteur énergie-impulsion a également été un souci constant. Pour cela, une simulation Monte Carlo détaillée a été développée pour améliorer et fixer les caractéristiques de la géométrie de ce détecteur et pour réduire les quantités de matière en amont. Ces études ont permis de fixer la géométrie (granularité, segmentation transverse (en incluant le détecteur de pied de gerbes pour aider à identifier les photons par rapport aux π^0 et le pré-échantillonneur) et longitudinale des cellules de lecture), de choisir les caractéristiques de l'électronique de lecture (preamplificateurs non situés dans le cryostat ("0T")), du cryostat et du liquide noble de détection (Argon par rapport à une solution Krypton), ainsi que les caractéristiques mécaniques des différents composants de ce détecteur, dont la moitié a été construite et assemblée au LAPP. La figure 1.1 donne un exemple des nombreuses simulations GEANT que j'ai effectuées.

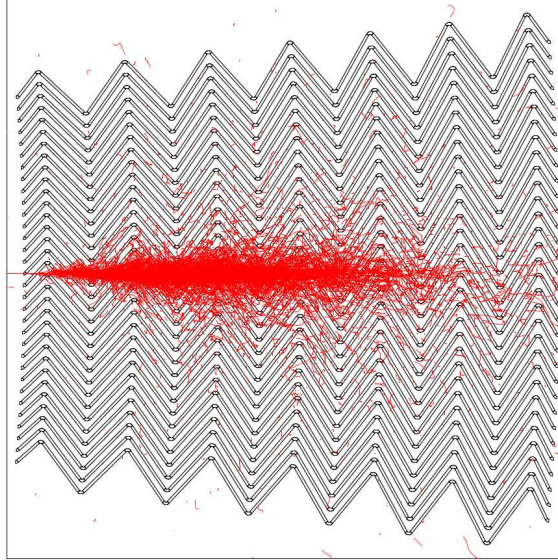


FIG. 1.1 – *Simulation du développement d'une gerbe électromagnétique d'un photon d'énergie $E=50$ GeV, dans le calorimètre EM à géométrie accordéon.*

- L'étude à partir des données prises sur faisceau test avec un prototype du calorimètre électromagnétique. La configuration étudiée possède des caractéristiques proches de celles du modèle optimisé en simulation. Les résultats obtenus ont confirmés le choix final pour ATLAS.

- La compréhension de la phénoménologie du boson de Higgs et de sa production et de sa détection au LHC. L'évaluation du potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal des 2 photons dans le cadre du Modèle Standard (MS) et du Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM). Les différents bruits de fond sont estimés après simulation complète du détecteur ATLAS. La résolution de masse invariante a été déterminée entre 80 et 150 GeV/c^2 . Une mise à jour de la compréhension des bruits de fonds QCD (Chromo Dynamique Quantique) produisant des paires de photons a également été menée avec des membres de l'équipe théorique du LAPTH (Patrick Aurenche, Jean-Philippe Guillet et Eric Pilon) et a impulsé la création du programme de simulation DIPHOX, avec dans ce groupe également le regretté T. Binoth [18].

En partie à l'aide de mon travail de thèse, l'expérience ATLAS a montré que le canal de désintégration du boson de Higgs en une paire de photons associés à d'autres canaux comme le Higgs en 4 leptons via une paire ZZ^* , notamment, permettra de découvrir le Higgs si sa masse est inférieure à 1 TeV/c^2 . Dans le cas où le MSSM est le modèle qui décrit les interactions des particules élémentaires, le plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ sera complètement exploré à l'aide des résultats de LEP II, du TeVatron et du LHC, principalement grâce aux canaux h^0 en 2 photons et A^0 en 2 leptons τ . Ce travail a fortement contribué à définir les caractéristiques du calorimètre électromagnétique central qui est installé sur le point de collision et qui attend que le LHC ait permis d'accumuler suffisamment de luminosité intégrée à l'énergie nominale de 14 TeV , pour une découverte possible du Higgs en 2 photons.

Il est bien entendu que ces résultats doivent être mis à jour avec le document récent de la collaboration ATLAS: “*Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*” [19] (dans cette référence est également donnée le lien vers des documents correspondants, dans le cas de l'expérience CMS).

Comme le montre ma signature sur le projet ANR “HiggsTime” en 2006, soumis à titre de projet blanc et porté par Isabelle Wingerter-Seez, responsable du groupe ATLAS-LAPP, j'ai très longtemps pensé rejoindre le groupe ATLAS après *BABAR*. Je me tourne pour le moment vers LHCb, car après l'année 2008-2009, il est maintenant très probable qu'il soit techniquement difficile d'accroître rapidement l'énergie et la luminosité instantanée du LHC avant quelques années [20]. Ces 2 paramètres (énergie et luminosité intégrée) sont indispensables pour une quête efficace du Higgs à basse masse, je pense que mon impact sur le programme de physique de l'expérience LHCb, moins fortement lié à ces conditions de fonctionnement, et venant de *BABAR* et participant depuis 5 années à CKMfitter, sera rapidement plus fort. Il est vraisemblable que même du fait de la durée de vie escomptée des expériences au LHC, je puisse également participer dans le futur à une des 2 expériences généralistes, ATLAS ou CMS. Je reste néanmoins attentif aux progrès de ces expériences qui ont montré de remarquables capacités lors du redémarrage du LHC fin 2009 [21].

Chapitre 2

L'expérience *BABAR* et sa chambre à fils (DCH)

Sommaire

2.1	Présentation de l'expérience <i>BABAR</i>	16
2.2	Introduction au travail effectué dans <i>BABAR</i>	22
2.3	PEP-II, la DCH et son système de gaz	22
2.3.1	Introduction et " <i>commissioning</i> " de PEP-II	22
2.3.2	Le système de gaz et le " <i>slow control</i> " de la DCH	24
2.4	DCH "<i>Operation Manager</i>"	27
2.5	Calibration du détecteur <i>BABAR</i> avec les premières données : identification des particules chargées par dE/dx dans la DCH	30

2.1 Présentation de l'expérience *BABAR*

Je travaille depuis janvier 1998 au sein du groupe *BABAR* du LAPP. L'expérience *BABAR* est une collaboration internationale qui est basée à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), auprès de l'accélérateur PEP-II, à l'Université de Stanford en Californie (Etats-Unis), au sud de San-Francisco. La figure 2.1 présente le schéma de l'accélérateur linéaire de SLAC et le collisionneur PEP-II. L'histoire de la conception de ce projet remonte à l'année 1987, lorsque l'oscillation des mésons B neutres a été découverte [22], c'est alors que le concept des usines à B asymétriques et le programme de physique associé ont été développés [23]. Un symposium a eu lieu fin octobre 2008 à Stanford pour célébrer la clôture de la prise de donnée à *BABAR*, le lecteur est invité à s'y reporter pour plus de détails [24]¹.

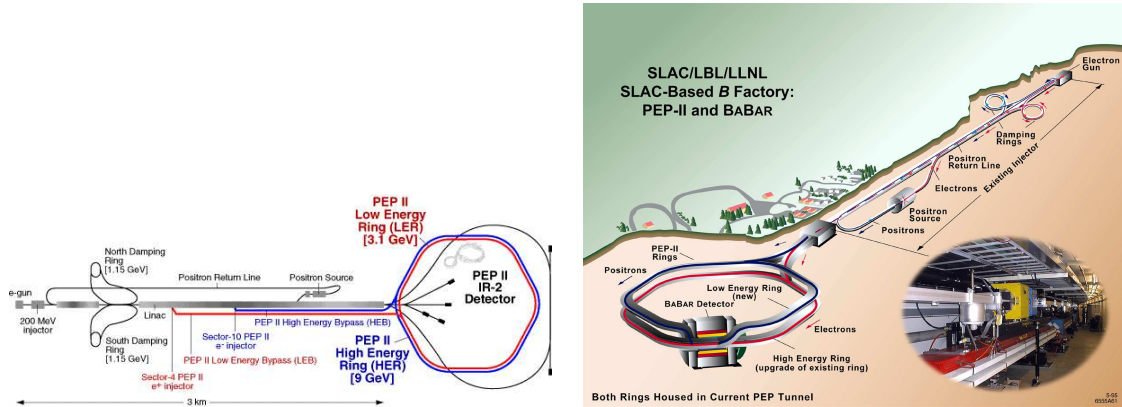


FIG. 2.1 – Vues schématiques du système d'accélérateur de SLAC et du collisionneur PEP-II sur lequel se situe l'expérience *BABAR*.

La prise de données a débuté le 26 mai 1999, après une phase préliminaire d'assemblage et de qualification du détecteur, puis en janvier 2000, après la phase définitive d'assemblage et de démarrage. Après 8 années, le fonctionnement de l'accélérateur PEP-II s'est achevé en avril 2008. La collaboration est maintenant rentrée dans une phase intensive d'analyse. Un rythme soutenu de publications (à peu près 5-6 par mois) va se poursuivre dans les 2 années à venir. Avec près de 470 millions de paires de mésons $B\bar{B}$ enregistrées, *BABAR* et également son concurrent Belle-KEKB au Japon, permettent d'étudier le phénomène de la violation de la symétrie CP et les désintégrations rares des mésons B avec une précision jamais atteinte à ce jour. Une large palette d'autres types d'analyses de physique est également possible à cette énergie, grâce à l'énorme quantité de données accumulées. Ces recherches constituent maintenant une part non négligeable du programme de *BABAR*.

Le but premier de l'expérience *BABAR* [25] est de contribuer à expliquer la raison pour laquelle on n'observe pas d'anti-matière à l'état naturel dans l'univers. La violation de la symétrie CP dans les premiers instants de l'Univers est une des conditions nécessaires, mais pas suffisante à elle seule (voir les 3 conditions de Sakharov (1967) et Kuzmin (1970)), pour expliquer cette observation (voir par exemple [26]). C'est la propriété fondamentale qui brise la symétrie entre la matière et l'anti-matière dans le cadre de l'interaction faible du Modèle Standard (MS) de la physique des particules. Ce phénomène a été mis en évidence pour la première fois en 1964 dans le système des mésons $K^0\bar{K}^0$ [2]. Il reste encore complexe et difficile à étudier.

Il a fallu attendre *BABAR*, puis Belle, et l'année 2001 pour l'observer dans le système des mésons beaux $B^0\bar{B}^0$ [27, 28]. J'ai participé à cette mise en évidence. C'est donc principalement

1. Notons en particulier que j'ai réalisé, pour ce symposium, les calculs des ajustements CKMfitter pour l'état des lieux des contraintes sur le triangle CKM en 2008, avec l'expérience *BABAR* seule, en ce qui concerne les angles α , β et γ pour la présentation "*CP Violation Physics at BABAR: α and γ* ", de Christophe Yèche, du groupe *BABAR* du CEA, à Saclay (France).

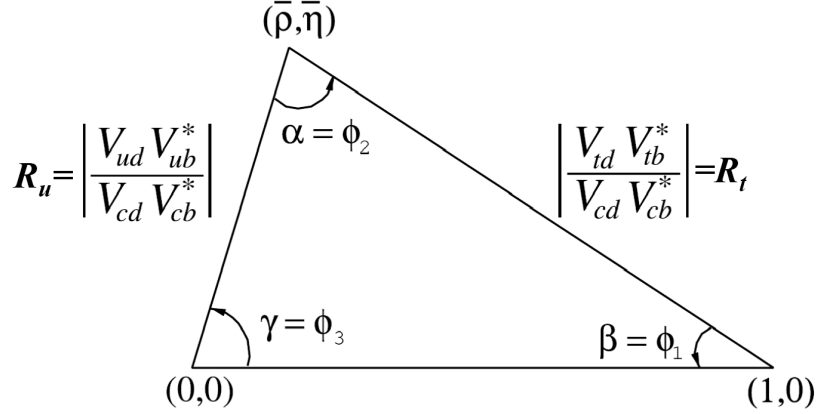


FIG. 2.2 – Le triangle d’unitarité CKM.

cela que l’expérience *BABAR* étudie depuis plus de 10 ans. Dans ce cadre, la collaboration a permis de mesurer et de sur-contraindre par divers canaux de désintégrations des mésons B , les valeurs des paramètres de la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM) [1], qui décrivent le phénomène de la violation de CP .

La matrice CKM est une matrice unitaire de mélange entre les 3 familles de quarks qui contient 4 paramètres, dont une phase complexe, origine de la violation de CP . Elle permet de passer de la base des états propres de masse des quarks à celle des états propres des quarks sensibles à l’interaction faible. La valeur de chacun des éléments de la matrice CKM définit l’intensité du couplage entre 2 quarks un “up” et un “down”, par émission d’un boson vecteur $W^\pm$. Pour représenter cette phase non nulle, on utilise dans le système des mésons beaux, le tracé d’un triangle dans le plan complexe. La base de ce triangle a une longueur égale à 1 sur l’axe des réels. L’un de ces sommets est le point $(0, 0)$; la position du sommet complexe est le point que l’on appelle $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ et qui caractérise l’importance de la violation de CP dans le système des mésons B . Parmi tous les triangles que l’on peut construire à partir des propriétés d’unitarité de cette matrice, celui du système des mésons B_d ou B_u a des côtés de tailles équivalentes et des angles mesurables (assez différents de 0). Il existe plusieurs façons d’écrire la matrice CKM [29, 30]. Ce qui est important de dire c’est qu’il existe une hiérarchie des divers couplages entre les diverses familles de quarks “up” et “down” (cette hiérarchie est proportionnelle à des puissances entières de l’angle de Cabibbo $\lambda \simeq 0.225$ [31]). L’intensité de ces couplage est d’autant moins forte que l’on a affaire à des couplages entre quarks de familles éloignées, par exemple: $(|V_{ub}| \propto \lambda^3) \ll (|V_{us}| \propto \lambda) < (|V_{ud}| \simeq 1)$, de même que $(|V_{ub}| \propto \lambda^3) < (|V_{cb}| \propto \lambda^2)$. L’évolution des diverses paramétrisations proposées pour la matrice CKM est présentée de façon chronologique dans les références mentionnées dans [29]. On peut écrire la matrice CKM comme:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ \lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (2.1.1)$$

Les propriétés d’unitarité supposent que $VV^\dagger = 1$ (où $V \equiv V_{CKM}$). Il existe une représentation de la matrice CKM, “à la Wolfenstein”, valable à tous les ordres en λ et invariante du choix de phase [30]. Dans ce cas, il suffit d’avoir la relation:

$$\rho + i\eta = \frac{\sqrt{1 - A^2\lambda^4}(\bar{\rho} + i\bar{\eta})}{\sqrt{1 - \lambda^2}(1 - A^2\lambda^4(\bar{\rho} + i\bar{\eta}))} \quad (2.1.2)$$

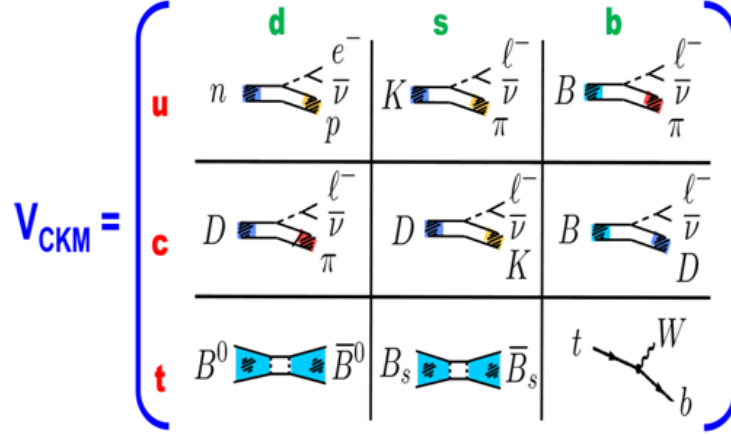


FIG. 2.3 – Représentation schématique de la matrice CKM, vue de façon imagée, du point de vue phénoménologique.

et on montre, également, que les 4 paramètres de la matrice CKM, s'expriment comme:

$$\lambda^2 = \frac{|V_{us}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}, \quad A^2 \lambda^4 = \frac{|V_{cb}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}, \quad \bar{\rho} + i\bar{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}.$$

En langage un peu moins mathématique, si l'on veut comprendre la hiérarchie de la matrice CKM pour les mésons B et le phénomène de la violation de CP , cela signifie que dans les désintégrations des mésons $B_{u,d}$ des asymétries liées au phénomène de la violation de CP se manifestent de façon rare (il a fallu attendre 2001 pour les voir), mais assez visible (BABAR l'a observé avec environ 30 millions de paire $B\bar{B}$ [27]).

Tester le phénomène de la violation de CP dans le système des mésons B , c'est mesurer les 3 angles de ce triangle "d'unitarité" (UT): (ϕ_2, ϕ_1, ϕ_3) ou $(\alpha, \beta \text{ et } \gamma)$, ainsi que la longueur de 2 de ses côtés: $|V_{ud}V_{ub}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*|$ et $|V_{td}V_{tb}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*|$ (celle du troisième étant fixée par normalisation à $|V_{cd}V_{cb}^*|$). La figure 2.2 donne une vue schématique d'un tel triangle (nous reviendrons sur la visualisation de ce triangle dans le chapitre 6).

Le MS prédit donc que des asymétries mesurables entre particules et anti-particules, liées à ce phénomène, doivent se manifester dans certaines désintégrations (rares) des mésons B^0 et $\bar{B}^0$, avec mélange et vers un état propre de CP . C'est ce que l'on observe dans le cas des exemples les plus connus des désintégrations $B^0/\bar{B}^0$ en $J/\psi K_s^0$ ou $\pi^+\pi^-$ ou $\rho^+\pi^-$ ou $\rho^+\rho^-$, utiles pour mesurer respectivement les angles β et α . La mesure de ces asymétries permet d'une part de tester la validité de la description du phénomène par le MS et lorsque la détermination de ces paramètres est sur-contrainte par diverses sources, de tester la cohérence des prédictions de ce modèle. Signalons également les effets de violation directe de CP observés par exemple dans les désintégrations B^0 en $K^+\pi^-$ et B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ ou $\tilde{D}^0K^{*-}$ (où $\tilde{D}^0$ signifie qu'il s'agit d'un méson D^0 ou $\bar{D}^0$). Le second type de désintégrations chargées fournit des contraintes sur l'angle γ , je travaille actuellement sur l'étude de ces canaux.

A ce jour, le phénomène de violation de CP a été observé de façon significative (effets au-delà de 3 déviations standards) dans plus d'une vingtaine de désintégrations différentes pour les mésons étranges et beaux [32]. La figure 2.3 présente, de façon imagée, la richesse de la phénoménologie accessible pour la matrice CKM, et donc la diversité et l'abondance du programme de physique relié à la physique des saveurs et de CP . Elle montre que pour contraindre les 4 paramètres (A , λ , $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$) de la matrice CKM, il faut utiliser des données de natures très variées, allant des transitions super-permises β^+ , de la physique nucléaire, en passant par la physique des kaons, des mésons charmés, de celle des mésons $B_{(s)}$, jusqu'à celle du quark top. Notons en outre, que même si on cherche à mesurer des paramètres électrofaibles, dans la plupart des cas, l'interaction forte et la

nécessité de disposer de paramètres hadroniques intervient de manière intrinsèque pour interpréter les données, du fait de la nature même des quarks. Il faut ainsi disposer des résultats de nombreux calculs basés sur QCD et utilisant diverses méthodes (utilisation des calculs sur réseaux, modèles de quarks, règles de somme, facteurs de forme, théories effectives ...). Nous discuterons à nouveau de tout cela au chapitre 6.

Notons qu'à la suite de près de 10 ans de travaux expérimentaux menés par *BABAR* en Californie et par son expérience concurrente Belle au Japon, les 2 théoriciens japonais Makoto Kobayashi et Toshihide Maskawa ont obtenu le prix Nobel de Physique en 2008, pour "la découverte en 1973 de l'origine de la symétrie CP qui permet de prédire qu'il existe au moins 3 familles de quarks dans la nature" [33]². Cela témoigne de l'importance de cette recherche et de sa reconnaissance par la communauté scientifique mondiale. Une précision relative de l'ordre de 4 % sur la mesure de la valeur de l'angle β et plus récemment de l'ordre de 5 %, pour α , ont été obtenues grâce à ces 2 expériences. Notons que l'angle γ est de loin le moins bien connu des 3 (précision relative de 25-30 %). C'est là un des objectifs principaux du programme de physique de l'expérience LHCb qui débute sa prise de données et à plus long terme, des projets de "super-usines" à B .

La précision atteinte sur la détermination des paramètres du triangle d'unitarité (CKM) permet maintenant de sonder avec finesse les effets éventuels de Nouvelle Physique (NP). Il devient possible d'être sensible à des effets de particules virtuelles impliquées dans les processus faisant intervenir des diagrammes en boucle (pingouins: B^0 en ϕK_s^0) ou en boîte (mélange Δm_d et Δm_s), en comparant les mesures aux prédictions du Modèle Standard. Il est possible également d'être sensible à la NP, grâce aux mesures précises de rapports de branchement rares et mais bien prédits par le modèle standard: B^+ en $\tau^+ \nu_\tau$ ou $(\rho, \omega) \gamma$ ou $B_{d,s}$ en $l^+ l^-$, B_s en $\phi \gamma$... Ou encore en comparant les mesures des asymétries et de distributions angulaires dans les désintégrations B_s en $J/\psi \phi$, B^0 en $K^* l^+ l^-$ ou $K^* \gamma$ à divers modèles théoriques. C'est également ce qui motive mon travail dans le groupe CKMfitter, de phénoménologie et d'ajustement global de ces paramètres, auquel j'appartiens depuis l'automne 2005.

L'expérience *BABAR*, qui compte au début de l'année 2010 plus de 410 publications dans les revues Phys. Rev. D et Phys. Rev. Lett. (bien au-delà de LEP et TeVatron), possède en réalité une large gamme de mesures de physique possibles. Certaines prévues comme la mesure des angles et des côtés du triangle d'unitarité (reliée à la violation de CP), d'autres études, plus inattendues ont bénéficié de la gigantesque quantité de données accumulées. Citons la spectroscopie et en particulier la recherche de nouvelles résonances: du type $(c\bar{c})$ et pour comprendre ce que sont les nouvelles particules X , Y , Z ou D_{sJ} , la physique des particules charmées, dont l'étude du mélange des mésons charmés $D^0 \bar{D}^0$ et la recherche de violation de CP dans ce système, celle des leptons τ et la recherche de violation du nombre leptonique (LFV), la mesure de corrections QED et de la polarisation du vide pour l'étude de l'anomalie du moment magnétique des leptons ($g - 2$), l'étude de la physique des résonances ($b\bar{b}$) et la mise en évidence de l'état fondamental η_b en 2008, la recherche de matière noire et d'un Higgs pseudo-scalaire léger (A^0), la physique de l'interaction forte, des résonances et de facteurs de forme, par émission initiale d'un photon dans les collisions $e^+ e^-$...

Pour cela, La collaboration *BABAR* est encore composée, à l'aube de l'année 2010, de plus de 400 physiciens provenant de près de 80 institutions dans 12 pays, dont 5 laboratoires français: le LAPP d'Annecy-le-Vieux, LAL Orsay, le LLR de l'Ecole Polytechnique de Palaiseau, le LPNHE des Universités Paris VI et VII, le CEA-IRFU à Saclay. Le détecteur *BABAR* est conçu pour mesurer les paramètres cinématiques et identifier le type des particules émises lors des collisions qui ont lieu sur l'anneau de stockage PEP-II de SLAC. Les divers sous détecteurs et composants de *BABAR* ainsi que leurs évolutions, sont présentés dans la référence [34]. La figure 2.4 présente sur un schéma ces divers composants. Cet accélérateur, spécialement construit pour cette expérience, a produit depuis le printemps 1999 des collisions $e^+ e^-$ asymétriques (principalement à des énergies respectives de 3.1 GeV contre 9 GeV), et à une luminosité très haute, jusqu'à $1.2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Donc, l'accélérateur PEP-II a fonctionné le plus souvent (433 fb^{-1}) à la résonance $\Upsilon(4S)$, c'est

2. Ce prix Nobel de physique 2008 a été attribué tout en oubliant N. Cabibbo, dans le respect de règles internes (pas plus de 3 personnes pour un même prix Nobel), on peut le regretter; non sans contrepartie de la reconnaissance des mérites irréfutables de Y. Nambu.

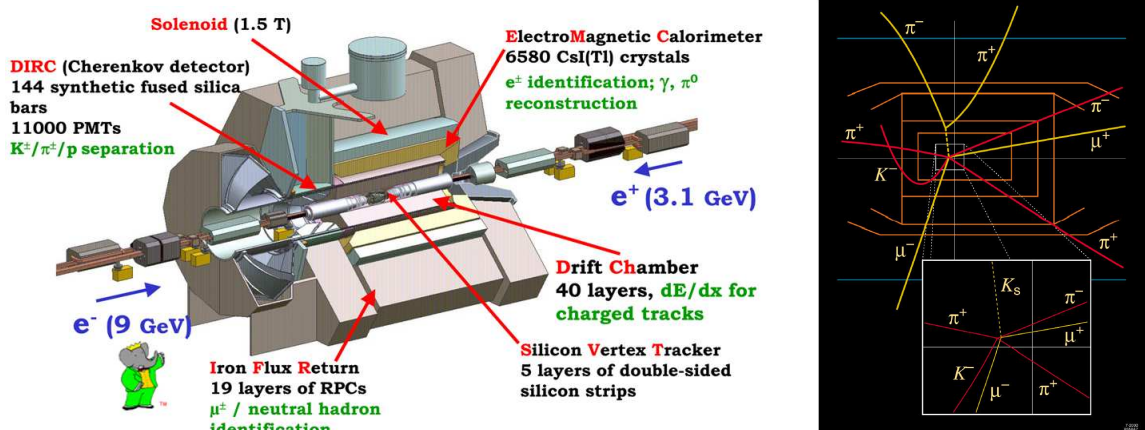


FIG. 2.4 – Vue schématique du détecteur BABAR sur l'accélérateur PEP-II: en partant du point de collision on rencontre le SVT, la DCH, le DIRC, l'EMC, la bobine magnétique Solénoïdale et l'IFR (voir la figure pour le sens de ces acronymes) (à gauche). Et à droite: exemple de vue d'un évènement B^0 en $J/\psi K_s^0$ (traces jaunes) l'autre partie de l'évènement est un $\bar{B}^0$ en $D^{*+}[D^0(K^-\pi^+)\pi^-]$. Tout ceci est montré dans le détecteur BABAR zoomé sur la partie du détecteur de vertex (SVT) dont on distingue la forme en structure de berceau.

à dire au seuil de production des paires $B\bar{B}$, et avec une luminosité instantanée près de 4 fois supérieure aux paramètres de *design* initial de la machine. Le détecteur a enregistré 531 fb^{-1} de données dans la région des résonances ($b\bar{b}$) (9.5-11.2 GeV), depuis 1999, cet échantillon correspond à 470 millions de paires de mésons $B\bar{B}$. Soit plus de 47 fois la statistique de l'expérience CLEO de génération précédente. Durant l'année 2008 le collisionneur PEP-II a fonctionné à l'énergie des résonances $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$, un scan en énergie a été effectué également sur toute la zone des résonances ($b\bar{b}$) indiquée ci-dessus [35].

Il faut noter que l'expérience Belle qui n'a pas achevé de collecter ses données et qui se trouve auprès du collisionneur KEK-B au Japon, dispose de près de 800 million de paires de mésons B (voir le site officiel de cette collaboration: <http://belle.kek.jp/>). La figure 2.5 présente le comparatif des luminosités accumulées par BABAR et Belle au commencement de l'année 2010. Ce qui représente près de 1.3 milliards de B à analyser.

La collaboration BABAR est rentrée dans une phase d'analyse intense qui ne devrait s'achever qu'à la fin de l'année 2010. cette phase doit permettre de publier une grande partie des résultats attendus pour pour BABAR, avec la totalité des données collectées. Durant l'année 2009 près de 50 papiers ont été publiés et près de 40 thèses soutenues (respectivement, plus de 60 et plus de 40 en 2008). Il y a encore plus de 70 thèses en cours dans l'expérience. Jusqu'en 2012, la collaboration va vraiment rester une collaboration avec des moyens propres et sa structure hiérarchique actuelle (ressources de calculs, groupes d'analyses, exec-board, collaboration board et direction de l'expérience, comités des publications, coordination de la physique, bureau des speakers, réunions de collaboration ...) pour achever de produire ses diverses publications. La collaboration BABAR va rentrer dans ce que l'on appelle une phase de "steady analysis" qui devrait se prolonger jusqu'à fin 2012. Ces diverses stratégies établies par un comité de sages, mis en place fin 2008 par F. Le Diberder (porte parole de l'expérience) et auquel j'ai contribué [36], se vérifient dans la réalité [37]. Un projet particulièrement intéressant d'analyses combinées BABAR-Belle a vu le jour. Les 2 collaborations s'étant mises d'accord pour produire un ouvrage concernant l'héritage de la Physique étudiée aux usines à B . Ce projet est en marche [38] et un comité éditorial est en place. Une première réunion de ce groupe a eu lieu à SLAC, en octobre 2009, et la prochaine aura lieu en mai 2010, à KEK. La collaboration BABAR travaille également sur la rédaction d'un second papier sur la description et le fonctionnement du détecteur, pendant près de 10 années de prises

de données [39].

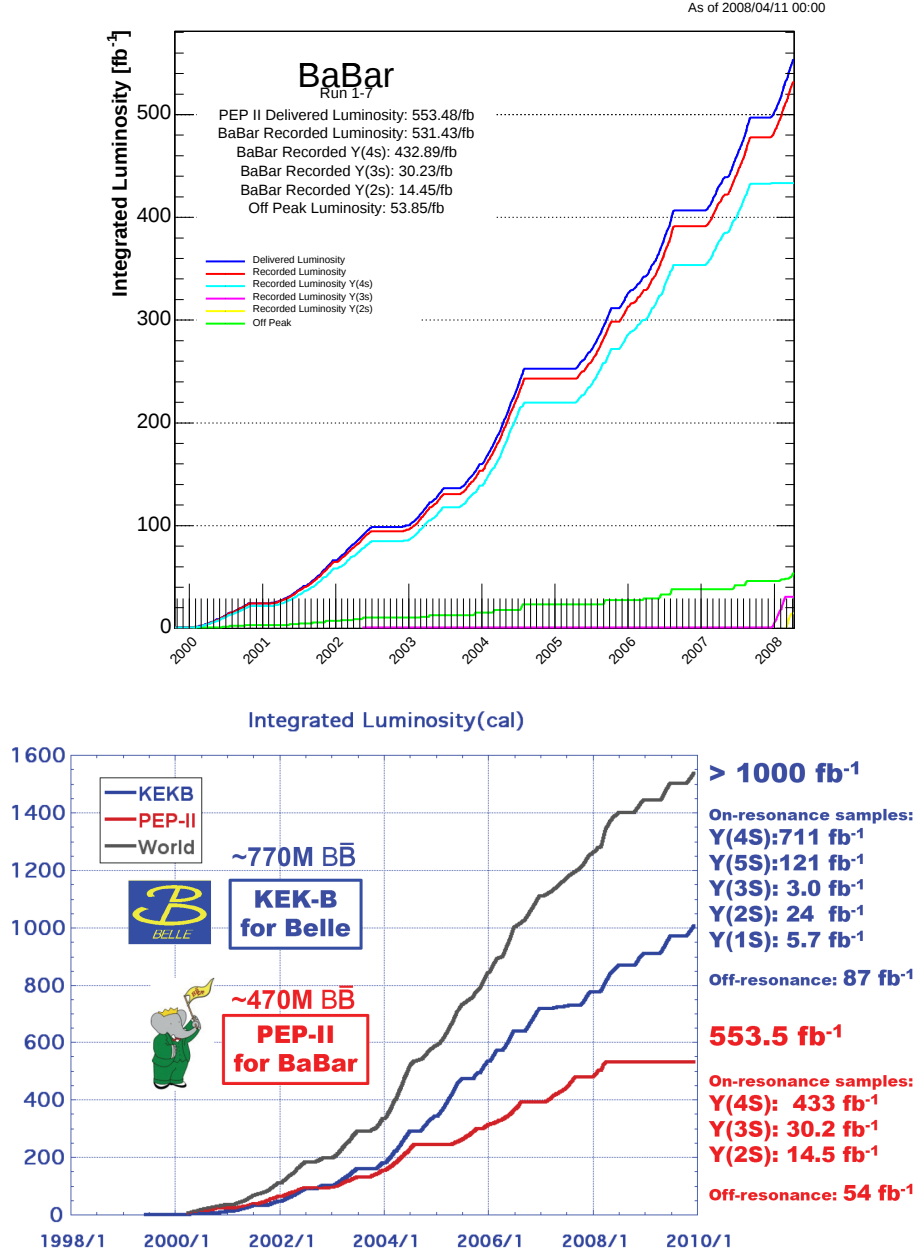


FIG. 2.5 – *En haut*: Luminosité fournie par le collisionneur PEP-II et enregistrée par BABAR. On distingue en fonction des années les diverses périodes de prises de données, ainsi que le programme de physique en 2008 à l'énergie des résonances $Y(2S)$ et $Y(3S)$. *En bas*: on présente au démarrage de 2010 la même figure lorsque l'on compare les luminosités collectées par l'expérience Belle à KEK-B.

J'ai participé pendant près de 10 ans, à la construction, à la mise en route et à la prise des premières données de l'expérience BABAR, puis à la calibration et l'analyse de ces données depuis mon affectation au LAPP en janvier 1998.

2.2 Introduction au travail effectué dans *BABAR*

Depuis plus d'un an avant le démarrage de la prise de données, j'ai participé à la fin de la construction du détecteur *BABAR*, à sa mise en route jusqu'à l'acquisition des premières données utilisables pour les analyses de physique et le passage en mode croisière de son fonctionnement.

Dès le début de l'expérience, après avoir contribué activement au groupe d'identification des électrons, j'ai pris part aux 1^{ères} analyses de physique dans le cadre du groupe de physique des désintégrations des mésons *B* en modes contenant un état "charmonium". Ces études ont permis une détection efficace et pure de ces modes et ainsi la mesure significative du paramètre $\sin(2\beta)$. Ce fut la 1^{ère} mise en évidence du phénomène de la violation de la symétrie *CP* dans le système des mésons beaux en 2001.

En parallèle, j'ai assumé les responsabilités de coordinateur de la prise de donnée du sous détecteur de la chambre à fils ("*Drift CHamber (DCH)*") durant 6 mois en 2001, à SLAC. J'étais en charge du logiciel de contrôle commande ("*slow control online*") de la chambre à fils pendant plusieurs années. J'étais l'un des experts de son système de gaz jusqu'à fin 2001.

Dès le démarrage de *BABAR*, je me suis intéressé à la détection des particules neutres : les photons et les mésons π^0 . Entre 2003 et 2005 j'ai animé le groupe de travail en charge de ce sujet ("*Neutral Particles Reconstruction and ID Analysis Working Group (Neutral AWG)*").

Depuis l'automne 2001, je travaille sur l'étude de phénoménologie des désintégrations hadroniques des mésons *B* faisant intervenir des mésons charmés dans l'état final. Plus précisément je suis spécialiste des désintégrations dites supprimées de couleur qui permettent de tester les modèles de factorisation. Ces désintégrations fournissent en outre la possibilité de mesurer, de façon alternative des analyses basées sur les modes charmonium, l'angle $\sin(2\beta)$. Elles posent certaines contraintes sur la phénoménologie des désintégrations B^- en $\bar{D}^{(*)0}K^-$ ou $\bar{D}^0K^{*-}$, auxquelles je m'intéresse depuis l'été 2005. L'étude de ces modes chargés permet de mesurer l'angle γ du triangle CKM, par l'intermédiaire de la mise en évidence de phénomènes de violation directe de la symétrie *CP*. Pendant plus d'un an, entre la fin 2007 et décembre 2008, j'ai coordonné le groupe de travail et d'analyse de physique en charges des canaux avec des mésons ou baryons charmés dans l'état final ("*Breco AWG*").

Pour résumer, dans le cadre de ma participation à l'expérience *BABAR*, mes activités ont été liées à la construction et au fonctionnement du détecteur *BABAR*, à la calibration et à l'étude de la qualité des données et du réalisme de la simulation Monte Carlo, et aux analyses de physique liées aux désintégrations des mésons *B* en modes charmonium et charme ouvert. Nous allons revenir largement en détail sur chacun des points évoqués ci-dessus tout au long de ce mémoire. Dans le paragraphe suivant, je me concentre sur les activités que j'ai effectuées sur le sous détecteur de la DCH.

2.3 PEP-II, la DCH et son système de gaz

2.3.1 Introduction et "*commissioning*" de PEP-II

Au cours de la période allant de janvier 1998 à septembre 2001, une large fraction de mes activités était liée au détecteur *BABAR*. J'étais ainsi, un des acteurs de la fin de la construction du détecteur et l'un des membres du groupe responsable de sa mise en route, avec comme objectif le passage de la prise de données en mode de fonctionnement routinier opérationnel.

Le groupe du LAPP a conçu, construit et installé le système de gaz de la chambre à dérive (DCH) du détecteur *BABAR*. Ce système construit et testé à Annecy dans la période de fin 1997 à début 1998, a été livré à SLAC en juin 1998 et mis en marche en septembre 1998, juste après l'installation de la chambre à fil dans le détecteur *BABAR*, sur le point de collision ("*Interaction Region 2*": IR2) de l'accélérateur PEP-II. Dès mon arrivée au LAPP j'ai fait partie du groupe restreint en charge de ce projet. Conduit par Yannis Karyotakis, avec la participation des physiciens Dominique Boutigny, Andréa Jérémie-Duchesneau et Isabelle De Bonis, ce groupe a reçu le support des services mécanique (Patrick Petitpas, Michel Berthet, Jean-Marc Dubois et Jacques Orrit),

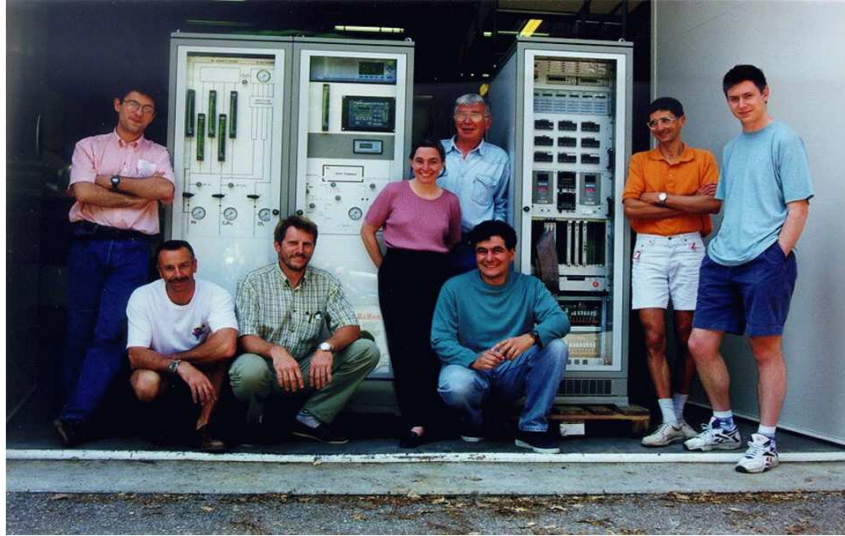


FIG. 2.6 – L'équipe LAPP du système de gaz de la DCH à Annecy avant le départ pour SLAC en 1998.

et électronique (Bernard Camberlin et Patrick Letournel) du LAPP. Dans ce cadre, au printemps 1998, j'ai encadré le stage de fin d'étude d'ingénieur de Nicolas Charvin de l'ENSPG de Grenoble. Le sujet de ce stage était : "Mise au point du système de gaz de la DCH de l'expérience *BABAR* et tests finaux avant acheminement au LAPP". La figure 2.6 présente à titre d'illustration l'équipe d'Annecy autour des racks du système de gaz avant leur départ pour SLAC en juin 1998.

J'étais responsable des analyseurs, du système de contrôle et de commande pour le suivi de la sécurité et du fonctionnement automatisé de ce système. Puis dans une seconde phase, le suivi des opérations de ce système, de son entretien, les améliorations et les modifications qui y ont été apportées, ont toujours été notre responsabilité.

La période durant le printemps et l'été 1998, a été particulièrement active. La chambre à fil était en avance sur les autres sous-détecteurs, elle est arrivée à SLAC au printemps 1998, son fonctionnement et ses performances ont été testés dans un hall d'assemblage de SLAC ("*Light Assembly Building (LAB)*") en rayons cosmiques. Le groupe LAPP, en parallèle de l'installation du système de gaz auprès de la zone expérimentale auprès de l'accélérateur PEP-II, a construit un système de gaz temporaire pour ces tests. Dominique Boutigny et moi-même, au nom du LAPP, avons été acteurs de ces tests et installations au sein du groupe en charge de la chambre à fils [40].

Lors de mes nombreux séjours à SLAC en 1998 pour installer le système de gaz (près de 160 jours de missions), j'ai bénéficié du fait que l'accélérateur PEP-II était en cours de fin de construction pour m'intéresser aux activités du groupe de mesure et de qualification des bruits de fond de l'accélérateur, au point de collision, où *BABAR* était en cours d'assemblage.

Parmi les divers détecteurs utilisés pour ces mesures [41] et [42], le LAPP, avec Saclay, avait construit un petit calorimètre (l'anneau de cristal), pour mesurer l'énergie et déterminer la répartition transverse à l'axe de l'accélérateur des photons de quelques MeV d'énergie, produits par le bruit de fond machine. Cet anneau était constitué de 12 cristaux de CsI(Na) à un rayon de 30 cm de l'axe de l'accélérateur et pouvant se déplacer le long de l'accélérateur autour du point IR2 de ± 8 cm. Ces cristaux étaient lus par des tubes de photo-multiplicateurs (PMT). Dans un premier temps, la calibration de la chaîne d'électronique de lecture se faisait à l'aide d'une source radioactive de photons de 1.46 MeV de KCl, déposée à proximité des cristaux sous forme d'un substrat. Au cours de son fonctionnement, nous nous sommes aperçus qu'il était nécessaire d'améliorer la gamme dynamique de ce système de calibration et d'éviter les temps morts de la chaîne d'acquisition en présence de bruit de fond de haute intensité.

Dans ce cadre, pour le LAPP, j'ai participé à la mise au point d'un nouveau système de calibration reposant sur un signal lumineux, délivrée par un flash de lumière intense, fourni par des diodes électro-luminescentes. Ce système de calibration fonctionnait lorsque les PMTs étaient sous basse tension, la lumière étant propagée jusqu'au voisinage cristaux par des fibres optiques. Ce détecteur a permis de tester et de valider les simulations du bruit de fond machine (logiciel TURTLE) en fonction du courant circulant dans l'anneau de haute énergie (le faisceau d'électrons).

2.3.2 Le système de gaz et le “*slow control*” de la DCH

Une fois la chambre à fils mise en fonctionnement et pendant près de 10 années, sans autres interruptions que les périodes de maintenances et de très rares alarmes, notre système de gaz a distribué, recyclé et purifié avec une grande précision et stabilité un mélange de gaz. La précision et la qualité de ce mélange, fourni à la chambre à fil, était crucial pour son bon fonctionnement et ses performances. La composition du gaz, sa pression, sa teneur en différents éléments (eau, oxygène, ...) devaient être mesurées, contrôlées avec précision et ajustées en permanence. Ainsi, la stabilité du gain de l'ionisation du gaz assurait la localisation précise des traces chargées et de leur impulsion et leur bonne identification par mesure du dépôt d'énergie (dE/dx). Voici, les principales contraintes, ainsi que les caractéristiques techniques du système de gaz qui a été utilisé par la chambre à fils (voir [34] et Annexe A) :

- Le mélange de gaz hélium-isobutane ($He - C_4H_{10}$) utilisé était de faible densité, ce qui permettait d'obtenir une résolution spatiale voisine de $100\ \mu m$ sur chaque point de mesure des trajectoires. Dans ce cas, la reconstruction des désintégrations B^0 en $\pi^-\pi^+$ a pu se faire avec une résolution en masse de l'ordre de $22\ MeV/c^2$. Le mélange de gaz était réglé à une proportion de (80-20) %, maintenue avec une stabilité de l'ordre de 0.015 %. Cette stabilité était un des éléments contribuant à l'obtention d'une résolution sur l'identification des particules chargées par dE/dx voisine de 7 % ; ceci permettait de séparer les K des π jusqu'à des impulsions d'environ $700\ MeV/c$ et complétait le système d'identification par lumière Cerenkov (DIRC).
- Le volume de la chambre à fils était d'environ $5.3\ m^3$. La recirculation du gaz s'effectuait à un haut débit d'environ $15\ l/min$. Ce flux, contrôlé à l'aide de débitmètres massiques précis, permettait un brassage homogène et efficace du gaz et un passage fréquent au travers des éléments de filtration et de purification du système de gaz. En 5.5 heures la totalité du gaz de la chambre repassait par le système de gaz. Le circuit de gaz était un système semi-ouvert pour laisser échapper une petite quantité de gaz (de l'ordre de $2.5\ l/min$). A ce rythme, il fallait environ 35 heures pour renouveler l'équivalent d'un volume de gaz de la chambre.
- La pression de la chambre à fils était réglée, avec une grande précision (de l'ordre de 0.5 % en valeur absolue), à $+ 4\ mbars$ par rapport à la pression atmosphérique. La pression à l'intérieur du détecteur était maintenue constante grâce à un système de régulation de la vitesse du compresseur qui assurait la circulation du gaz. Cette condition était imposée par la résistance mécanique des cylindres interne et externe de la chambre, constitués respectivement d'un matériel composite de faible densité, limitant la quantité de matière traversée par les particules chargées, à base de béryllium et de fibre de carbone.
- La concentration d'oxygène était aussi basse que possible pour limiter l'absorption des électrons primaires d'ionisation qui réduit à la fois les performances de la mesure du dépôt d'énergie et la résolution spatiale des traces. Le système de purification d'oxygène utilisé est un héritage du groupe NOMAD-LAPP. Il a été très rapidement remis en service par le groupe BABAR-LAPP et inclus au système de gaz en mars 1999, avant même le démarrage des premiers “*runs*” de physique. Ce système de purification est basé sur une réaction chimique ($2\ C_4H_{10} + 13\ O_2 \rightarrow 8\ CO_2 + 10\ H_2O$) activée par un catalyseur au palladium chauffé à $180^\circ\ C$. Les produits de la réaction, de l'eau et du dioxyde de carbone, peuvent être piégés en aval dans des tamis moléculaires constitués de granules d'alumine poreuse avec de la zéolite. J'ai participé à l'adaptation de ce système.

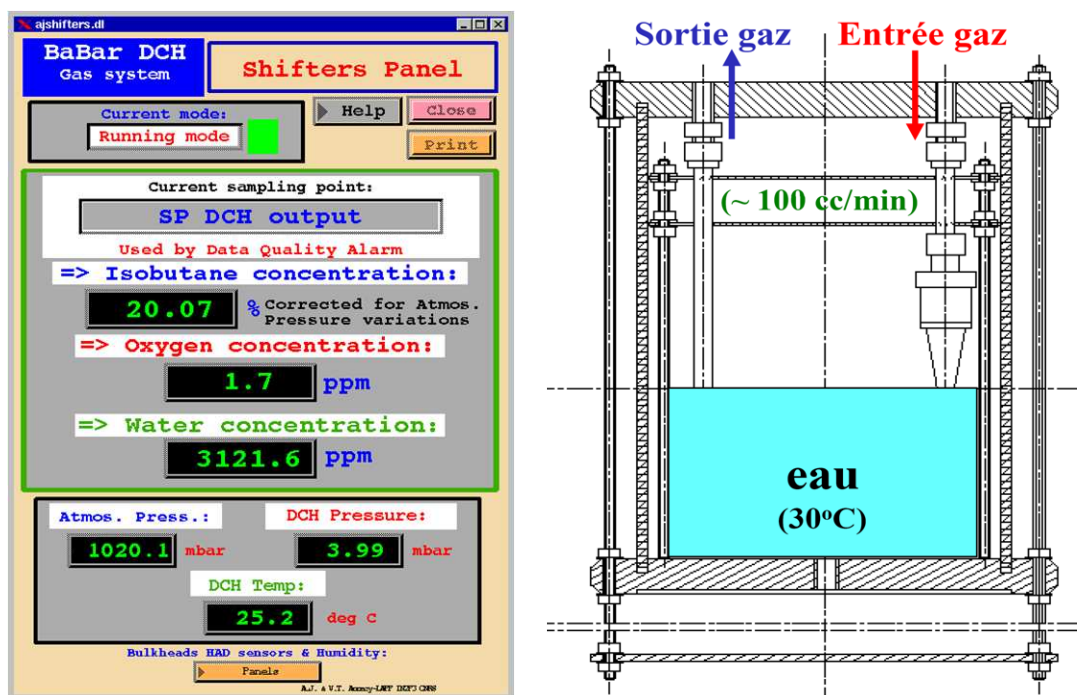


FIG. 2.7 – Exemple de panneau EPICS de contrôle du système de gaz: celui qu'accède directement depuis sa console le shift leader de BABAR (à gauche). Schéma du système de bulleur à eau pour humidification du gaz (à droite).

- Le degré d'humidité dans la chambre pouvait être ajusté et réglé à un niveau constant depuis quelques ppm jusqu'à quelques fractions de pour-cent. Le niveau d'humidité souhaité était atteint à l'aide d'un bulleur à eau, placé en dérivation de la ligne principale de recirculation. Cette technique d'humidification intervient dans la lutte contre les effets du vieillissement de la chambre à fils. J'ai mis au point ce système en adaptant une technique utilisée par l'expérience L3 du CERN pour son système de chambres à muons. La figure 2.7 montre une vue schématique de ce système.
- Le fonctionnement et la gestion des alarmes du système de gaz étaient complètement automatisés. Les alarmes étaient gérées à l'aide d'un automate industriel programmable (nano-automates PLC Schneider, langage séquentiel logique PL707) qui permettait à tout moment de placer le système de gaz dans un état adapté. Le fonctionnement du système et ces paramètres était entièrement contrôlés par ordinateur à travers une interface VME grâce au logiciel de contrôle-commande semi-industriel EPICS (voir ci-dessous). Les données du système étaient stockées de façon continue dans la database Objectivity de configuration de BABAR. La totalité du logiciel et les panneaux de contrôle-commande du système de gaz ont été réalisés par le LAPP et en grande majorité par mes soins.

Tous les systèmes de contrôle commande ("slow control online") de l'accélérateur PEP-II et du détecteur BABAR étaient basés sur un ensemble global et cohérent de logiciels en communication appelé EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System, développement de logiciel libre scientifique). Intégrés au sein de cet ensemble, la chambre à dérive, ainsi que son système de gaz, étaient entièrement contrôlés par EPICS qui géraient les hautes et basses tensions, les systèmes d'alarme, les vannes de circulation du gaz, les différentes sondes, etc ...

La figure 2.8 montre en fonctionnement (état des alarmes et d'ouverture des vannes, des débimètres, jauges de pression ...) les panneaux EPICS des divers points du système de gaz. La figure 2.7 montre le panneau d'entrée accessible depuis le poste de pilotage de l'expérience ("shift

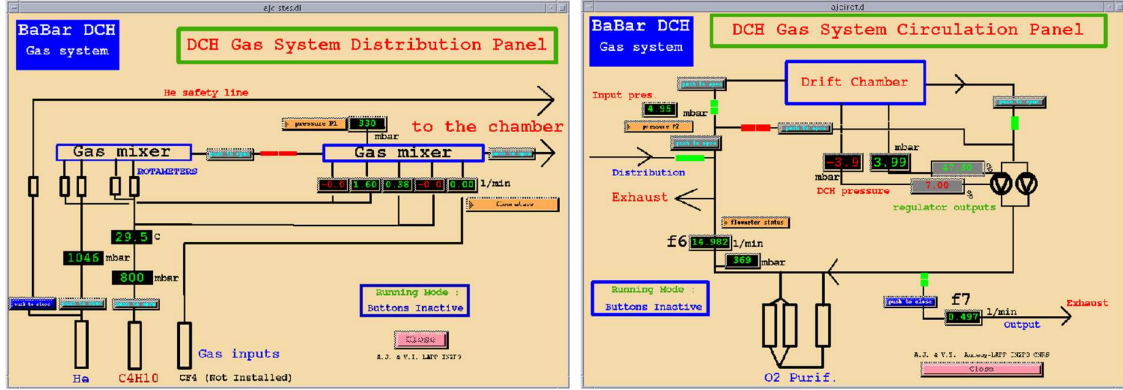


FIG. 2.8 – Représentation schématique de la partie distribution du système de gaz de la DCH. Représentation schématique de la partie circulation du système de gaz de la DCH (à droite). Vues à l'aide des panneaux de slow control EPICS.

leader”) qui résume l’état de fonctionnement du système de gaz.

Du fait de notre avance relative dans le développement pour le système de gaz et de l’expertise acquise, dès le printemps 1998, dans le cadre du groupe de la chambre à fils, j’ai mis en place, pour le groupe de Hassan Jawahery de l’Université de Maryland (Washington, Etats-Unis), le système de contrôle et commande des capteurs de l’environnement proche de la chambre à fils et de l’électronique en sortie de ce détecteur (contrôle des basses tensions d’alimentation de l’électronique, température des boîtiers, humidité ambiante, capteur de radiations accumulées ...). La transmission entre la salle de contrôle et les secteurs en contact avec la chambre se faisant par des fibres optiques et le signal étant décodé par des micro-contrôleurs Motorola, sous le protocole CANBUS, piloté par EPICS. J’ai collaboré pour ce travail avec le groupe d’Iowa en charge du calorimètre. Ce travail a été validé in-situ en août 1998, lors des tests en rayons cosmiques de la chambre à fils, dans le hall d’assemblage de SLAC.

A la suite de ce travail, j’ai été nommé co-responsable du “slow control online” de la chambre à fils. J’ai coordonné l’intégration de la chambre à fils dans le système global interfacé PEP-II-BABAR. Après cette mise en place, j’ai assumé cette responsabilité pendant environ 3 ans, contribuant ainsi aux diverses améliorations du système. Citons notamment, un travail de développement pour piloter par EPICS l’acquisition une petite chambre de contrôle du gain du gaz.

Afin de pouvoir mesurer les variations du gain du gaz en différents points du système, le LAPP a construit pour ces contrôles une petite chambre à dérive. Celle-ci est constituée de cellules qui ont la même géométrie que celles de la chambre à dérive de BABAR. La valeur moyenne de l’énergie déposée par les photons de désintégration d’une source de ^{55}Fe permettait de suivre l’évolution du gain au cours du temps. Un spectre était enregistré toutes les 30 minutes et le résultat de l’ajustement du pic était stocké dans la base de données de l’expérience par l’intermédiaire du système de contrôle EPICS. Cette base de données pouvant être accédée lors des opérations de contrôle et qualité des données calibrées et reconstruites pour les analyses de physique à fin de corréler de façon précise des éventuelles variations dans les performances du dE/dx . La chambre de contrôle fonctionnait en permanence et assure un suivi efficace en temps réel de l’évolution du gain du gaz. Courant 2000, j’ai réalisé un développement de quelques mois (en préparation au LAPP tout d’abord) pour remplacer le système d’acquisition PC/CAMAC par sa version définitive basée sur un ensemble ADC/Analyseur multi-canaux directement piloté par le logiciel EPICS. Ce système a été installé par mes soins en décembre 2000, lors d’une période d’arrêt pour maintenance du détecteur.

2.4 DCH “Operation Manager”



FIG. 2.9 – La grande chambre à fils de BABAR de 2.8m de long, avec un cylindre externe(interne) de 81(24) cm de rayon, lors de son insertion dans le détecteur BABAR, en septembre 1998. Sur la photo de gauche on voit le tissage des 28768 fils de la chambre (la couleur dorée étant due au revêtement d’or déposé à la surface des fils).

Au cours de l’année 2001 j’ai assuré, au nom du groupe d’Annecy, la responsabilité du suivi opérationnel du fonctionnement de la chambre à dérive (DCH) pour une période de 6 mois entre mars et septembre. Des photographies présentent la chambre à fils sur la figure 2.9. Dans cette même période, j’assurais également la responsabilité du suivi du fonctionnement du système de gaz. Cette tâche consiste à être le premier interlocuteur pour le groupe de la DCH, 24 heures/24 et 7 jours/7 :

- des personnes qui se relaient en permanence pour assurer la prise de données. Ce sont les “shifters” qui, après une courte formation, au cours de diverses périodes chaque année, contrôlent et relayent des divers signaux d’alerte et d’alarmes vers les experts de la prise de donnée, ils font fonctionner l’acquisition des données, et contrôlent de la qualité en ligne des données et des paramètres vitaux du détecteur ...
- des divers experts des sous détecteurs et des systèmes de l’expérience *BABAR* dirigés par le coordinateur de la prise de données (“*Run Coordinator*”, à l’époque de mon mandat j’ai travaillé avec Eli Rosenberg de l’Université d’Iowa (Etats-Unis), Bill Wisniewski de SLAC et François Le Diberder de l’Université Paris VII, LPNHE-Jussieu (Paris)) ainsi que de ceux de l’accélérateur des experts et des responsables institutionnels de la DCH et de la coordination technique de l’expérience. Cela m’a beaucoup appris notamment sur la gestion et la coordination d’un projet expérimental et d’une équipe de techniciens et de chercheurs en temps réel.

Le premier objectif de ce travail était de pouvoir répondre et de résoudre en permanence et de façon aussi rapide que possible un éventuel incident lié au fonctionnement de la chambre à dérive, pour éviter de pénaliser l’acquisition des données, surtout lorsque le collisionneur PEP-II était en marche. Une idée majeure, à garder toujours en tête avant d’agir, était l’intégrité et la sécurité des personnels et de la DCH. En particulier, il fallait savoir veiller au fait que la prise de données ne mette rien ni personne en danger (consignes de sécurité pour l’accès au détecteur, réglage des seuils des alarmes du système de gaz et du seuil d’arrêt de la haute tension, en cas de décharge de courant, si l’accélérateur est très bruyant, pour éviter d’endommager les fils de la chambre ...).

Il fallait bien évidemment anticiper ces incidents, en les diagnostiquant par avance, pour qu’ils ne se produisent pas. Pour cela, j’effectuais le suivi jour par jour l’état de la chambre à fils et des

ces divers composants. De la qualité de ce suivi et de l'anticipation des problèmes dépendait "ma tranquillité" et mon sommeil, pour ne pas être appelé en pleine nuit... Ce travail supposait donc une parfaite connaissance de ce système et un contrôle permanent de ses divers composants : système de gaz, hautes tensions, capteurs d'environnement, électronique ... Tout cela était basé grandement sur le monitoring détaillé système de slow-control online de tous les capteurs de chacun des composants qui étaient interfacés à EPICS dont j'étais le responsable, avec en plus une analyse journalière de la base de données de conditions de fonctionnement du détecteur. Il fallait effectuer également chaque jour le contrôle offline de la qualité des données qui venaient d'être enregistrées. C'est grâce à mon implication sur la chambre à fils depuis son arrivée en 1998 à SLAC que j'ai pu être opérationnel immédiatement à mon arrivée à SLAC en 2001, avec une période de transition de quelques semaines uniquement avec le précédent coordinateur. Comme bien évidemment la chambre à fils est un système complexe, très souvent, en accord avec les responsables de la chambre à fils de l'époque (Mike Kelsey, de SLAC et Mauro Morandin, de l'INFN Padoue), j'étais amené à interagir sur site ou à distance avec les divers experts des divers composants de la DCH (hardware, software online et offline ...) en les assistant dans la résolution d'incidents très spécifiques. Une des tâches spécifiques était de prévoir, de coordonner et éventuellement de réaliser les diverses opérations de maintenance et de développement de la DCH, lors d'arrêts courts ou longs, programmés ou non de l'accélérateur.

Du point de vue de la communication et de l'échange avec les divers experts, j'assistais à la réunion quotidienne organisée par le run coordinateur de *BABAR* pour faire le tour des divers systèmes, de l'état de la prise de données et de l'interaction avec les experts de l'accélérateur. Chaque semaine une réunion avec les experts de l'accélérateur était organisée pour discuter en détails sur les conditions de bruit de fond de l'accélérateur et leur impact sur les divers sous détecteurs de *BABAR* et la qualité des données enregistrées (temps morts, saturation ...). Le but de cette réunion étant définir un réglage fin de l'accélérateur, en réalisant un compromis entre un fonctionnement stable et sûr de l'accélérateur PEP-II et du détecteur *BABAR*, tout en cherchant à atteindre la haute luminosité instantanée maximale de la machine.

Une fois par mois, je donnais une présentation détaillée du fonctionnement de la DCH devant les experts des opérations de *BABAR* et les responsables de la coordination technique. Au cours de cette réunion étaient expliqués les problèmes rencontrés et les solutions apportées, les opérations de maintenance et de développement réalisées ou en prévision, ainsi que le contrôle de la qualité des paramètres du système. Une fois tous les 3 mois, le groupe de la DCH se réunissait lors des réunions de la collaboration, en tant que coordinateur des opérations, en plus de mon travail je devais rapporter en session plénière sur les travaux exposés au cours de ces réunions parallèles d'experts de la DCH.

S'il est impossible de décrire ici toutes les actions effectuées durant ces 6 mois (j'avais dénombré environ 1500 emails reçus ou envoyés pour ce travail!), je voudrais parler d'une action importante pour la DCH que j'ai dirigée.

La DCH de *BABAR* comporte 7104 cellules actives de 3 mètres de long et de coupe transverse hexagonale. Ces cellules sont réparties en 40 couches sur 10 super-niveaux. La DCH est faite d'environ 29000 fils de 3 mètres de long, la figure 2.10 présente une vue schématique des dimensions de la DCH dans une vue longitudinale. A la suite de la mise en route de l'expérience *BABAR* une partie des fils de 13 cellules ont été collés sur 20 cm environ, par effet de répulsion électrique (toutes sur dans une même zone de la DCH). Cet incident est lié une erreur de manipulation lors de tests de la haute tension (la protection hardware avait été retirée et la tension des fils d'anode/sensible (+1960 V) de ces 13 cellules avait été échangée avec celle des fils de garde à la transition entre 2 super-niveaux (+350 V)). On voit sur la figure 2.10 la vue en coupe des 16 premiers rangs des 40 niveaux de cellules de la chambre à fils avec les divers types de fils : fils sensibles (+1960 V), de champ (+0 V), de garde entre 2 super niveaux (+340 V) et de limites de la chambre en rayon (+825 V). Une partie du revêtement en or de quelques uns de ces fils avaient été endommagés, une perte relative immédiate de gain de 20 % a été mesurée. Ce qui laissait craindre un vieillissement prématuré de la chambre à fils, si ces fils étaient mis sous tension.

Ces 13 fils ont donc été branchés à la masse du détecteur et ont été perdus pour toujours. Fort heureusement, les tolérances mécaniques sur la tension des fils sont telles que jamais nous n'avons

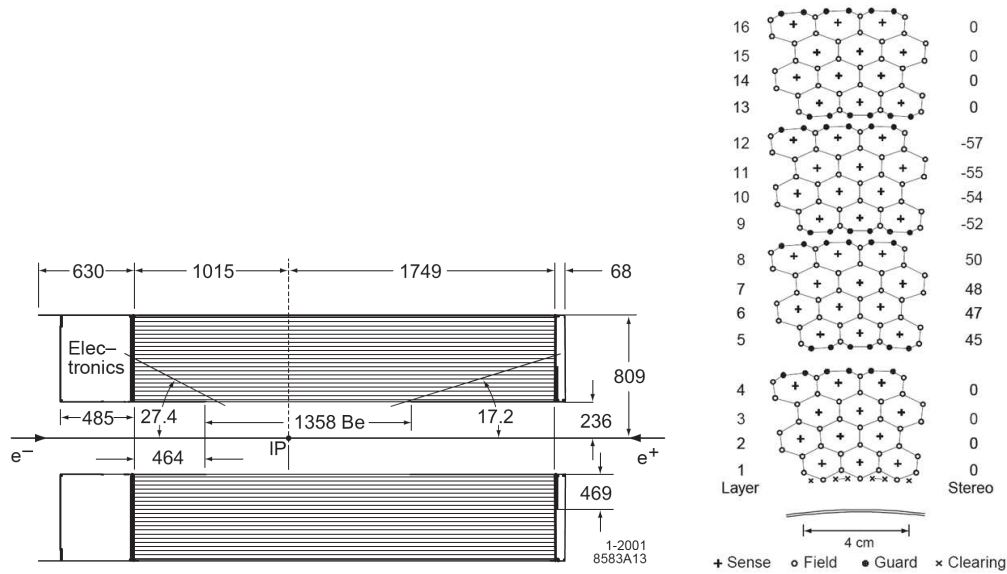


FIG. 2.10 – *A gauche: représentation schématique de la DCH en coupe longitudinale (cotes en mm). A droite: vue en coupe des 4 super-niveaux les plus internes de la DCH. Eux-mêmes sont composés chacun de 4 cellules. Les chiffres à droite désignent l'angle en mrad entre la direction des rangs de fils et celle de l'axe des faisceaux.*

craint qu'à la suite du collage de ces fils voisins ils n'aient pu être cassés. Les cartes de hautes tensions ont été fractionnées dans ce secteur (le super-niveau 5) en petits secteurs pour réduire au maximum la zone inactive. Environ 200 de cellules, toutes localisées dans une même zone, étaient donc éteints depuis 3 ans. Le vieillissement d'une chambre à fils (perte de gain, création de courant malter après exposition aux radiations, décharge de courant ...) est provoqué par la formation de polymère sur les fils soumis à une haute tension, surtout si leur revêtement est dégradé. Localement ces polymères forment des pointes de quelques fractions de *mm* pouvant provoquer tout d'abord une baisse du gain effectif par écrantage de la haute tension appliquée aux fils (1960 V), ou plus gravement des décharges (éclairs) de courant électrique pouvant casser les fils.

En 1999, le LAPP a introduit un bulleur à eau dans le système de gaz. Dans cette même période, il a été prouvé par des tests en laboratoire sur des prototypes de la DCH à SLAC ou à l'Université de Princeton que l'introduction de vapeur d'eau (de l'ordre de 3500 ppm) limite la formation de ces polymères et des décharges de courant, par modification de l'indice de permittivité du milieu. Au cours de ma coordination des opérations j'ai convaincu le groupe de la DCH d'essayer de rallumer les hautes tensions sur les secteurs proches des fils endommagés. Ces secteurs voisins étaient éteints par crainte de propagation de proche en proche depuis les fils dont le revêtement avait été altéré. J'ai supervisé la remise en route de la haute tension sur de 2/3 de ces cellules (les cellules immédiatement voisines de la zone endommagée dans le super niveau 5). A cette occasion j'ai passé plusieurs jours dans la salle de contrôle ... Si l'augmentation relative sur l'efficacité de détection d'une trace chargée détectée par la DCH était modeste (passage d'environ 93 à 94 %), du fait de la position très localisée des fils éteints et l'adaptation et des très grandes flexibilités et performances du système de déclenchement de l'expérience *BABAR*, il est satisfaisant de voir que plus jamais les secteurs de haute tension mentionnés ci-dessus n'ont été éteints lors de la prise de données, pendant les 7 années qui ont suivi. Il n'a également plus jamais été évoqué des problèmes sérieux de vieillissement de la DCH. Sur la figure 2.11 sont présentées les taux d'occupation de la chambre avant et après la remise en route des secteurs de haute tension comportant des fils endommagés, lors de "run" typique de quelques dizaines minutes à l'époque.

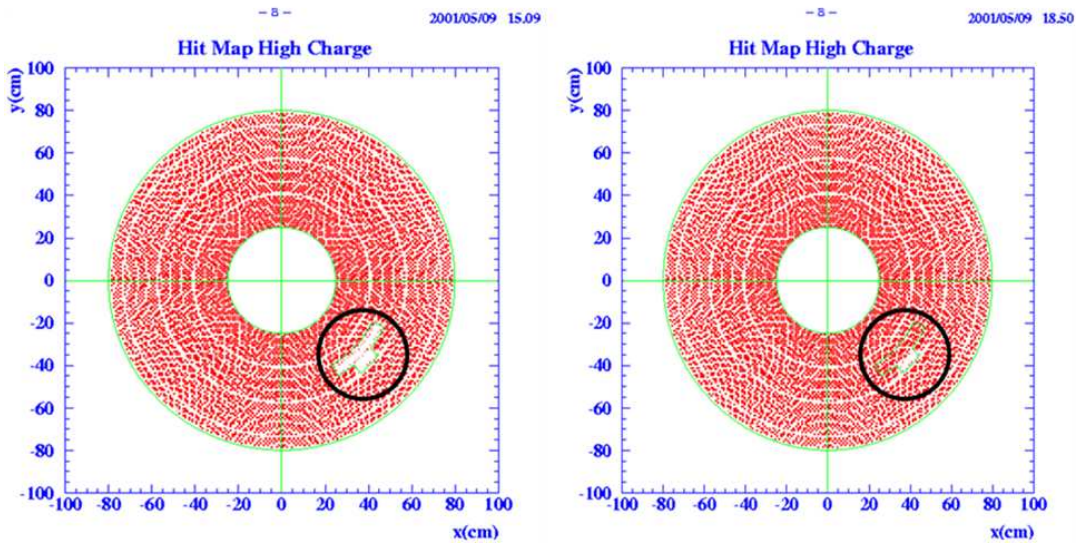


FIG. 2.11 – Profil de l’occupation des divers fils sensibles de la DCH dans une vue transverse avant et après allumage des secteurs de Haute Tension dans le super-niveau 5 au voisinage des fils endommagés (le 5 mai 2001 à 15h10 (à gauche) et à 18h50 (à droite)).

2.5 Calibration du détecteur *BABAR* avec les premières données : identification des particules chargées par dE/dx dans la DCH

Lors de l’hiver 1998-1999, alors qu’une partie seulement du détecteur *BABAR* était assemblée, nous avons enregistré et analysé près de 500000 événements de traces de rayons cosmiques passant à proximité (quelques centimètres) du point de collision du collisionneur PEP-II. A partir de ces données, et en attendant les analyses avec les premières collisions, j’ai participé au groupe de travail de la DCH en charge de l’identification des particules chargées par étude du dépôt d’énergie d’ionisation le long de la trace (dE/dx). Le but de ce groupe était d’établir et de corriger les effets liés aux caractéristiques du détecteur, faisant varier la réponse du dE/dx en fonction de la localisation spatiale sa calibration pour l’identification des particules chargées. Une fois la calibration effectuée, nous avons mesuré à l’aide de ces muons la résolution du dE/dx qui était de l’ordre de 7.5 %. Les 2 figures 2.12 sont extraites de la publication du détecteur *BABAR* [34] et montre les performances de la DCH pour l’identification des traces chargées par dE/dx .

Le but de cette calibration était d’aligner la réponse de chacune des 7104 cellules de la DCH. Pour cela il fallait tenir compte notamment de l’angle d’inclinaison des muons cosmiques, des divers couches transverses de la DCH au nombre de 10 avec modification des lignes champs électriques à la transitions entre 2 couches successives, ou bien encore des effets bien connus comme les effets de charge d’espace qui limitent le gain de l’avalanche pour une trace croisant les fils à la perpendiculaire [43]. Ce travail a également permis d’identifier quelques canaux pour lesquels la haute tension était défailante. Les groupes de SLAC et de Padoue ont continué ce travail pour étudier ces effets en fonction de la composition du gaz, de la pression, des hautes tensions.

Pour ma part, au printemps 1999, j’ai continué à m’intéresser à ce travail en co-dirigeant avec Yannis Karyotakis le stage de Frank Weber du DEA de Physique de la Matière et du Rayonnement, de Grenoble. Le sujet de stage était : “*Etude de l’identification des particules par dE/dx dans la chambres à fils de BABAR à l’aide de rayons cosmiques*”.

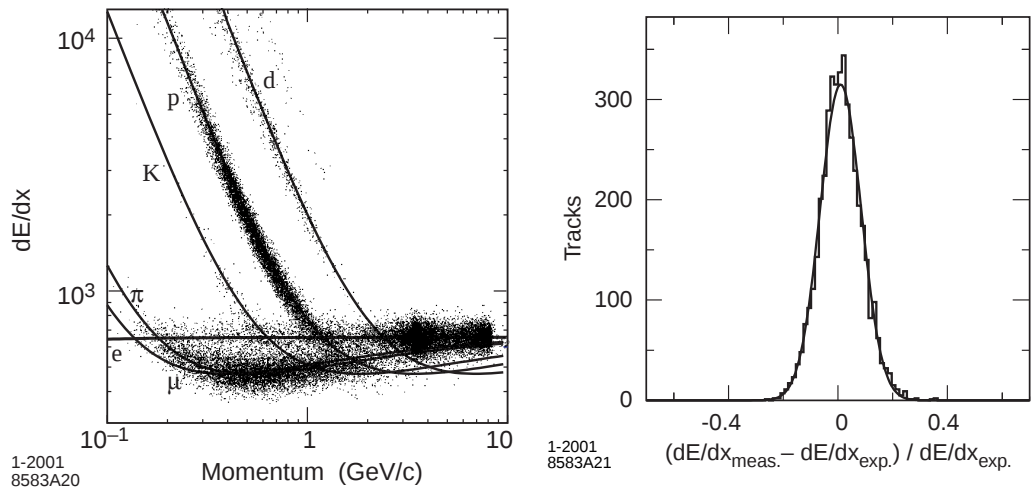


FIG. 2.12 – Courbe du dE/dx dans la DCH pour diverses particules en fonction de leur impulsion (à gauche, l'accumulation à 3 et 9 GeV/c correspond aux événements bhabha e^+e^- en e^+e^- , très abondants à BABAR) et résolution du dE/dx obtenue avec des $e^\pm$ d'événements bhabha (à droite).

Chapitre 3

Etude des désintégrations des mésons B dans les modes charmonium inclusifs et exclusifs, et mesure de $\sin(2\beta)$ à $BABAR$

Sommaire

3.1	Calibration du détecteur et tests de la simulation : amélioration de l'identification des électrons, par récupération des pertes par bremsstrahlung	34
3.2	Désintégrations des B en modes charmonium inclusifs et exclusifs et participation à la première observation de la violation de CP dans les B : $\sin(2\beta)$ (“ <i>charmonium AWG</i> ”)	37
3.2.1	Les modes charmonium inclusifs	39
3.2.2	Les modes charmonium exclusifs	41
3.2.3	Les modes charmonium exclusifs et les mesures de $\sin(2\beta)$	43

3.1 Calibration du détecteur et tests de la simulation : amélioration de l'identification des électrons, par récupération des pertes par bremsstrahlung

De la fin 1998 à l'été 2000, j'ai participé aux études des premières données de *BABAR* en vue de caractériser les performances de l'identification des particules chargées (dE/dx dans la DCH) et pour mettre en place les premiers algorithmes pour améliorer cette identification et notamment la sélection des électrons.

Aussitôt après l'enregistrement des premières collisions, fin mai 1999, j'ai participé au groupe en charge de l'identification et de la détection des électrons. Au LAPP, nous avons pris en charge de façon cohérente et coordonnée des études correspondant à la reconstruction et à l'identification de particules simples : algorithme conversion de photons dans la matière du système de détection des traces chargées : le “*tracking*” (détecteur de vertex au silicium SVT et chambre à fils DCH : “*tracking*”, par Patrick Robbe), reconstruction des π^0 et des η pour étudier quelle est la valeur de leur masse et leur résolution pour le détecteur *BABAR*, à fin de contrôler la calibration du calorimètre électromagnétique (calorimètre EMC, par Jean-Pierre Lees) et identification des électrons, après correction des pertes d'énergie par émission de rayonnement de freinage dans la matière avant l'EMC (par moi-même) ... Le but étant de mettre en commun nos expertises sur ces particules simples et d'apprendre à nous servir, de manière combinée, des informations issues de divers sous-détecteurs. Ce travail permettant d'effectuer rapidement par la suite des analyses de physique en reconstruisant des particules plus complexes se désintégrant notamment en ces particules simples : photons, photons convertis, électrons, π^0 ...

L'identification des électrons est basée sur la correspondance spatiale d'une trace chargée, dont l'impulsion (P) est mesurée par la DCH, et d'un amas d'énergie (E) dans les cellules de l'EMC en regard. Un électron est dit identifié lorsque l'impulsion de la trace associée est très proche de l'énergie du dépôt mesuré (rapport $E/Pc \simeq 1$). Il y a bien évidemment d'autres informations qui participent à l'identification des électrons (dE/dx dans le SVT et la DCH et lumière Cerenkov dans le DIRC ...). La quantité de matière traversée par les électrons à l'entrée de l'EMC et à angle droit de l'axe des faisceaux est de l'ordre de 20 % de longueur de radiation. Une quantité non négligeable de l'énergie initiale des électrons émis au point de collision peut être perdue par émission de rayonnement de freinage (bremsstrahlung) dans la matière des détecteurs SVT et DCH. Dans ce cas, l'accord entre l'impulsion mesurée, qui tient compte ces pertes par correction de la trajectoire déviée par le champ magnétique solénoïdal de 1.5 T (filtre de Kalman), et le dépôt d'énergie est dégradé et une fraction des électrons échappe aux critères d'identification ($E/Pc < 1$, ou même $\ll 1$, si le rayonnement a lieu dans les premières couches du SVT). L'efficacité de détection de toute particule composite reconstruite à partir d'électrons de désintégrations est par extension pénalisée par cet effet. Parmi tous les canaux de physique qui ont motivé cette étude, le premier évident était le mode B^0 en $J/\psi K_S^0$, où le J/ψ est détecté dans nos analyses la moitié du temps en une paire e^+e^- et l'autre moitié du temps en une paire $\mu^+\mu^-$ (sans compter l'acceptance et les effets de sélection des muons), ce mode servant à la mesure de l'angle β du triangle CKM, a été, dès le premier jour de l'expérience, crucial pour le programme de physique initial de *BABAR*.

J'ai mis au point l'algorithme de correction de la mesure du dépôt d'énergie en recherchant des amas correspondant à un ou plusieurs photons de bremsstrahlung, dans la direction opposée à l'angle de déflexion de la trace électron (ou anti-électrons), plus fortement dévié par le champ magnétique après émission du ou des photons. Cet algorithme a tout d'abord été conçu et validé en comparant la simulation Monte Carlo et les données pour un lot pur d'électrons (anti-électrons) produits dans les événements bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. La sélection de ces événements très abondamment produits à *BABAR* (section efficace supérieure à 40 nb, soit 10 fois plus environ que les processus de production hadroniques $q\bar{q}$ [25]) est en quelque sorte la première analyse de physique que j'ai effectuée dans *BABAR*.

A l'époque, les listes calibrées et parfaitement identifiées de particules n'existaient pas encore sous une forme stable dans la micro/mini-DST. Il a fallu sélectionner des photons détectés par l'EMC qui n'était pas parfaitement calibré, à partir d'amas en rejetant les cellules notoirement

bruyantes et en identifiant des gerbes de photons et électrons à partir de leur forme transverse. Il fallait également utiliser des traces chargées lorsque le système du tracking (SVT+DCH) n'était pas encore aligné ... J'ai appris beaucoup de choses sur le code d'analyse de *BABAR*, en partant de quantités très proches de la reconstruction brute et j'ai interagi fortement avec les groupes du tracking et du calorimètre. Aujourd'hui seuls les experts de *BABAR* connaissent ce genre de quantités et plus jamais un étudiant, qui commence une thèse, ou un jeune post-doctorant, n'a à se soucier de cela ...

La direction du ou des photons émis est très proche de celle du $e^\pm$ qui émet ce ou ces photons. On montre facilement que l'angle entre ces direction est plus petit ou de l'ordre de $m_e c^2/E_e$ (c'est à dire $< 0.5 \text{ mrad}$ si $E_e > 1 \text{ GeV}$). le champs magnétique sinusoïdal de *BABAR* (1.5 T) dévie la traces des $e^\pm$ de telle façon que la gerbe électromagnétique du photon et la trace du $e^\pm$ sont généralement bien séparées en ϕ (bien évidemment la direction relative de déflexion dépend de la charge du $e^\pm$). Toute la subtilité de cet algorithme, indépendant de l'impulsion initiale des électrons, consistait à optimiser l'ouverture du cône de recherche des photons dans un système de coordonnées cylindriques respectant la symétrie du détecteur, l'accélérateur étant l'axe de symétrie du cylindre. Cette optimisation est nécessaire pour limiter le nombre de photons aléatoirement sélectionnés qui créent un biais pour l'algorithme car non émis par les électrons. En ϕ (angle de déflexion transverse à l'axe du champ magnétique sinusoïdal) le ou les photons sont cherchés entre la valeur de l'angle de trace au point de plus proche approche au vertex primaire et l'angle du centroïde de la gerbe électromagnétique de l'électron dans le calorimètre, en θ (l'angle polaire à l'axe du faisceau l'ouverture du cône est simplement plus grande que la résolution sur la valeur du centroïde de la gerbe dans le calorimètre (l'électron ou le positron n'étant pas dévié suivant cet angle)). La figure 3.1 présente le principe de cet algorithme pour des e^+e^- sélectionnés pour un échantillon de désintégrations exclusives à 2 corps de B en $J/\psi X$.

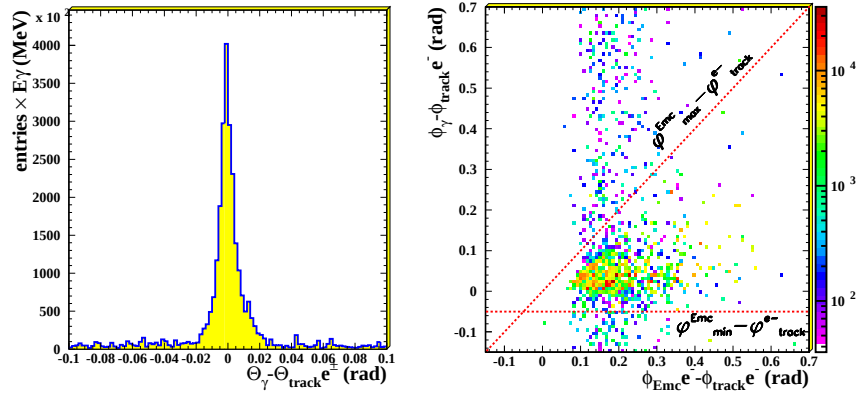


FIG. 3.1 – À gauche : la distribution de $\theta_\gamma - \theta_{trace}^{e^\pm}$ montre que les photons bremsstrahlung sont très proches de celles du $e^\pm$ qui les a émis dans la direction θ . On demande que $|\theta_\gamma - \theta_{trace}^{e^\pm}| < 35 \text{ mrad}$. À droite : la distribution $\phi_\gamma - \phi_{trace}^{e^-}$ en fonction de $\phi_{EMC}^{e^-} - \phi_{trace}^{e^-}$ montre que les gerbes de photons sont entre le ϕ_0 de la trace de l'électron évaluées au point interaction et la position en ϕ du centre de gravité de la gerbe dans le calorimètre associée. La distribution correspondante, pour les positrons et pour l'angle ϕ , est totalement symétrique. On demande que $\phi_0^{e^-} - 50 \text{ mrad} < \phi_\gamma < \phi_{EMC}^{e^-}$ ou $\phi_0^{e^+} < \phi_\gamma < \phi_{EMC}^{e^+} + 50 \text{ mrad}$. Notez que les 2 distributions des histogrammes illustrés ici sont données avec des entrées dont l'échelle est pondérée par les énergies des photons en MeV.

Présenté en réunion de collaboration à Padoue (Italie) en septembre 1999, le résultat de ce travail a été adopté pour l'identification des électrons. Il a été jugé plus robuste qu'un algorithme développé en parallèle et basé sur le tracking seul (SVT+DCH), modélisant la distribution de matière pour prédire la position probable d'émission des photons de bremsstrahlung. Un gain voisin de 20 % sur l'efficacité des électrons avait été mesuré à partir de cet échantillon (ce chiffre

étant confirmé par la simulation).

Durant l'hiver 1999, j'ai mis au point avec Fernando Martinez-Vidal, du groupe du LPNHE-Jussieu (Paris) et responsable du logiciel des listes de particules dites “*composites*” (compositionTools: code des particules composite et de fit associé (cinématique, géométrique, chaîne de désintégration ...)), une liste officielle d'électrons corrigés à l'aide de mon algorithme des pertes par bremsstrahlung et utilisable dans la micro/mini-DST pour les analyses de physique. C'est la liste qui a été utilisée par toute la collaboration et plus particulièrement le groupe de physique charmonium, en charge de l'étude des désintégrations du B faisant intervenir une résonance J/ψ dans l'état final. Ceci jusqu'en 2005, après que les outils d'analyse aient été réécrits (“*SimpleComposition tools*” pour le nouveau modèle de calcul de BABAR (le “CM2” (pour “*Computing Model 2*”))), l'algorithme restant par ailleurs identique.

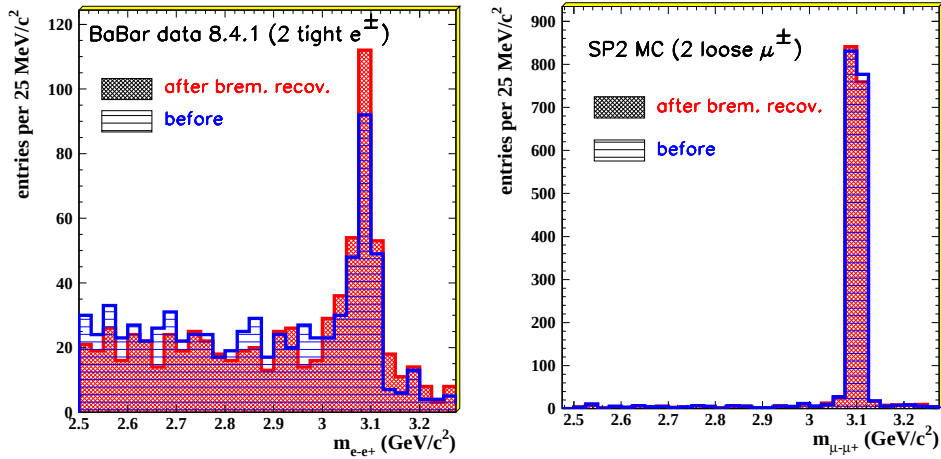


FIG. 3.2 – Spectres de masse des J/ψ dans un lot préliminaire de B en charmonium 2 corps avant et après correction du bremsstrahlung. À gauche : pour des e^+e^- dans les données. À droite : pour des $\mu^+\mu^-$ dans la simulation.

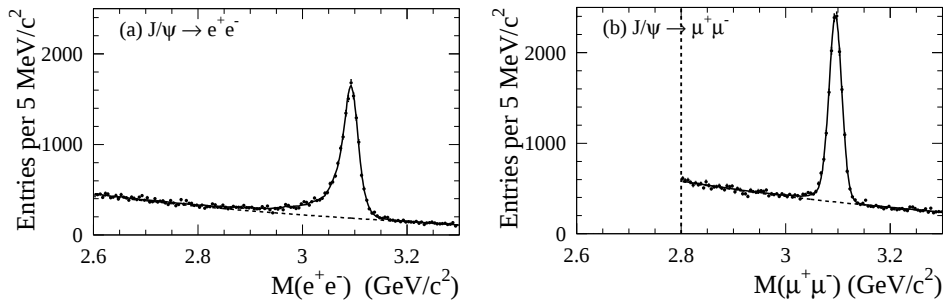


FIG. 3.3 – Masse invariante des candidats J/ψ en paire électron-positron (a). L'effet du bremsstrahlung est clairement visible par rapport au même spectre à droite pour le canal en $\mu^+\mu^-$ (b), pour lequel la résolution de masse est de 12 MeV/c^2 environ. Les échantillons présentés ici sont ceux de l'analyse charmonium inclusif.

Les performances de cet algorithme ont été validées à partir de la sélection d'un échantillon de J/ψ accumulé jusqu'au printemps 2000, en se servant de la sélection de désintégrations à 2 corps : B^0 ($J/\psi K_s^0$, $J/\psi K^{*0}$) et B^+ ($J/\psi K^+$, $J/\psi K^{*+}$). Dans le canal de désintégration $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, il a été démontré (voir figure 3.2) qu'un gain sur la sélection de ces résonances proches de 30 % était atteint. La résolution du pic de masse est très faiblement dégradée du fait de l'usage de

l'énergie mesurée des photons de rayonnement par l'EMC (12 MeV/ c^2 , au lieu de 11 MeV/ c^2). Le fait que cet algorithme n'introduit pas de biais en associant l'énergie de ces photons à l'impulsion des traces chargées été testé à l'aide du canal de désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, dont le spectre de masse reste inchangé. Cet algorithme a donc bel et bien la propriété d'associer de véritables photons issus de bremsstrahlung et non pas des photons aléatoires dans l'événement. La figure 3.2 illustre également cela. La figure 3.3 montre enfin les spectres de masse des J/ψ pour ces 2 types de canaux pour l'analyse de la production inclusive de charmonium dans les désintégrations des B [44] que je vais présenter maintenant.

Je conclue ce paragraphe en disant que j'ai contribué grâce à cette porte d'entrée (algorithme de récupération du bremsstrahlung) au groupe en charge des analyses des désintégrations des B inclusives et exclusives avec des modes charmonium (je suis co-auteur de près d'une dizaine de documents d'analyse internes dans *BABAR*: “*BABAR Analysis Documents*” (BAD) # 12, 57, 69, 84, 113, 139, 191, 198, 266 ...). Ces résultats ont été présentés dès l'été 2000 à la conférence ICHEP2000 à Osaka (Japon), les mesures des rapports de branchement inclusifs et exclusifs des B en modes charmonium étant améliorés par rapport à la moyenne mondiale de l'époque et avec à peine plus de 8 millions de paires $B\bar{B}$ collectées, de même que la première étude préliminaire pour la mesure de $\sin(2\beta)$ à l'aide des modes B^0 en $[J/\psi \text{ ou } \psi(2S)]K_s^0$ (voir arXiv: hep-ex/0008048, hep-ex/0008049 et hep-ex/0008050). Par la suite, en ajoutant de la statistique et en améliorant les sélections et les analyses, ces résultats préliminaires ont été finalisés et publiés dans 3 articles de revues [3, 45, 44]. Nous revenons dessus dans les prochains paragraphes.

Il est également important de noter que ce travail de récupération des photons de bremsstrahlung a permis de maintenir à un niveau élevé l'efficacité de détection des $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, alors que celle du canal en $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ n'a fait que décroître du fait des problèmes qui se sont posés au système de chambres RPC dans une première phase de la vie du détecteur et qui ont nécessité leur remplacement progressif à partir de 2001, puis depuis l'été 2004, l'utilisation d'une nouvelle technologie basée sur des “*Limited Streamer Tubes*” (LSTs) [34].

3.2 Désintégrations des B en modes charmonium inclusifs et exclusifs et participation à la première observation de la violation de CP dans les B : $\sin(2\beta)$ (“*charmonium AWG*”)

De l'automne 1999 à la fin de l'année 2001, essentiellement, j'étais un des membres fondateurs du groupe d'analyse de physique *BABAR* des désintégrations des mésons B incluant une résonance charmonium ($c\bar{c}$) dans l'état final physique (“*Charmonium Analysis Working Group*” (AWG)): J/ψ , $\psi(2S)$, η_c , χ_{c1} et χ_{c2} . L'étude de ces canaux était tout d'abord motivée par la préparation de la mesure de l'angle β du triangle CKM (sélection des candidats pour l'étude de la violation de CP dans l'interférence entre violation de CP dans le mélange et la désintégration) et servait de validation des premières analyses de physique.

C'est la période à laquelle j'ai contribué au Charmonium AWG. En plus de réaliser l'objectif initial du programme de physique de *BABAR* qui était première mise en évidence de la violation de CP dans le système des mésons B avec les canaux B^0 en $(c\bar{c})K^0$ dès l'été 2001, ces études représentaient les premières mesures précises de physique où *BABAR* pouvaient améliorer très rapidement la précision des moyennes mondiales sur un sujet donné de la physique du B . Un tel résultat était permis grâce à la qualité de la conception moderne des composantes de son détecteur et de l'accélérateur PEP-II (collisions asymétriques avec une poussée de Lorentz $\beta\gamma = 0.56$, permettant aux B de voler et à leur vertex de désintégration d'être mesurées par un détecteur de vertex (SVT), se combinant avec la DCH pour disposer d'un système de tracking précis, identification des particules chargées (DIRC), calorimètre (EMC) pouvant détecter des photons jusqu'à des énergie de 30 MeV...) et grâce à la grande quantité de données fournies par l'accélérateur PEP-II, sans précédent. En particulier, en moins d'un an de fonctionnement, l'expérience *BABAR* a accumulé déjà 2 fois plus de données que l'expérience de génération précédente: CLEO sur le collisionneur CESR à l'Université de Cornell (Etats-Unis) qui a mis près de 10 ans pour intégrer

un peu moins de 10 fb^{-1} . Stratégiquement parlant, ces études sur les canaux charmonium avaient une grande priorité pour la collaboration et devaient définir le degré de crédibilité de nos analyses, pour la communauté mondiale de la physique des particules, ceci très vite après le démarrage de l'expérience.

A part la mise en évidence de résonances comme le h_c , rien ne semblait plus vouloir “bouger” depuis une vingtaine d'années pour la spectroscopie des charmoniums. Par la suite et bien plus récemment (à partir de 2003) il y a eu la découverte de nouvelles particules exotiques aux usines à B (par *BABAR* et Belle) et au TeVatron. Leurs existences et les nombres quantiques ne sont pas toujours parfaitement établis, mais ces découvertes ont révolutionné la spectroscopie du charmonium [46], avec encore ouverte la possibilité d'interpréter ces particules comme des molécules de quarks, des états hybrides gluons-quarks, de tétra ou penta-quarks: $X(3872)$, $X(3940)$, $Y(3940)$, $X(4160)$, $Y(4008)$, $Y(4260)$, $Y(4360)$, $Y(4660)$, pour les résonances neutres et pour des mises en évidence plus hypothétiques, pour lesquelles de interprétations de tétra-quarks sont proposées: $Z^\pm(4050,4250,4430)$. Le groupe d'Annecy, avec Vincent Poireau et Elisabetta Prencipe, participe actuellement à ces études.

Les études de premières années de physique dans *BABAR*, auxquelles j'ai participé, se sont faites avec des désintégrations de mésons B exclusives à 2 corps complètement reconstruites ou inclusives. Elles ont permis de tester avec précision la dynamique des interactions fortes et des transitions électrofaibles (EW) dans les mésons lourds, par l'étude de leur phénoménologie, en testant les théories effectives de quarks (HQET) ou de factorisation. Pour cela, les diverses observables mesurées étaient: des rapports de branchements, des propriétés cinématiques, des distributions angulaires, la différence de masse des mésons B^0 et B^+ , le rapport relatif de production de paires $\mathcal{B}(B^+B^-)/\mathcal{B}(B^0\bar{B}^0)$ à la résonance $\Upsilon(4S)$ (rapport $R^{+/0}$) ...

Pour l'expérience *BABAR*, ces études ont également servi de validation des premières analyses de physique. Bon nombre des techniques et des procédures de tests des diverses étapes des protocoles de mesure dans *BABAR* ont été employées pour la première fois dans le cadre de ces analyses de physique pour ces mesures précises: identification des particules (électrons, muons, kaons ...), reconstruction et mesure des caractéristiques cinématiques des traces chargées et mesure de leur efficacité de détection avec le tracking (SVT+DCH: résolution sur l'impulsion du B et de ces produits de désintégration reconstruit), et également pour les particules neutres (K_s^0 en $\pi^+\pi^-$ (efficacité et systématique de détection en fonction du point de désintégration ...) et $\pi^0\pi^0$ par technique de localisation de vertex de désintégration du K_s^0 “à la CP-LEAR” (ce travail a été effectué par mes collègues Christos Touramanis et David Payne de l'Université de Liverpool (Royaume-Uni), je reviens plus loin sur nos collaborations étroites) ...), détermination des efficacités de détection des π^0 et des γ isolés, vertexing géométrique des particules instables, mise en place de la méthode d'analyse de comptage des paires de mésons B , développement de nouveaux outils d'analyse

Ces études de précision ont été menées bien souvent avant que les divers groupes d'outils de calibration de physique (Physics Tools Group: identification des particules (PID), reconstruction et sélection des particules chargées, reconstruction et identification des particules neutres, comptage des B ...) ne soient vraiment en place ou capables de proposer/d'appliquer des corrections de calibration au préalable, au moment du filtrage et de l'écriture du contenu de la micro ou mini DST, pour les listes de particules servant aux analyses de physique. Il fallait estimer avec des échantillons de contrôle ou des “recettes” préliminaires, établies par nous-mêmes, les corrections d'efficacité liées aux différences entre les données et la simulation Monte Carlo. Egalement, il était rare de voir les Physics Tools Group fournir les incertitudes systématiques liées aux diverses corrections d'efficacité. Il fallait donc également estimer leurs valeurs nous-mêmes.

C'est sans doute ce qui justifie qu'il y ait eu la fondation de l'AWG charmonium parfaitement cohérent, formé d'une quinzaine de personnes, se réunissant chaque semaine, et conduit par Riccardo Faccini, alors post-doctorant à l'université de San Diego (Etats-Unis). Dans cet AWG, chacun avait une expertise précise pour préparer en quelques mois la publication du premier article de revue de l'histoire de l'expérience *BABAR*: “*measurement of branching fraction for exclusive B decays to charmonium final states*” [3] (cité 88 fois). Au sein de ce groupe je travaillais en lien étroit avec Riccardo Faccini comme co-responsable du module du logiciel d'analyse *BABAR* officiel

de sélection des divers modes charmonium (le fameux “*CharmUser package*”, bien connus des collaborateurs *BABAR*, au début de l’expérience). Profitant de ma présence sur le site de SLAC, durant le printemps et l’été 2001, j’ai eu la responsabilité plénière de la maintenance de ce code informatique servant à la sélection et la reconstruction des désintégrations des mésons beaux en mode charmonium pour la mesure de l’angle β , du triangle d’unitarité CKM. J’effectuais également très régulièrement le filtrage de ces événements B sur les données pour chacune des nouvelles versions du code d’analyse, qui évoluait très rapidement à l’époque. J’ai effectué ce travail au moment de la première mise en évidence de la violation de CP dans le système des mésons B . Pour résumer, les modes charmonium étaient particulièrement importants pour les premières études de la physique de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B , notamment les désintégrations vers des états propres de CP : B^0 ($\bar{B}^0$) en $J/\psi K^0$, $\psi(2S)K_S^0$ et $\chi_{c1}K_S^0$. Dans le cadre de l’AWG charmonium, j’étais en charge de l’analyse des canaux des modes charmonium inclusif χ_{c1} et χ_{c2} qui se désintègrent de façon radiative par émission d’un photon mono-chromatique en $J/\psi\gamma$, et J/ψ en e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. Ces modes étaient ensuite utilisés pour reconstruire les modes de désintégration des B en $\chi_{c1}K_S^0$, $\chi_{c1}K^{*+}$ et $\chi_{c1}K^+$. Stéphane T’Jampens avec qui je travaille actuellement au LAPP a travaillé au début de sa thèse avec moi sur la mise en évidence du mode $\chi_{c1}K^{*+}$.

3.2.1 Les modes charmonium inclusifs

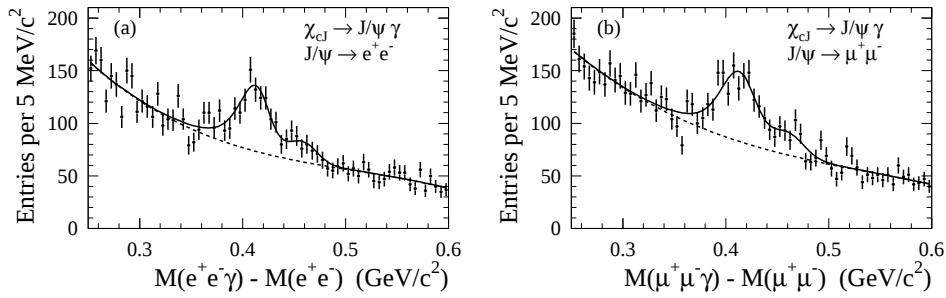


FIG. 3.4 – Différence de masse invariante au J/ψ des candidats χ_{c1} et χ_{c2} en $J/\psi(l^+l^-)\gamma$, où $l = e$ (à gauche) ou μ (à droite).

Dans le cadre de l’AWG Charmonium, j’ai fait partie d’un groupe restreint de 5 personnes en charge de l’étude des désintégrations inclusives des B en J/ψ , $\psi(2S)$, χ_{c1} et χ_{c2} . Ce groupe était conduit par Chris Hearty, de l’Université de Vancouver (Canada), qui coordonnait et unifiait les diverses approches. Il était formé de Fulvio Galeazzi, post-doctorant au LAPP en 2000, avec qui je collaborais quotidiennement à Annecy, de Marko Milek, de l’Université de Montréal McGill (Canada), tous 2 avaient en charge l’étude des modes inclusifs J/ψ en l^+l^- , où $l = e$ ou μ . Il y avait également Erich Varnes, de l’Université de Princeton (Etats-Unis), qui s’occupait des modes $\psi(2S)$ en l^+l^- ou en $J/\psi\pi^+\pi^-$. Pour ma part, étant spécialiste des signatures $J/\psi(\rightarrow l^+l^-)\gamma$, du fait de mon travail sur la récupération des photons émis par rayonnement de freinage bremsstrahlung des électrons, j’ai étudié les modes χ_{c1} et χ_{c2} en $J/\psi\gamma$, sachant associé un photon avec un J/ψ . La figure 3.4 présente le spectre de masse de ces χ_{c1} et χ_{c2} en $J/\psi(l^+l^-)\gamma$, où $l = e$ ou μ . On distingue clairement les 2 pics et le χ_{c2} est, comme attendu, moins abondamment produit.

On remarque aussi que le mode χ_{c0} , n’est pas étudié ici pour plusieurs raisons. Sur la figure 3.4 de différence de masse les resonances χ_{c1} et χ_{c2} se situent à environ 414 et 459 MeV/c^2 , celle du χ_{c0} devrait se situer à 318 MeV/c^2 (cette résonance est donc en principe assez bien séparée du pic du χ_{c1}). Mais, les branchements radiatifs dans le canal $J/\psi\gamma$ des χ_{c0} , χ_{c1} et χ_{c2} sont respectivement : $(1.28 \pm 0.11) \%$, $(36.0 \pm 1.9) \%$ et $(20.0 \pm 1.0) \%$ [31]. On remarque donc a priori le bien plus faible branchement du χ_{c0} dans ce mode. En outre, les désintégrations des modes B en $c\bar{c}K^{(*)}$, où la paires $c\bar{c}$ s’hadronise χ_{c0} sont supprimées et même attendues nulles par invariance de la conjugaison de charge [47]. Parmi les modes possibles à 2 corps, la moyenne mondiale [31]

du branchement du mode B^+ en $\chi_{c0}K^+$ est toutefois égale à $(1.43^{+0.21}_{-0.17}) \times 10^{-4}$ à comparer à $(5.1 \pm 0.5) \times 10^{-4}$, pour le mode $\chi_{c1}K^+$. C'est le seul mode exclusif B en $\chi_{c0}K^{(*)}$ observé à ce jour avec le mode $\chi_{c0}K^{*0}$ $((1.7 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-4})$ [48]. C'est donc a priori encore un facteur 4 supplémentaire de réduction pour observer des χ_{c0} dans nos études charmonium inclusives par rapport aux χ_{c1} (soit un facteur 100 dans le mode $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$). Remarquons en outre que les mesures des branchements effectuées pour $\chi_{c0}K^+$ sont obtenues dans des analyses quasi-3 corps sans charmes par *BABAR* et *Belle* (dans les modes $K^+K^-K^+$ ou $\pi^+\pi^-K^+$ [48]).

Ces travaux ont permis d'acquérir une connaissance très fine des propriétés de détection des particules ($c\bar{c}$) dans *BABAR* et de mettre au point les outils de sélection officielle de leur sélection et reconstruction.

Le but de notre étude était de mesurer les rapports de branchement de production directe ou indirecte des diverses résonances ($c\bar{c}$), dans les désintégrations inclusives des mésons B . Précisons maintenant ce qu'on appelle production indirecte: les χ_{c1} et χ_{c2} peuvent être produits avec un γ mono-chromatique dans les désintégrations des $\psi(2S)$; de même, les J/ψ peuvent être produits en cascade dans les désintégrations du $\psi(2S)$, du χ_{c1} et du χ_{c2} .

A l'aide des candidats charmonium sélectionnés et après soustraction du bruit de fond, nous avons publié les spectres d'impulsion des diverses résonances dans le centre de masse des collisions et pour la première fois, du fait de la statistique et de la pureté de la sélection, de leur distributions d'angle d'hélicité, en fonction des modes de production dans les désintégrations des B (directe ou indirecte). Ces rapports d'embranchement et ces spectres permettent de tester les divers modèles phénoménologiques de Non Relativistic QCD (NRQCD) qui prévoient des contributions substantielles de fragmentation par l'octet de couleur ou les modèles de singlet de couleur, par exemple. Les résultats de ce travail ont été publiés sous une forme finale dans un article de revue, après avoir été présentés pendant quelques années, sous forme préliminaire et dès l'été 2000 (hep-ex/0008049): "*Study of inclusive production of charmonium mesons in B decays*" [44] (cité 62 fois). Cet article est notamment la référence, pour la collaboration *BABAR*, qui décrit la méthode de comptage des paires $B\bar{B}$, mise au point par Chris Hearty pour ces études. Il est présenté sous sa totalité dans l'annexe B.

Parmi les conclusions ou répercussions intéressantes de ce papier, il y a :

- Le fait que le spectre d'impulsion des J/ψ à basse valeur comporte un excès significatif d'événements non prédit par les modèles de fragmentation NRQCD. Ce résultat a généré rapidement pas mal de publications théoriques prédisant les désintégrations B en $J/\psi D^{(*)}$, où 3 quarks c sont produits, car dans ce cas, le J/ψ doit reculer en face d'une particule massive (par exemple [49]). Une recherche directe infructueuse des modes B en $J/\psi D$ a été effectuée plus tard par *BABAR* [50]. Des limites supérieures allant de 10^{-5} à 10^{-4} à 90 % de C.L. ont été établies pour le rapport de branchement de ces modes.
- En étudiant les données en dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$, donc sous le seuil de production des mésons B , pour soustraire le bruit de fond du continuum lors de ces études, nous avons observé, de façon inattendue, la production de J/ψ dans le continuum des annihilation e^+e^- . la production des J/ψ dans le continuum à la résonance $\Upsilon(4S)$, après réjection des événements B a été également confirmé. J'ai présenté ce résultat pour la première fois à la conférence EPS-HEP de Budapest (Hongrie) en juillet 2001 (voir annexe B). Cette mesure a été publiée sous forme d'une lettre [51] et a suscité pas mal d'intérêt chez les théoriciens (plus de 50 citations de ce papier), car en offrant un test très intéressant pour les modèles de production des charmonium. Cela fait partie des surprises inattendues à *BABAR* qui finissent par avoir du retentissement sur la communauté au-delà du programme de physique initial.
- Les branchements et les spectres publiés dans notre article de revue sont encore aujourd'hui les mesures les plus précises au monde sur les résonances pour le J/ψ et le $\psi(2S)$. Pour ce qui est des résonances χ_{c1} et χ_{c2} les expériences *Belle* [52] et *CLEO* [53] ont effectué des mesures compatibles avec *BABAR*, mais un peu plus précises, du fait de leurs calorimètres plus performants (rayons internes plus grands que dans le cas de *BABAR*) et parce qu'ils étaient également mieux calibrés que l'EMC de *BABAR*, à cette époque. A titre d'illustration, la

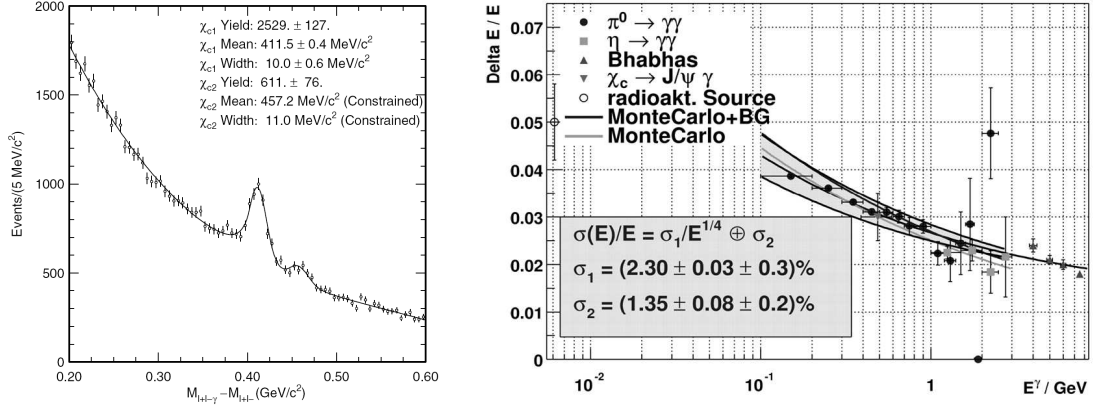


FIG. 3.5 – Différence de masse invariante au J/ψ des candidats χ_{c1} et χ_{c2} en $J/\psi(l^+l^-)\gamma$, où $l = e$ ou μ , pour l’analyse inclusive de Belle [52] (à gauche). Résolution de l’EMC de BABAR en fonction de l’énergie dans le laboratoire des photons détectés (à droite). Le point qui correspond au χ_{c1} se situe à 414 MeV/c², c’est le triangle avec les plus grandes barres d’erreur. Ces événements sont obtenus pour un échantillon exclusif de désintégrations B en $\chi_{c1}K$.

résolution de masse des π^0 (η) en $\gamma\gamma$ dans BABAR était à cette époque de 6.5 (15.5) MeV/c² et respectivement de 4.8 (12.1) MeV/c² pour Belle [54].

J’ai donc à cette occasion exploité le résultat de ce travail, où un photon mono-chromatique d’une énergie de 414 MeV (pour le χ_{c1}) ou de 459 MeV (pour le χ_{c2}) est émis dans le référentiel des désintégrations $\chi_{c1}/\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$. Pour cela, je me suis servi d’un lot très pur de χ_{c1} produits dans les désintégrations exclusives en 2 corps B en $\chi_{c1}K$ (voir section suivante) pour déterminer la résolution expérimentale de l’EMC dans ce domaine d’énergie (voir la figure 3.5 officielle BABAR ci-dessus, les énergies étant mesurées dans le référentiel du laboratoire). Je reviendrai plus tard dans ce document sur mon travail avec le groupe de l’EMC, dans le cadre du “Physics Tools Group Neutrals” de BABAR, et sur l’impact de mes travaux de recherche pour inciter cette communauté à améliorer la résolution par une meilleure calibration et une compréhension de la réponse de ce détecteur plus approfondie (voir chapitre 4).

3.2.2 Les modes charmonium exclusifs

En parallèle des études des désintégrations inclusives des B en charmonium, au sein de l’AWG charmonium, j’étais également membre du groupe en charge de l’étude des canaux exclusifs. Ces études ont été menées pour les modes de désintégration à 2 corps B en $(c\bar{c})h$, avec une résonance charmonium $(c\bar{c}) = J/\psi, \psi(2S)$ ou χ_{c1} accompagnée d’un méson léger chargé ou neutre $h = K, K^*$ ou π^0 . Le but de ces études a déjà été présenté dans les paragraphes précédents. Insistons toutefois sur le fait que ces modes servent également à la mesure de l’angle du triangle CKM, ou dans le cas des modes chargés à la validation cette mesure.

Comme il a été dit précédemment, un groupe de 15 physiciens a été mis en place et a travaillé pendant plus d’un an, depuis le printemps 2000, pour produire la publication revue [3] (ce papier est également joint dans l’annexe B), basée sur environ 23 millions de paires de $B\bar{B}$. Certains de ces modes ont même été observés sans ambiguïté pour la première fois, comme le mode $\chi_{c1}K^{*0}$. J’étais en charge du mode neutre $\chi_{c1}K_s^0$ et du mode chargé $\chi_{c1}K^+$. La résonance χ_{c1} était détectée et sélectionnée quasiment comme dans le cas des analyses inclusives. Après combinaison avec un méson neutre ou chargé et mise au point de sélections spécifiques, nous avons mesuré le rapport d’embranchement des B dans une douzaine de modes. Les divers candidats des divers modes étudiés ont été fournis au groupe en charge de la mesure de l’angle β . Parmi ces candidats les

modes $B \rightarrow \chi_{c1} K$ ont servis à la mesure de la résolution de l'EMC de *BABAR*, car après les critères de sélection des B une pureté remarquable et supérieure à 75 % (95 %) est obtenue avec le mode chargé (neutre).

En plus des mesures de rapports d'embranchements qui étaient de loin les plus précises du monde à l'époque, nous avons calculé différents rapports de rapports d'embranchement à l'aide des diverses mesures, avec un traitement rigoureux des incertitudes. Ces rapports sont utiles pour tester les modèles de factorisation dans les désintégrations des B . Une mesure du rapport $R^{+/0}$ relatif de production des paires B^+B^- sur celui des paires $B^0\bar{B}^0$ avait été effectué : $R^{+/0} = 1.10 \pm 0.06(stat) \pm 0.05(syst)$. Pour toutes les publications des usines à B (*BABAR* et Belle), depuis près de 10 ans, ce rapport est supposé égal à 1. Si on inclut des effets de correction QED, ce rapport peut être différent de 1. Ces corrections de Coulomb ne sont pas calculées avec une précision meilleure que les mesures qui sont compatible avec 1 et peuvent être aussi importantes que 20 %. Plus récemment que ce papier, *BABAR*, en se basant sur un échantillon d'environ 124 millions de paires de B et en employant la même technique [55], a mesuré $R^{+/0} = 1.06 \pm 0.02(stat) \pm 0.03(syst)$. Avec la même quantité de données, dans une technique de double étiquetage de désintégrations semi-leptoniques et indépendamment de toute autre hypothèse, la fraction de paires de $B^0\bar{B}^0$ produites à l' $\Upsilon(4S)$ a été mesurée [56] avec une précision remarquable, laissant entrevoir un effet d'importance limité : $f^{00} = (48.4 \pm 0.6)\%$ (où $R^{+/0} = f^{+-}/f^{00}$).

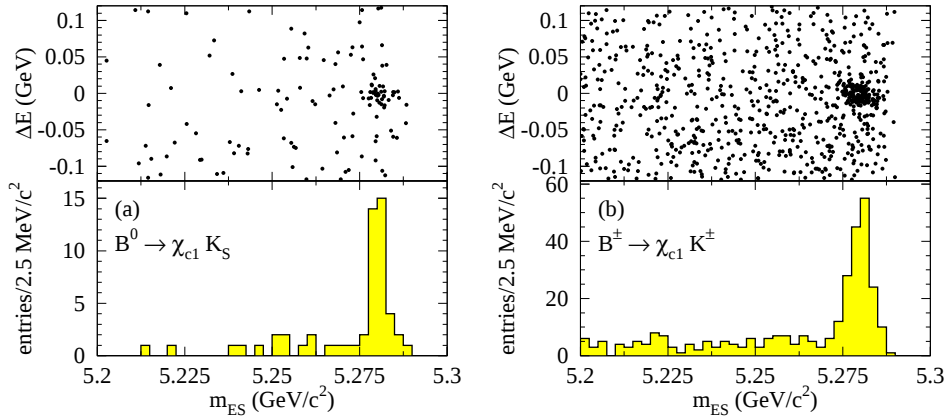


FIG. 3.6 – Distributions ΔE et m_{ES} des candidats B^0 en $\chi_{c1} K^0$ (à gauche) et B^+ en $\chi_{c1} K^+$ (à droite) publiés en 2001 [3].

Ces mesures exclusives de branchement ont été mises à jours par *BABAR*, avec 124 millions de paires de $B\bar{B}$ (en 2005 [55]) et par Belle (avec 22 millions de paires $B\bar{B}$ (en 2003) et avec 152 millions de paires de $B\bar{B}$ (en 2006) [57]). Pour les modes chargés, des asymétries directes de CP ont été recherchées. Comme pour les modes inclusifs, les désintégrations qui incluent un χ_{c1} sont moins précises pour *BABAR* que pour Belle.

Pour démontrer la robustesse des mesures que nous avons effectuées au démarrage de *BABAR*, on peut toutefois comparer la mesure de 2001 et la valeur de la moyenne mondiale de ces mesures de branchement, en 2008 [31], pour B^0 en $\chi_{c1} K^0$: $[5.4 \pm 1.4(stat) \pm 1.1(syst)] \times 10^{-4}$, à comparer à $[3.9 \pm 0.4] \times 10^{-4}$ et pour B^+ en $\chi_{c1} K^+$: $[7.5 \pm 0.8(stat) \pm 0.8(syst)] \times 10^{-4}$, à comparer à $[5.1 \pm 0.5] \times 10^{-4}$. Les figures 3.7 montrent les spectres de masse et de différence d'énergie reconstruite normalisée à la moitié de l'énergie des collisions à l' $\Upsilon(4S)$ pour les candidats B neutres et chargés que j'avais obtenus en 2001. On pourra également comparer ces résultats à la mesure la plus récente de *BABAR* [58], avec la statistique finale (465×10^6 paires $B\bar{B}$), pour B^0 en $\chi_{c1} K^0$: $[4.2 \pm 0.3(stat) \pm 0.3(syst)] \times 10^{-4}$, et pour B^+ en $\chi_{c1} K^+$: $[4.5 \pm 0.1(stat) \pm 0.3(syst)] \times 10^{-4}$.

3.2.3 Les modes charmonium exclusifs et les mesures de $\sin(2\beta)$

En ajoutant dans les sélections des mésons B , un veto des π^0 pouvant simuler un photon isolé dans les désintégrations χ_{c1} en $J/\psi\gamma$, une pureté plus élevée a été obtenue pour les modes B en $\chi_{c1}K$. ils sont alors utilisés pour l'analyse de la mesure d'asymétrie dépendante du temps pour mettre en évidence la violation de CP dans les modes $(c\bar{c})K^0$ et $(c\bar{c})K^{*0}$. Absent de la première étude préliminaire (hep-ex/0008048) effectuée pour la conférence ICHEP 2000 à Osaka (Japon) et la première publication de cette mesure début 2001 [59], le mode B^0 en $\chi_{c1}K_s^0$ a été ajouté par mes soins (suite à une étude intensive des bruits de fonds, lors de mon séjour de 2001 à SLAC), à l'échantillon qui a servi à la découverte en 2001 par *BABAR* de la violation de CP dans le système des mésons B : $\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst)$ [27] (ce papier est également joint dans l'annexe B). Présenté à la conférence de juillet EPS HEP à Budapest (Hongrie) par C. Touramanis en 2001, ce résultat a été aussitôt publié [27]. Ce papier a été cité près de 465 fois à ce jour. J'ai effectué le filtrage de sélection des divers modes $(c\bar{c})K_s^0$ utilisés pour l'ajustement de $\sin(2\beta)$. Cet échantillon correspondait à une statistique de 32 millions de paires de $B\bar{B}$, donc légèrement supérieure à celle de la mesure des branchements. Redisons-le encore une fois, c'est la première fois que la violation de CP était observée dans un nouveau système de quarks depuis 1964 et système des quarks étranges $K^0\bar{K}^0$ [2].

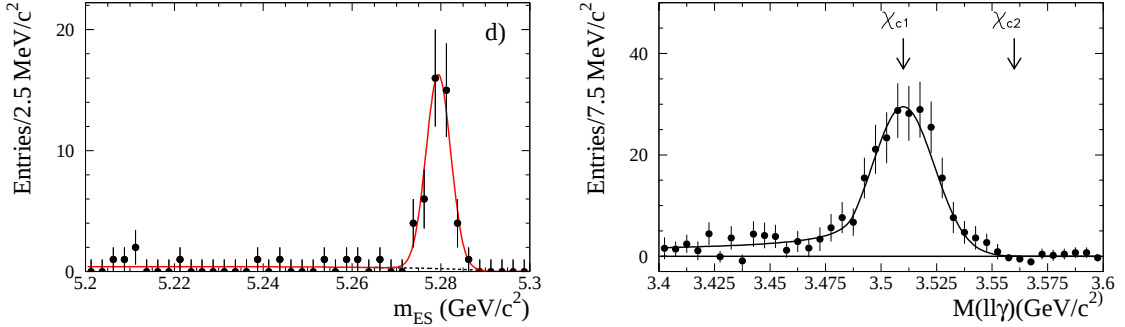


FIG. 3.7 – Spectre de masse des candidats $\chi_{c1}K_s^0$ utilisés pour la mesure de $\sin(2\beta)$ en 2001 (à gauche) et celui des χ_{c1} sélectionnés pour cette analyse dans les modes $\chi_{c1}K_s^0$ et $\chi_{c1}K^+$ (à droite), voir [60].

Contribuant à cette mesure, il y avait 33 candidats $\chi_{c1}K_s^0$ étiquetés, avec une pureté de 97 %. Une valeur tout à fait étonnante, mais pas improbable, $\sin(2\beta) = 2.59^{+0.55}_{-0.67}$ (incertitude statistique uniquement) étant obtenue pour ce mode de désintégration du B . Cette valeur élevée était purement liée aux caractéristiques de l'échantillon. La plupart des candidats avaient une grande efficacité d'étiquetage pratiquement exclusivement par des kaons et de grandes différences de temps de vie $\Delta t(B^0-\bar{B}^0)$, souvent supérieure à $|\pm 5 ps|$, ce qui a tendance à amplifier l'asymétrie dépendante du temps. La figure 3.7 présente le spectre de masse des candidats qui avaient été sélectionnés pour la mesure de $\sin(2\beta)$. Notons qu'aucun biais dans l'analyse n'est apparu lors d'ajustements effectués sur le Monte Carlo inclusif [61, 62] lors de l'analyse "en aveugle", une valeur de (-0.713 ± 0.030) étant obtenue pour une valeur vraie générée de -0.7 dans la simulation pour une statistique équivalente pour $\sin(2\beta)$ (de même sur la simulation et également dans les données, le mode "non- CP " $\chi_{c1}K^+$ ne laisse apparaître aucune valeur non-nulle pour $\sin(2\beta)$, valeur ajustée: (0.039 ± 0.047) , pour une valeur générée nulle). Ces analyses effectuées "en aveugle" (les données sont regardées à la fin lorsque la sélection est figée et les systématiques estimées) [63] nous ont données suffisamment de confiance pour ajouter ce sous mode à l'échantillon CP $\sin(2\beta)$ dès l'été 2001, malgré la valeur surprenante mesurée dans ce cas. Dès la publication suivante sur le sujet [64], en 2002, avec 88 millions de paires $B\bar{B}$, nous obtenions 88 candidats $\chi_{c1}K_s^0$ étiquetés, avec une pureté de 95 % et une valeur tout à fait possible $\sin(2\beta) = 1.01 \pm 0.40$ (incertitude statistique uniquement).

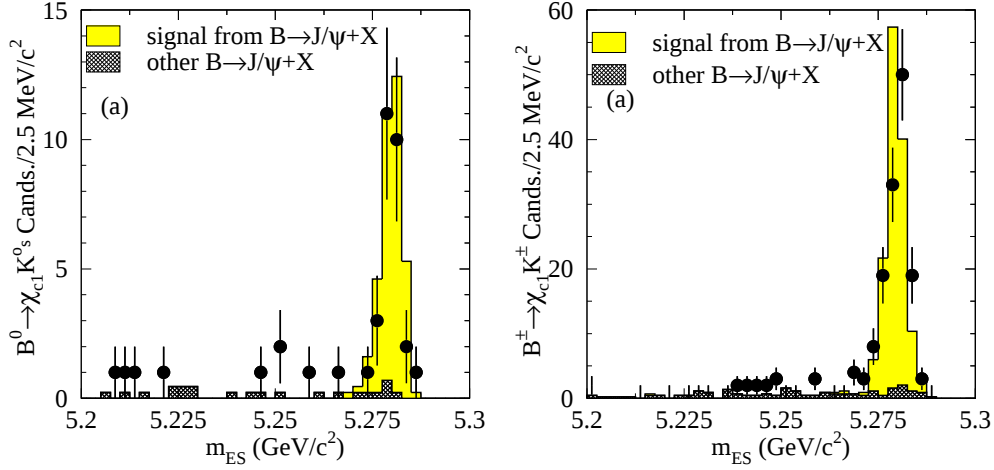


FIG. 3.8 – Candidats $\chi_{c1}K_s^0$ (à gauche, voir figure 3.7) et l'échantillon de contrôle $\chi_{c1}K^+$ (à droite) pour l'échantillon de données et la simulation de la publication [27].

L'année suivante, un très long article de revue a été publié pour décrire les détails de cette analyse [60] (cité 228 fois à ce jour). De nombreux tests d'effets systématiques ayant été ajoutés aux diverses études. Si ce papier est un papier de revue qui décrit en détail l'analyse publiée en 2001 dans l'article de Phys. Rev. Lett. [27], il est à noter que les résultats sur $\sin(2\beta)$ sont identiques, aucun des tests systématiques mentionné ci-dessus n'ayant révélé d'effet oublié en 2001. Parmi tous les tests effectués, nous avons dès l'été 2001 recherché la présence de désintégrations B^0 en $\chi_{c2}K_s^0$ parasites dans notre échantillon de candidats B^0 en $\chi_{c1}K_s^0$. Ces événements sont en grande partie éliminés lors de la sélection exclusive des modes $\chi_{c1}K$ par une coupure sur la différence de masse invariante au J/ψ des candidats χ_{c1} et χ_{c2} en $J/\psi(l^+l^-)\gamma$, où $l = e$ ou μ .

Le moment orbital des χ_{c2} étant d'une unité supérieure à celle des χ_{c1} , la valeur propre CP de chacun des 2 modes précédents est par conséquent de valeur opposée. Des événements $\chi_{c2}K_s^0$ peuvent diluer la mesure de violation de CP pour le canal $\chi_{c1}K_s^0$. Sur la figure 3.7, que j'avais obtenue en 2002, est représenté le lot des χ_{c1} sélectionnés dans les désintégrations $B^{0,+}$ en $\chi_{c1}(K_s^0$ ou $K^+)$, pour ces analyses. On note l'absence de χ_{c2} , mais aucune limite supérieure sur leur branchement n'avait été calculée à cette époque, et dès 2001, seule une incertitude systématique négligeable avait été ajoutée dans l'ajustement de $\sin(2\beta)$ pour ce mode. Les Figures 3.8 et 3.9, montrent les distributions superposées des données sur les prédictions du Monte Carlo pour les modes B en $\chi_{c1}K$ et $\chi_{c2}K$. Les candidats retenus pour les modes χ_{c2} semblent tout à fait compatibles avec les attentes de la simulation générique. Les valeurs des branchements des modes $\chi_{c1}K$ sont ceux de notre publication [3] et ceux de $\chi_{c2}K$ sont générés à une valeur de branchement très élevée de $4 \cdot 10^{-4}$ et de l'ordre de grandeur de celle des modes $\chi_{c1}K$ (voir ci-dessous).

Les désintégrations B en $\chi_{c2}K^{(*)}$ sont de toute façon supprimées au premier ordre dans le cadre de la factorisation naïve et HQET, car il n'existe pas de courant $J \geq 2$ pour générer du vide les tenseurs χ_{c2} . La collaboration BABAR [65], puis Belle [66] ont confirmé cette absence d'observation. La limite supérieure actuelle sur le rapport de branchement B^0 en $\chi_{c2}K^0$ est donnée par Belle et est égale $2.6 \cdot 10^{-5}$, à 90 % de C.L., soit 15 fois moins que celui du mode $\chi_{c1}K^0$. Récemment BABAR a effectué une analyse qui semble montrer l'évidence d'un signal $\chi_{c2}K^{*0}$ à 3.7σ avec un branchement de $(6.6 \pm 1.8 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ [58], cette analyse ne donne cependant aucune évidence de signaux $\chi_{c2}K^{(*)}$.

Pour conclure ce chapitre, bien que je n'ai pas participé à cette mesure depuis l'article de revue de 2002, je voudrais donner la valeur finale de BABAR pour $\sin(2\beta)$ avec le sous-mode $\chi_{c1}K_s^0$. Publiée récemment [67], avec l'échantillon final de 465 millions de paires de B , la valeur obtenue pour ce canal est la quatrième mesure la plus précise au monde, après les modes $J/\psi(K_s^0, K_L^0)$ et

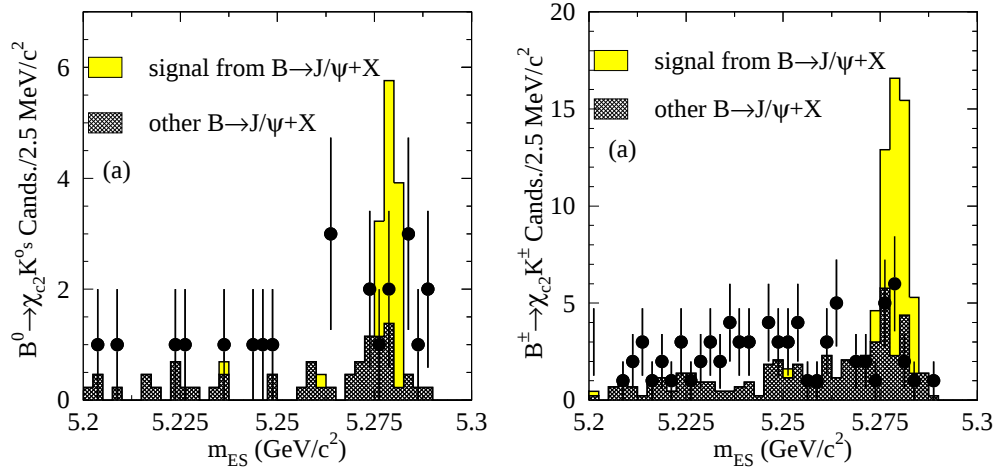


FIG. 3.9 – Candidats $\chi_{c2}K_s^0$ (à gauche) et $\chi_{c2}K^+$ (à droite) pour l'échantillon de données et la simulation de la publication [27].

$\psi(2S)K_s^0$: $\sin(2\beta) = 0.614 \pm 0.160(stat) \pm 0.040(syst)$. Pour cela, 385 événements $\chi_{c1}K_s^0$ étiquetés avec une pureté de 88 % ont été utilisés par BABAR. La sélection actuelle est très proche de celle que j'avais mise au point en 2001. A titre de comparaison, La valeur de la moyenne mondiale de $\sin(2\beta)$ dans tous les modes charmonium combinés [32] est 0.673 ± 0.023 (dominée par $J/\psi K_s^0$). Notons au passage que la précision de ce mode, à lui seul, est comparable à celle de la valeur de 2001, lorsque la première mesure significative avait été effectuée: $\sin(2\beta) = 0.59 \pm 0.14(stat) \pm 0.05(syst)$ [27]. Les figures 3.10 et 3.11 présentent l'asymétrie $B^0-\bar{B}^0$ dépendante du temps du mode $\chi_{c1}K_s^0$ que j'ai promu dès l'année 2000 et la compare à ceux des autres modes charmonium exclusifs. Notons que faute de main d'oeuvre suffisante, ce canal n'est pas exploité par Belle pour cette mesure de violation de CP .

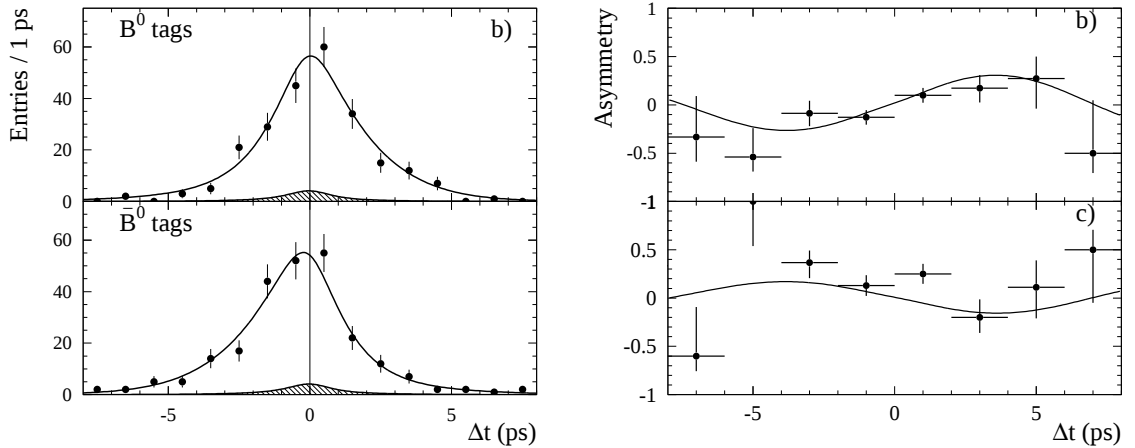


FIG. 3.10 – Distribution en Δt des B^0 et $\bar{B}^0$ pour les modes états propres de $CP = -1$, en 2001 (incluant entre autre le mode $\chi_{c1}K_s^0$, avec les modes $J/\psi K_s^0$ et $\psi(2S)K_s^0$) (à gauche) et à droite: l'asymétrie associée pour ces modes $CP = -1$ (b) et également pour l'échantillon $J/\psi K_L^0$ (c) [27, 60].

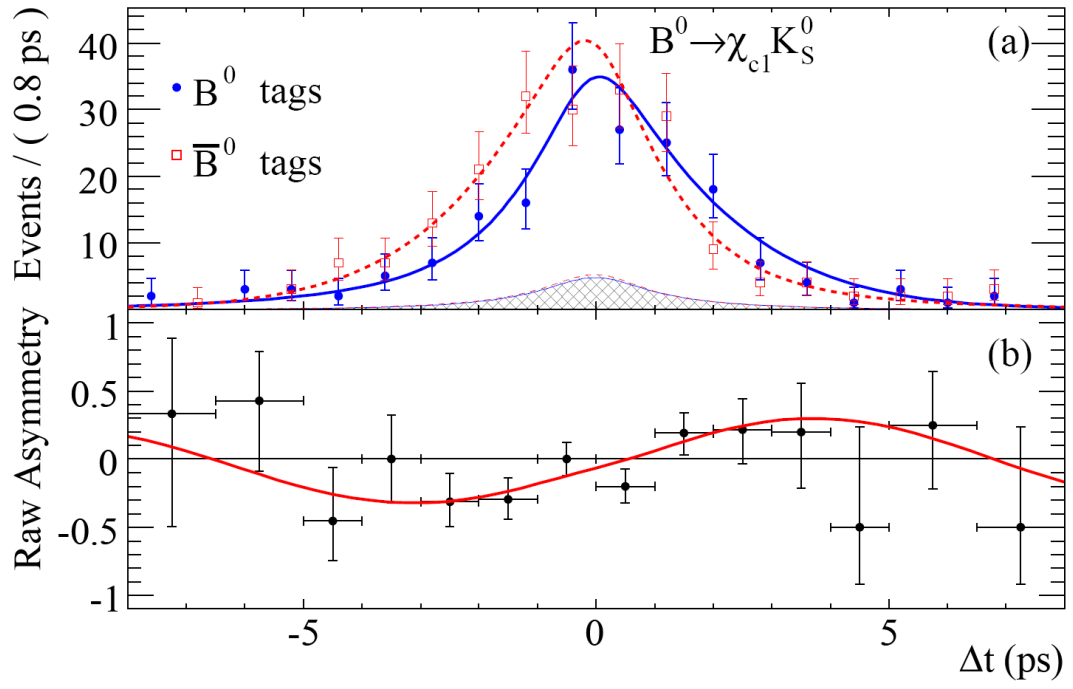


FIG. 3.11 – Asymétrie entre les B^0 et $\bar{B}^0$ en fonction du temps pour le sous-mode $\chi_{c1} K_S^0$, pour la statistique totale de BABAR, en 2009 [67].

Chapitre 4

Activités au sein du groupe de travail des particules neutres

Sommaire

4.1	Présentation du “<i>Neutral AWG</i>” : ses responsabilités et activités . . .	48
4.2	Réalisations concrètes durant mon mandat de coordinateur du groupe de travail et d’analyse des Neutres	49
4.2.1	Corrections de la calibration de l’énergie des γ dans les données et la simulation	50
4.2.2	Corrections des variations de l’énergie mesurée des γ en fonction de la position du centroïde de la gerbe	58
4.2.3	Utilisation du DIRC comme détecteur de pied de gerbes	60
4.2.4	Mesures de l’efficacité des γ , des π^0 et des η	61
4.3	Conclusion	66

Dès le début de ma participation à *BABAR* je me suis intéressé aux canaux de physique utilisant des photons: récupération du rayonnement de bremsstrahlung des électrons, résonances charmonium ($c\bar{c}$) $\chi_{c1}/\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma$, sélection des mésons $D^{*0} \rightarrow D^0[\pi^0/\gamma]$, $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ (pour ces désintégrations le photon ou le π^0 émis sont de basse énergie), utilisation des hadrons légers neutres $h^0(\rightarrow \gamma\gamma) = \pi^0$ ou η , dans les désintégrations des $D^0 \rightarrow K_s^0 h^0$ ou $K^- \pi^+ h^0$ ou supprimées de couleur: $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} h^0 \dots$

Comme nous l'avons vu, au démarrage de l'expérience en 1999, avec les premières données non calibrées, il fallait manipuler des variables liées aux dépôts d'énergie dans cellules du calorimètre électromagnétique (EMC) pour sélectionner soi-même "ses propres photons" et fabriquer des objets plus complexes. Ce que peu d'analystes à l'heure actuelle utilisent encore, en dehors des experts de l'EMC. Avant même que le groupe de travail et d'analyse des neutres ("*Neutral AWG*") n'existe dans *BABAR*, avec Christos Touramanis et David Payne, de l'Université de Liverpool, Patrick Robbe et Jean-Pierre Lees, du LAPP et quelques autres personnes, nous avons mis en place un groupe de travail qui remplissait à peu près ce rôle, avec l'accord et les encouragements du coordinateur de la physique de *BABAR* de l'époque: Patricia Burchat, de l'Université de Stanford. Les tâches que s'était attribué ce groupe étaient de tester et de mettre au point avec divers canaux de physique la qualité de la reconstruction et de la sélection des π^0 , l'ajustement de leur masse, la résolution en position des γ , les corrections latérales de contenance des gerbes électromagnétiques (EM), l'échelle d'énergie et la résolution en énergie, comparer l'efficacité de détection des photons et π^0 dans les données et la simulation Monte Carlo ... Au démarrage, nous étions en quelque sorte un groupe de conseil et de contrôle de la qualité des données disponibles pour les analyses. Nous avions préparé un document interne à *BABAR* pour les premières analyses de l'été 2000 [68].

Quelques années plus tard, du fait de mon expertise reconnue dans la collaboration, en décembre 2003, j'ai été nommé avec David Payne, par le coordinateur de la physique, Jeff Richman, de l'Université de Santa Barbara (Californie), co-responsable du "*Neutral Physics Tools AWG*" de *BABAR*. J'ai assumé cette responsabilité jusqu'à fin septembre 2005, m'occupant plus de l'aspect coordination et nouveaux projets du groupe et David Payne, plus jeune que moi, des aspects plus techniques, comme l'implémentation des corrections dans le code d'analyse de *BABAR*. Je vais décrire tout d'abord les responsabilités de ce groupe et puis plus spécifiquement ses réalisations au cours de mon mandat de 2 ans. Tous les chantiers que j'ai mis en place avec mes collègues ont permis de re-dynamiser la physique des particules neutres dans *BABAR*, près 5 ans après le démarrage de l'expérience; de nombreuses améliorations dans la détection et la reconstruction des γ , des π^0 et des η ont été apportées.

4.1 Présentation du "*Neutral AWG*": ses responsabilités et activités

L'objectif du Neutral AWG est d'étudier avec précision la qualité de la détection des particules neutres comme les mésons K_L^0 , les photons, les π^0 et les η qui se désintègrent en une paire de photons. Il faut déterminer avec la meilleure précision possible l'accord entre la simulation Monte Carlo et les données. C'est-à-dire toutes les particules qui ne sont pas identifiées par le tracking (SVT+DCH), les chambres à muons (à l'exception des K_L^0) ou le DIRC. Ce groupe doit aussi participer l'amélioration des algorithmes de reconstruction et de calibrations, pour que ces particules neutres servent de façon optimale à la sélection de divers états hadroniques utilisés dans les analyses de physique: hadrons légers (ρ , ω ...), étranges (K^*), charmés ($D_{(s)}^{(*)}$) ou mésons B , leptons τ ... Le but ultime étant de réduire fortement les incertitudes expérimentales pour améliorer les incertitudes systématiques liées à la détection de ces objets pour les études de canaux phares pour le programme de physique de *BABAR*: spectroscopie du charme, comme les particules $D_s^{*}(2320, 2460)$ en $D_s^{(*)}(\gamma, \pi^0)$, désintégrations radiatives rares des B en $[K^*, \rho, \omega]\gamma$, canaux en charme ouverts B en $D^{(*)}h$ ou $D^{(*)}D^{(*)}h$ (le méson $D^{(*)}$ ou h se désintégrant dans un mode avec des neutres) et les canaux B^0 en $\pi^0\pi^0$ ou $\pi^+\pi^-$ ou bien d'autres désintégrations avec des hadrons non charmés, qui contribuent à la mesure de l'angle du triangle CKM, et également pour

la physique des désintégrations hadroniques rares du lepton τ . Une telle liste n'est évidemment pas exhaustive!

Dans ce but, le groupe travaille en coordination étroite avec le groupe de reconstruction et de calibration de l'EMC et plus particulièrement avec les responsables de projet de l'EMC. A l'époque ces responsables étaient également nouveaux et nous avons pu redémarrer ensemble de nombreux projets. Il s'agissait de Roger Barlow, de l'Université de Manchester, et de Jack Ritchie, de l'Université d'Austin-Texas, avec qui j'avais des interactions directes et régulières. Au nom du Neutral AWG, j'assistais notamment à toutes les réunions de l'EMC. J'interagissais également directement avec le coordinateur de la physique, sous la responsabilité directe duquel nous étions placés (Jeff Richman, puis Chris Hearty, de l'Université de Vancouver (Canada)). Une spécificité de l'époque était que nous avions également de fortes relations avec l'AWG en charge des désintégrations des B avec des hadrons non charmés. C'est aussi et tout d'abord, la responsabilité des coordinateurs de l'AWG Neutral de veiller à la réalisation des divers travaux, qui sont de son ressort, d'impulser de nouveaux projets, de coordonner les travaux qui s'y rapportent (réunions régulières) et de trouver la main d'oeuvre (étudiants en thèse, post-doctorants, ...) nécessaire à l'accomplissement de ces tâches (services à la collaboration). Tout cela se faisant en interagissant avec les responsables des divers instituts membres et le coordinateur technique de l'expérience. A chaque réunion de collaboration, un des 2 coordinateurs présente en session plénière l'état d'avancement et les projets du groupe.

Cet AWG s'occupe de classifier les diverses listes de particules (γ , π^0 , η , ...) reconstruites et calibrées, fournies par l'EMC. Ces listes de base sont ensuite filtrées et des paramètres des particules associées sont réajustés suivant certaines contraintes (géométriques ou cinématiques) pour constituer les listes de particules officielles écrites dans la micro/mini-DST, dont les caractéristiques sont parfaitement connues pour les analyses de physique de haut niveau en fonction des diverses versions ("*offline release*") du logiciel de reconstruction et d'analyse des données. Parmi ces caractéristiques, il y a le fait que la pureté et l'efficacité de détection des diverses listes de particules doivent être connues avec la meilleure précision possible (incertitude systématique). Pour cela il faut mettre au point les méthodes nécessaires pour tester, mesurer et améliorer l'accord entre les données et simulation Monte Carlo. Les différences d'accord entre la simulation et les données fixent l'importance des incertitudes sur l'efficacité. Le groupe cherche en coordination avec l'EMC, à améliorer au maximum la résolution cinématique et l'identification des particules neutres (développement de méthodes de calibration et d'ajustement du détecteur EMC et des particules reconstruites). Le Neutral AWG a également en charge la maintenance de la toute la documentation relative à son travail (listes des particules de la micro/mini-DST et corrections du Monte Carlo recommandées pour les analyses: énergie et efficacité de détection et incertitudes systématiques associées) qui est connue et accessible par toute la collaboration (page web et notes internes). A l'aide principalement du forum de discussion du groupe, une aide en ligne aux utilisateurs est assurée. Le groupe doit déployer dans le logiciel d'analyse de haut niveau, peu de temps après que de nouvelles releases ou données soient disponibles et avant que les analystes n'aient l'autorisation de s'en emparer notamment quelques mois avant les conférences majeures, les corrections (avec en plus les incertitudes systématiques associées) nécessaires à l'amélioration de l'accord simulation-données.

4.2 Réalisations concrètes durant mon mandat de coordinateur du groupe de travail et d'analyse des Neutres

A mon arrivée à ce poste de responsabilité à la fin 2003, David Payne et moi avons soulevé plusieurs problèmes qui concernaient la calibration de l'EMC. Nous avons mis ou remis en route plusieurs projets pour améliorer les analyses de physique avec des neutres dans *BABAR*.

Je ne parlerai pas ici des développements qui ont été effectués pour améliorer l'identification des K_L^0 , principalement par le groupe de Paul Taras de l'Université de Montréal (pour les études de bruits de fond pour la mesure de $|V_{ub}|$ par des canaux exclusifs B en $X_u l^+ \nu_l$) et par ceux

des Universités de Turin et de Bari INFN (pour des études de physique de canaux rares dans les désintégrations des mésons charmés) en combinant l'information du détecteur de retour de champ instrumenté et de l'EMC. J'ai coordonné l'avancement de ces travaux de très longue haleine, qui ont principalement montré un mauvais accord entre la simulation et les données pour la forme des gerbes hadronique dans l'EMC. Des techniques de sélection de lots purs de K_L^0 dans des échantillons de contrôle étiquetés par des contraintes cinématiques fortes de mésons $D^{*+}(\rightarrow D^0(K_L^0\pi^+\pi^-)$ resonant ou non) et $\phi(K_L^0 K_S^0)$ ont été mises au point [69]. Je me concentrerai sur quelques sujets d'importance et tout d'abord sur celui de la calibration relative de la simulation par rapport aux données, auquel j'ai fortement contribué.

Je décris maintenant dans les paragraphes suivants les diverses études et activités que nous avons démarrées, impulsées ou coordonnées entre 2003 et 2005 et qui sont liées aux photons.

4.2.1 Corrections de la calibration de l'énergie des γ dans les données et la simulation

Nous commencerons par décrire les corrections au niveau des analyses “*offline*” que nous avons effectuées pour traiter les différences entre l'échelle et la résolution en énergie des γ dans les données et la simulation Monte Carlo. Nous avons mis au point les corrections de la simulation et les avons déployées dans la base de données au niveau de la micro/mini-DST.

Le problème qui se posait était le suivant : dans les données, l'échelle d'énergie de chacune des cellules du calorimètre était ajustée de telle façon que les distributions de masse des π^0 aient leur maximum à la valeur de 135 MeV/ c^2 [31], alors que les photons isolés n'étaient pas calibrés spécialement de telle façon qu'ils soient centrés sur leur énergie vraie. Dans le cas de la simulation, cette échelle d'énergie était fixée à l'aide de l'information de sa valeur vraie, générée pour chacun des γ . Dans ce cas, la situation de calibration était paradoxale : les π^0 du Monte Carlo avaient une masse différente et généralement plus basse que dans les données. Ce problème connu en calorimétrie est lié au fait que la résolution en énergie est limitée et que la fonction de réponse du calorimètre est asymétrique en fonction de l'énergie. En bref, il est difficile de calibrer un calorimètre en physique des particules pour des énergies de l'ordre du GeV ou au dessous, pour à la fois les π^0 et les γ .

Dans un premier temps nous avons réajusté la réponse de la simulation Monte Carlo à celle des données. Nous allons détailler plus bas le travail qui a été effectué pour cela. Et à terme nous avons travaillé entre septembre 2004 et l'automne 2006, avec le groupe de l'Université d'Heidelberg (Allemagne), pour que soient effectuées l'uniformisation de ces calibrations au niveau de la reconstruction du calorimètre pour la simulation Monte Carlo et les données. Un accord de l'ordre ou meilleur que 0.5 % a été obtenu à la fin. Dans ce cas, la calibration des données a été réajustée, en tenant compte de multiples effets, sur l'échelle d'énergie de la simulation, pour différentes énergie et positions dans le calorimètre. Le Neutral AWG a effectué les tests de validation de cette nouvelle calibration et a fourni, à partir de la fin de l'année 2005, les méthodes et les facteurs de correction pour que les listes de π^0 officielles aient des masses à 135 MeV/ c^2 en moyenne, et pour que la résolution dans les données et la simulation soient quasi-identiques.

Ces différences données/Monte Carlo (MC) présentées sur la figure 4.1 pouvaient être de l'ordre du pourcent, pour l'échelle d'énergie, et aussi grandes que quelques pourcents, pour la résolution en énergie. Elles variaient en fonction des diverses périodes de prise de données et des diverses versions du logiciel de reconstruction et d'analyse. Pour un canal comme B en $K^*\gamma$ l'énergie du photon radiatif est proche de 2 GeV. Un décalage systématique sur l'échelle d'énergie entre les données et simulation, non corrigé sans contrainte cinématique, peut être aussi grand qu'une vingtaine de MeV et perturber la mesure de l'impulsion des B et sa précision. La variable du bilan d'énergie (ΔE) est non centrée sur la valeur 0 MeV et ce décalage peut être légèrement variable avec le temps. Ce n'est pas trop grave pour ce canal qui est assez dépourvu de bruit de fond et dont le taux de production est élevé. Il suffit simplement de “travailler” autour de la position décalée du pic de signal. Cela devient un handicap sérieux dans le cas de modes radiatifs plus complexes et rares avec un niveau de bruit de fond plus élevé où il s'agit de mettre en évidence un signal, comme dans le cas des modes B en $(\rho, \omega)\gamma$ ou $\pi^0\pi^0$.

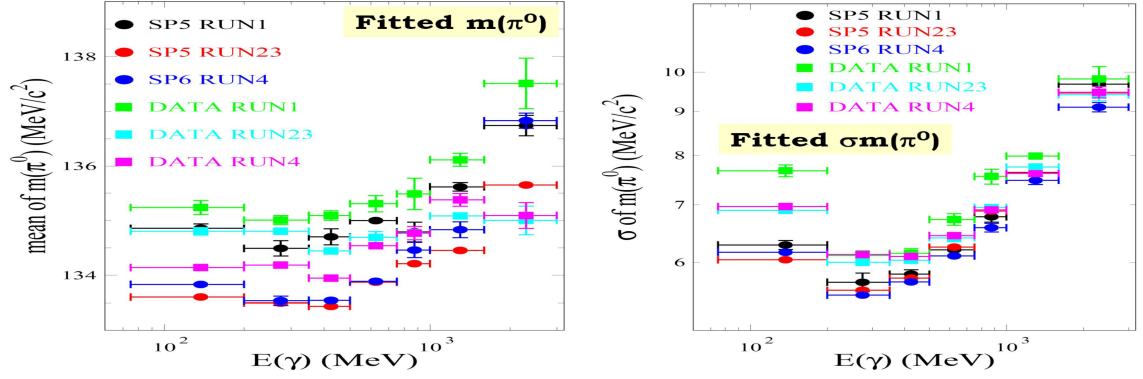


FIG. 4.1 – Valeurs de la masse reconstruite (à gauche) et de leur résolution (à droite) pour un lot de π^0 symétriques dans les données (DATA) et la simulation Géant-4 de BABAR [61, 62] (“Simulation Production” (SP)) en fonction de l’énergie moyenne des photons de désintégration, pour diverses périodes de prises de données entre 2000 et 2004. Ces ajustements sont effectués sur un lot quasi pur de π^0 sélectionnés dans des événements de paires de leptons τ : $\tau^+[l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau]\tau^-[\rho^-(\pi^-\pi^0)\nu_\tau]$, que nous décrirons plus loin, ainsi que les ajustements qui ont permis d’obtenir ces valeurs.

La simulation [61, 62] imparfaite à modéliser la matière traversée avant le calorimètre implique que la résolution et l’échelle d’énergie pour ces canaux radiatifs (B en $K^*\gamma$, $[\rho, \omega]\gamma$, ou même $J/\psi\gamma$) est assez différente des données. Ces différences génèrent sur la valeur de du bilan d’énergie (ΔE) des effets relatifs de déviations de l’ordre de quelques dizaines de MeV (sans correction ad-hoc). Dans ce cas il n’est bien évidemment pas possible d’utiliser la contrainte de masse du photon pour recalculer le quadri-vecteur du méson B . Même lorsqu’on peut se servir de la contrainte de la masse du π^0 , la résolution en ΔE se trouve affectée et on observe également des différences notables entre données et simulation. C’est ainsi le cas pour les modes supprimés de couleur comme $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}\pi^0$, où le π^0 a également une énergie élevée pour BABAR, de l’ordre de 2 GeV (je reviendrai plus loin sur ces études), de telle façon que la résolution sur le bilan d’énergie E des $\bar{B}^0$ reconstruits dans les données est de l’ordre de 40 MeV, alors qu’elle était de l’ordre 30 MeV, environ dans le Monte Carlo de BABAR, à la fin 2003. C’est d’autant plus vrai que dans ce cas, comme dans le cas de mode rares comme $D_s^{(*)0}\rho^-\pi^0$, ces mesures sont perturbées par la présence de bruit de fond comme $D_s^{(*)0}\rho^-\pi^0$ qui superposent leurs spectres avec celui du signal. Donc si leur résolution est mal modélisée, l’analyse en est rendue d’autant plus difficile. Et il devient difficile d’ajuster les données pour extraire le taux d’événements de signaux du le bruit de fond et les incertitudes systématiques sont par conséquent plus élevées.

Ainsi, si la simulation n’est pas réajustée, il faut veiller à ce que les sélections faites sur les données et avec le Monte Carlo tiennent compte de ces effets qui ajoutent des incertitudes systématiques dans les diverses analyses, lors des calculs d’acceptance et de bruits de fonds. Le calcul de ces corrections se fait à l’aide d’échantillons de contrôle, que j’ai mis au point pour plusieurs d’entre eux et qui sont disponibles dans le package “NeutralMiniUser”, pour des études dans le Neutral AWG. Ces échantillons sont produits systématiquement et de façon officielle à chaque nouveau échantillon de données ou pour de nouvelles versions officielles du logiciel d’analyse par l’AWG. Les corrections relatives entre données et simulation sont déployées automatiquement au moment où les analystes de BABAR accèdent à leurs données au niveau de la micro/mini-DST.

Nous parlerons plus loin de la sélection d’événements de paires de leptons τ , dite “tau 1-1” dans BABAR (car une trace chargée recule en face d’une autre trace) : $\tau^+[l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau]\tau^-[\rho^-(\pi^-\pi^0)\nu_\tau]$. Cet échantillon a été mis au point pour étudier les différences d’efficacité de détection des π^0 entre la simulation et les données, avec un échantillon ultra-pur de π^0 dans les données et la simulation [70]. J’ai relâché certaines de ces coupures pour disposer d’un lot très abondant de π^0 . La figure 4.2 montre l’ajustement des spectres de masses de π^0 en fonction de l’énergie des photons pour cet

échantillon et pour une période de prise de données de l'année 2004, correspondant à luminosité intégrée d'environ $50 fb^{-1}$. La paire de photon est sélectionnée de telle façon que les 2 photons ont des énergies comparables (on parle dans le jargon de *BABAR* de π^0 symétriques, avec des photons dont l'énergie est entre 40 et 60% de celle de l'énergie du π^0). On sélectionne ensuite, en fonction de l'énergie moyenne des photons, ces π^0 de telle façon qu'on dispose d'un nombre assez grand dans plusieurs intervalles, dont le logarithme de la taille est à peu près constant. L'ajustement est effectué à l'aide d'une fonction complexe, dite de Novosibirsk modifiée qui contient un coeur gaussien et des parties, à gauche et à droite, asymétriques pour tenir compte de "queues" différentes (voir Annexe B de la thèse de doctorat de Xavier Prudent [71]). On remarquera sur cette figure la pureté de l'échantillon et l'abondance du nombre de π^0 ainsi obtenus.

On répète ces ajustements pour un lot équivalent d'événements "*tau 1-1*" produits dans la simulation MC complète de *BABAR* et ayant subi le même filtrage préliminaire. Pour obtenir la comparaison entre les données (data) et le Monte Carlo (MC), en ce qui concerne l'échelle et la résolution en énergie, pour une énergie donnée, on se sert du fait que les π^0 sont symétriques. La masse invariante du π^0 est donnée à partir des 2 photons (1 et 2) par :

$$m^2(\pi^0) = 2E_1E_2 \times (1 - \cos(\theta_{12})), \quad (4.2.1)$$

et comme $E_1 \equiv E_2 \equiv E_{moy} = E_{\pi^0}/2$, alors :

$$m(\pi^0) \simeq E_{moy}[2 \times (1 - \cos(\theta_{12}))]^{1/2}. \quad (4.2.2)$$

Et on peut alors définir un coefficient α de correction de l'échelle d'énergie, tel que :

$$m^{data}(\pi^0)/m^{MC}(\pi^0) = 1 + \alpha. \quad (4.2.3)$$

Ainsi, pour que l'échelle d'énergie soit la même dans les données et le MC, il faut corriger l'énergie mesurée pour la simulation de telle façon que :

$$E^{data} = (1 + \alpha) \times E^{MC}. \quad (4.2.4)$$

Pour que cette méthode soit valide, cela suppose que l'angle de la paire de photons θ_{12} soit reconstruit avec la même précision dans les données et la simulation. J'ai effectué des études de validations de cette hypothèse.

Il est facile de montrer [16] que la résolution sur la masse du π^0 est simplement donnée par :

$$\frac{\Delta m(\pi^0)}{m(\pi^0)} = 1/2 \times \left[\frac{\Delta E_1}{E_1} \oplus \frac{\Delta E_2}{E_2} \oplus \frac{\Delta \theta_{12}}{\tan(\theta_{12}/2)} \right]. \quad (4.2.5)$$

On constate aisément que plus l'énergie est élevée et plus la taille de l'angle d'ouverture de la paire θ_{12} est petite. Dans ce cas, la résolution est dominée par des effets géométriques indépendants des performances du calorimètre. Pour les mêmes raisons de désintégration symétrique ($E_1 \equiv E_2 \equiv E_{moy}$), on montre que :

$$\begin{aligned} \{[\Delta m(\pi^0)/m(\pi^0)]_{data}^2 - [\Delta m(\pi^0)/m(\pi^0)]_{MC}^2\} &= \\ 1/2 \times \{[\Delta E_{moy}/E_{moy}]_{data}^2 - [\Delta E_{moy}/E_{moy}]_{MC}^2\} &= 1/2 \times \beta^2. \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

Où le paramètre β est le paramètre qui définit l'élargissement gaussien supplémentaire à appliquer à l'énergie des γ du MC, pour qu'ils aient la même résolution que dans les données. Ces coefficients de correction de l'énergie des photons dans la simulation (α , β) sont calculés en fonction de divers intervalles d'énergie montrés sur la figure 4.2 et pour diverses périodes de prises de données dans *BABAR*. Le résultat de ces ajustements et leurs valeurs pour les données et la simulation, et pour diverses périodes sont données par exemple sur la figure 4.1.

La validité des valeurs des paramètres (α , β) est contrôlée à l'aide de divers autres échantillons (voir la discussion que nous allons effectuer ci-dessous). Nous avons montré que l'échelle d'énergie dans le MC doit être corrigée de telle façon que la valeur de α varie entre 0.3 et 0.8 %. Et la précision de la résolution est surestimée de telle façon que la valeur de β varie entre 2 et 3 %.

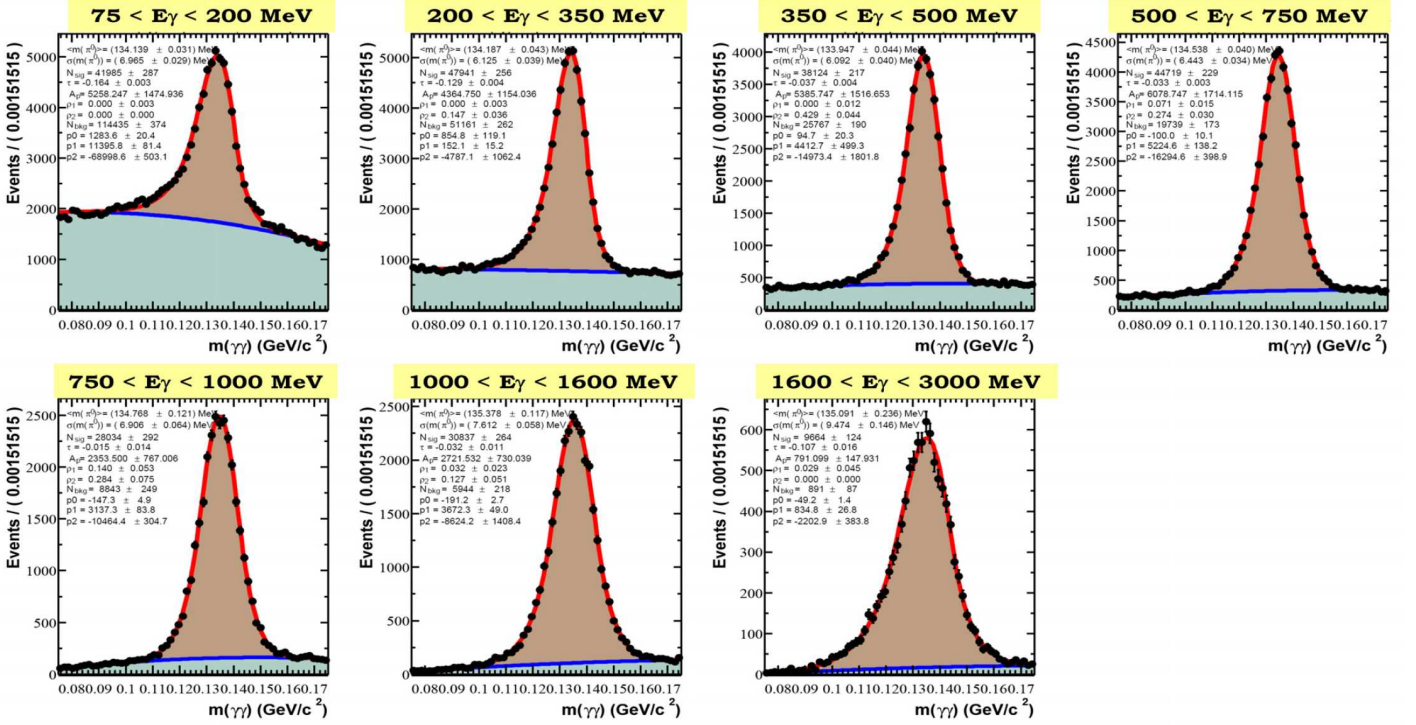


FIG. 4.2 – Ajustement des spectres de masses de π^0 symétriques (dans un intervalle $[80,170]$ MeV/c^2) en fonction de l'énergie moyenne E_{moy} des photons de la paire, pour l'échantillon “tau 1-1” et pour une période de prise de données de l'année 2004, correspondant à luminosité intégrée d'environ 50 fb^{-1} .

Pour vérifier que l'angle d'ouverture θ_{12} est mesuré de façon satisfaisante pour cette méthode et que les résolutions sont suffisamment identiques dans le MC et les données, et donc qu'une éventuelle différence ne rend pas la méthode avec les π^0 symétriques invalide, j'ai mis au point un échantillon où un des 2 photons du π^0 est converti dans la matière du détecteur en amont de l'EMC ou tout simplement lorsque que le π^0 se désintègre directement dans le mode “Dalitz” de désintégration en 3 corps direct: $\gamma e^+ e^-$. Dans ce cas, l'angle θ_{12} n'est donc pas complètement mesuré avec l'information du calorimètre. Du fait du champ magnétique, il est plus ouvert (rotation suivant l'angle azimutal ϕ) que dans le cas des 2 reconstruits dans l'EMC. Il est plus facile de dissocier les clusters dans le calorimètre. L'énergie de la paire $e^+ e^-$ et sa position est reconstruite à partir des informations du “tracking” (SVT+DCH).

Pour cela, je me suis servi de l'algorithme des photons convertis mis au point par Patrick Robbe, au LAPP en 1999 et j'ai employé le même lot d'événements “tau 1-1” que précédemment. A cette occasion, nous (le groupe Neutral AWG) avons rendu publique la liste des π^0 avec un photon converti qui a été notamment utilisée pour améliorer l'efficacité de sélection pour l'analyse des modes rares $B^{+,0}$ en $h^{+,0} \pi^0$ (où $h = K, \pi$) qui a été publiée comme un article de revue par Mark Allen, comme résultat de son travail de thèse [72]. Mark était l'étudiant d'Aaron Roodman, de l'Université de Stanford; j'ai étroitement collaboré avec eux dans le cadre du groupe Neutral. Dans ce cas, pour la même définition de α et β que ci-dessus en fonction de l'énergie dans le MC et les données, il est facile de montrer que pour ces π^0 avec un photon converti, l'énergie du photon mesuré par l'EMC doit être corrigée en servant des paramètres α et β , dont les valeurs des corrections sont fixées par :

$$\{[m^{data}(\pi^0)/m^{MC}(\pi^0)]^2 = 1 + \alpha, \quad (4.2.7)$$

et :

$$\{[\Delta m(\pi^0)/m(\pi^0)]_{data}^2 - [\Delta m(\pi^0)/m(\pi^0)]_{MC}^2\} = 1/4 \times \beta^2. \quad (4.2.8)$$

La figure 4.3 montre les spectres de masse pour cet échantillon. Un lot de statistique élevée (quoique que bien moins élevée que dans le cas de la méthode précédente) et pur est obtenu. Du fait de la quantité de matière limitée dans le tracking de *BABAR* ($\sim 20\%$, voir le chapitre 3.1) il n'est pas possible d'attendre beaucoup plus de photons convertis et heureusement ! On dispose dans ce cas de 4 intervalles en énergie et il faut bien évidemment, encore une fois, regarder cette méthode comme un moyen de contrôle de la précédente. Sur la figure 4.4 on donne un exemple de confrontation entre les 2 méthodes (π^0 avec un γ convertis et π^0 symétriques) pour le calcul de α et de β (pour la même période de prise de donnée et la même version du logiciel pour la reconstruction et l'analyse "offline"). On remarque enfin que les 2 méthodes donnent des résultats similaires pour les paramètres α et β proprement calculés à partir des ajustements des masses de π^0 . La méthode avec les π^0 symétrique est utilisée pour fournir les constantes de calibration du MC. Celle des π^0 avec un photon converti sert de validation. La validité de la méthode des π^0 symétriques en ce qui concerne les effets liés à la mesure de l'angle de la paire de photons θ_{12} est ici démontrée.

Finalement, j'ai aussi mis au point un dernier échantillon de mésons $\eta(\rightarrow \gamma\gamma)$ qui permet de tester le fait que ces constantes de calibrations sont valables même dans un environnement hadronique (de multiplicité plus élevée que pour l'échantillon "*tau 1-f*"), et pour des photons de plus haute énergie. Également et indépendamment de l'échantillon des π^0 avec un photon converti, il est possible de tester d'une autre façon le fait que l'angle d'ouverture de la paire de photons n'est pas un problème pour la méthode des π^0 symétriques.

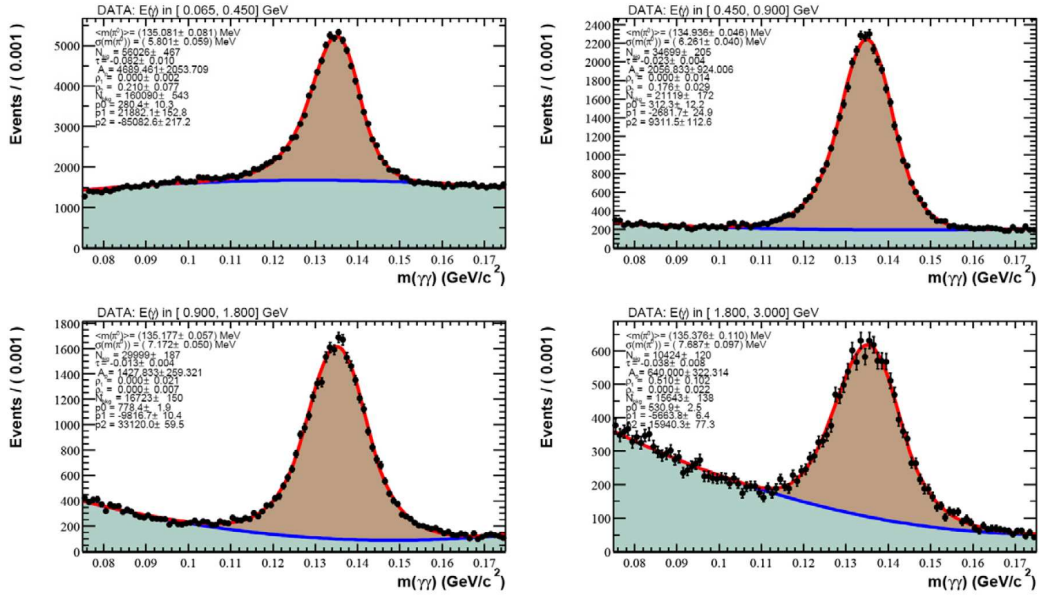


FIG. 4.3 – Spectre de masse des π^0 avec un photon converti pour des intervalles d'énergie de limites 65, 450, 900, 1800 et 3000 MeV. Pour une période de prise de donnée correspondant à une luminosité d'environ 100 fb^{-1} , pour le "software" de reconstruction, de calibration et d'analyse "offline" de 2004 et pour des données enregistrées dans la même année.

En effet, pour une particule neutre scalaire, de masse m et d'énergie E , se désintégrant en une paire de photons, il est facile de montrer que l'angle d'ouverture de la paire de photon est $\theta_{12} = 2m/E$. Comme la masse des η est environ 4 fois plus élevée que celle des π^0 , un η de 2.4 GeV

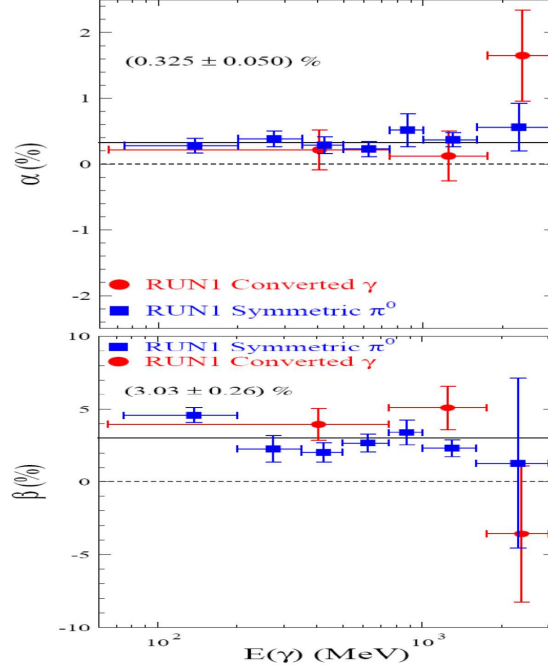


FIG. 4.4 – Coefficients de correction de la simulation (échelle d'énergie) et (résolution en énergie) pour les 2 méthodes avec des photons de π^0 symétrique et convertis. Dans ce cas, les données sont celles de l'an 2000 et correspondent à environ 22 fb^{-1} . la chaîne du "software" d'analyse est la même que que pour la figure 4.3 et correspond à des "releases" de 2004. On remarque également que le MC sous-estime la largeur de la résolution par près de 3 %. Pour les données collectées en l'an 2000, l'électronique de lecture de l'EMC comportait une composante bruit de fond lié à la configuration de l'alimentation basse tension de l'électronique de l'EMC a été améliorée modifié depuis. L'utilisation des données de l'année 2000 est en quelque sorte une illustration qui permet de montrer la validation des méthodes, l'une par rapport à l'autre, dans des conditions particulières de désaccord entre les données et la simulation MC.

a le même angle d'ouverture qu'un π^0 de 600 MeV. Dans ce cas, on est dans le régime où c'est l'énergie des photons qui domine la résolution de masse de la paire et non l'angle d'ouverture.

L'idée de cet échantillon est le fruit d'une discussion privée avec Antimo Palano, coordinateur à l'époque du groupe de la physique des mésons charmés dans *BABAR*. Il s'agit de se servir des contraintes cinématiques (masses des résonances intermédiaires) et d'identification des particules chargées dans les désintégrations assez peu abondantes $D^{*+} \rightarrow D^0[\{K^-\pi^+/K_S^0\}\eta(\rightarrow \gamma\gamma)]\pi^+$ dans les événement $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ pour sélectionner un lot pur et abondant de η (plus de 300 η par fb^{-1}). Une étude a été menée à la suite par le groupe de Bari (Italie) pour étudier ces désintégrations, j'ai participé aux tests du module de filtrage de ces événements dans les données. A l'aide des contraintes cinématiques simples liées à la reconstruction et la sélection des mésons D^{*+} et D^0 (masse, différence de masse, identification et qualité des mésons chargés et K_S^0 ...), et en effectuant un véto les π^0 qui génèrent des γ , il est possible d'obtenir facilement une pureté de l'ordre des 2/3 pour cet échantillon de mésons η avec une très bonne efficacité de sélection (supérieure à 80 %).

Un tel lot de mésons η purs, était jusqu'alors totalement indisponible pour le groupe des neutres dans *BABAR*. La figure 4.5 montre un exemple de spectre de masse obtenu dans les données. La définition des coefficients α et β est exactement la même que pour les π^0 symétriques lorsque la masse des η est substituée à celle des π^0 . Sur la figure 4.6 est montré une comparaison pour l'extraction des coefficients α et β entre les méthodes avec des η et des π^0 symétriques. Là encore, la méthode des π^0 symétrique est validée.

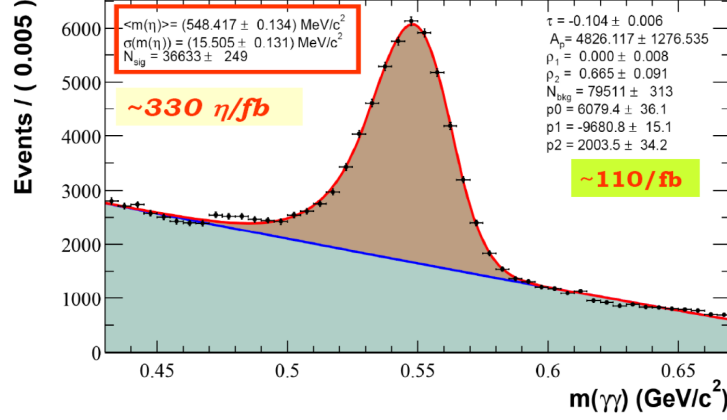


FIG. 4.5 – Spectre de masse pour l'échantillon de $\eta(\rightarrow \gamma\gamma)$ mis au point dans les désintégrations rares charmées et pour un échantillon de données enregistrées en 2004 ("RUN4") et correspondant à environ 110 fb^{-1} .

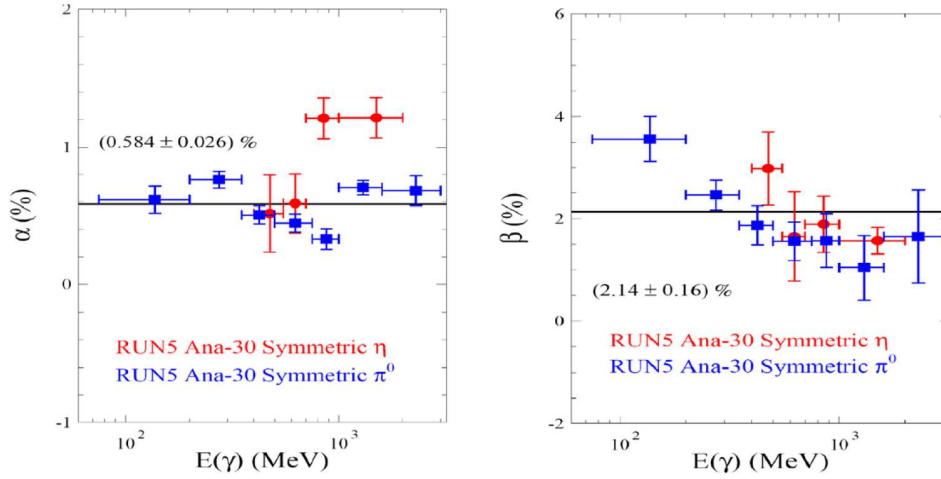


FIG. 4.6 – Comparaison des coefficients de correction du MC α et β avec la méthode des η et π^0 des symétriques et correspondant aux données du "RUN5" de BABAR en 2005-2006 ($\simeq 140 \text{ fb}^{-1}$).

Depuis ma participation à ce groupe ces 3 échantillons de contrôle sont systématiquement produits de façon officielle pour ces études et d'autres qui sont effectuées par les membres de BABAR et notamment du Neutral AWG. A ces échantillons sont venu s'ajouter les événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$ pour les calibrations à haute énergie (au-delà du GeV) et $D^{*0}(D^0[\gamma/\pi^0])$, pour au contraire, un échantillon de contrôle à basse énergie, avec en plus des études ponctuelles et spécifiques dans les canaux de physique: χ_{c1} , χ_{c2} en $J/\psi\gamma$ et Σ^0 en $\Lambda\gamma$, les 2 dernières études ayant été menées durant mon mandat par des post-doctorants des Universités de Caroline du sud et d'Austin Texas (Etats-Unis). Il y a aussi, comme échantillon de contrôle officiel, les désintégrations D^0 en $K^-\pi^+\pi^0$ (dans les événements e^+e^- en $c\bar{c}$), dont nous reparlerons plus loin.

A partir du début de l'année 2006, la méthode de calibration, mise au point par le groupe de Heidelberg, et qui est homogène, dans le calorimètre entre les données et le Monte Carlo, a été déployée, rendant inutile pour les nouvelles versions du logiciel d'analyse les corrections que nous effectuions. Pour plus d'informations et de détails, le lecteur est invité à consulter le compte rendu la présentation de J. Marks, de l'Université d'Heidelberg, donnée à la conférence Calor 2008,

à Pavie (Italie) et également la présentation des performances de l'EMC à la même conférence par A. Ruland d'Austin (Texas) [73]. La figure 4.7 montre le fait que cette calibration a très vite été validée à partir du début 2006, en partie par mes soins. La masse ajustée pour les π^0 dans les données et la simulation étant la même à partir de la version 20 du logiciel d'analyse de l'expérience. Sur la même figure on voit que d'autres études ont été effectuées pour un échantillon d'événements B en $K^*\gamma$ et à plus haute énergie à l'aide des événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$.

La figure 4.8 illustre les résultats ultimes de cette nouvelle calibration, comme présentés par J. Marks à la conférence Calor 2008 [73]. Pour cette nouvelle méthode de calibration tout est fait pour que la simulation décrive les données. Au dessous de 2 GeV d'énergie les π^0 sont utilisés et au-delà ce sont les événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$. Auparavant les données et la simulation étaient en désaccord de 1 à 2 % sur l'échelle d'énergie et ce désaccord était variable suivant l'énergie considérée. Ce désaccord a maintenant pratiquement disparu et les données et la simulation sont en accord à mieux que 0.5 %, quelque soit l'échelle d'énergie des photons et leur position dans le calorimètre.

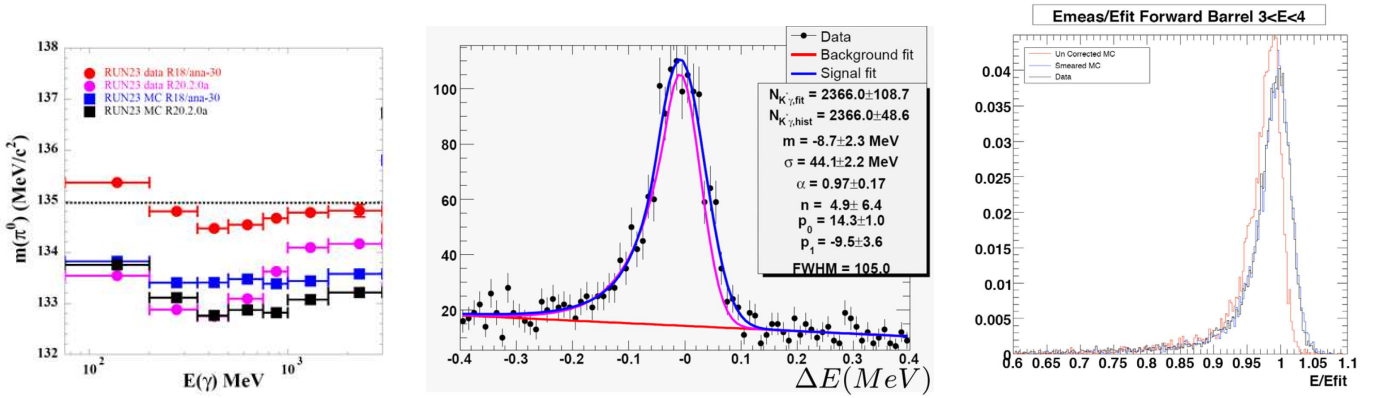


FIG. 4.7 – *A gauche* : validation de l'échelle d'énergie avec les nouvelles release > 20 et avec l'échantillon de π^0 symétriques. On remarque que les données et la simulation sont plus en accord qu'avant. Toutefois comme la calibration (fin 2005, date de fabrication de cette figure) était à peine uniformisée pour l'échelle d'énergie des photons, la masse des π^0 n'était pas encore centrée à 135 MeV/ c^2 , à l'époque (ce n'est donc pas l'étape ultime de cette nouvelle calibration). *Au centre et à droite* : validation de l'échelle et de la résolution corrigée avec la nouvelle calibration à l'aide de canaux de physique. *Au centre* : pour un échantillon de données B en $K^*\gamma$ enregistrées dans l'année 2007 (la courbe en violet représente la distribution correspondante à la distribution bleue dans la simulation). Dans la nouvelle calibration on voit bien que la simulation décrit très correctement les données. *A droite* : pour un échantillon d'événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$ avec un photon d'énergie dans un intervalle de 3 à 4 GeV avant (rouge) et après (bleu) calibration. La qualité de ces corrections se juge au fait que la courbe noire (donnée) se superpose à celle du MC corrigé en bleu. l'énergie "vraie" de référence est simplement donnée par un ajustement cinématique contraint par l'énergie et la direction initiale des 2 faisceaux et par les quadri-vecteurs des muons.

On voit que les échelles d'énergies sont maintenant bien corrigées et que la simulation est en bon accord avec les données même pour la résolution. Avec Xavier Prudent [71], mon étudiant de thèse sur le sujet des modes supprimés de couleur $D^{(*)0}h^0$, nous avons également validé ces corrections avec des canaux de physique en 2008 pour nos études. Nous avons reconstruit et ajusté un lot d'événements $D^0\rho^-\pi^+\pi^0$ qui représente $(1.34 \pm 0.18) \%$ [31] des désintégrations du B et dont la résolution dans la simulation était mal maîtrisée avant 2004. La figure 4.9 montre ces ajustements. Le maximum est centré à $\Delta E = 0$, à 2 ou 3 MeV près, et la résolution est de l'ordre de 40 MeV dans les données et le MC à quelques unités de MeV près. Ce qui est nettement plus compatible qu'avant 2004 notamment (la simulation prévoyait une résolution de 30 MeV et

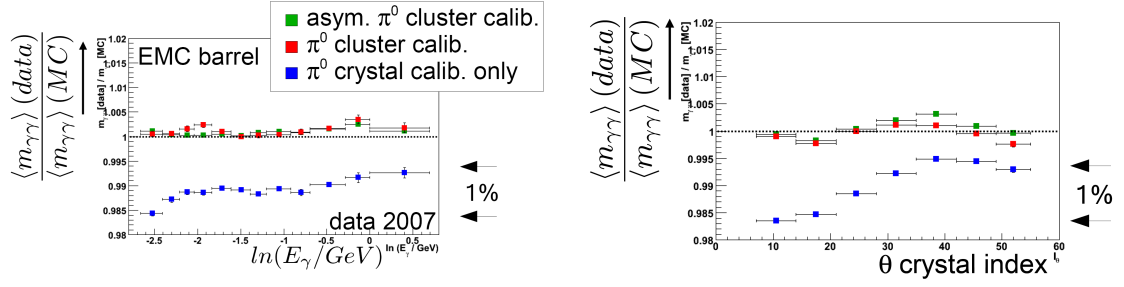


FIG. 4.8 – Comparaison de la masse moyenne de paires de photons dans les données et la simulation Monte Carlo (avec comme référence la masse des π^0), pour l’ancienne méthode de calibration de l’EMC et 2 nouvelles méthodes déployées dans BABAR depuis l’année 2006 (à gauche : en fonction de l’énergie des γ et à droite : en fonction de la position suivant le numéro de la rangée des cristaux en θ).

un décalage sur la valeur centrale atténuée par le fait que nous appliquons une contrainte sur la masse du candidat π^0) [4]. On montre cette compatibilité des données avec la simulation pour la calibration de l’EMC à l’aide de la figure 4.10 où les ajustements présentés sur la figure 4.9 sont superposés, puis centrés l’un sur l’autre. Le léger désaccord dans la forme des spectres est très vraisemblablement lié à la précision connue sur la mesure du rapport de branchement pour ce mode [31] et la modélisation de la résonance ρ^- dans la simulation de BABAR [61] qui est un problème délicat (nous y reviendrons dans le chapitre 5).

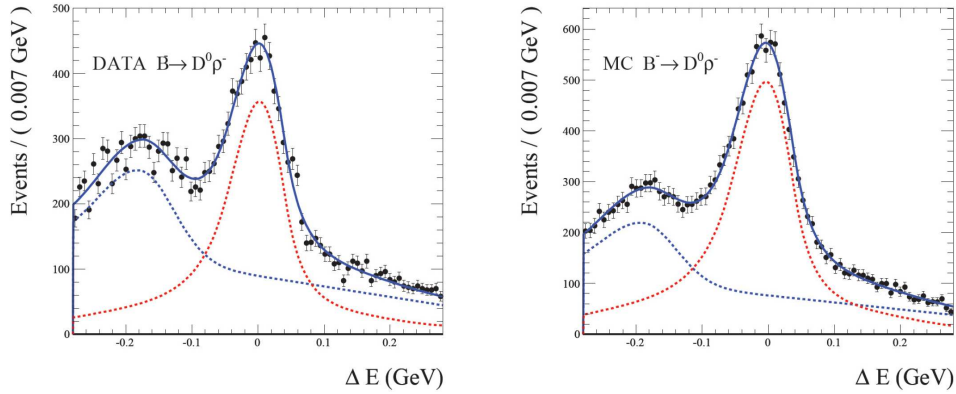


FIG. 4.9 – Spectres en ΔE des événements B^- en $D^0 \rho^- [\pi^- \pi^0]$ avec toutes les données de BABAR (454×10^6 de paires $B\bar{B}$), reconstruites avec une calibration du calorimètre après 2006 : “release 22” (à gauche: les données et à droite: l’équivalent dans la simulation complète générique normalisée de BABAR).

4.2.2 Corrections des variations de l’énergie mesurée des γ en fonction de la position du centroïde de la gerbe

Nous avons également travaillé pour corriger les variations de l’énergie mesurée des γ en fonction de la position latérale du centroïde de la gerbe dans le cristal central du cluster et à la transition entre la partie centrale et avant du calorimètre (ces pertes étant lié au supports mécaniques inactifs de ces 2 parties du détecteur).

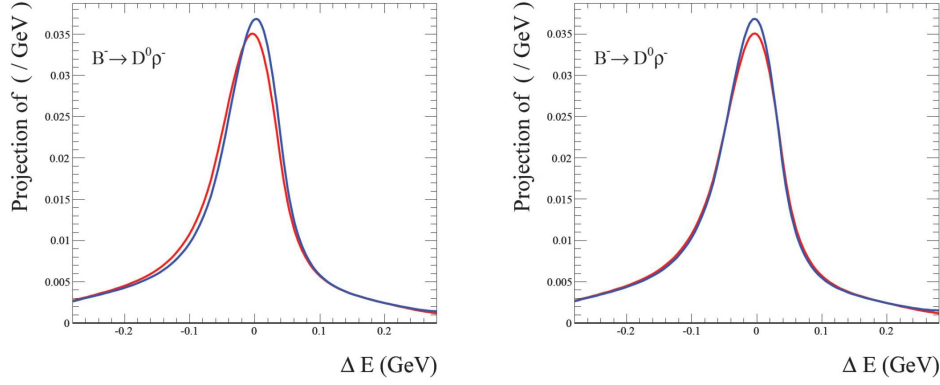


FIG. 4.10 – *Superposition des PDFs des spectres en ΔE des événements B^- en $D^0 \rho^- [\pi^- \pi^0]$ avec toutes les données de BABAR (454×10^6 de paires $B\bar{B}$), reconstruites avec une calibration du calorimètre après 2006 : release 22. Les données (bleu) superposée avec l'équivalent dans la simulation complète générique de BABAR (rouge). A gauche : les PDF ajustées sur spectres des données et de la simulation sont superposés tel quels. Le maximum de la PDF est à (2.5 ± 1.1) MeV dans les données et est légèrement décalé à $-(3.2 \pm 1.3)$ MeV dans la simulation. A droite : la valeur centrale de la PDF de la distribution du MC a été fixée à celle des données pour montrer que les 2 spectres ont des résolutions quasi-identiques. La résolution dans les données est de (40.4 ± 1.4) MeV et (43.1 ± 1.1) MeV dans la simulation.*

Cet effet est bien connu en calorimétrie, on parle de pertes latérales dans la contenance de la gerbe. Il est lié au fait que l'énergie de la gerbe est collectée dans un cluster de cellules. On n'utilise pas toutes les cellules où la gerbe dépose son énergie, mais uniquement un groupe de cellules au dessus d'un seuil en énergie. Le centroïde de la gerbe correspond presque toujours à la cellule la plus énergétique du cluster. Si la position du centroïde se décale vers le bord gauche ou droit dans la cellule, une partie de l'énergie du cluster sera perdue dans la direction droite ou gauche, à la limite du cluster, comme les cellules extrêmes ont très peu d'énergie et ne sont pas incluses dans le cluster. Il y avait également un décalage systématique (+ 1.6 %) sur l'échelle d'énergie dans la partie avant du calorimètre, la calibration du calorimètre avant n'étant pas aussi facile que dans la partie centrale de l'EMC.

Enfin, il fallait corriger des effets résiduels, à haute énergie, de clustering ("*S-Shapes*") pour la mesure de la position (θ, ϕ) des photons (nous effectuons dans BABAR le calcul de la position des centroïdes, en pondérant par la valeur du logarithmique de l'énergie de chacune des cellules du cluster, ce qui atténue grandement ces effets qui apparaissent principalement lorsque que l'on utilise simplement la valeur linéaire de l'énergie). Dans ce cas, un nombre limité de cellules participe au calcul du barycentre, en outre chaque cellule contribue dans ce calcul avec les coordonnées de son centre. Plus on s'éloigne de ce centre et plus il y a un biais qui diminue quand on se rapproche des bords de la cellule. Dans ce cas le biais est moindre car le centroïde de la gerbe est à cheval entre 2 cellules et la moyenne des coordonnées des centres des 2 cellules contiguës est une bonne approximation. Le centroïde des gerbes est calculé par une pondération logarithmique des énergies, aussi à basse énergie, ces effets sont peu visibles. Je ne reviens pas ici sur ces corrections qui ont été principalement opérées dans le cadre du groupe de calibration de l'EMC par les membres du groupe de Heidelberg.

Ces corrections purement géométriques dépendent de façon mécanique de la géométrie du détecteur et de la façon dont la matière est répartie pour tenir les cristaux et la structure du calorimètre ; les variations relatives de l'énergie en fonction de la position du centroïde dépendent assez peu de l'énergie, du temps et des versions du logiciel de reconstruction. Toutefois, si ces effets ne sont pas pris en compte, la résolution en énergie est perturbée par des variations de l'ordre de quelques pourcents ou plus. En plus, la résolution énergie est dégradée et des queues de

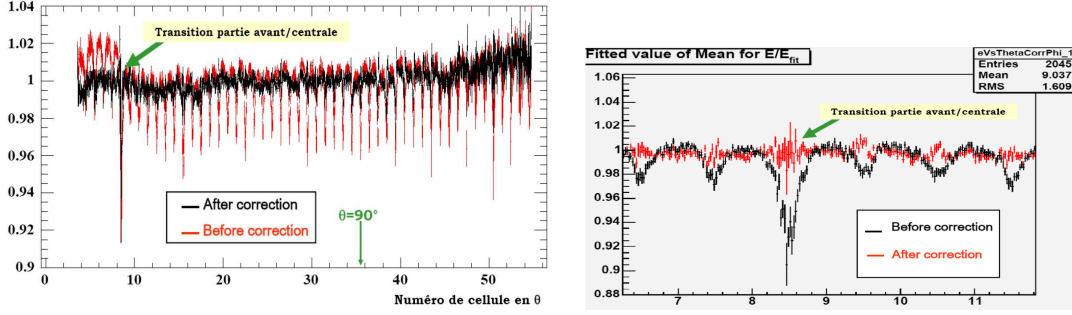


FIG. 4.11 – Corrections de la réponse en énergie en fonction de la position du centroïde des gerbes dans l'EMC (cette position est exprimée en fonction du numéro de la rangée des cristaux en θ).

distributions dans les spectres en énergie des photons sont créées.

Ces corrections peuvent donc être obtenues une fois pour toutes et propagées dans le logiciel d'analyse à partir d'un lot très abondant et pur d'événements e^+e^- en $\mu^+\mu^-\gamma$. La position du centroïde et l'énergie vraie du photon sont définies à partir de la conservation de l'énergie-impulsion et la position du vertex primaire dans le centre de masse de la collision avec les 2 muons reconstruits par le tracking. Les figures 4.11 illustrent le résultat de ces corrections de contenance latérale des gerbes (en fonction du numéro de cellule en θ) et pour la transition entre la partie centrale et la partie avant du calorimètre, ainsi que le décalage d'énergie dû à une calibration différente dans la partie avant du calorimètre. La validité de ces corrections est testée par la suite sur un lot différent d'événements $\mu^+\mu^-\gamma$. Nous avons calculé ces corrections pour les données et la simulation, avec l'aide de 2 étudiants des Universités de Stanford et d'Austin (Texas). J'ai, comme à chaque fois à l'époque, coordonné ce travail. La figure 4.11 illustre l'effet de ces corrections en montrant le rapport de l'énergie mesurée par rapport à celle attendue pour l'ajustement cinématique contraint des événements radiatifs, en fonction de la position du centroïde de la gerbe EM, avant et après correction

4.2.3 Utilisation du DIRC comme détecteur de pied de gerbes

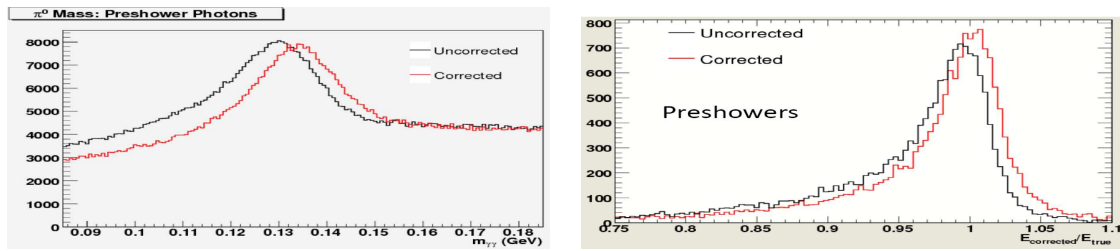


FIG. 4.12 – A gauche: Masse invariante de candidats π^0 avant et après correction de l'énergie avec l'aide du DIRC (1 des 2 photons au moins est identifié comme ayant démarré sa gerbe dans le DIRC). Les données 2007 (RUN6) sont reconstruites dans la release la plus récente du code de BABAR : R24a. A droite: Rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie attendue pour des événements radiatifs avant et après correction de l'énergie avec l'aide du DIRC (le photon est identifié comme ayant démarré sa gerbe dans le DIRC). Les données 2007 (RUN6) sont reconstruites dans la release la plus récente du code de BABAR : R24a.

J'ai contribué à promouvoir l'idée qu'il fallait mettre au point une technique pour détecter des photons ayant interagi dans la matière des barres de quartz du DIRC qui représente 20 % de

longueur de radiation (X_0) à angle droit et en amont du calorimètre (60 % de X_0 dans la partie la plus avant du DIRC).

J’ai exposé cette idée à la communauté de l’EMC de *BABAR* dès 1999, du fait de l’expérience que j’avais acquise lors de mon travail de thèse dans ATLAS. Nous en avons même parlé avec Guy Wormser du LAL d’Orsay, sous forme de boutade à l’époque. Le détecteur d’identification des particules chargée par lumière Cherenkov (DIRC) offrant une segmentation de 144 barres de quartz en ϕ et une bonne résolution en temps (de l’ordre de la nano-seconde ou mieux), Rolf Dubitzky de l’Université d’Heidelberg (Allemagne) et son équipe ont montré, en 2004, qu’il était possible de se servir du DIRC comme un détecteur de pied de gerbes pour le calorimètre. L’idée ultime qui était de corriger la calibration de l’EMC pour tenir des pertes d’énergie dans le DIRC en se servant de ce détecteur comme s’il s’agissait d’une fraction longitudinale avant et active du calorimètre. Il a été montré qu’environ 10 % des photons pouvaient être détectés ainsi par le DIRC et que pour ces photons, s’ils sont issus de désintégrations de π^0 ou de η , la masse invariante des mésons neutres est systématiquement décalée et qu’ils créent des queues dans ces spectres de masse. Dans un premier temps, ce projet qui a démarré en 2004 n’a pas été mené à bien jusqu’au bout, mais il a été montré qu’il est possible d’identifier avec une pureté de 93 % une liste de γ “propres” n’interagissant pas dans le DIRC et avant l’EMC. Cette liste et sa liste complémentaire (photons avec des interactions dans le DIRC) sont devenues des listes officielles de photons dans la mini-DST, pour qui voudrait faire des études d’effets systématiques liés à ces dépôts d’énergie.

Le groupe du calorimètre mène à nouveau, depuis l’année 2007, des études sur le sujet du DIRC comme détecteur de pied de gerbes (“preshower”) par le biais des groupes d’Heidelberg (Allemagne) et d’Austin Texas (Etats-Unis). Le but ultime est de corriger la calibration du calorimètre à l’aide du DIRC pour des gerbes qui démarrent de façon précoce en amont du calorimètre. Les figures 4.12 montrent, pour des données accumulées en 2007, le résultat de ce travail en 2008 pour des π^0 et des événements adiatifs (dans le second cas il est possible de connaître l’énergie du photon par conservation de l’énergie impulsion et à partir des muons). Ces corrections sont effectuées en fonction de l’angle polaire d’incidence et du nombre de photons détectés dans le DIRC, en coïncidence et en regard de l’amas calorimétrique. Les photons qui interagissent dans la matière du DIRC sont identifiés à par un ensemble de variables de l’EMC et du DIRC combinés par un estimateur multi-variables (logiciel TMVA voir plus loin au chapitre 5.2.1.2).

4.2.4 Mesures de l’efficacité des γ , des π^0 et des η

Je conclue ce chapitre en montrant comment j’ai participé à améliorer de façon substantielle la mesure de l’efficacité de détection des γ isolés, des π^0 et des η se désintégrant en une paire de photons, lorsque que l’on compare les données et la simulation complète.

Avant notre travail, des échantillons de π^0 purs produits dans les événements $\tau^+[l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau]\tau^-[\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau]$ étaient utilisés pour estimer les différences dans la mesure de l’efficacité dans les données et la simulation. Il existait des prescriptions officielles pour corriger le Monte Carlo et une incertitude systématique de 5 % (2.5 %) était recommandée par π^0 (η ou γ isolé) pour les listes officielles liste de la micro/mini-DST les analyses avec des canaux utilisant ces particules. La prescription pour les photons et les mésons neutres π^0 et η étant basée sur des arguments de type assez “impressionnistes”, pour ne pas dire incompréhensibles. Ces incertitudes limitaient dans bien des cas la précision des mesures de physique avec des canaux comportant des neutres pour leur détection. Avec les groupes de Stanford et de l’Université de Victoria (Canada), qui travaillaient sur les modes rares B en $\pi^0\pi^0$ ou sur la physique des leptons τ , nous avons proposé une méthode proche et améliorée de la précédente version qui est devenue officielle pour les conférences de l’été 2004. Les incertitudes systématiques étant réduites à 3 % (1.8 %) par π^0 ou η (γ isolé). Il s’agit là d’un travail minutieux d’analyse qui a occupé plusieurs personnes, pendant plusieurs mois, que j’ai supervisées et conseillées.

Dans la nouvelle méthode [70], la désintégration hadronique du lepton τ^- en $[\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau]$ est remplacée par un canal plus abondant $[\rho^-(\pi^-\pi^0)\nu_\tau]$ dont le branchement est connu avec 3 fois plus de précision que le canal précédent ($\mathcal{B} = (25.52 \pm 0.10) \%$ au lieu de $(9.29 \pm 0.11) \%$) [31] et qui ne limite en rien l’incertitude systématique de la mesure. Ce canal dispose également d’une moins

grande multiplicité et d'un branchement presque 3 fois plus grand. La simplicité de l'analyse et les efficacités de détection s'en trouvent nettement améliorées. En outre, les π^0 produits couvrent une plus large gamme d'énergie à haute énergie. Après sélection des paires de τ (critères de forme d'événements), un des 2 τ est identifié dans une désintégration leptonique (présence d'un seul électron ou muon dans l'événement, avec des critères de qualité de trace et d'identification strictes pour offrir une très grande pureté) et l'autre lepton tau dans la désintégration hadronique [$\pi^-\pi^0\nu_\tau$] ou dans la désintégration à 2 corps [$\pi^-\nu_\tau$]. On calcule ensuite le double rapport dans les données et la simulation Monte Carlo générique de *BABAR*, pour ces sélections d'événements, en fonction de l'impulsion (p) des π^0 détectés :

$$R(p(\pi^0)) = \frac{[N(\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau, p(\pi^0))_{data}/N(\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau, p(\pi^0))_{MC}]}{[N(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau)_{data}/N(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau)_{MC}]} \quad (4.2.9)$$

Ce double rapport $R(p(\pi^0))$ donne un accès direct à l'efficacité relative données/simulation de détection des π^0 en se débarrassant de toutes les sources non liées à la calorimétrie (PID et tracking des particules chargées, etc ...). Il a été calculé pour les diverses listes "officielles" des analyses de physique *BABAR* de photons et de π^0 , en fonction de divers critères de sélection. Nous avons étudié les incertitudes systématiques associées à cette mesure. Un travail minutieux a été mené pour étudier l'efficacité de déclenchement des événements "*tau 1-1*" et pour comprendre les diverses sources de bruit de fond produisant des photons et principalement à basse énergie, au dessous de 200 MeV. En effet, la principale source d'incertitude systématique est liée au fait que les interactions hadroniques qui peuvent simuler une gerbe électromagnétique dans l'EMC (dites "*split-offs*"), le bruit de fond des photons de l'accélérateur et les dépôts d'énergie sont très difficiles à modéliser avec une très bonne précision à basse énergie. Nous n'avons par la suite calculé le double rapport ci-dessus que pour des impulsions de π^0 supérieures à 300 MeV/c, où nous sommes certains que ces effets sont sous contrôle. De nombreuses autres sources d'effets systématiques ont été testées et mesurées de façon extensive. Ils sont non dominants au regard de la modélisation des *split-offs* : incertitudes sur les rapports de branchements $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ et $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$, les effets liés au système de déclenchement et le filtrage des paires $\tau^+\tau^-$, les spectres de masse des mésons ρ , les coupures de sélection des traces chargés et leur identification, les critères de sélection des γ (seuil en énergie, échelle et résolution en énergie données/simulation) ... La figure 4.13 présente la valeur du double rapport $R(p(\pi^0))$ pour la liste de π^0 basée sur la sélection la plus lâche et la plus standard dans *BABAR* ("*pi0VeryLoose*"), on constate que ce double rapport est toujours au dessus de 97-98 % et est plus proche de 1 à haute énergie. On voit que la simulation ne sur-estime que très légèrement l'efficacité de détection des π^0 mesurée dans les données dans la gamme d'énergie de 200 MeV/c à 3 GeV/c. On constate également qu'en fonction des diverses périodes de prises de données, ce double rapport $R(p(\pi^0))$ est assez stable et donc quasi-indépendant du temps.

L'incertitude systématique de 3 % sur cette correction d'efficacité du MC par rapport aux données, qui a été décrite ci-dessus, semble tout à fait raisonnable, et même conservatrice si l'on choisit de ne pas corriger la simulation de la valeur de ce double rapport $R(p(\pi^0))$ dans une analyse de physique de *BABAR*.

Pour valider pleinement cette méthode, qui sert de définition pour les incertitudes systématiques de détection de toutes les analyses de *BABAR*, il a fallu montrer que ces résultats sont valables également lorsqu'on a affaire à des π^0 dans des environnements hadroniques "moins propres" (plus de traces et de neutres) que dans le cas des paires $\tau^+\tau^-$. Aussi, après discussion avec Klaus Schubert de l'Université de Dresde (Allemagne), nous avons proposé une autre méthode, à priori moins précise mais qui permet de vérifier ces résultats dans les réactions $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, où les quarks charmés s'hadronisent en mésons D^{*+} , qui se désintègrent à leur tour en $D^0\pi^+$ et les D^0 en $K^-\pi^+$ ou $K^-\pi^+\pi^0$. Dans ce cas, la multiplicité des neutres et des chargés dans ces événements est comparable à celle des événements $B\bar{B}$. De la même façon que pour la méthode avec les paires de leptons τ et après la mise au point d'une sélection stricte, un double rapport est formé :

$$R(p(\pi^0)) = \frac{[N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0, p(\pi^0))_{data}/N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0, p(\pi^0))_{MC}]}{[N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)_{data}/N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)_{MC}]} \quad (4.2.10)$$

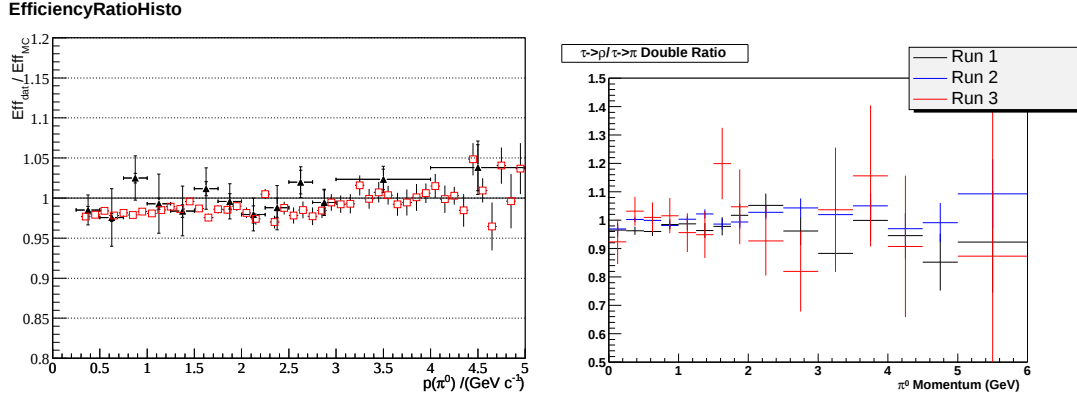


FIG. 4.13 – *A gauche* : comparaison du rapport relatif d’efficacité des π^0 dans les données et la simulation pour chacune des 2 méthodes, celle [70] avec les leptons τ (carrés rouges) et celle [74] avec les mésons D^0 en $K^-\pi^+(\pi^0)$ (triangles noirs). Les données utilisées pour ce tracé correspondent à la période dite du “RUN4” qui correspond à une luminosité intégrée d’environ 110 fb^{-1} pour des données collectées en 2004. *A droite* : résultats de la méthode des leptons τ [70] en fonction des 3 périodes de prises de données de BABAR de 2000 à 2003, correspondant à une luminosité intégrée totale d’environ 125 fb^{-1} ($22+67+36$).

Encore une fois, ce double rapport donne un accès direct à l’efficacité relative données/simulation de détection des π^0 en se débarrassant de toutes les sources non liées à la calorimétrie. Bien évidemment, la pureté et la statistique d’un tel échantillon ne sont pas compétitives avec la méthode précédente. Les branchements sont plus faibles et les efficacités de reconstruction et de sélection sont plus petites et le niveau de bruit de fond plus élevé. Ce travail de contrôle a été effectué par Verena Klose, étudiante première année de thèse à Dresde, que j’ai guidée dans les diverses phases de l’analyse, plus particulièrement dans la sélection des mésons D^0 (PID, vertexing, tracking, méthode du poids de Dalitz pour purifier la sélection du mode $K^-\pi^+\pi^0$ [71] ...), lors de communications privées ou au moment des réunions bi-mensuelles du groupe de travail. Démarré à l’été 2004, il a été achevé au début 2006 [74] (juste à la fin de mon mandat de coordinateur). La figure 4.13 montre le résultat de ce travail pour une liste de π^0 de BABAR avec des critères de sélection très standards. Sur la même figure ont été tracés les résultats de la méthode des leptons τ , pour une période de prise de données accumulées en 2004.

Les deux méthodes donnent des résultats très comparables et parfaitement compatibles, cela valide le fait que les résultats de la méthode peuvent être appliqués à des analyses avec une configuration hadronique et des multiplicités de hadrons plus élevés comme les événements $B\bar{B}$ et $c\bar{c}$. La méthode avec les événements “ τ 1-1” est évidemment bien plus précise. Redisons encore que l’efficacité relative de détection est un peu plus élevée (au plus 3 %) dans la simulation et le rapport est stable en fonction de l’impulsion des π^0 et du temps. Nous avons rendu public pour les analyses de BABAR, les valeurs du rapport $R(p(\pi^0))$ pour les diverses périodes de prise de données et les différentes listes de π^0 pour les diverses analyses de BABAR. Mais on voit que si un analyste ne souhaite pas appliquer les corrections entre les différences d’efficacité entre données et simulation (de 2.3 à 1.6 % selon les listes de π^0 dans la micro/mini-DST), qui sont proposées par nous de façon officielle au nom du Neutral AWG, la prescription d’une incertitude systématique de 3 % est suffisamment conservatrice pour ne pas s’en inquiéter. Cette méthode de comptage est également valable pour les cas où le π^0 a une impulsion élevée (jusqu’à 5 GeV) et est constitué de 2 photons dont les gerbes se superposent dans le calorimètre. La figure 4.14 montre que les π^0 produits dans BABAR avec moins de 3 GeV/c d’impulsion se désintègrent la plus part du temps en 2 γ dont les gerbes sont dissociées dans le calorimètre (l’ouverture angulaire des cellules étant fixée). De façon conservatrice, les mêmes corrections d’efficacité et une incertitude systématique relative de 3 % par particule considérée, donc identique que pour les π^0 est prescrite pour les mésons η . C’est

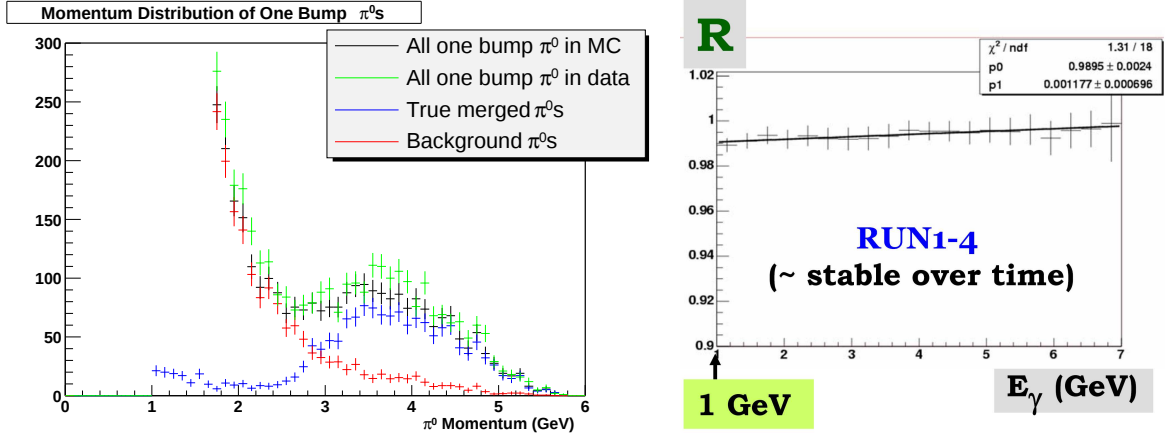


FIG. 4.14 – *A gauche* : spectre d’impulsion des π^0 de la sélection des événements “tau 1-1”, pour lesquels 1 seul amas d’énergie est observé dans l’EMC, avec en bleu la contribution des cas où la paire de photon est énergétique et les 2 clusters sont superposés (on dit que ce sont des π^0 “merged”). *A droite* : dépendance du rapport $R_\gamma(E_\gamma) = \varepsilon_{data}(E_\gamma)/\varepsilon_{MC}(E_\gamma)$, en fonction de l’énergie des photons qui servent à reconstruire les événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$ correspondants à des données recueillies par BABAR entre 2000 et 2004 ($\sim 235 \text{ fb}^{-1}$).

tout à fait prudent comme on a vu que l’angle d’ouverture de la paire est 4 fois plus grand dans le second cas. Signalons que la seconde méthode est à nouveau en cours d’étude avec les données les plus récentes, par mes collègues français, membres du groupe du LPNHE-Jussieu (Paris). Les résultats des méthodes avec les paires de leptons τ sont mises à jour par le groupe de T. Gershon à l’Université de Warwick (Royaume-Uni).

Finalement, à l’issue de l’étude avec les paires de leptons τ , nous nous sommes attaqués à la mesure de l’efficacité des photons isolés. Au cours de l’été 2004, j’ai travaillé étroitement avec à Mark Allen, l’étudiant de Aaron Roodman de l’Université de Stanford, avec qui nous avons effectué les études sur l’extraction de la mesure de l’efficacité relative des π^0 . J’ai proposé que le même échantillon de π^0 dans la méthode des τ soit utilisé pour sélectionner des γ isolés. En effet, la figure 4.14 montre le spectre d’impulsion des π^0 sélectionnés pour cet échantillon. Elle permet de constater que pour des photons de moins de 1.3-1.5 GeV (soit $E(\pi^0) \sim 2.5 - 3.0 \text{ GeV}$), les 2 photons sont dissociés dans le calorimètre et peuvent être considérés comme isolés. A partir de cet échantillon, nous avons étudié le rapport : $R_\gamma = N_\gamma(\text{Loose } \pi^0)/N_\gamma(\text{All } \pi^0)$, dans les données et la simulation en fonction de l’énergie des γ et de leur distribution angulaire (θ, ϕ). Où, $N_\gamma(\text{Loose } \pi^0)$ est basé sur une sélection très lâche de π^0 et $N_\gamma(\text{All } \pi^0)$ sur tous les π^0 que l’on peut former à partir de 2 amas EM sans trace chargées associées (des “neutres”) détectés dans l’EMC.

Chacun des photons isolés est compté 2 fois dans ces divers rapports R_γ (en fonction de l’énergie des photons et de leur position angulaire (θ, ϕ)). On vient de voir que pour incrémenter le nombre au dénominateur de ce rapport, il suffit que les γ soient simplement formés à partir de 2 amas d’énergie dans le calorimètre et de masse compatible avec la masse invariante de $135 \text{ MeV}/c^2$, pour une tolérance des quelques dizaines de MeV/c^2 . La sélection des π^0 au numérateur correspond à des amas dont la forme et la distribution transverse de l’énergie est en plus compatible avec celle d’un photon (chacun des 2 photons du π^0 ayant une énergie au-delà de 30 MeV). Cette sélection est la sélection minimum appliquée à tous les photons qui servent à effectuer des analyses de physique dans BABAR.

Nous avons montré [70] que par intervalle d’énergie, ces rapports R_γ , ainsi que les doubles rapports $R_\gamma^{data}/R_\gamma^{MC}$, sont indépendants de la répartition angulaire des photons en θ ou en ϕ . Nous avons uniquement observé une légère dépendance en fonction de l’énergie des γ pour les simples rapports $R_\gamma(E, \theta, \phi)$ et les doubles rapports $R_\gamma^{data}/R_\gamma^{MC}$ de 98.4 à 99.9 % (avec des

erreurs statistiques de l'ordre de 0.5 % au plus). Cette valeur est assez compatible avec celle de la correction relative d'efficacité des π^0 . Ce double rapport permet de corriger l'efficacité de détection des photons isolés dans *BABAR* pour des énergies inférieures à 1.5 GeV, c'est à dire lorsque les π^0 ne sont pas “merged” (les gerbes des 2 photons ne se superposent pas dans les cellules de l'EMC). J'ai proposé que l'incertitude systématique associée soit celle de la méthode des paires $\tau^+\tau^-$ (3 %) divisée par 2 et en tenant compte correctement des rapports de branchement des modes $\tau^- \rightarrow (\rho^-, \pi^-)\nu_\tau$. On obtient ainsi à la fin, une valeur de 1.8 %, qui est la valeur de l'incertitude systématique associée à l'efficacité de sélection d'un photon isolé, utilisée par toutes les analyses de *BABAR*.

Au-delà de 1 à 2 GeV, une autre méthode, avec des événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$, a été mise au point, sous l'impulsion de David Payne, avec mes conseils, durant la fin de l'année 2004 [75]. Dans cette méthode, il s'agit de déterminer la position du γ à partir de la paire de muons reconstruite par conservation de l'énergie-impulsion et du vertex primaire dans le centre de masse de la collision e^+e^- . On ouvre un cône d'une ouverture angulaire de 17° (optimisée) autour de la position ainsi définie et on calcule le nombre relatifs de fois où un γ (avec les sélections standards comme dans la méthode ci-dessus avec les paires de leptons τ) est trouvé dans ce cône. Ce rapport relatif est calculé dans les données et le MC, puis le double rapport permet de calculer la correction relative d'efficacité. On construit un double rapport :

$$R_\gamma(E_\gamma) = \varepsilon_{data}(E_\gamma)/\varepsilon_{MC}(E_\gamma), \quad (4.2.11)$$

où l'efficacité ε est simplement calculée comme :

$$\varepsilon(E_\gamma) = N(\gamma \text{ détectés dans le cône})/N(\text{tous les } \mu^+\mu^-\gamma). \quad (4.2.12)$$

Le rapport R_γ est présenté sur la figure 4.14 pour des données collectées entre l'an 2000 et fin 2004. David a montré qu'une valeur de $R_\gamma = 99.3$ % compatible avec la méthode des τ à basse énergie est obtenue. Elle est stable dans le temps et faiblement variable avec l'énergie du photon. Une incertitude systématique de 0.7 % est obtenue. Cette incertitude, calculée à partir de nombreux effets étudiés, est dominée les incertitudes liées à l'utilisation de divers générateurs QED (Koralb, kk2f, AfkQED) [76] pour la simulation (0.5 %) et qui ont un mauvais accord avec les données à basse énergie (ce qui limite l'utilisation de cette méthode pour des photons de plus de 1 GeV). Parmi les autres effets dominants il y a également les critères de sélection de cet échantillon d'événements radiatifs (0.4 %) et des γ .

Pour conclure sur toutes ces études d'efficacité, depuis la fin de mon mandat de coordinateur du Neutral AWG, plusieurs nouvelles méthodes ont été proposées et étudiées pour réduire l'incertitude systématique de 3 % sur la détection des π^0 , au niveau de 1 % ou moins. L'obtention de valeurs aussi basses étant cruciales pour des mesures de canaux de physique avec une grande multiplicité de π^0 comme physique des ISR, les désintégrations rares avec et sans charme des B , les désintégrations rares des leptons τ ($N_{\pi^0} \geq 2$ dans l'état final)... Aucune de ces méthodes n'est jamais vraiment devenue officielle suffisamment tôt pour intéresser les analyses de *BABAR*, chacune étant appliquée à une analyse bien définie et non généralisée pour l'expérience ; la plus part du temps la complexité de leurs sélections font qu'il faut utiliser des listes non standards.

Parmi ces diverses méthodes citons la plus prometteuse qui concerne la reconstruction des événements $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\omega(\pi^+\pi^-\pi^0)$, où seuls le photon dur “ISR” et la paire de pions sont reconstruits. Le π^0 manquant est ensuite détecté uniquement à l'aide des contraintes géométriques et cinématiques, sur respectivement le vertex de la collision et la conservation de l'énergie impulsion. Un ajustement de la distribution de masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ permet ensuite de compter le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\omega(\pi^+\pi^-\pi^0)$, où le π^0 est vu ou non dans les données et la simulation. Ce n'est vraiment que depuis un an ou deux que le groupe de Manchester (Grande-Bretagne) obtient des résultats avec une incertitude systématique de l'ordre de 1 %. Leur méthode de correction d'efficacité est en concurrence avec une analyse menée en parallèle par le groupe de Novosibirsk (Russie) qui obtient des corrections d'efficacités du MC de 3 % pour des π^0 de moins de 2.5 GeV, avec un systématique de 0.6 %, et de 4-5 % au-delà de 3 GeV, sans doute dominée par les effets liés à la mesure de l'angle de la paire de photons (voir les références les plus récentes [77]).

4.3 Conclusion

Pour résumer, en collaborant avec mes collègues du groupe de travail et d'analyse des neutres que j'ai dirigé de 2003 à 2005, nous avons réduit d'un facteur proche de 2 les erreurs systématiques sur la connaissance de l'efficacité de détection des π^0 et des photons en utilisant de nouvelles techniques utilisant des échantillons abondants et ultra-purs de π^0 dans la désintégration des leptons τ dans les réactions e^+e^- en $\tau^+\tau^-$. Une nouvelle calibration mise au point à l'aide de désintégrations π^0 de et d'événements radiatifs $\mu^+\mu^-\gamma$, a permis de corriger de nombreux effets encore négligés dans la détection et la reconstruction des photons par le calorimètre électromagnétique de *BABAR*, réduisant ainsi les incertitudes systématiques entre les données et leur simulations pour les analyses de physique. J'ai mis au point de nombreux algorithmes permettant de sélectionner des π^0 , des photons (convertis ou non dans la matière à l'avant de l'EMC) et des mésons η , en me servant de désintégrations dans les leptons τ ou peu abondantes dans les mésons D^0 ou désintégrations Dalitz et conversions des π^0 en se servant du système de mesure des traces chargées de *BABAR*, à fin de disposer d'échantillons de contrôle purs pour effectuer les études décrites dans ce chapitre. Durant les dernières années, depuis 2005, j'ai continué à contribuer de façon régulière à ces calibrations et en conseillant les personnes en charge des échantillons de contrôle. J'interviens régulièrement dans les discussions du forum du groupe Neutral AWG pour participer aux discussions soulevées par les utilisateurs.

Chapitre 5

Activités de recherche au sein du groupe en charge des désintégrations des B faisant intervenir des mésons charmés

Sommaire

5.1	Coordination du groupe “Breco” et contributions du groupe du LAPP	68
5.1.1	Les analyses du groupe du LAPP	68
5.1.2	Coordinateur du groupe Breco	71
5.2	Analyse des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' et $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$	73
5.2.1	Etude de la dynamique des désintégrations des mésons beaux et effets de l'interaction forte dans le cadre des modes supprimés de couleur . . .	75
5.2.2	Mesure de l'angle CKM β dans les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , en se servant des désintégrations des mésons $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+\pi^-$ et en états propres de CP	87
5.3	Etudes et mesures relatives à l'angle CKM γ	95
5.3.1	Introduction aux mesures de l'angle CKM γ avec des désintégrations de B chargés et neutres	95
5.3.2	Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec le mode de désintégration B^- en $\tilde{D}K^{*-}$, par les méthodes ADS et GLW	100
5.3.3	Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec les modes de désintégration B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$, par la méthode ADS	102
5.3.4	Etat des lieux et perspectives sur la mesure de γ	108
5.4	Conclusion	111

Depuis l'automne 2001 je participe, au sein de l'expérience *BABAR*, au groupe d'étude les désintégrations hadroniques des B faisant intervenir des mésons charmés ("*Breco AWG*"). Je vais décrire dans ce chapitre les activités de coordination de ce groupe que j'ai assumées tout au long de l'année 2008. Puis je parlerai des études que j'ai menées sur les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , et $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$. Enfin, je présenterai des mesures de l'angle CKM γ , auxquelles j'ai contribué.

5.1 Coordination du groupe "*Breco*" et contributions du groupe du LAPP

5.1.1 Les analyses du groupe du LAPP

Depuis le démarrage de l'expérience *BABAR*, le groupe d'Annecy participe, entre autre, de façon très active au groupe de physique chargé d'étude les désintégrations hadroniques des B faisant intervenir les désintégrations en mésons charmés ("*Breco AWG*"). Pas moins de 10 publications reliées aux divers thèmes de physique abordés dans ce groupe de d'analyse sont issues directement du travail des membres groupe. Il s'agit des sujets suivants :

- **De 1999 à 2001** : nous avons mené des études sur les désintégrations hadroniques B en $D^{(*)}\pi, D^{(*)}\rho$ et $D^{(*)}a_1$, qui sont une source relativement abondante de lots très purs d'événements B complètement reconstruits [31]. Les événements de ces divers canaux ont été utilisés dans l'analyse $\sin(2\beta)$ (voir les diverses publications de 2000 à 2002 décrites dans le chapitre 3), notamment, pour étudier les performances des algorithmes de vertexing et d'étiquetage (étude des fonctions de résolution, mesure de la fraction d'événements mal étiquetés). Ces modes qui ne sont pas des états propres de CP ont été également utilisés pour valider le fait qu'aucune asymétrie dépendante du temps n'est mesurée pour ces modes [60].

La mesure de leurs taux de branchement permet aussi de tester les modèles de factorisation. Enfin, ces événements sont également utilisés pour mesurer les temps de vie des mésons B^0 et B^+ et étudier le mélange $B^0-\bar{B}^0$: 2 publications importantes au démarrage de l'expérience effectuées par des membres des groupes de du LPNHE-Jussieu (Paris) [78] (voir également la thèse de doctorat associée de Jan Stark, sous la direction de Jacques Chauveau) et de San-Diego (Etats-Unis) [79] (Gerhard Raven et David McFarlane) sont basées sur les échantillons en partie sélectionnés à Annecy, au sein du groupe Breco, par Patrick Robbe durant sa thèse [80]. Notre groupe a participé à la mise en place des outils nécessaires pour sélectionner et analyser ces événements et a, en particulier, travaillé sur l'étude des modes mettant en jeu un D^{*0} dans l'état final.

- **Depuis 2000** : nous étudions les modes exclusifs B en $D^{(*)}D^{(*)}K$ pour la mesure de leurs rapport de branchements (22 modes) pour effectuer des tests de la factorisation et le comptage du charme dans les désintégrations des B , pour mesurer le paramètre $\cos(2\beta)$ et rechercher de nouvelles résonances exotiques de type ($c\bar{c}$) (le $X(3872)$ notamment). Il y a eu dans le groupe 3 publications [81, 82, 83] , dont le travail de thèse de Patrick Robbe, en avril 2002 [80].

- **Depuis 2001** : nous avons pris en charge les études des désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , et $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$, que nous allons décrire ici plus bas en détail et qui ont donné lieu à la publication d'un long article de revue [4], avec près de 90×10^6 de paires $B\bar{B}$ (déjà cité 33 fois). En juillet 2003, j'ai présenté ces résultats, ainsi que ceux relatifs aux modes B en $D^{(*)}D^{(*)}K$ et 2 autres publications sur les modes $D^{*0}K^{*-}$ [84] et D^0K^- [85], à la conférence HEP EPS à Aix-la-Chapelle (Allemagne) [86].

Nous avons auparavant effectué une analyse préliminaire en 2002, des 3 modes les plus abondants: $\bar{B}^0$ en $D^0[\pi^0, \eta, \omega]$, avec environ 50×10^6 de paires $B\bar{B}$, ces résultats ont été préparés pour la conférence ICHEP à Amsterdam (Pays-Bas) avec 2 collègues de l'Université de San-Diego (Etats-Unis) : Ullrich Schwanke et Hans Paar [87].

La thèse de Adlène Hicheur, qui a été encadrée par Yannis Karyotakis au LAPP, et qui a été soutenue en avril 2003 [88], portait sur l'étude de la production des canaux B en $X_s\eta$. Une partie

de ce travail concerne l'étude des canaux $B^0 \rightarrow D^{(*)0} \eta'$, qui sont un bruit de fond pour les modes B en $X_s \eta'$. J'ai encadré Adlène Hicheur pour ces mesures, qui ont été effectuées pour la première fois et qui ont été incluses dans notre publication de 2004 [4].

La mise à jour des études relative aux modes supprimés de couleur, avec quasiment toute la statistique de *BABAR* (454×10^6 de paires $B\bar{B}$) et l'amélioration de la technique d'analyse, était le sujet de thèse de Xavier Prudent, que j'ai encadré de 2005 à 2008. Xavier Prudent a soutenu sa thèse en juin 2008 [71]. Après que nous ayons préparé un preprint sur ces résultats [5], Xavier les a présentés sous une forme préliminaire à la conférence ICHEP à Philadelphie (Etats-Unis), en juillet 2008. Nous préparons depuis la publication de revue finale de *BABAR* sur ce sujet, qui devrait être prête pour l'été 2010. Nous travaillons actuellement en particulier sur la mesure de la polarisation dans la désintégration $D^{*0} \omega$ qui n'a encore jamais été faite et qui offre un test des théories effectives des quarks lourds (HQET).

Les techniques de sélection mises au point pour ces mesures à l'aide des modes D^0 en $K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$, $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ et l'étude systématique des bruits de fond, ont représenté une base et un travail précieux qui ont permis également d'effectuer rapidement la mesure du paramètre $\cos(2\beta)$ dans les modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} h^0$, lorsque le D^0 est reconstruit dans le mode $K_s^0 \pi^+ \pi^-$. Une analyse de variation de l'amplitude dans le plan de Dalitz de ce mode à 3 corps permet d'extraire le paramètre $\cos(2\beta)$ et ainsi de lever la moitié des ambiguïtés dans les mesures avec les modes B^0 en $(c\bar{c})K$ sur l'angle CKM β . Cette technique d'analyse est calquée sur la méthode GGSZ utilisée pour mesurer l'angle γ dans les désintégrations $\tilde{D}^{(*)} K^-$ et $\tilde{D} K^{*-}$, sur laquelle nous reviendrons plus loin et à laquelle on vient ici greffer une analyse dépendante du temps. Cette mesure a été effectuée principalement par notre collaborateur de Caltech Chi-Hsiang Cheng [7]. Avec Xavier, à Annecy, nous n'avons participé qu'à la définition des divers signaux Monte Carlo (18 sous-modes), à l'étude de la simulation, au filtrage et à la sélection des événements candidats servant l'étude de Dalitz dépendante du temps. Mais parce que nous avons utilisé ces modes pour nos études de rapports d'embranchements, on peut dire que nous avons contribué fortement à la compréhension rapide et efficace des caractéristiques du signal et des divers bruits de fond.

Quelques mois plus tard, nous avons développé la méthode de mesure du paramètre $\sin(2\beta)$ dans les modes $\bar{B}^0$ en $D_{CP}^{(*)0}[\pi^0, \eta, \omega]$, où le méson $\tilde{D}$ (D^0 ou $\bar{D}^0$) est reconstruit dans un état propre de CP : $K^+ K^-$ (+1), $K_s^0[\pi^0, \omega]$ (-1). Cette mesure, plus classique, consiste à étudier une asymétrie dans le mélange B^0 - $\bar{B}^0$ dépendante du temps ("à la $J/\psi K_s^0$ "). Elle a été également rapidement publiée par notre petit groupe de travail [6]. Xavier Prudent et moi-même avons contribué directement à cette étude, avec nos collègues des Universités de Trieste (Italie), de l'Université d'Iowa et de Caltech (Etats-Unis), en apportant là encore notre expertise sur la sélection des candidats de signal et la caractérisation des divers bruits de fond.

- **En 2003 et 2004**: étude des modes exclusifs B en $D_{sJ}(2317, 2430)D^{(*)}$, juste après la découverte très médiatique de ces 2 nouveaux mésons D_{sJ} , sous le seuil de production $D^{(*)}K$ [89] (c'est la publication la plus citée de *BABAR*, après le papier du détecteur [34], avec 509 citations). Il y a eu une publication [90] et la thèse de Sergio Grancagnolo, en avril 2005 [91].

- **Dans les années 2003-2007**: responsabilité des mesures de production inclusive de charme (désintégrations B en cX et $\bar{c}Y$) avec les modes de désintégration B en $[D^{(*)0}, D^{(*)+}, D_s^{(*)+}, A_c, \dots]X$, l'autre B étant reconstruit dans un mode exclusif B en $D^{(*)}\pi$, $D^{(*)}\rho$ et $D^{(*)}a_1$. Il y a eu 2 publications nées de ce travail [92, 93] et la thèse de Fabrice Couderc, en avril 2005 [94]. Avec la même méthode de reconstruction de la masse manquante, à l'aide d'un mode exclusif dans l'autre hémisphère, nous avons également mesuré les branchements des modes B en $[D/D^*/D^{**}]\pi$ (1 publication [95] et la thèse d'HDR de Amina Zghiche, en janvier 2007 [96]).

- **Depuis l'été 2005**: j'ai contribué de près ou de loin à de nombreuses études concernant l'étude des désintégrations B^- en $\tilde{D}^{(*)0} K^-$ et $\tilde{D}^0 K^{*-}$ (où $\tilde{D}^0$ représente un méson D^0 ou un $\bar{D}^0$), pour la mesure de l'angle CKM γ , par des méthodes de recherche de violation directe de CP .

J'ai présenté à la conférence HEP EPS (European Physics Society), à Lisbonne, en juillet 2005, les résultats de *BABAR* sur la mesure de γ dans ces modes de désintégration de B chargés [97]. Plus

récemment, au mois de mai 2007, à Bled, en Slovénie, j'ai présenté l'état de toutes les analyses donnant accès à la mesure de γ/ϕ_3 dans les modes de désintégration des B faisant intervenir des mésons charmés. J'ai participé à cette conférence au nom des 2 collaborations *BABAR* et *Belle*. Il s'agissait la conférence internationale, spécialisée dans la physique de CP et des saveurs lourdes : Flavor Physics and CP Violation (FPCP07) [98]. Egalement, encore une fois, en septembre 2008 à la conférence CKM08 de Rome (Italie), j'ai montré les résultats récents sur les mesures de l'angle γ par *BABAR*, dans les modes de désintégration B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$ [99].

Pour les mesures ADS/GLW avec les modes $\tilde{D}^0K^{*-}$, j'ai collaboré avec le groupe de l'Université de l'Ohio (Etats-Unis), dirigé par Richard Kass. Ce travail d'analyse était le sujet de thèse de Quincy Wong d'Ohio, soutenu en 2008. Qui est la mise à jour d'analyses qui avaient été effectuées en 2005 [100] par Jacques Chauveau et son équipe au LPNHE-Jussieu de Paris (Malcom John, Richard Kass et Guillaume Thérin), notamment pour la thèse de Guillaume Thérin. J'avais présenté ces résultats à Lisbonne, en 2005, pour la première fois. J'ai participé à ce travail de mise à jour, d'abord en tant que coordinateur de l'AWG Breco depuis 2007 et, du fait de mon expertise acquise dans le groupe CKMfitter, j'ai effectué les calculs d'interprétations des observables ADS et GLW pour extraire les paramètres γ et r_{sB} (le paramètre qui fixe l'importance relative de la sensibilité à la violation directe de CP dans ces modes). J'ai présenté pour la première fois ces résultats à la conférence CKM08 à Rome (Italie), en septembre 2008. Ils viennent tout juste d'être publiés [8]. Notons que ces mesures n'ont pas d'équivalent dans *Belle*.

J'ai également effectué un travail comparable pour l'analyse ADS pour les modes $\tilde{D}^{(*)0}K^-$, avec mon collègue Jean-Pierre Lees du LAPP, et j'ai également participé à la mise au point de l'estimateur multi-variables (basé sur le logiciel TMVA, que nous décrivons plus loin) pour la réjection des bruits de fond abondants $c\bar{c}$ et l'extraction des paramètres physiques (phases fortes, paramètres $r_B^{(*)}$ et γ). Nous préparons l'article de revue pour cette mesure, qui est actuellement en cours de revue finale dans *BABAR*. Ce travail a été présenté sous forme préliminaire à la conférence EPS HEP en juillet 2009 à Cracovie (Pologne), par Neus Lopez-March de l'Université de Valence (Espagne) [9]. Je suis membre du comité de revue interne *BABAR* et rapporteur expert externe (pour l'Université de Valence) de son travail de thèse, qui sera soutenu au printemps 2010, sur la mesure de l'angle γ par la méthode Dalitz GGSZ pour les modes $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$. Ce résultat sera bientôt soumis à publication et vient tout juste d'être présenté à la conférence Moriond EW 2010 [101].

Avant de passer à la description détaillée du travail d'analyse effectué sur les modes supprimés de couleur et pour l'angle CKM γ , j'aimerais préciser que Jean-Pierre Lees (de 2003 à la fin 2007), puis moi-même (de la fin 2007 à la fin 2008) et Vincent Poireau (depuis mon départ en décembre 2008) avons été successivement co-coordonateurs de du groupe d'analyse et de travail (AWG) Breco. Après le travail que j'ai effectué dans l'AWG charmonium, et au retour de mon séjour de longue durée à SLAC, depuis septembre 2001, je participe au groupe d'analyse Breco.

J'ai souhaité rejoindre ce groupe, parce que j'ai assisté à la présentation par un membre de *Belle* des premières mesures avec les modes supprimés de couleur à la conférence HEP-EPS, à Budapest à l'été 2001, et du fait de leur non étude dans *BABAR*, j'ai choisi de prendre en charge cette analyse, sur proposition de Vivek Sharma de l'Université de San Diego (Etats-Unis), coordinateur du groupe Breco à l'époque. Je me suis donc, depuis lors, fortement impliqué dans le groupe chargé d'étudier les désintégrations hadroniques des B faisant intervenir les mésons charmés et depuis 2005, également sur les mesures relatives à l'angle γ .

Avant de passer à la description de mon mandat, comme coordinateur du groupe Breco, j'aimerais préciser que j'ai été ou je suis encore membre de 12 comités de revue internes dans *BABAR* qui ont donné lieu à une dizaine de publications sur divers sujets portant sur la physique de Breco, sur celle des désintégrations de B dans des modes sans charme polarisés ou sur celle de la constante de désintégration f_{Ds} , pour confronter les prédictions des calculs de QCD sur réseau (LQCD) aux données...

Depuis le décembre 2003, je suis le responsable du comité de revue interne *BABAR* des analyses des B en modes $D^{(*)}D^{(*)}$ qui ont donné lieu à 6 publications [102]. Ces analyses sont principalement

menées par les groupes des Universités de Caltech et Maryland (Etats-Unis). En 2005, 3 analyses ont été examinées, 2 publications portant sur la mesure des distributions angulaires et de $\sin(2\beta)$ dans le mode B^0 en $D^{*+}D^{*-}$ et la mesure de $\sin(2\beta)$ et B en $D^{*+}D^-$, $D^{*-}D^+$ et D^+D^- ont été approuvées et publiées. Une mise à jour de ces 2 résultats a été effectuée en 2007 et publiée dans 2 articles; et plus récemment, ces 2 articles ont été mis à jour avec la totalité des données enregistrées par *BABAR*, en 2009 et publié en un seul papier. La mesure des branchements et des asymétries CP dans les désintégrations des mésons B dans les 10 modes possibles $D^{(*)}D^{(*)}$ a également été publiée en 2006.

Depuis fin novembre 2004 jusqu'en 2007, j'étais membre "expert π^0 de haute énergie et désintégrations des B en charme ouvert", du comité de revue interne *BABAR* des analyses étudiant les désintégrations des mésons B^+ dans les modes $D_s^{(*)+}\pi^0$. Cette analyse a été effectuée par le groupe de l'Université de Dresde (Allemagne) et a également été publiée [103].

Je citerai aussi mes contributions aux comités de revue interne concernant des analyses de désintégration sans charme. En 2008, j'étais responsable du comité de revue interne *BABAR* des analyses dépendantes du temps (violation de CP dans le cadre du Modèle Standard et au-delà) et intégrées sur le temps pour l'étude angulaire des désintégrations B en $\phi K_S^0\pi^0$ et $\phi K^+\pi^-$. Ce travail a été réalisé par le groupe de l'Université Johns Hopkins (Etats-Unis), il utilise toute la statistique accumulée par *BABAR* et est publié [104]. Et également d'un travail original de recherche de canaux rares avec des paires de mésons vecteurs a_1 . Ainsi fin 2008 jusqu'à mi-2009, j'étais membre du comité de revue interne de l'analyse de recherche de la désintégration B^0 en $a_1^+a_1^-$, cette analyse menée par le groupe de l'Université de Milan (Italie), vient d'être publiée récemment [105].

Depuis l'été 2009 je suis responsable du comité de revue interne de la mesure, jusqu'alors inexistante pour *BABAR*, la constante de désintégration f_{D_s} avec le mode de désintégration $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$, qui vient d'être soumis à publication [106]. Cette analyse est particulièrement importante à la suite de divergences récemment observées entre les prédictions des calculs LQCD et les données aux usines à B et à CLEO-c (voir par exemple [107] et l'annexe D).

5.1.2 Coordinateur du groupe Breco

De début novembre 2007 à fin novembre 2008, j'ai assumé les responsabilités de coordinateur ce groupe de travail et d'analyse de physique (Breco AWG), en relation étroite avec le coordinateur de la physique dans *BABAR*, son adjoint, le coordinateur du calcul et les membres de l'équipe de direction de la collaboration. Il y a 2 coordinateurs pour diriger l'AWG Breco, qui est un grand groupe d'analyse de l'expérience. J'ai collaboré successivement avec Matteo Rama de l'INFN Pise (Italie), puis avec Giovanni Marchiori du groupe de Pise (Italie) puis du LPNHE-Jussieu (Paris). Ce groupe est notamment responsable des analyses permettant de mesurer l'angle γ de la matrice CKM, par étude de la violation directe de CP dans les modes B^- en $\bar{D}^{(*)0}K^-$ et $\bar{D}^0K^{*-}$. Dans le jargon des membres de l'expérience *BABAR*, on parle de "*flagship analyses*" pour les modes précédents.

Durant cette période, le groupe de travail comptait une vingtaine d'analyses de physique en cours d'activité qui étaient effectuées par une trentaine de personnes. Ce travail de coordinateur consistait à assurer le suivi et la coordination de ces analyses depuis leur proposition et démarrage, jusqu'à leur aboutissement qui passe par la présentation de leurs résultats en conférences et leur publications dans des revues scientifiques avec comités de lecture international. Une douzaine de nouveaux résultats ont ainsi abouti durant ma responsabilité de coordinateur.

Citons notamment 8 papiers sur des analyses ayant trait directement ou indirectement à la mesure de γ : ADS/GLW/GGSZ dans les désintégrations chargées des B [8, 108, 109, 110] et également neutres [111], avec des analyses dépendantes du temps ou non en se servant de modes K^{*0} en mode $K^-\pi^+$ "auto-étiquetant" de saveur, et les études des modes rares B en $D_s^{(*)+}[\pi^-/\rho^-/K^{(*)-}]$ [112].

Il y a également eu comme résultats les analyses concernant la spectroscopie des désintégrations des B : B en $D^{(*)}pp(n\pi)$ [113], B^- en $D^+\pi^-\pi^-$ [114], pour l'étude des résonances D^{*0} ($J = 0, 1, 2$), les études des désintégrations des B en baryons charmés: $\bar{B}^0$ en $\Lambda_C^+\bar{p}$ et B^- en $\Lambda_C^+\bar{p}\pi^-$ [115], $\bar{B}^0$ en $\Lambda_C^+\bar{p}\pi^0$ [116] et bien évidemment, les tests de la factorisation et des théories effectives de

quarks, avec les modes supprimés de couleurs $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' [5].

Si de nombreux sujets sont proposés habituellement par les membres de la collaboration eux-mêmes et sont associés, par la suite, à ce groupe, en tant que coordinateur, je devais effectuer une veille scientifique de nature particulière (connaissance des résultats préliminaires présentés dans toutes les conférences sur le sujet, consultation des preprints et publications récentes ...). Je devais m'assurer que les sujets importants et d'actualité étaient bien traités. Sinon, je participais à la recherche de nouveaux membres pour le groupe, en proposant des sujets d'études pour de nouveaux étudiants en thèse ou de nouveaux post-doctorants.

En tant que coordinateur, j'organisais les réunions du groupe qui sont bimensuelles et trimestrielles, lors des réunions de la collaboration et qui permettent de suivre la bonne avancée de tous les travaux dont le groupe à la charge. En fonction de l'avancement des analyses et en coordination avec le coordinateur des analyses de physique (PAC), nous organisons également les présentations dites "*Collaboration Wide Talks*" (CWT), qui consistent à présenter, sous forme d'un mini-séminaire à la collaboration, les détails d'une analyse et de ses résultats. Ces présentations ont lieu lors des réunions de physique hebdomadaires *BABAR* du mercredi, organisées par le PAC ou en session plénière, lors des réunions de collaboration.

Les coordinateurs du groupe Breco classent et proposent une liste de speakers possibles, fournie au bureau des conférences, pour divers sujets spécialisés Breco et pour les conférences à venir. Nous préparons également une liste d'abstracts pour les conférences d'été. Nous organisons également les présentations (répétitions) données lors des conférences annuelles DPF APS "*Division of Particles and Fields of the American Physical Society*". Ces présentations sont affectées à étudiants en thèse ou de jeunes post-doctorants travaillant sur un sujet d'analyse suffisamment mûr, dans l'AWG.

Je pilotais les revues internes qui permettent de valider les diverses analyses du groupe, en respectant au mieux le calendrier fixé en accord avec l'équipe de direction de l'expérience (coordinateur de la physique, porte parole, comité des publications). Il s'agit bien souvent de définir l'urgence d'un résultat en fonction de la stratégie de diverses conférences internationales, notamment bien souvent en concurrence directe avec l'expérience japonaise Belle, ou encore CLEO(-c), à Cornell, ou CDF et D0, au TeVatron... Dans ce cas, un support particulier ou des priorités de calcul ou de main d'oeuvre pour une analyse jugée prioritaire peuvent être donnés.

Il y a plusieurs niveaux de revue dans *BABAR*, ce processus, apparemment lourd, assure une excellente qualité des publications de *BABAR*. Très peu de papiers ont été rejetés en 10 ans. Et, il s'écoule généralement peu de temps entre le moment, où un papier est soumis à Phys. Rev., et le moment où il est accepté pour publication. le temps passé dans les revues internes de *BABAR* est souvent bien plus long. Cela n'handicape pourtant pas ni le nombre, ni le taux de publications de l'expérience qui comptait, début février 2010, 413 papiers acceptés (pour 420 soumis, 7 étant en cours de revue par Phys. Rev.). En 2009 nous avons publiés 48 papiers (soit environ 4 par mois) et près de 60 en 2008.

Parmi les étapes de revues internes, Il y a tout d'abord la revue interne au groupe Breco, qui a lieu après demande de l'équipe d'analyse lorsqu'une analyse est suffisamment avancée, un membre du groupe d'analyse et un des 2 coordinateurs effectuent la lecture du document et interagissent avec les analystes. Une fois cette revue sommaire achevée, un comité de revue interne, composé de 3 personnes de la collaboration, est désigné par le comité des publications, avec notre accord. Il est généralement constitué d'un expert du groupe de travail, d'un membre du comité des publications et d'un autre physicien de l'expérience expertise particulière pour cette analyse. J'ai moi même été nommé dans divers comités de revues auxquels j'ai participé depuis 2005 (voir la liste à la fin du chapitre précédent).

Ce comité lit le document en détail, pose des questions, demande des tests supplémentaires et autorise à ouvrir la boîte de signal après étude des bruits de fond et des incertitudes systématiques (la plus part des mesures se faisant en aveugle dans *BABAR* [63]). Une fois l'analyse approuvée par ce comité, elle peut être formellement présentée à la collaboration et est déclarée prête pour être montrée sous forme préliminaire en conférence, si la collaboration est d'accord. Puis un papier de conférence ou directement la publication finale, est préparée par les analystes. Après avoir examiné le document interne de support détaillé de l'analyse, cette publication est à nouveau examinée par le groupe de travail et d'analyse et le comité de revue interne à la collaboration. Quand le papier

est prêt il est soumis à une revue de toute la collaboration pendant 15 jours (12 instituts sont désignés pour obligatoirement fournir des commentaires dans ce laps de temps). Et une lecture finale est effectuée par 2 membres du comité des publications pour maintenir la cohérence éditoriale de *BABAR*. Depuis la phase de revue générale dans l'expérience la personne qui dirige le comité des publication suit avec le Coordinateur de la Physique le bon fonctionnement de la revue avec les coordinateurs du groupe de travail et les membres du comité de revue interne. Ce n'est qu'alors que le papier est chargé sur le serveur des archives puis envoyé à Phys. Rev. Lett. ou Phys. Rev. D, selon l'importance du résultat et son urgence (lettre ou revue).

A chacun des stades de la revue, c'est la responsabilité des coordinateurs de Breco de s'assurer que le processus se déroule normalement et converge dans des délais raisonnables, ce jusqu'à la réponse aux referees de Phys. Rev. et bien évidemment, l'acceptation finale pour publication.

Enfin, parmi les tâches liées aux responsabilités des coordinateurs de Breco, j'interagissais avec les responsables des divers groupes de travail et d'analyses, avec les coordinateurs de la physique et du calcul pour permettre aux analystes de disposer des ressources de travail (monitoring et gestion moyens de calculs et de stockage, accès aux données, calibrations, connaissance des diverses versions des logiciels d'analyse de l'expérience ...) à fin de mener à bien leurs études. Pour résumer, c'est donc un poste passionnant de responsabilité à l'interface entre les personnes qui effectuent les analyses (post-doctorants, étudiants en thèse ...) et les coordinateurs techniques et de la physique dans l'expérience *BABAR*.

5.2 Analyse des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' et $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$

Depuis 2001, je travaille sur l'étude des désintégrations des mésons $\bar{B}^0$ dans les modes supprimés de couleur $D^{(*)0}h^0$ (avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η'). Avec l'échantillon presque total des données de *BABAR* (nous avons utilisé 454×10^6 de paires $B\bar{B}$), Xavier Prudent et moi-même avons confirmé et affiné significativement les mesures des taux de branchement de ces modes, que j'ai publié en 2004 [4], avec cinq fois moins de statistique.

Ces mesures sont 2 fois plus précises que celles de l'expérience concurrente Belle, publiées en 2005-2006 [117] et qui étaient en désaccord quasi systématique avec nos résultats de 2004 [4]. Nos mesures confirmaient l'observation d'une différence significative (un facteur 3 à 5 environ) par rapport aux prédictions théoriques basées sur les modèles dits de "factorisation naïve" (voir les références théoriques dans notre publication jointe à ce manuscrit dans l'annexe C et par exemple la revue à FPCP 2009 [118]). La confirmation de ces différences significatives permet d'affirmer qu'il y a des contributions importantes, liées aux effets de l'interaction forte, qui provoquent des ré-interactions entre les hadrons produits dans l'état final. Des approches théoriques, prenant en compte ces effets, permettraient une modélisation plus fine pour prédire, par exemple, la valeur du rapport r_B des amplitudes $|\mathcal{A}(b \rightarrow u)|/|\mathcal{A}(b \rightarrow c)|$, dans les modes B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$. C'est un paramètre crucial qui limite encore aujourd'hui la mesure précise de l'angle γ du triangle d'unitarité, à partir de l'étude de ces désintégrations (nous revenons sur cela plus loin). Plus généralement, de tels modèles contraindraient fortement la compréhension de la phénoménologie intervenant lors de l'étude des désintégrations rares des mésons B en hadrons légers (sans quarks charmés). Ces modes sont utilisés lors de la mesure de l'angle α du triangle d'unitarité (voir par exemple [119, 120, 30]).

La mesure des taux de branchements des désintégrations $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, à l'aide pratiquement de la statistique totale de *BABAR*, constitue le résultat du travail de thèse de Xavier Prudent (juin 2008) [71]. La version finale de ces résultats, ainsi qu'une mesure de la polarisation de la désintégration $D^{*0}\omega$ (méson vecteur- méson vecteur) sont en cours. Leur publication sera bientôt soumise à PRD, mais un résultat préliminaire a déjà été présenté lors des conférences de l'été 2008 [5].

Entre temps, avec échantillon d'un peu moins de 400 millions de paires de mésons $B\bar{B}$, Xavier Prudent et moi-même avons participé à l'étude de violation de CP (mesure de l'angle $\sin(2\beta)$)

dépendante du temps à partir de désintégrations de mésons B neutres en $\tilde{D}^* h^0$ (re-précisons la notation $\tilde{D} \equiv D^0/\bar{D}^0$), où le méson $\tilde{D}$ se désintègre vers un état final commun aux D^0 et aux $\bar{D}^0$, états propres de CP tels que $K^+ K^-$ ou $K_s^0 (\pi^0, \omega)$ ou bien encore dans le mode $K_s^0 \pi^+ \pi^-$. Ces mesures, quoique limitées statistiquement, permettent une approche alternative et confirment les résultats obtenus avec les modes $B^0/\bar{B}^0$ en $J/\psi K_s^0$. Ces résultats ont été publiés [6, 7].

Egalement, depuis le printemps 2003, en collaboration avec le groupe de l'Université d'Iowa, nous nous sommes intéressés aux modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ et B^- en $D^{(*)+} \pi^- \pi^-$ [114]. Nous avons mis au point la chaîne de filtrage de ces événements dans les données *BABAR*, ainsi que la simulation des différents modes exclusifs (de l'ordre de la centaine), dans lesquels ces canaux peuvent être étudiés.

Dans le cas des $\bar{B}^0$, ces modes permettent en particulier de mesurer précisément la production des modes supprimés de couleur soit par une désintégration en 2-corps $D^{(*)0} \rho^0$, ou 3-corps direct $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$, qui souffrent d'un bruit de fond résonnant important. Cela permettrait d'achever l'étude des modes charmés supprimés de couleur précédemment décrite.

Ces modes sont également particulièrement intéressants car en plus de pouvoir mesurer leur taux de production dans les désintégrations des mésons beaux, ils offrent la possibilité d'étudier à partir d'un échantillon pur et de haute statistique, la spectroscopie des mésons charmés doublement excités, les D^{**+} . La spectroscopie de ces modes est rendue compliquée car il faut mesurer 4 résonances D^{**+} larges ou étroites, avec des moments angulaires différents, dans une zone de masse restreinte.

Dans le cas des modes 2-corps $D^{(*)0} \rho^0$, ou 3-corps direct $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$, il faut également étudier la résonance $\rho^0[\pi^+ \pi^-]$ large qui interfère également avec de nombreuses résonances ($\pi^+ \pi^-$) dans des ondes S , P ou D . Il faut également souligner qu'une telle étude dans les désintégrations des mésons B est tout à fait complémentaire (états $D^{(*)} \pi$) de l'étude la production des états $D_s(2317)$ et $D_s(2460)$, ainsi que celle des états $D_s(2536)$ et $D_s(2573)$ (états $D^{(*)} K$). On peut donc étudier des mésons neutres charmés lourds avec divers moments orbitaux $J=0, 1$, ou 2 et des largeurs naturelles de quelques dizaines MeV à quelques centaines de MeV.

Pour cela, j'ai mis au point la chaîne de sélection et d'analyse de ces désintégrations. Nous disposons dès maintenant d'un échantillon pur et abondant de D^{**} chargés, qui se désintègrent en $D^{(*)0} \pi$, et dont les propriétés spectroscopiques ne sont pas encore mesurées, elles sont simplement prédites par rapport aux modes D^{**} neutres par symétrie d'isospin. Nous avons maintenu ce filtrage sur les données depuis 2003. J'ai rendu disponibles ces données pour le groupe analyse Breco, également avec la statistique totale de *BABAR*. Personne n'y travaille pour le moment.

Au printemps 2003, j'avais encadré le stage de Master 2, Matière et Rayonnement (Université de Grenoble), de Julien Lamouroux sur ce sujet, avec comme but de continuer ce travail en thèse. Ce stage n'a hélas pas débouché sur une thèse.

Une étude très technique et minutieuse des canaux $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ suppose de tenir compte des interférences entre les nombreuses résonances plus ou moins larges qui interviennent. Une analyse complète et rigoureuse de Dalitz est donc incontournable. Faute de temps, ce travail, jugé non prioritaire vis-à-vis d'autres engagements, n'a toujours pas été effectué. C'est sans doute une de mes plus grandes frustrations dans *BABAR*. Nous rediscuterons un peu plus loin avec une vue critique de ces études, qui ont été effectuées par Belle pour les modes $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ [121].

Toutefois, une partie de ce travail d'analyse, par la méthode sophistiquée et minutieuse du plan de Dalitz, a été effectuée par mes collègues d'Iowa pour les modes les plus pur : B^- en $D^{(*)+} \pi^- \pi^-$ (seul le mode $D^+ \pi^- \pi^-$ a été publié pour l'analyse de Dalitz complète).

J'ai suivi ce travail d'analyse dès l'été 2003, d'abord comme membre de la revue de l'AWG Breco. Les premiers résultats de cette analyse ont été présentés sous une forme préliminaire aux conférences de l'été 2003 (EPS HEP, à Aix-la-Chapelle (Allemagne) et Lepton Photon, à Fermilab, Chicago (Etats-Unis)) [122]. Puis comme coordinateur du groupe Breco, ces analyses ont abouti durant l'été 2008 et ces résultats ont été publiés en juin 2009 [114]. La spectroscopie des résonances $D_2^{*0}(2460)$ étroite et $D_0^{*0}(2350)$ large est présentée dans cette publication.

L'intérêt de connaître précisément les caractéristiques des désintégrations D^{**} est également évident puisqu'ils sont des contributions mal connues, lorsqu'il s'agit de mesurer la quantité

$|V_{cb}|$ dans les désintégrations inclusives ou exclusives semi-leptoniques B en $X_c l^+ \nu_l$ (voir par exemple [123]). Nous reviendrons sur l'intérêt de ces modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ à la fin de la section suivante qui décrit les études de la dynamique des désintégrations des mésons beaux et effets de l'interaction forte dans le cadre des modes supprimés de couleur que j'ai effectuées depuis quelques années.

Je vais maintenant reprendre plus en détails le travail que j'ai effectué depuis 2001 sur la mesure des modes de désintégration supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0} h^0$ (désintégrations à 2 corps avec un méson charmé neutre $D^{(*)0}$ et mésons légers neutre h^0). Comme nous allons le voir l'étude de ces modes de désintégration est intéressante à plusieurs titres.

5.2.1 Etude de la dynamique des désintégrations des mésons beaux et effets de l'interaction forte dans le cadre des modes supprimés de couleur

5.2.1.1 Motivations de ces études

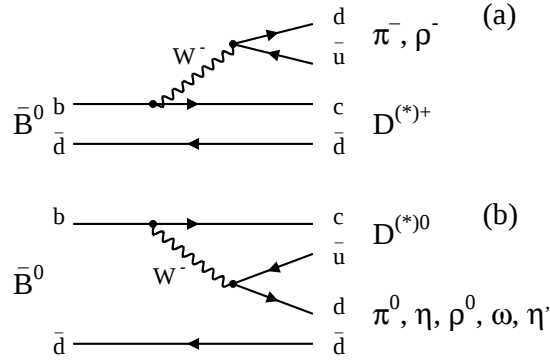


FIG. 5.1 – Diagrammes à l'arbre des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow Dh$ pour les transitions (a) favorisées et (b) supprimées de couleur.

Le lecteur est invité à consulter également les publications auxquelles j'ai participé sur le sujet et qui sont jointes à ce manuscrit dans l'annexe C.

La figure 5.1 présente le diagramme à l'arbre qui correspond aux modes supprimés de couleur (b) et leurs équivalents associés favorisés de couleur (a). Dans le cas des désintégrations supprimées de couleur, les mésons étant des objets incolores, la couleur des quatre quarks finals : c , $\bar{u}$, d et $\bar{d}$ est contrainte d'être celle d'un des 2 quarks initiaux b ou $\bar{d}$, contrairement au cas des 2 quarks d et $\bar{u}$, du méson léger. Dans ce cas des désintégrations favorisées de couleur, les 2 quarks d et $\bar{u}$ peuvent avoir n'importe laquelle des 3 configurations de couleur anti-couleur possibles. Les transitions par échange de $W^\pm$ sont négligeables [124]. Redonnons tout d'abord les motivations pour ces mesures, dans un contexte aussi bien théorique que de concurrence entre les diverses collaborations expérimentales :

- Les études réalisées et publiées depuis 2001 par les expériences CLEO [125], Belle [126, 117, 121] et BABAR [4, 5] de ces modes montrent une différence significative entre les prédictions théoriques des modèles décrivant ces désintégrations hadroniques des mésons beaux (modèles de factorisation naïve) et les résultats expérimentaux. Si la factorisation naïve semble échouer de façon misérable pour décrire l'abondance de ces modes de désintégration supprimés de couleur, elle [127] a rencontré de très grands succès depuis près de 15 ans, dans la plus part des désintégrations des mésons B [128].

Notons également que la même dynamique de suppression de couleur contribue aux amplitudes des désintégrations à 2 corps avec une résonance charmonium associée à un méson étrange ou 2

hadrons légers sans charme du type $\pi\pi$, πK ou KK . Les modèles de factorisation ne prédisent pas toujours très bien les taux de production mesurés pour ces modes. Récemment de nombreux nouveaux modèles théoriques très populaires ont émergés, dans le cadre de la physique des saveurs lourdes, pour décrire ces désintégrations : BBNS [119], SCET [129] (Soft Colinear Effective Theory : traitement rigoureux des effets QCD à diverses échelles d'énergie) ou pQCD [130] (modèle effectif). Parmi eux, la théorie SQCET fournit des prédictions intéressantes sur les taux relatif de production $D^{*0}h^0/D^0h^0$ qui sont attendus égaux à 1 (sauf dans le cas des mésons ω du fait d'effets lié à la polarisation longitudinale des modes vecteur-vecteur : $D^{*0}\omega/\rho^0$). Dans le cadre de SCET, il est prouvé que les effets QCD à longue distance sont prédits identiques pour les paires de modes reliés ($D^{*0}h^0$ et D^0h^0). Au sens de la symétrie d'isospin, les effets d'interaction forte dans l'état final s'interprètent simplement et de façon exacte [127], dans le cas des $D^{(*)0}\pi^0$, comme une interférence entre ces modes avec leurs partenaires d'isospin : B^- en $D^{(*)0}\pi^-$ et $\bar{B}^0$ en $D^{(*)+}\pi^-$. On montre [131] que les amplitudes de ces désintégrations peuvent s'écrire de façon exacte¹ en fonction des états propres d'isospin $\mathcal{A}_{[1/2, 3/2], D^{(*)}}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^-) &= \sqrt{3}\mathcal{A}_{3/2, D^{(*)}}, \\ \mathcal{A}(D^{(*)+}\pi^-) &= \sqrt{1/3}\mathcal{A}_{3/2, D^{(*)}} + \sqrt{2/3}\mathcal{A}_{1/2, D^{(*)}}, \\ \sqrt{2}\mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^0) &= \sqrt{4/3}\mathcal{A}_{3/2, D^{(*)}} - \sqrt{2/3}\mathcal{A}_{1/2, D^{(*)}}. \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

et dans le plan complexe, il est facile d'obtenir la relation triangulaire entre les diverses amplitudes :

$$\mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^-) = \mathcal{A}(D^{(*)+}\pi^-) + \sqrt{2}\mathcal{A}(D^{(*)0}\pi^0) \quad (5.2.2)$$

Si la phase forte ($\delta(D^{(*)}\pi)$) relative entre les 2 amplitudes d'isospin $\mathcal{A}_{[1/2, 3/2], D^{(*)}}$ est égale à 0, l'interférence entre les 2 états propres d'isospin est totalement destructive pour les désintégrations des B neutres supprimées de couleur $D^{(*)0}\pi^0$ et de même totalement constructive pour les désintégrations des B neutres favorisées de couleur $D^{(*)+}\pi^-$. De même, dans la limite des quarks lourds [119], on montre que pour la factorisation QCD :

$$\mathcal{A}_{1/2, D^{(*)}}/\sqrt{2}\mathcal{A}_{3/2, D^{(*)}} = 1 + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}/m_Q) \quad (5.2.3)$$

Où m_Q représente la masse des quarks beaux et/ou charmés et où les corrections à la valeur 1 sont supprimées par le facteur $1/N_c$, où N_c est le nombre de couleurs. Les relations ci-dessus impliquent que des effets de ré-interactions dans l'état final (FSI) seront indépendants pour les 2 états propres d'isospin 1/2 et 3/2 et se traduisent par des valeurs non nulles des phases fortes ($\delta(D^{(*)}\pi)$). Si la valeur cette phase est suffisamment grande l'interférence destructive des modes supprimées de couleur voit ses effets réduits et la valeur du rapport de branchement des modes $D^{(*)0}\pi^0$ augmente. Dans ce cas, le module du rapport des amplitudes $R^{(*)} = |\mathcal{A}_{1/2, D^{(*)}}/\sqrt{2}\mathcal{A}_{3/2, D^{(*)}}|$ peut être bien inférieur à 1.

Pour ces interférences au sens de l'isospin, la théorie SCET prédit à la fois pour $D^0\pi^0$ et pour $D^{*0}\pi^0$ une phase non nulle de l'ordre de 30° . Une mesure précise des rapports de branchements $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$ offre une possibilité de validation directe de SCET et place des contraintes fortes sur les modèles de factorisation.

- Comme on l'a dit précédemment, ce sont précisément des modes de désintégrations supprimés de couleurs qui interviennent (en plus éventuellement des diagrammes pingouins et à l'arbre favorisés de couleur) et qui sont exploités pour mesurer les 3 angles (α, β, γ) du triangle CKM qui modélise le phénomène de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard de la Physique des particules. Les études des paramètres CP s'effectuent dans le cadre des désintégrations électro-faibles des B qui sont compliquées par les effets QCD, qui interviennent dans les désintégrations hadroniques. Les effets de l'interaction forte dans l'état final permettent d'amplifier notablement la fréquence de production de ce type de désintégrations des mésons beaux. Peu après les premières mesures sur les modes supprimés de couleur [87, 125, 126], une publication de M. Gronau [133], en

1. Belle [132] a montré récemment que le branchement du mode B^+ en $D^{*+}\pi^0$ est au mieux très négligeable.

se basant sur ces résultats expérimentaux, a motivé la possibilité de mesure l'angle γ du triangle CKM dans les usines à B (*BABAR* et *Belle*), en soulignant que cet effet permet d'augmenter la sensibilité à ce paramètre accessible dans les désintégrations chargées, supprimées de couleur et charmées B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$. Parmi ces désintégrations plusieurs modes interfèrent. Ce sont les modes supprimés de couleur qui sont sensibles à la violation de CP . Plus leur taux de production est élevé et plus la sensibilité à γ est grande. La mesure de l'angle γ , considérée auparavant comme marginale jusqu'au démarrage d'expériences comme LHCb, est une des activités principales et phares du groupe Breco de *BABAR*, tout comme elle l'est dans l'expérience *Belle*. C'est une des mesures d'actualité, attendue par la communauté de la physique des saveurs lourdes. On parle de "*flagship analysis*" dans la collaboration *BABAR*. Ces études sont donc un des points particulièrement intéressants et d'actualité dans la physique des mésons beaux et la compréhension détaillée de la phénoménologie sous jacente.

J'ai d'ailleurs présenté à plusieurs reprises des revues sur la mesure de l'angle γ/ϕ_3 , pour *BABAR* et *Belle* [97, 98, 99], comme je l'ai expliqué précédemment. Ma bonne connaissance de la physique de γ , en plus de mon expérience depuis 2001 de la physique des désintégrations charmées des mésons B , m'a permis d'être nommé coordinateur du groupe Breco de *BABAR*, en 2007-2008.

- De septembre 2001 au début 2004, avec près de 90 millions de paires $B\bar{B}$ collectées par *BABAR*, j'ai effectué l'analyse des taux de branchement des modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}[\pi^0, \eta, \omega, \eta']$ [4], en utilisant 27 modes de désintégration finals différents. Ce résultat est la première mesure effectuée par *BABAR* sur le sujet et dépasse de loin en précision celles effectuées par les collaborations CLEO [125] et Belle [126], et qui ont été présentées en 2001 et publiées en 2002 avec respectivement environ 10 et 23 millions de paires $B\bar{B}$. Les modes $D^{*0}\eta$, $D^{*0}\omega$ et $D^0\eta'$ ont été mesurés pour la première fois par nos soins. Un résultat préliminaire, basé sur environ 50 millions de paires $B\bar{B}$, pour les 3 modes $D^0[\pi^0, \eta, \omega]$ avait été préparé et présenté à la conférence ICHEP02, à Amsterdam (Pays-Bas) [87]. Les mesures obtenues montrent un désaccord indéniable avec les modèles de la factorisation naïve (les effets d'interactions dans l'état final ne sont pas négligeables). Les prédictions de SCET ont été confirmées (rapport $D^{*0}h^0/D^0h^0$ de l'ordre de 1, phases relatives d'isospin de l'ordre de 30° , non nulles). Depuis lors, l'expérience Belle a effectué des mesures encore plus précises, avec environ 150 millions paires de B (présentées durant l'été 2005 et publiées par la suite [117]).

Toutefois, cette mise à jour de Belle semble montrer que les prédictions de SCET ne se vérifient pas totalement et que les effets d'interaction dans l'état final sont en fait plus faibles que précédemment mesurés. La plupart des rapports d'embranchement mesurés sont systématiquement plus faibles que nos mesures de 2004 [4] et que celles que la collaboration Belle avait elle-même publiées en 2002 [126]. Dans certains cas, il devient même parfois difficile de remettre en cause les prédictions de la factorisation naïve.

Une analyse plus récente de *BABAR* [134], basée sur 230×10^6 de paires $B\bar{B}$ (commencée pour une présentation préliminaire à la conférence ICHEP04 de Pékin (Chine) et achevée pour une publication plus tard), en partie menée par mes collègues français du groupe LPNHE-Jussieu (Paris) avec le groupe de l'Université de Wisconsin (Etats-Unis)) et portant sur l'étude du plan de Dalitz des désintégrations B^0 en $K^-\pi^+\pi^0$ (avec en particulier le mode $D^0\pi^0$ qui est accessible dans cette analyse) confirme ma mesure de 2004, avec une très bonne précision. Notons qu'il s'agit là d'une approche tout à fait différente, bien qu'il s'agisse des mêmes données. Dans ce cas, le mode $D^0\pi^0$ est un bruit de fond pour leur étude de désintégration du B dans ce mode quasi-3 corps, sans charme. C'est toutefois une confirmation et une validation importante de notre étude. Pour en revenir à la fin de l'année 2005, une mise à jour de mesure de taux de branchement de tous les modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , restait donc indispensable du fait des résultats de Belle.

C'est dans le cadre qui vient d'être décrit que j'ai proposé un sujet de thèse sur ce sujet. J'ai ainsi dirigé depuis mars 2005, le travail de thèse de Xavier Prudent qui a été soutenu en juin 2008. Le travail de Xavier Prudent porte notamment sur la mise à jour des valeurs de rapport d'embranchement supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en l'analyse des taux de branchement des modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}[\pi^0, \eta, \omega, \eta']$ (72 sous modes de désintégration possibles) avec la statistique des périodes

de prises de données 1 à 6 de *BABAR* (jusqu'à la fin de l'été 2007) qui correspond à environ 454 millions de paires de mésons $B\bar{B}$, soit un gain d'un facteur supérieur à 5 par rapport à notre publication de 2004.

Il ne s'agit toutefois pas d'une simple mise à jour des résultats de la publication de 2004 avec plus de statistique. La méthode d'analyse est fortement améliorée par rapport à la publication de 2004 (voir pour plus de détails les références [5, 71]). Nous ajoutons également des modes que nous n'avions pas explorés jusqu'alors faute de statistique suffisante, comme : D^{*0} en $D^0\gamma$, D^0 en $K_S^0 \pi^+\pi^-$, η' en $\rho^0\gamma$... Notons également que la précision des mesures précédentes de 2004 était telle que les valeurs des incertitudes systématiques étaient au niveau des incertitudes statistiques. Pour améliorer la mesure il a donc fallu améliorer l'analyse en profitant des progrès effectués par *BABAR* sur la calibration des données, sur les efficacités de détection et de sélection, et en réduisant les incertitudes systématiques, en se servant de techniques plus complètes et plus sophistiquées (voir en particulier le travail effectué pour les γ , les π^0 et les η et expliqué au chapitre 4, mais il y a également eu des progrès notables dans le cadre des algorithmes de tracking [135] et pour l'identification des particules chargées [136], notamment et par exemple). Dans cette nouvelle analyse, le bruit de fond est notamment maintenant séparé du signal mesuré à l'aide de techniques de sélection basées sur l'optimisation de méthodes d'analyses multi-variables utilisant de réseaux de neurones ou/et de discriminants de Fisher. Faisons maintenant une digression sur une réalisation qui a été motivé en partie par ce travail et parlons du logiciel TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT) [137], qui permet de réaliser des optimisations de méthodes de sélection multi-variables.

5.2.1.2 Digression sur le logiciel TMVA

Si je n'ai pas été moi-même un développeur de ce logiciel, j'ai participé de façon indirecte à sa création et en ai été un des premiers testeurs, utilisateurs et promoteurs au sein de mon expérience *BABAR* : Dans cet objectif de trouver une méthode performante de rejeter les bruits de fond, Xavier Prudent avons été parmi les premiers utilisateurs du programme TMVA, maintenant communément utilisé dans la communauté de physique des particules (expériences ATLAS, CMS, *BABAR*, LHCb, D0, CDF, Belle, et même en astroparticules comme dans la collaboration HESS ...) et mis au point au CERN, par Andreas Höcker et son équipe. L'idée de mettre au point ce logiciel à germé suite à nos discussions avec Andreas, pour mettre à jour un programme écrit en langage FORTRAN au démarrage de *BABAR* pour notamment les méthodes d'étiquetage des B : Trainvar.

Il faut toutefois bien attester du fait que l'idée d'un entraînement et de l'évaluation en parallèle de divers classifications d'estimateurs multi-variables, en physique des hautes énergies, a été développée de façon pionnière avant cela. Ce travail, incorporé comme un des éléments de la thèse de Sophie Versillé [42], dirigée par François Le Diberder au LPNHE-Jussieu à Paris en 1999, est connu sous la forme du package *Cornélius*, notamment développé dans le cadre du groupe de travail de l'étiquetage des B de la collaboration *BABAR* [25].

Le sujet de stage de Master 2 du printemps 2005 (Physique Subatomique et Astroparticules de l'Université Joseph Fourier de Grenoble) de Xavier Prudent, que j'ai dirigé, portait sur l'étude de la réjection des bruits de fond à l'aide de réseaux de neurones et/ou de discriminants de Fisher pour améliorer le rapport signal sur bruit et la signification statistique du canal $\bar{B}^0$ en $D^0\omega$ avec 232×10^6 de paires $B\bar{B}$. Nous avons montré qu'un gain de 20 % sur le nombre d'événements de signal pouvait être obtenu sans que le niveau de bruit de fond soit dégradé. A la suite de ce travail Xavier Prudent a commencé sa thèse avec moi.

En ce qui concerne la genèse de TMVA, nous avons conclu en discutant avec Andreas Höcker qu'il serait bon de créer un programme interfacé à ROOT, écrit en langage moderne C++, où l'optimisation des estimateurs se fait indépendamment du logiciel d'analyse "*offline*" des expériences. Nous avons comme idée qu'une large de gamme de méthodes (toutes les méthodes connues ou utilisées dans notre domaine de recherche, si possible) pourraient être testées et étudiées dans le même framework, pour permettre à partir des même données de choisir de façon totalement objective et non biaisée, la méthode qui répond le mieux au besoins d'une analyse donnée.

Très souvent depuis le début des années 1990, dans la discipline, s'affrontaient les écoles de

ceux qui préféraient les réseaux de neurones, d'autres les coupures successives, d'autres les discriminants linéaires de Fisher, d'autres encore les rapports de maximum de vraisemblance, et plus récemment encore les arbres de décisions... Ces oppositions bien souvent d'ordre sociologiques, rendant inaudibles les discussions, au détriment même de l'effort de compréhension et de recherche de variables discriminantes. En effet, le plus souvent ce qui est vraiment l'effort que doit fournir le physicien expérimentateur est le choix d'un jeu de variables discriminantes efficaces, pertinentes et adaptées à l'analyse effectuée à partir des données d'une expérience avec des performances et caractéristiques bien précises. Alors que bien souvent l'argument principal de certains étant qu'ils avaient développé ou disposaient d'un logiciel ad-hoc et qu'en ajustant les paramètres du programme ils assureraient, du fait de leur expertise, des performances optimales pour peu qu'on les associe à notre analyse ("fine tuning" de logiciel, hautement non naturel ...). D'autres encore étant allergiques aux méthodes multi-variables en argumentant du fait qu'il est impossible dans ce cas de maîtriser les incertitudes systématiques, du fait de la complexité de la méthode employée.

Pour utiliser une analyse basée sur l'optimisation de méthodes de sélections multi-variables, il faut donc se baser sur des critères de choix objectifs et scientifiques et se poser les questions suivantes :

- Quels sont les besoins et les performances souhaitables pour mon l'analyse?
- Est-ce que le sélecteur sert pour une sélection d'un échantillon abondant de particules qui peut être contrôlé facilement par ailleurs ou pour effectuer une analyse de recherche de canaux rares ou encore inconnus?
- faut il faire très attention aux incertitudes statistiques ou systématiques?
- Quelles sont les incertitudes systématiques acceptables et comment peut-on les mesurer par une méthode donnée (échantillon de contrôle, crédibilité du Monte Carlo ...)?
- Quelle souplesse et robustesse d'utilisation sont souhaitables?
- Comment réaliser un choix pour la méthode à utiliser en effectuant une comparaison directe dans le même cadre avec le même lot de données et de variables discriminantes?
- ...

Ainsi, pour la première fois, dans un même programme (TMVA) toutes les méthodes multi-variables connues : coupures rectangulaires, réseaux de neurones, arbres de décisions, discriminants linéaires, estimations de vraisemblances projectives, machines de support vectoriel, (j'en passe et des meilleures)... sont disponibles et implémentées au fur et à mesure qu'elles sont connues ou proposées aux développeurs du groupe TMVA. C'est à ma connaissance un cas unique dans la discipline.

Il est maintenant possible de tester de façon objective et dans le même logiciel les diverses approches connues dans la discipline, de les confronter et de choisir celle qui répond le mieux aux besoins de l'utilisateur. Dans TMVA, une interface graphique permet de visualiser quasi immédiatement les performances des diverses méthodes à l'aide de nombreuses fonctionnalités et distributions de contrôle (bibliothèque de nombreuses macros ROOT disponibles dans le package même ...). Toutes les étapes techniques sont en quelques sortes effectuées par avance pour l'utilisateur, mais ce n'est pas une boîte noire : tout peut être contrôlé numériquement et graphiquement au cours des diverses étapes de l'apprentissage, de l'optimisation et du test des performances du sélecteur multi-variables. Du fait de la nature orientée objet de ce programme, les méthodes de calcul des coefficients et paramètres des diverses méthodes qui sont produites en sortie sous formes de bibliothèques C++ peuvent être exploitées et interfacées très facilement par les analystes à leur programme.

Dans ce cadre, sous mon impulsion, dès le démarrage de sa thèse, Xavier Prudent a participé à la création et au développement du logiciel libre TMVA [137], sous la conduite de Andreas Höcker du CERN. Ce logiciel est inclus dans le logiciel d'analyse statistique et graphique ROOT (depuis juillet 2006 et version 5.12) du CERN. Le logiciel ROOT (C++) est quotidiennement utilisé par les physiciens des particules et même au-delà de ce domaine de recherche.

Xavier a été un des premiers développeurs de ce programme pour la partie qui concerne l'implémentation des discriminants de Fisher. J'ai été le premier promoteur du logiciel TMVA pour

l'expérience *BABAR*. Ces méthodes statistiquement plus complexes permettent une visualisation globale des événements et de traiter convenablement les corrélations entre les variables discriminant bruit de fond et signal.

Pour résumer : l'avantage majeur de TMVA est que ce logiciel permet d'entraîner, d'optimiser et de tester la séparation entre signal et bruit de fond à partir d'un jeu de variables discriminantes fournit par l'utilisateur, qui est guidé de façon très simple et interactive, par la suite et peut même tester en parallèle toutes les méthodes possibles. C'est à lui à partir de nombreux critères de choix et de comparaison (diagnostique) de choisir la méthode qui convient le mieux à son analyse.

Ce logiciel est inclus dans les bibliothèques du logiciel officiel d'analyse interactive ROOT. Il est très facile à interfacer avec n'importe quel code d'analyse de n'importe quelle expérience de physique des particules, sur n'importe quelle plate-forme standard. Ainsi, logiciel libre TMVA, en moins de 3 années, est communément utilisé par la majorité des grandes expériences de physique des particules. Une équipe de support et développement et des forums de discussion et d'aide aux utilisateurs sont actifs.

Comme suite à la publicité que nous avons fait dans l'expérience *BABAR* de ce logiciel, Xavier Prudent (sous mon impulsion et avec mon aide) a présenté à de multiples reprises au cours sa thèse ce logiciel à l'expérience *BABAR* à l'occasion des réunions du groupe de travail de statistique de *BABAR*, en coordination avec le groupe TMVA du CERN (réunion de Collaboration *BABAR* à l'Université de McGill à Montréal, en juin 2006) et de l'école d'analyse de physique de *BABAR* qui s'est tenue à SLAC, en février 2008 [138]. Avant que les forums utilisateurs TMVA n'existent, nous avons assuré le support aux utilisateurs de *BABAR* de ce logiciel.

5.2.1.3 Mise à jours des mesures de branchement des modes supprimés de couleur

Laissons là notre digression et revenons maintenant à la mise à jour des mesures des modes supprimés de couleur que nous avons effectuées au cours de la thèse de Xavier Prudent [5, 71].

Les méthodes multi-variables, statistiquement plus complexes permettent une visualisation globale des événements et de traiter convenablement les corrélations entre les variables discriminant bruit de fond et signal. Nous avons donc vu qu'il est possible de gagner en sensibilité 20 % sur l'erreur statistique de la mesure des taux de branchement avec le même échantillon de données, en utilisant cette nouvelle méthode, tout en ayant un meilleur rapport signal sur fond. Dans l'analyse précédemment publiée par *BABAR* en 2004, le bruit de fond combinatoire lié aux paires de quarks légers produits dans les réactions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q=u, d, s$ et c), représentait 70 % du bruit de fond combinatoire. Ce bruit étant dominé par les paire $c\bar{c}$ car nous sélectionnons des mésons charmés $D^{(*)0}$ qui sont bien évidemment abondamment produits dans ces événements et il est également facile d'y trouver un hadron léger neutre h^0 ($h^0 = \pi^0, \eta, \omega$ ou η'). Après avoir mené des études intensives de nouvelles variables discriminantes (basés notamment sur la topologie des événements et des propriétés de conservation de moments orbitaux qui contraignent les distributions angulaires des particules produites dans les désintégrations), avec ces méthodes d'analyses multi-dimensionnelles, nous avons réussi à réduire par un facteur 3 ce bruit de fond combinatoire tout en maintenant l'efficacité de sélection du signal à son niveau précédent. Cela permet d'améliorer notablement le rapport signal sur bruit après sélection et de réduire l'incertitude statistique liée au dénombrement des événements de signal.

Nous améliorons également le calcul du nombre d'événements de signal en utilisant une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance sur la distribution du bilan d'énergie des B reconstruits (ΔE). Puisque chaque B est produit en association avec un $\bar{B}$ dans les désintégrations des $\Upsilon(4S)$, il est possible d'identifier un mode particulier de B par cette variable (ΔE) qui permet une étude extensive des autres modes de B voisins qui viennent contaminer ce mode. Ces modes sont très ressemblants avec le mode considéré, ils diffèrent dans le bilan d'énergie par une mauvaise combinaison de traces chargées ou de neutres, ou parce qu'ils comportent une ou plusieurs particules en moins ou en plus que le mode que l'on considère. Leur distribution en ΔE est décalée par rapport à 0 MeV (position nominale du signal (conservation de l'énergie)). Ces modes de contamination sont maintenant directement mesurés à partir des données, donc sans faire de

trop grandes suppositions à l'aide de la simulation Monte Carlo, ce qui permet un gain notable sur les incertitudes systématiques. Jusqu'à aujourd'hui, seule la masse des candidats B reconstruits après sélection était utilisée, il fallait faire confiance à la simulation pour déterminer l'abondance de ces bruits de fond avec une précision limitée liée à des mesures externes et un réalisme de la simulation imparfait.

Nous ajoutons des modes de désintégration et bénéficions du grand gain de statistique par rapport à 2004. Nous obtenons une meilleure sensibilité statistique et systématique avec notre nouvelle méthode et grâce à l'amélioration des programmes d'analyse de l'expérience (meilleure reconstruction, calibrations ...).

Un autre gain est effectué sur le traitement des incertitudes systématique. Il est lié à l'utilisation abondante et intensive d'échantillons de contrôle pour estimer les différences d'efficacité entre la simulation Monte Carlo et les données, comme par exemple B^- en $D^{(*)0}\pi^-$ et $D^{(*)0}\rho^-$. Ces échantillons sont très purs et abondants dans les données. Ils ont des caractéristiques cinématiques très proches des modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' . Ils permettent donc des tests et validations de la plupart des sélections effectuées avec une très grande précision, limitant ainsi les incertitudes systématiques associées.

Répetons encore une fois que les mesures des modes supprimés de couleur offrent des résultats qui ont été obtenus grâce à une analyse très soignée et précise, qui améliore de façon notable ce qui a été fait pour la publication précédente. Des méthodes sophistiquées ont été utilisées et un traitement fin des effets systématiques a été effectué. Le résultat de ce travail est donc bien plus qu'une mise à jour de notre résultat précédemment publié avec moins de données par *BABAR* [4]. Ce sera le résultat final de *BABAR* sur le sujet, avec un traitement quasi optimal des données. Les résultats préliminaires de nos études qui ont été présentées par Xavier Prudent pour sa thèse et à la conférence ICHEP04 à Philadelphie (Etats-Unis) pour la collaboration *BABAR* [5, 71] montrent qu'une précision au moins 2 fois meilleure que celle des publications de Belle les plus récentes [117] est obtenue pour chacun des 8 modes : $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$, où h^0 désigne un méson π^0 , ou un η , ou un ω , ou un η' , à partir de 72 sous modes étudiés.

Ces résultats permettent de trancher entre les résultats de Belle en 2005-2006 et ceux publiés par *BABAR* en 2004, qui était en accord avec la théorie effective récente SCET pour la prédiction de la phénoménologie des désintégrations des mésons B. Le tableau 5.1 présente le détail de nos résultats préliminaires présentés durant l'été 2008 [5]. Les figures 5.2 et 5.3 montrent les distributions de la variable ΔE pour les différents modes étudiés ainsi que les ajustements du signal et des divers bruits de fond. On revient plus loin (chapitre 5.2.1.4) sur les problèmes particuliers que posent les modes B^- en $D^{(*)0}\rho^-$ pour ces analyses.

On remarque que tous les canaux sont observés avec plus de 5 déviations standards. On observe même pour la première fois les modes $D^{*0}\eta'$ dans *BABAR* à plus de 8 déviations standards, la mesure précédente de Belle en 2005 dépassant à peine 5 écarts standards. Notons également que toutes les mesures effectuées sont parfaitement compatibles avec celles que nous avons publiées en 2004. Ils sont donc en léger désaccord avec ceux publiés par Belle en 2005 et 2006, mais plus précis encore. Nous avons vérifié qu'avec les mêmes périodes de données, nous retrouvons pour cette nouvelle méthode d'analyse, pour les mêmes sous modes et cette nouvelle version de la reconstruction des données les mêmes valeurs de branchement qu'en 2004. Les incertitudes statistiques sont à peine meilleures, mais les systématiques sont parfois réduites d'un facteur deux.

Du point de vue de l'interprétation des mesures une analyse d'isospin des systèmes B en $D^{(*)}\pi$, fait apparaître les valeurs de phases fortes : $\delta(D\pi) = (30.2^{+3.2}_{-4.5})^\circ$ et $\delta(D^*\pi) = (13.6^{+9.9}_{-13.6})^\circ$. Les rapports $R^{(*)}$ des modules des amplitudes d'isospin définis plus haut sont tels qu'ils valent respectivement (0.70 ± 0.05) et $(0.64^{+0.06}_{-0.05})$, pour les systèmes $D\pi$ et $D^*\pi$. Rappelons que la factorisation [127, 119] prévoit des valeurs nulles pour ces phases en l'absence d'effets FSI et des valeurs très proches de 1 pour $R^{(*)}$, la théorie SCET [129] en présence d'interactions fortes dans l'état final prévoit que ces 2 valeurs de phases sont comparables et de l'ordre de 30° . Les rapports d'embranchements sont bel et bien tous supérieurs par un facteur 3 à 7 par rapport aux prédictions de la factorisation et marginalement compatibles avec les modèles effectifs pQCD dont les prédictions sont systématiquement plus élevées (voir le tableau 5.2). Rappelons au passage que

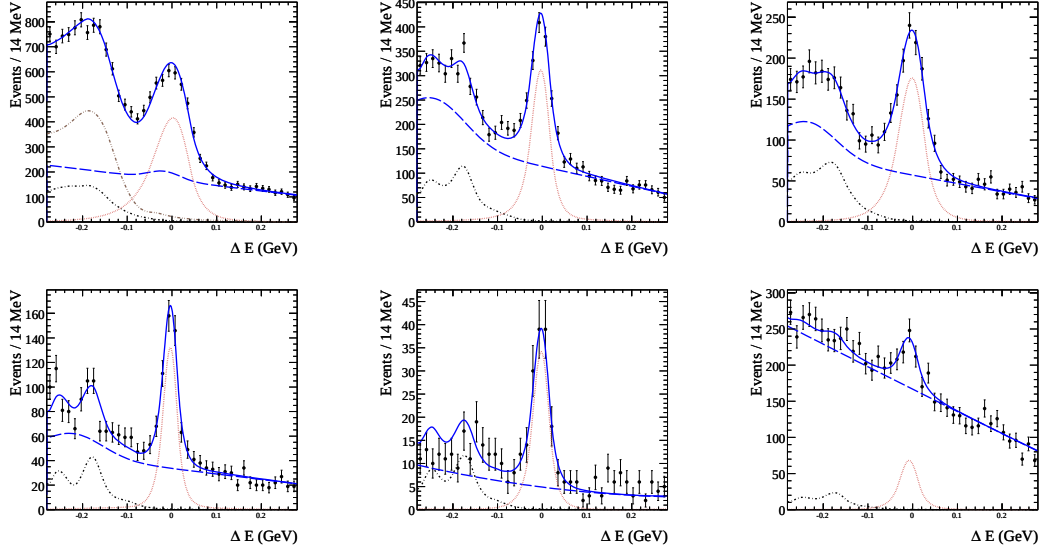


FIG. 5.2 – Ajustements des distributions ΔE dans les données pour les modes $\bar{B}^0$ en $D^0\pi^0$ (en haut à gauche), $D^0\omega$ (en haut au milieu), $D^0\eta(\gamma\gamma)$ (en haut à droite), $D^0\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (en bas à gauche), $D^0\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (en bas au milieu) et $D^0\eta'(\rho^0\gamma)$ (en bas à droite). Il y a les points des données expérimentales avec les barres d'erreur, en rouge l'ajustement du signal, en pointillés bleu le fond combinatoire, en brun pointillés le “cross-feed” (bruit de fond croisé) du mode $D^{*0}h^0$ correspondant et en marron pointillés dans le cas du $D^0\pi^0$ le fond quasi-irréductible B^- en $D^{(*)0}\rho^-$. Nous revenons plus loin dans le document sur le problème de ce bruit de fond qui est un point critique de ces analyses.

SCET ne fait que certaines prédictions quand au rapport relatifs des branchements ou des phases fortes, mais pas sur les valeurs absolues de ces branchements.

Enfin nous comparons les prédictions de SCET qui veut que pour un méson neutre léger donné h^0 donné: $\mathcal{B}(D^{*0}h^0)/\mathcal{B}(D^0h^0) = 1$ [129]. Sauf dans le cas des mésons ω/ρ^0 où le caractère vecteur-vecteur de la désintégration $D^{*0}h^0$ complique les choses. Nous ferons une petite discussion des résultats avec les modes $D^{(*)0}\rho^0$, à la fin de ce chapitre. Il peut y avoir des interactions à longue distance qui amplifie la proportion de l'amplitude transverse dans ces désintégrations. Si on mesure la polarisation (ce que nous sommes précisément en train de faire, ce qui n'a jamais été fait jusqu'à présent par personne) la prédiction est plus aisée.

Dans le cas des modes η et η' (du fait du mélange, au sens de $SU(3)_F$, entre ces mésons), on attend que $\mathcal{B}(D^{*0}\eta')/\mathcal{B}(D^{*0}\eta) \simeq 0.64-0.68$ (ou respectivement 0.67) pour la factorisation [140] (respectivement pour SCET [129]). La figure 5.4 montre les valeurs de ces divers rapport de rapport d'embranchement qui sont plutôt en très bon accord avec les prédictions de SCET et les valeurs attendues pour le mélange $\eta - \eta'$ (on attend que $\mathcal{B}(D^{*0}\eta')/\mathcal{B}(D^{*0}\eta) \simeq \tan^2(\theta_{\eta-\eta'})$, où l'angle de mélange $\theta_{\eta-\eta'} = (39.7 \pm 0.7)^\circ$ (voir par exemple [141])). Dans le chapitre suivant nous parlons des travaux supplémentaires que nous avons effectués depuis 2008 pour comprendre ce rapport dans le cas des modes $D^{(*)0}\pi^0$ qui semble bien plus bas qu'attendu par SCET.

La figure 5.5 illustre les progrès effectués sur l'analyse $\bar{B}^0$ en $D^0\pi^0$ au cours du temps et depuis 2002.

5.2.1.4 Etudes en cours : discussions et perspectives

Les mesures des rapports d'embranchement sont en cours de revue interne dans *BABAR* pour soumettre ces résultats à la revue Phys. Rev. D. Le fait que cette publication soit retardée est lié au départ de Xavier en octobre 2008, pour une position de post-doctorant pour 5 ans à l'Université

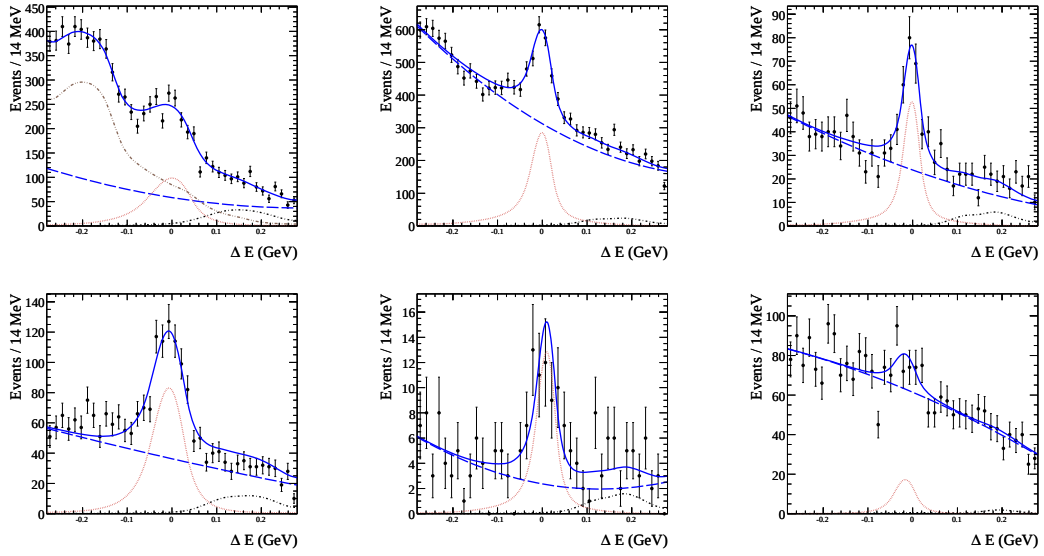


FIG. 5.3 – Ajustements des distributions ΔE dans les données pour les modes $\bar{B}^0$ en $D^{*0}\pi^0$ (en haut à gauche), $D^{*0}\omega$ (en haut au milieu), $D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$ (en haut à droite), $D^{*0}\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (en bas à gauche), $D^{*0}\eta'(\pi^+\pi^-\eta)$ (en bas au milieu) et $D^{*0}\eta'(\rho^0\gamma)$ (en bas à droite). Les D^{*0} se désintègrent dans les 2 modes $D^0\pi^0$ et $D^0\gamma$. Voir figure 5.2 pour la signification des diverses courbes.

de Dresde (Allemagne) sur le groupe ATLAS. Nous collaborons toutefois, à nouveau, étroitement et efficacement depuis un peu plus d'un an, après une pause de quelques mois après l'été 2008. Nous achevons de traiter les détails de ces études (combinaison des sous modes, correction d'effets systématiques fins ...).

Nous effectuons également la mesure de la fraction longitudinale de la polarisation du mode vecteur-vecteur $D^{*0}\omega$ et préparons la publication. Cette mesure permettrait de valider les prédictions de HQET (voir Neubert et Stech [127] et la mesure expérimentale de CLEO pour B en $D^*\rho$ [142, 31], qui nous sert pour nos diverses simulation des modes $D^*\omega$ et $D^*\rho$ dans BABAR). Notons donc bien que la mesure de la polarisation du mode $D^{*0}\omega$ n'existe pas pour le moment. L'absence d'une telle mesure est le facteur limitant principal dans les incertitudes systématiques du rapport d'embranchement pour ce mode [5]. Nous effectuons donc cette mesure pour réduire ce facteur. Notons que pour la mesure de polarisation nous utilisons une méthode similaire à celle employé par BABAR dans le groupe Breco par Wouter Verkerke de l'Université de Santa Barbara (Etats-Unis) en 2003 pour mesurer celle du mode B^- en $D^{*0}K^{*-}$ [84].

Parmi les diverses études supplémentaires que nous sommes en train d'effectuer depuis un an [143], nous avons implémenté une méthode de combinaison de divers sous modes (par exemple les rapports de branchement des modes $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$ sont calculés avec jusqu'à 8 sous-modes possibles (sans compter parfois 2 modes possibles pour η et η'): D^0 en $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ et $K_S^0\pi^+\pi^-$ et D^{*0} en $D^0[\pi^0/\gamma]$) en tenant compte rigoureusement des corrélations entre les diverses incertitudes systématiques (utilisation de la méthode de combinaison dite "BLUE" [144] ("Best Linear Unbiased Estimate")). Dans ce cas, l'incertitude globale sur la valeur combinée est très souvent bien plus faible du fait du traitement rigoureux des nombreuses incertitudes en commun.

De même, comme raffinement supplémentaire, pour les modes de désintégration en $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}\pi^0$, nous avons étudié à l'aide d'un échantillon de contrôle, directement dans les données, la proportion relative des bruits de fond quasi-irréductibles B^- en $D^{*0}\rho^-$ par rapport à B^- en $D^{*0}\rho^-$, où le ρ^- (particule vecteur) se désintègre de façon polarisée en $\pi^-\pi^0$ (la polarisation impose que le π^- et le π^0 aient des impulsions extrêmement différentes dans le référentiel du B , c'est à dire

TAB. 5.1 – Résultats des analyses de BABAR (été 2008) avec la statistique de 454×10^6 de paires $B\bar{B}$. Nous présentons les nombres d'événements de signal (S), de cross-feed entre les modes $D^{*0}h^0$ et D^0h^0 correspondants (N_{cf}), celui des bruits de fond quasi-irréductibles $D^{(*)0}\rho^-$ ($N_{D\rho}$) et le fond combinatoire (N_{combi}) ajustés sur les données pour la distribution ΔE et les rapports d'embranchement pour chacun des sous modes étudiés. Nous donnons également la signification statistique des différents signaux calculée à l'aide de la vraisemblance de l'ajustement pour les hypothèses de présence ou d'absence de signal définie comme $\sqrt{2\ln(L_{S+B}/L_B)}$, où L_{S+B} est la vraisemblance de l'ajustement dans l'hypothèse d'un signal, et L_B celle dans l'hypothèse d'uniquement du bruit de fond.

mode $\bar{B}^0$ (canal désintégration)	S	N_{cf}	$N_{D\rho}$	N_{combi}	$\mathcal{B}(\times 10^{-4})$ $\pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	Signification statistique
$D^0\pi^0$	3369 ± 102	135	440 ± 11	2585 ± 63	$2.78 \pm 0.08 \pm 0.20$	35.5
$D^0\eta(\gamma\gamma)$	1054 ± 49	44	-	823 ± 21	$2.34 \pm 0.11 \pm 0.17$	26.1
$D^0\eta(\pi\pi\pi^0)$	454 ± 29	20	-	487 ± 15	$2.51 \pm 0.16 \pm 0.17$	20.3
$D^0\omega$	1400 ± 58	68	-	1648 ± 28	$2.77 \pm 0.13 \pm 0.22$	29.4
$D^0\eta'(\pi\pi\eta(\gamma\gamma))$	134 ± 14	6	-	74 ± 6	$1.29 \pm 0.14 \pm 0.09$	14.7
$D^0\eta'(\rho^0\gamma)$	290 ± 42	13	-	2382 ± 33	$1.95 \pm 0.29 \pm 0.30$	7.2
$D^{*0}\pi^0$	958 ± 73	121	1218 ± 41	844 ± 56	$1.78 \pm 0.13 \pm 0.23$	15.1
$D^{*0}\eta(\gamma\gamma)$	629 ± 39	33	-	525 ± 18	$2.37 \pm 0.15 \pm 0.24$	19.4
$D^{*0}\eta(\pi\pi\pi^0)$	241 ± 25	11	-	341 ± 13	$2.27 \pm 0.23 \pm 0.18$	12.2
$D^{*0}\omega$	1692 ± 86	60	-	4507 ± 47	$4.44 \pm 0.23 \pm 0.61$	22.3
$D^{*0}\eta'(\pi\pi\eta)$	61 ± 10	3	-	34 ± 4	$1.12 \pm 0.26 \pm 0.27$	8.0
$D^{*0}(D^0\pi^0)\eta'(\rho^0\gamma)$	86 ± 28	6	-	874 ± 20	$1.64 \pm 0.53 \pm 0.20$	3.3

TAB. 5.2 – Comparaison entre les rapports d'embranchements mesurés en 2008 et les prédictions des modèles de factorisation ou de pQCD. Pour les références exactes voir le papier [5] présenté dans l'annexe C. Dans le cas de la factorisation : “NS” signifie Neubert et Stech et “CHY” Chua, Hou, et Yang (voir [127]).

mode $\bar{B}^0$ mode	cette mesure ($\times 10^{-4}$)	factorisation ($\times 10^{-4}$)	pQCD [130] ($\times 10^{-4}$)
$D^0\pi^0$	$2.78 \pm 0.08 \pm 0.20$	0.58 [CHY] 0.70 [NS]	2.3-2.6
$D^{*0}\pi^0$	$1.78 \pm 0.13 \pm 0.23$	0.65 [CHY] 1.00 [NS]	2.7-2.9
$D^0\eta$	$2.41 \pm 0.09 \pm 0.17$	0.34 [CHY] 0.50 [NS]	2.4-3.2
$D^{*0}\eta$	$2.32 \pm 0.13 \pm 0.22$	0.60 [NS]	2.8-3.8
$D^0\omega$	$2.77 \pm 0.13 \pm 0.22$	0.66 [CHY] 0.70 [NS]	5.0-5.6
$D^{*0}\omega$	$4.44 \pm 0.23 \pm 0.61$	1.70 [NS]	4.9-5.8
$D^0\eta'$	$1.38 \pm 0.12 \pm 0.22$	0.30-0.32 [139]; 1.70-3.30 [140]	1.7-2.6
$D^{*0}\eta'$	$1.29 \pm 0.23 \pm 0.23$	0.41-0.47 [140]	2.0-3.2

que lorsque le π^0 a une impulsion importante, comme pour ce type de désintégrations à 2 corps, le pion chargé est “mou” (mésons vecteur donne 2 mésons pseudo-scalaires)). Ce bruit de fond est quasi-irréductible et très élevé pour ces modes supprimés de couleur. Un veto est toutefois appliqué sur ces canaux lorsque le π^- mou est trouvé dans l'acceptance du détecteur en le combinant avec les candidats $D^{(*)0}$ et π^0 , qui satisfont aux critères de sélection d'un candidat $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}\pi^0$, il devient possible de reconstruire un candidats B^- en en $D^{*0}\rho^-$ ou $D^0\rho^-$ et de le rejeter (le signal survit dans 80-90 % des cas à ce veto). Pourtant, très souvent, dans environ 1/3 des cas, le pion chargé est de si faible impulsion qu'il spirale autour du faisceau et qu'il est perdu dans la détection ou tout simplement, il échappe à la couverture angulaire du détecteur. Le problème qui se pose est que ces modes B^- en $D^{*0}\rho^-$ et $D^0\rho^-$ ont des branchement 100 fois plus élevés [31] que ceux des $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}\pi^0$. Ces branchements sont toutefois encore mesurés avec des précisions relativement modestes de respectivement de 14 et 17 % ($(0.98 \pm 0.17) \%$ et $(1.34 \pm 0.18) \%$). Même après 10 ans de physique aux usines à B cela montre la difficulté d'effectuer des mesures précises avec des mésons d'une aussi grande largeur que les ρ et dans un environnement tel que celui des paires de pions, où de nombreuses résonances peuvent interférer.

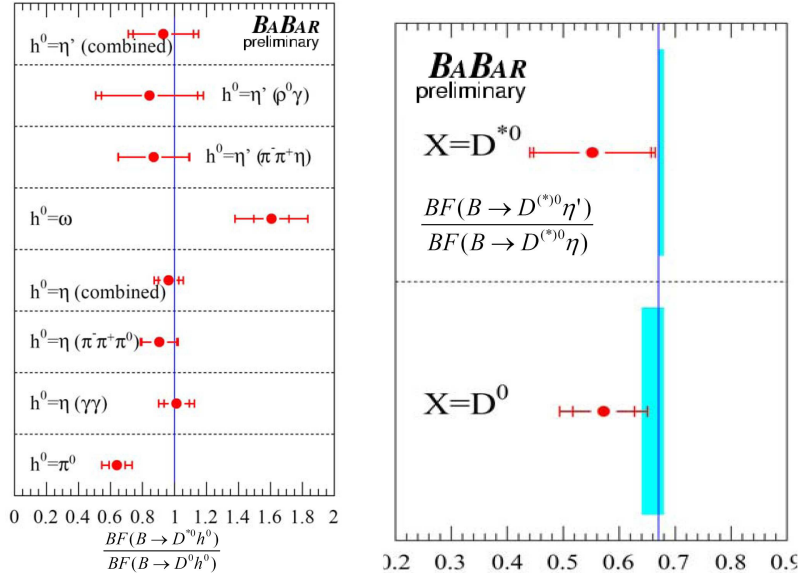


FIG. 5.4 – Comparaison des rapports de rapports de branchement par rapport à 1 (à gauche) et la valeur calculée pour le mélange connu $\eta - \eta'$ (à droite).

Ces canaux posent un réel problème pour effectuer une mesure précise des branchements des modes $D^{(*)0}\pi^0$. Les incertitudes précédentes se cumulent avec le fait que les spectres de ces bruits de fond se superposent pour les distribution ΔE des modes $D^{(*)0}\pi^0$. L'acceptance exacte des π^- mous est difficile à prédire, même pour une simulation très détaillée, et particulièrement après toutes les sélections qui sont appliquées pour extraire notre signal. Insistons encore une fois sur le fait que ces canaux sont pour les modes $D^{(*)0}\pi^0$ une source d'incertitude systématique très importante (voir [71] (tables 5.6-5.8 pages 226 et 227)), c'est notamment la systématique dominante pour le sous mode $D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ (60 % de l'incertitude systématique totale).

Depuis l'an passé [143], nous nous sommes attaqués à la réduction de cette incertitude systématique. Comme le veto de ces modes est appliqué à la dernière étape de sélection, la proportion $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$ est calculée pour les événements où un B^- est reconstruit dans les données. On se sert maintenant directement des événements qui sont rejetés à la phase de veto pour disposer d'un échantillon de contrôle très propre pour calculer le rapport $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$, en tenant compte des différences d'efficacités et de l'acceptance entre les données et le Monte Carlo. Ces calculs sont maintenant faits avec un échantillon extrêmement proche de celui qui constitue notre bruit de fond décalé en ΔE (perte du pion chargé mou). On échappe ainsi également aux incertitudes de la simulation et des nombreuses critères de sélection de notre chaîne d'analyse et bien évidemment liées aux branchements de ces modes [31].

La figure 5.6 montre ces distributions ΔE ajustées sur la simulation et les données pour les candidats $D^0\rho^-$ et $D^{*0}\rho^-$ et les analyses $\bar{B}^0$ en $D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$ et $D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$. On extrait des divers ajustements présentés les rapports de l'abondance relative $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$ pour corriger la normalisation fixées sur la simulation de ces bruits de fonds, pour les ajustements des distributions ΔE dans les analyses $D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$ et $D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$. On note clairement quelques différences significatives entre les données et la simulation, d'où l'importance de calculer nous-même ce rapport relatif dans la simulation et les données.

La figure 5.7 montre comme exemple l'évolution pour les 2 sous-modes $D^{*0}[D^0\pi^0/\gamma]\pi^0$ de l'ajustement entre le moment où nous avons montré ces résultats en 2008 et avec le nouveau calcul des proportions $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$ à l'aide de l'échantillon de contrôle dans les données. Dans notre estimation précédente l'utilisation de la simulation uniquement conduisait à une surestimation de ce bruit de fond. Les histogrammes des données sont rigoureusement identiques pour les 2

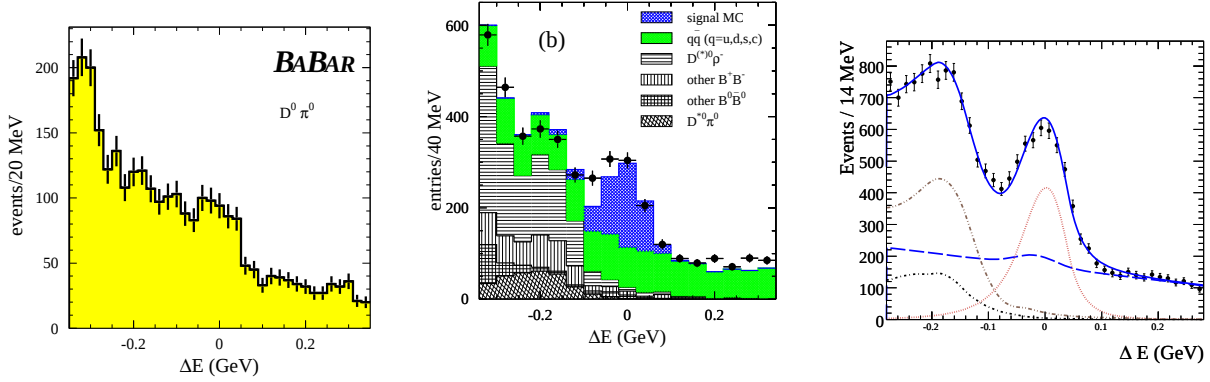


FIG. 5.5 – Comparaison des distributions de ΔE pour les diverses analyses de BABAR que j’ai effectuées depuis 2002. À gauche : en 2002, avec 48.8×10^6 paires $B\bar{B}$ [87], au milieu : en 2003, avec 88.8×10^6 paires $B\bar{B}$ [4] et à droite : en 2008, avec 454×10^6 paires $B\bar{B}$ [5].

méthodes de fit (avant ou après avoir corrigé le rapport $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$) Le traitement du canal $\bar{B}^0$ en $D^0\pi^0$ est quasiment inchangé dans ces nouveaux calculs.

On voit clairement que le branchement du mode $D^{*0}\pi^0$ était sous-estimé en 2008, dans la version préliminaire de cette analyse, du fait de la mauvaise estimation des fonds $D^{*0}\rho^-$ et $D^0\rho^-$. Nos nouveaux calculs donnent des rapports de branchements de désintégrations des $\bar{B}^0$ (encore internes à la collaboration BABAR [143]) sont $\mathcal{B}(D^0\pi^0) = (2.65 \pm 0.084 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ et $\mathcal{B}(D^{*0}\pi^0) = (2.94 \pm 0.14 \pm 0.27) \times 10^{-4}$. On note que le rapport $\mathcal{B}(D^{*0}\pi^0)/\mathcal{B}(D^0\pi^0)$ est maintenant de l’ordre 1.1 ; ce qui est plus proche de 1 qu’en 2008 (0.64, voir figure 5.4) et est en accord avec les prédictions de SCET [129]. En outre, on voit l’effet du meilleur traitement de la combinaison des incertitudes systématiques avec la méthode statistique “BLUE”, une partie des ces incertitudes diminuant dans la meilleure modélisation avec l’échantillon de contrôle du rapport relatif des canaux $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$.

Pour l’analyse d’isospin des systèmes $D\pi$ et $D^*\pi$, les phases fortes avec ces nouvelles valeurs sont : $\delta(D\pi) = (28.7^{+2.7}_{-3.8})^\circ$ et $\delta(D^*\pi) = (28.5^{+4.9}_{-6.9})^\circ$. Ces 2 angles sont différents de 0° (à $4(2.7)$ déviations standards pour $D^{(*)}\pi$) ; ils sont quasiment égaux et proches de 30° , comme le prédit SCET. Les rapports $R^{(*)}$ des modules des amplitudes d’isospin, définis plus haut, sont tels qu’ils valent respectivement (0.69 ± 0.04) et (0.67 ± 0.05) , pour les systèmes $D\pi$ et $D^*\pi$. Cela confirme à l’évidence de ré-interactions dans l’état final (FSI), négligées par les modèles de factorisation naïve.

Avant de conclure sur cette partie des mesures de rapports de branchement, notons que SCET prévoit des phases fortes comparables (également de l’ordre de 30°) pour le système des désintégration B en $D^{(*)}\rho$ (B^- en $D^{(*)0}\rho^-$ et $\bar{B}^0$ en $D^{(*)+}\pi^-$ et $D^{(*)0}\pi^0$). Les mésons ρ , au contraire des η , ω et η' , permettent d’accéder à ces analyses d’isospin des B en $D^{(*)}h$ (où h est un hadron léger), tout comme nous faisons pour les système B en $D^{(*)}\pi$ [131] .

Seule l’expérience Belle a mesuré les rapports de branchement pour les modes $D^{(*)0}\rho^0$ [121]. Ces études sont basées sur les difficiles analyses des plans de Dalitz des désintégrations $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$ (dont le formalisme et l’expertise sont toutefois maintenant bien maîtrisés dans BABAR), Les mesures $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$ sont publiées [121] et incluses dans les moyennes mondiales [31]. Même si de toute façon, il ne s’agit pas d’une étude de Dalitz complète, mais d’une analyse en projection d’amplitudes. C’est aussi pour cela que nous n’avons pas encore fixé comme prioritaire dans BABAR cette étude, qui doit être fait de façon rigoureuse (analyse complète du plan de Dalitz) si on souhaite contribuer de manière significative à ces mesures.

Toutefois, en prenant les valeurs des moyennes mondiales mesurées pour les modes B^- en $D^{(*)0}\rho^-$ et $\bar{B}^0$ en $D^{(*)+}\rho^-$ [31] et les 2 valeurs mesurées par Belle [121] pour les désintégrations des mésons $\bar{B}^0$: $\mathcal{B}(D^0\rho^0) = (3.2 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ et $\mathcal{B}(D^{*0}\rho^0) = (3.73 \pm 0.87 \pm 0.46) \times 10^{-4}$

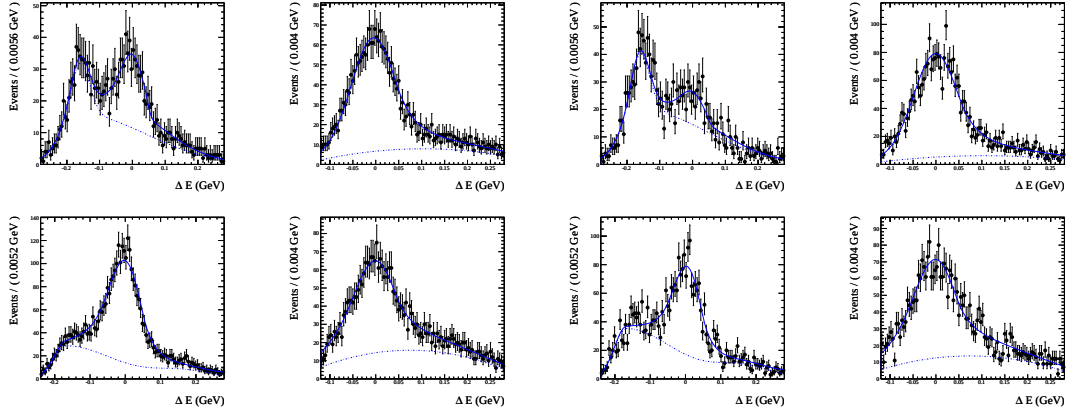


FIG. 5.6 – Distributions ΔE ajustées sur la simulation et les données pour les candidats $D^0\rho^-$ (première et troisième colonne) et $D^{*0}\rho^-$ (seconde et quatrième colonne) et les analyses $\bar{B}^0$ en $D^{*0}(D^0\pi^0)\pi^0$ (ligne du haut) et $D^{*0}(D^0\gamma)\pi^0$ (ligne du bas). Les 4 histogrammes de gauche sont pour la simulation et les 4 de droite, pour les données. La simulation est normalisée à la statistique des données.

(voir le preprint de 2004 [121], non publié), on obtient les phases fortes $\delta(D\rho) = (7.8^{+12.8}_{-7.8})^\circ$ et $\delta(D^*\rho) = (24.8^{+6.2}_{-14.2})^\circ$. Ces phases ne sont pas clairement différentes de 0° et il est difficile de les comparer aux 30° prédits par SCET. Les rapports $R^{(*)}$ des modules des amplitudes d'isospin définis plus haut sont tels qu'ils valent respectivement (0.68 ± 0.15) et (0.82 ± 0.16) , pour les systèmes $D\rho$ et $D^*\rho$. Ces valeurs sont inférieures à 1, comme attendues en présence de FSI.

Rappelons enfin également que, comme pour les modes $D^{*0}\omega$, les modes $D^{*0}\rho^0$ sont de nature vecteur-vecteur et sans connaître la valeur de la polarisation longitudinale SCET [129] ne sait pas exactement prédire le rapport $\mathcal{B}(D^{*0}\rho^0)/\mathcal{B}(D^0\rho^0)$. Tout comme pour les modes favorisés de couleur B^- en $D^{(*)0}\rho^-$ et $\bar{B}^0$ en $D^{(*)+}\rho^-$, qui sont mesurés même aujourd'hui avec des précisions limitées (15-20 %), on voit à l'évidence qu'il est nécessaire d'effectuer des mesures précises des modes supprimés de couleur $D^{(*)0}\rho^0$. Mais ce n'est évidemment pas si facile du fait de la largeur naturelle des mésons vecteur ρ et des nombreuses interférences qui interviennent des les canaux $D^{(*)}\pi^+\pi^-$. On peut notamment concevoir cette difficulté au regard de l'analyse Dalitz des D en K_S^0 qui sert de base à la mesure de dans la méthode GGSZ [109], cette analyse bénéficie pourtant d'un échantillon ultra-pur à 98 % de D^0 , basé sur près de 490.000 de D^{*+} en $D^0\pi^+$ sélectionnés sur des collisions e^+e^- en $c\bar{c}$ (correspondant à une luminosité intégrée de 351 fb^{-1}).

5.2.2 Mesure de l'angle CKM β dans les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}^{(*)0}h^0$, avec $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' , en se servant des désintégrations des mésons $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+\pi^-$ et en états propres de CP

5.2.2.1 Les modes $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+\pi^-$ Dalitz

Les modes supprimés de couleurs $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$ (transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$) sont utilisés pour mesurer l'angle β , sans ambiguïté géométrique de signe, dans la désintégration des mésons $\tilde{D}$ dans l'état final $K_S^0 \pi^+\pi^-$ [145, 146]. En effectuant une mesure de l'asymétrie des désintégrations B^0 et $\bar{B}^0$ dépendante du temps, avec les modes les plus propres et les plus abondants [7]: $\bar{B}^0$ en $D^0[\pi^0, \eta, \omega, \eta']$ et $D^{*0}[\pi^0, \eta]$ ($D^{*0} \rightarrow D^0\rho^0$), il est possible de mesurer l'angle du triangle d'unitarité CKM à partir des observables $\cos(2\beta)$ et à $\sin(2\beta)$ auxquelles on accède en fonction de la position dans le plan de Dalitz $[m^2(K_S^0\pi^+), m^2(K_S^0\pi^-)] \equiv (m_+^2, m_-^2)$. Pour cela, il faut effectuer la mesure du taux de production des B^0 ($\bar{B}^0$) et de l'asymétrie de ce taux dépendant

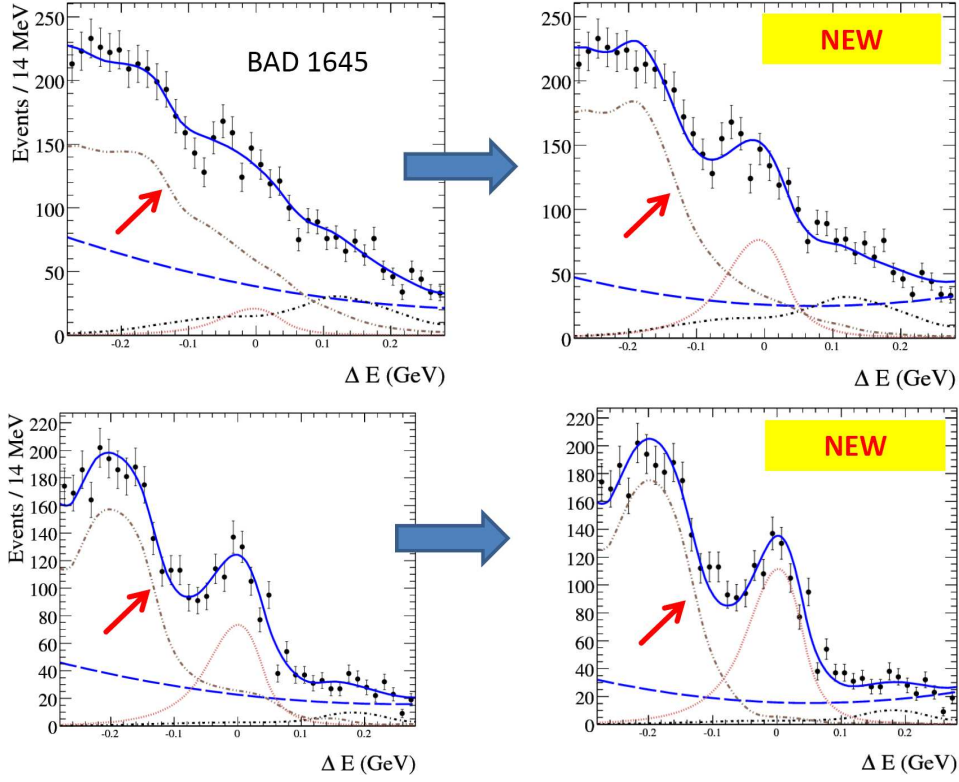


FIG. 5.7 – Ajustements des distributions ΔE dans les données pour les modes $\bar{B}^0$ en $D^{*0}\pi^0$ et D^{*0} en $D^0\pi^0$ en haut et $D^0\gamma$. A gauche avec les proportions d'abondance relative $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$ fournies par le Monte Carlo en 2008 et à droite après notre calcul à l'aide d'un échantillon de contrôle dans les données (voir figure 5.6). Il y a les point des données expérimentales avec les barres d'erreur, en rouge l'ajustement du signal, en pointillés bleu le fond combinatoire, en brun pointillés le “cross-feed” des modes $D^{*0}[D^0X^0]\pi^0$ et $D^0\pi^0$ ($X^0 = \pi^0$ ou γ) correspondant et en marron pointillés le fond quasi-irréductible B^- en $D^{(*)0}\rho^-$, indiqué par les flèches rouges.

du temps se désintégrant dans ces modes, en fonction de différentes positions précises (m_+^2, m_-^2) sur plan de Dalitz de désintégration du méson $\bar{D}$. Ce taux est fonction du produit des amplitudes $\mathcal{A}_{D^0} = f(m_+^2, m_-^2)$ et $\mathcal{A}_{\bar{D}^0} = \bar{f}(m_+^2, m_-^2) = f(m_-^2, m_+^2)$. Dans les désintégrations respectives des $\bar{B}^0$ et des B^0 il est proportionnel à :

$$\begin{aligned} \frac{e^{-\Gamma\Delta t}}{2} |\mathcal{A}_B|^2 &\times [(|\mathcal{A}_{D^0}|^2 + |\lambda|^2 |\mathcal{A}_{\bar{D}^0}|^2) \\ &\mp (|\mathcal{A}_{D^0}|^2 - |\lambda|^2 |\mathcal{A}_{\bar{D}^0}|^2) \cos(\Delta m \Delta t) \\ &\pm 2|\lambda| \xi_{h^0} (-1)^L \text{Im}(e^{-2i\beta} \mathcal{A}_{D^0} \mathcal{A}_{\bar{D}^0}^*) \sin(\Delta m \Delta t)], \end{aligned} \quad (5.2.4)$$

où $\mathcal{A}_B$ est l'amplitude de désintégration du mode $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$. Le signe $-$ ou $+$ en haut (bas) dans l'équation précédente est pour des événements avec un B servant à l'étiquetage, dans l'autre hémisphère, se désintégrant en un B^0 ($\bar{B}^0$), Δt est la différence entre le temps propre du B que l'on étudie par rapport à l'autre $\bar{B}$ qui sert pour l'étiquetage de la saveur, Γ est le taux de désintégration des mésons B neutres, $\lambda = e^{-i\beta} (\mathcal{A}_{\bar{B}}/\mathcal{A}_B)$, Δm est la fréquence d'oscillation $B^0-\bar{B}^0$ et ξ_{h^0} est la valeur propre CP du méson léger neutre et $(-1)^L$, L étant le facteur relié au moment angulaire orbital de la désintégration. Pour les modes D^0h^0 (respectivement les modes $D^{*0}[D^0\pi^0]h^0$ (où $h^0 \neq \omega$)), on montre (en tenant compte notamment de [147]) que $\xi_{h^0} \times (-1)^L = -1(+1)$. Et on obtient en particulier, pour le dernier terme de l'équation précédente, la relation :

$$\begin{aligned} \text{Im}(e^{-2i\beta} \mathcal{A}_{D^0} \mathcal{A}_{\bar{D}^0}^*) &= \text{Im}(\mathcal{A}_{D^0} \mathcal{A}_{\bar{D}^0}^*) \cos(2\beta) \\ &\quad - \text{Re}(\mathcal{A}_{D^0} \mathcal{A}_{\bar{D}^0}^*) \sin(2\beta), \end{aligned} \quad (5.2.5)$$

qui permet d'accéder, comme à 2 paramètres indépendants, à $\cos(2\beta)$ et à $\sin(2\beta)$.

Jusqu'à présent, à l'aide des canaux B^0 en $(c\bar{c})K^0$, $D^{(*)}D^{(*)}$, $J/\psi\pi^0$ ou transitions pingouins $b \rightarrow (q\bar{q})s$, il est possible de mesurer différemment $\sin(2\beta)$ (par exemple [32, 120]), si on est capable de séparer les facteurs de dilution théoriques, comme dans les 3 derniers cas. Mais on voit aussi pour ces modes, avec des arguments élémentaires de trigonométrie, que l'angle CKM β est mesuré avec 4 ambiguïtés. Avec la méthode des modes supprimées de couleur Dalitz dépendante du temps, les mesures sont évidemment bien que moins précises que celles de $\sin(2\beta)$ avec les modes charmonium, mais elles permettent de lever les ambiguïtés géométriques.

Des mesures avec cette méthode ont été présentées pour la première fois par l'expérience Belle aux conférences d'été 2005, à Uppsala (Suède, Lepton Photon 2005), puis à Lisbonne (Portugal, EPS HEP 2005). Avec l'aide de mes collègues des Universités de Trieste (Italie), d'Iowa et de Caltech (Etats-Unis) et de mon étudiant en thèse de doctorat, Xavier Prudent, au sein du groupe d'analyse Breco, nous avons mis immédiatement à la suite en route cette analyse pour *BABAR*, en exploitant les techniques que j'ai développées pour les études menées en parallèle des mesures de rapport de branchements.

J'ai participé à l'élaboration de la simulation Monte Carlo de ces modes, à leur filtrage dans la simulation et les données et à leur sélection finale avant l'ajustement dépendant du temps dans le plan de Dalitz pour les candidats B neutres étiquetés. C'est ainsi que grâce à l'infrastructure mise au point dès 2001 par mes soins, pour les modes supprimés de couleur, nous avons réussi très rapidement à mettre au point cette analyse et obtenir des résultats très concurrentiels avec ceux de Belle [146] (basés sur 386×10^6 de paires $B\bar{B}$). Notre analyse, utilise 383×10^6 paires de $B\bar{B}$ (données accumulées jusqu'à 2006), et a été menée à bien (pour l'ajustement final) par un collègue post doctorant de Caltech (Etats-Unis), Chih-Hsiang Cheng, qui est le coordinateur du groupe d'analyse des mesures de CP des B avec des quarks charmés dépendantes du temps dans *BABAR*. Elle a été présentée à la conférence de l'été 2006 ICHEP, à Moscou (Russie) et publiée très rapidement après [7].

Notre étude exclut une valeur de $\cos(2\beta) < 0$ à 86 % de degré de confiance. L'exclusion de Belle est meilleure, elle contraint la valeur de $\cos(2\beta)$ d'être positive à 98.3 % de degré de confiance. L'étude précise de la désintégration des mésons $\tilde{D}$ dans l'état final $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, bénéficie des analyses précises effectuées depuis fin 2003 pour mesurer de l'angle γ et notamment du modèle isobare de Dalitz mis au point pour la mesure de *BABAR* de 2005 [148] et mis à jour plus récemment en 2008 [109], pour l'étude de la violation directe de CP dans les désintégrations B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$, et menées par le groupe Breco de *BABAR*.

Nous disposions [7] d'environ 335 ± 32 candidats étiquetés et avons mesuré $\cos(2\beta) = 0.42 \pm 0.49(stat) \pm 0.09(syst) \pm 0.13(Dalitz)$ et $\sin(2\beta) = 0.29 \pm 0.34(stat) \pm 0.03(syst) \pm 0.05(Dalitz)$ (l'incertitude statistique est largement dominante et à comparer à la moyenne mondiale (été 2009, groupe HFAG [32]) sur $\sin(2\beta)$ avec les modes charmonium : (0.672 ± 0.023)). La figure 5.8 présente la masse invariante contrainte à l'énergie du faisceau (a) et celle des candidats $\tilde{D}$ sélectionnés (b), avec les diverses composantes des bruits de fond.

Notons que ces mesures qui contraignent $\cos(2\beta)$ à être positif sont également compatibles et très compétitives aux regard des autres méthodes existantes [32]. On citera en particulier l'analyse des modes B^0 en $J/\psi K^{*0}[K_S^0 \pi^0]$, qui est une analyse angulaire dans la base de transversité dépendante du temps, dont les études ont été menées par mes collègues de *BABAR* au LLR de Palaiseau [149] et notamment mon collègue Stéphane T'Jampens, qui est maintenant au LAPP et qui y a contribué pour sa thèse de doctorat. Cette analyse donne des résultats assez comparables avec ceux de Belle [150], avec 3 fois moins de statistique.

On pourra aussi citer l'analyse des modes B^0 en $D^{*+}D^{*-}K_S^0$, en partie supprimés de couleur (dominée par l'analyse de Dalitz dépendante du temps effectuée pour *BABAR* par mon collègue du LAPP, Vincent Poireau, et Chunhui Chen, de SLAC [151], avec 2 fois moins de statistique que Belle [152]). Ou bien encore, les études des modes B^0 en $K^+K^-K_S^0$ ou $\pi^+\pi^-K_S^0$ qui sont des

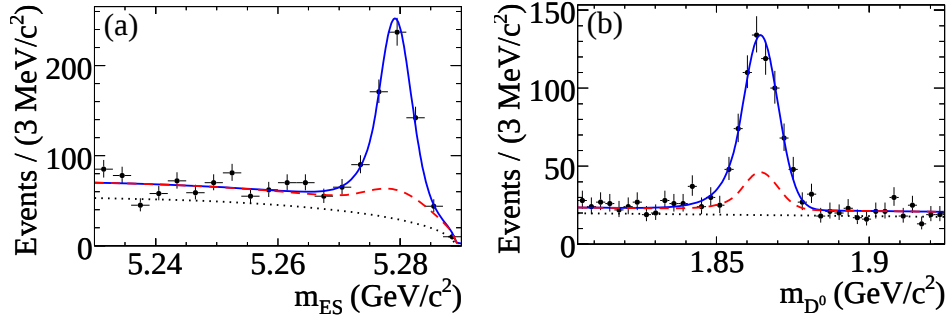


FIG. 5.8 – *masse invariante contrainte à l'énergie du faisceau, m_{ES} , des candidats $\bar{B}^0$ (a) et celle des candidats $\tilde{D}$ correspondants sélectionnés (b), avec les diverses composantes des bruits de fond. Pour chacune des 2 variables présentées, une coupure sur la zone de signal de l'autre variable est effectuée.*

analyses Dalitz dépendantes du temps (voir notamment pour *BABAR* [153], la seconde étude étant réalisée en partie par mes collègues français de *BABAR* au LPNHE-Jussieu à Paris). Ou encore de façon plus indirecte, des contraintes peuvent être posées par les analyses angulaires des asymétries dépendantes du temps des modes B^0 en $\phi K_S^0 \pi^0$ [104], dont j'ai été le responsable du comité de revue interne pour *BABAR*.

5.2.2.2 les modes de $\tilde{D}$ états propres de CP

Il est également possible de mesurer $\sin(2\beta)$ avec les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $D_{CP}^{(*)0}[\pi^0, \eta, \omega, \eta']$, lorsque le $\tilde{D}$ se désintègre dans un état propre de CP (+1): $\pi^+ \pi^- / K^+ K^-$ ou (-1): $K_S^0[\pi^0, \omega]$. Cette méthode [6] est tout à fait proche de celle qui est employée pour la mesure de $\sin(2\beta)$ avec les modes charmonium [60]: analyse de l'asymétrie dépendante du temps entre le nombre de B^0 et de $\bar{B}^0$ produisant un état final défini. Il s'agit d'étudier la distribution du taux de production B^0 ($\bar{B}^0$) dans un état final f en fonction de Δt , la différence des temps propres de désintégration du B^0 ($\bar{B}^0$) et de celle de l'autre $\bar{B}^0$ (B^0) appelé B_{tag} , produit de façon cohérente dans la désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ et qui sert pour étiqueter la saveur de notre B^0 ($\bar{B}^0$) de signal, qui se désintègre dans un mode état propre de CP . On montre facilement que ce taux de production $F_{\pm}(\Delta t)$ s'écrit pour les événements étiquetés $\bar{B}^0$ (B^0):

$$F_{\pm}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{eff}}}{4} \{1 \mp \Delta\omega \pm (1 - 2\omega) \times [\eta_f \mathcal{S} \sin(\Delta m \Delta t) - \mathcal{C} \cos(\Delta m \Delta t)]\} \quad (5.2.6)$$

où cette expression n'est valable qu'en présence de bruit de fond combinatoire sans effets sur la dilution de la sensibilité à CP . On a: Δm la fréquence d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$, τ_{eff} le temps de vie moyen des mésons neutres B , η_f la valeur propre CP de l'état final f considéré, ω est la probabilité de mauvais étiquetage de la saveur du B_{tag} et $\Delta\omega$ la différence de ce paramètre suivant qu'il s'agisse d'un B^0 ou d'un $\bar{B}^0$. Et l'asymétrie dépendante du temps entre la distribution des B^0 et celle des $\bar{B}^0$ s'écrit:

$$\mathcal{A}_{CP}(\Delta t) = \frac{F_+(\Delta t) - F_-(\Delta t)}{F_+(\Delta t) + F_-(\Delta t)}. \quad (5.2.7)$$

Cela permet de valider la valeur de l'angle dans les transitions $b \rightarrow c(\bar{u}d)$, encore jamais testées avant les mesures en 2005 de Belle [146] et en 2006 de *BABAR* [7], pour les modes Dalitz $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Bien que la précision soit bien plus faible que dans le cas des modes B^0 en $(c\bar{c})K^0$, ces modes sont totalement libres des transitions au travers de modes pingouins. Les effets de la transitions supprimées de Cabibbo: $b \rightarrow u(\bar{c}d)$, sont bien connus et faibles ($|V_{ub}|$). Ces effets de corrections

TAB. 5.3 – Nombre d'événements de signal pour chacun des modes considérés. les incertitudes sont simplement de nature statistique. La parité CP des D^0 est indiquée dans la colonne D_{CP} . Les valeurs combinées résultent d'un ajustement simultané sur tous les différents modes.

$\eta_f = +1$ (CP paire)			$\eta_f = -1$ (CP impaire)		
Mode	D_{CP}	N_{signal}	Mode	D_{CP}	N_{signal}
$D_{K_S^0 \omega}^0 \pi^0$	–	26.2 ± 6.3	$D_{KK}^0 \pi^0$	+	104 ± 17
$D_{K_S^0 \pi^0}^0 \omega$	–	40.0 ± 8.0	$D_{KK}^0 \eta_{\gamma\gamma}$	+	28.9 ± 6.5
$D_{K_S^0 \omega}^0$	–	23.2 ± 6.8	$D_{KK}^0 \eta_{3\pi}$	+	14.2 ± 4.7
$D_{KK}^{*0} \pi^0$	+	23.2 ± 6.3	$D_{KK}^0 \omega$	+	51.2 ± 8.5
$D_{KK}^{*0} \eta_{\gamma\gamma}$	+	9.8 ± 3.5	$D_{K_S^0 \omega}^{*0} \pi^0$	–	5.5 ± 3.3
$D_{KK}^{*0} \eta_{3\pi}$	+	6.8 ± 2.9			
Combiné		131 ± 16			209 ± 23
Total					340 ± 32

liés à des processus standards sont à considérer au niveau de quelques pourcents [154, 155]. Ils sont négligeables pour le moment, c'est à dire au niveau de précision où nous travaillons. Notons enfin que la mesure est plus facile que celle où l'on utilise la désintégration Dalitz ; de nombreux modes sont exploités une précision relativement meilleure sur $\sin(2\beta)$ est attendue.

Notons également que des effets notables et spectaculaires de physique au-delà du Modèle Standard pourraient apparaître sans ambiguïté, contrairement à ce qui se passe dans les transitions $b \rightarrow s\bar{s}d$ où les effets des pingouins QCD sont difficiles à quantifier précisément. Ces effets au-delà du Modèle Standard peuvent se manifester avec violation de la R-parité dans des processus supersymétriques tels que $b \rightarrow \bar{u}\tilde{s}_R$ et $\tilde{s}_R \rightarrow cd$ (voir par exemple [154], qui prédit des décalages de phases par rapport au Modèle Standard (des corrections $\delta\phi_C$) aussi importants que : $\delta\phi_C(b \rightarrow c\bar{u}d) \leq 0.5$ sur la valeur effective de β , dans ces modes supprimés de couleur $D^{(*)0}h^0$, en servant de référence à la mesure de β , avec les désintégrations des B^0 en modes en $(c\bar{c})K^0$ ($\delta\phi_C(b \rightarrow c\bar{c}s) \leq 0.1$)).

En négligeant, de façon assez légitime pour le moment, les amplitudes de supprimées de CKM, et d'éventuelles phases dues à des effets de nouvelle physique ou de l'interaction forte et la violation de CP directe ou indirecte, les 2 paramètres CP des équations ci-dessus s'écrivent simplement $\mathcal{C} = 0$ et $\mathcal{S} = -\sin(2\beta)$. Et l'asymétrie dépendante du temps s'écrit simplement comme :

$$\mathcal{A}_{CP}(\Delta t) \propto -\eta_f(1 - 2\omega) \sin(2\beta) \sin(\Delta m \Delta t). \quad (5.2.8)$$

Ce sont toutefois les valeurs de ces 2 paramètres $\mathcal{C}$ et $\mathcal{S}$ que nous avons mesurées pour tester les possibles effets au-delà du Modèle Standard.

Notons là encore, les bénéfices liés à l'effort commun mené pour étudier en même temps les aspects de spectroscopie et de physique CP grâce au cadre d'analyse mis au point dès 2001 et l'expertise acquise pour les modes supprimés de couleur. Tout comme pour l'analyse Dalitz, j'ai participé avec mes collègues de Iowa, Trieste et Caltech, et avec Xavier Prudent, à la mise au point de la chaîne d'analyse de ces modes (filtrage et sélection finale). J'ai mis au point la phase de génération de la physique de la simulation Monte Carlo pour plus de 318 modes exclusifs de désintégrations possibles, avec Vitaly Eyges d'Iowa². J'ai effectué avec Vitaly et Marco Bomben (étudiant en thèse à l'Université de Trieste) les études permettant de choisir parmi ces différentes modes les canaux qui sont à priori les plus significatifs pour cette mesure préliminaire. Xavier Prudent et moi-même avons également validé les diverses sélections et la prédiction des bruits de fond par la simulation. Nous avons publié en 2007 [6], la mesure de $\sin(2\beta)$ avec une précision limitée de 40 % en nous servant d'uniquement 11 modes et avec également 383×10^6 de paires $B\bar{B}$

2. 264 pour les études où les $\tilde{D}$ se désintègrent dans un état propre de CP ou en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, et encore 54 autres pour les études des modes de D^0 en $K^- n \pi$, pour l'étude des branchements

(données des Runs 1 à 5 de *BABAR*, jusqu'à l'année 2006 incluse). La table 5.3 donne le nombre d'événements de signal pour chacun des 11 modes étudiés.

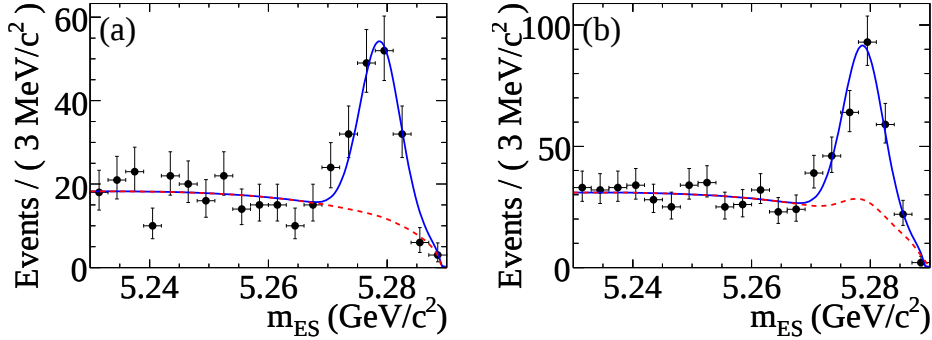


FIG. 5.9 – Ajustements sur les distributions en m_{ES} des modes $CP+1$ (a) et $CP-1$ (b) combinés dans les données. La contribution en pointillés correspond à la contribution des divers bruits de fond.

Nous disposons de 340 ± 32 événements pour effectuer l'ajustement de $\mathcal{C}$ et $\mathcal{S}$. La figure 5.9 montre les distributions m_{ES} (énergie des faisceaux substituée) des candidats B associées pour les modes $\eta_f = +1$ (à gauche (a)) et $\eta_f = -1$ (à droite (b)) que nous avons sélectionnés, elles permettent de juger de la pureté obtenue dans le cas de ces désintégrations de B en charme ouvert.

Enfin, les distributions des asymétries des $F(\Delta t)$ et $\mathcal{A}_{CP}(\Delta t)$ pour les modes $\eta_f = +1$ (à gauche (a)-(b)) et $\eta_f = -1$ (à droite (c)-(d)) sont présentées également sur la figure 5.10.

On mesure séparément les 2 types d'états propres de CP et on obtient respectivement (incertitudes statistique uniquement) ($\eta_f = +1$) : $\mathcal{C} = -0.21 \pm 0.25$ et $\mathcal{S} = -0.17 \pm 0.37$, ($\eta_f = -1$) : $\mathcal{C} = -0.21 \pm 0.21$ et $\mathcal{S} = -0.82 \pm 0.28$, dans un ajustement combiné : $\mathcal{C} = -0.23 \pm 0.16(stat) \pm 0.04(syst)$ et $\mathcal{S} = -0.56 \pm 0.23(stat) \pm 0.05(syst)$ ($\rho = -2.4\%$). Dans ces dernier cas, le paramètre ρ donnent l'importance de la corrélation statistique entre $\mathcal{C}$ et $\mathcal{S}$. Cette mesure est compatible avec l'opposé, comme attendu, de la valeur mondiale $\sin(2\beta)_{charmonium} = 0.673 \pm 0.023$ [32], mais hautement moins précise. Elle est environ 30 % plus précise que celle que nous avons obtenue dans l'analyse supprimée de couleur Dalitz ($\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$) et que nous venons juste de présenter plus haut [7]. Elle est dominée par les incertitudes statistiques. Cette mesure est à 2.3 écarts standards de l'hypothèse pas de violation de CP : $\mathcal{C} = \mathcal{S} = 0$.

Les corrections standards aux ordres sous-dominants étant différentes pour les modes $D_{CP} = +1$ et $D_{CP} = -1$ [155] (sensibilité aux éléments de la matrice CKM, dont l'angle γ dans les transitions $b \rightarrow u$ et différentes phases fortes ...), nous calculons aussi ($D_{CP} = +1$) : $\mathcal{C} = -0.33 \pm 0.19(stat) \pm 0.04(syst)$ et $\mathcal{S} = -0.65 \pm 0.26(stat) \pm 0.06(syst)$ ($\rho = 4.5\%$) et aussi ($D_{CP} = -1$) : $\mathcal{C} = -0.03 \pm 0.28(stat) \pm 0.17(syst)$ et $\mathcal{S} = -0.46 \pm 0.45(stat) \pm 0.13(syst)$ ($\rho = -14\%$). De toute évidence et comme attendu, la précision actuelle sur ces mesures est loin d'être assez grande pour observer des déviations aux prédictions du Modèle Standard.

5.2.2.3 Perspectives sur la mesure de β dans les désintégrations supprimées de couleur $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}^{(*)0} h^0$, en se servant des désintégrations des mésons $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ et en états propres de CP

Fin 2007, avec Xavier Prudent, nous préparions la mise à jour de cette mesure après la publication de cet article pour la statistique finale de *BABAR*. Notons qu'en fin 2006 nous attendions environ 1 milliards de paires $B\bar{B}$ fin 2008, pour la totalité de la statistique de *BABAR*, alors que nous en avons collecté en fait un peu moins de la moitié. Le lecteur intéressé pourra consulter par exemple les présentations du "BABAR "1 ab^{-1} " Physics Workshop", de décembre 2006 à SLAC et notamment les présentations que Chih-Hsiang Cheng et moi-même avons données sur les perspectives de la mesure de l'angle β (dans les désintégrations des B en charmonium et charme ouvert) et

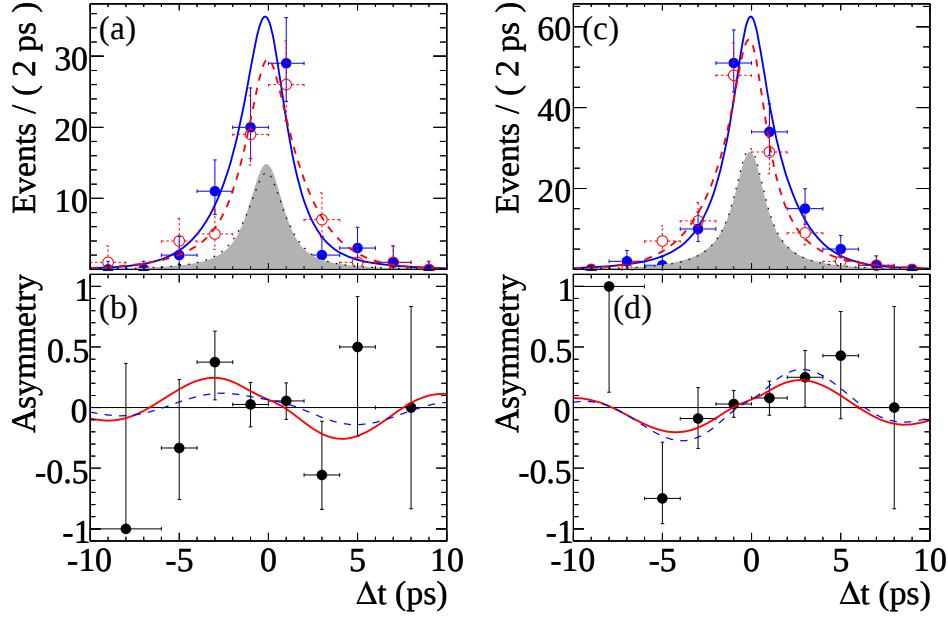


FIG. 5.10 – Distributions des asymétries des $F_{\pm}(\Delta t)$ et $A_{CP}(\Delta t)$ pour les modes $\eta_f = +1$ (à gauche (a)-(b)) et $\eta_f = -1$ (à droite (c)-(d)). En haut : les courbes $F_{+(-)}(\Delta t)$ (a)((c)) ajustées bleues pleines (rouges hachurées) sur les points expérimentaux bleus pleins (rouge cerclés) sont pour les B^0 ($\bar{B}^0$) et en grisés sont représentées les composantes des bruits de fond. En bas : les asymétries $A_{CP}(\Delta t)$ ont été ajustées pour les modes $\eta_f = +1$ (b) et $\eta_f = -1$ (d) seulement (courbes bleues en pointillés) et pour un ajustement combiné (courbe rouge pleines).

sur celles du fit global CKM, dans ce cadre [156]. Dans sa présentation, Chih-Hsiang montrait que la mesure de l'angle β aurait pu être assez intéressante et significative avec les modes supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}^{(*)0}h^0$, mais qu'en aucun cas ces mesures auraient de toute façon été limitées par les effets systématiques. Pour la méthode des $\tilde{D}_{CP}$ on attendait, en répétant simplement l'analyse de 2007, une incertitude statistique de 0.14 au lieu de 0.23 (en 2007) sur la mesure de S (soit une précision d'environ 15-20 %); pour la méthode $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, on attendait une incertitude statistique inférieure à 0.20 au lieu de 0.34 (en 2007) pour la mesure de $\sin(2\beta)$, respectivement inférieure à 0.30 pour 0.49.

Comme on l'a vu au chapitre 2, le programme final de *BABAR* a été modifié pour le dernier run de physique en janvier 2008 du fait de coupures de budget du DOE, nous avons finalement décidé d'achever le programme de physique de *BABAR* en étudiant les résonances $b\bar{b}$: $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$.

Par rapport à notre article [6] nous ne disposons avec la statistique totale de *BABAR* que 80 millions de paires $B\bar{B}$ supplémentaires (467×10^6). Toutefois, contrairement aux désintégrations Dalitz $\tilde{D}$ en $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, avec la méthode des mésons $\tilde{D}$ en mode CP il y a de très nombreux modes qui n'ont pas encore été exploités. Et même s'ils sont rares, quand on combine de très nombreux modes, cela permet d'obtenir une mesure avec une précision intéressante de $\sin(2\beta)$ par une mesure de l'asymétrie des désintégrations B^0 - $\bar{B}^0$ dépendante du temps. En améliorant la sélection et l'ajustement final pour la statistique finale de *BABAR* nous avons montré que nous pouvons attendre un peu plus de 750 candidats B_{CP} , en ajoutant des modes et en améliorant la pureté des échantillons.

A l'aide des données correspondant à 383 millions de paires $B\bar{B}$, avec Xavier, nous avons effectué début 2008, des études d'optimisation des sélections et montré, à l'aide de la simulation générique et des divers modes de signal exclusifs, qu'aux 11 modes utilisés pour la publication de 2007 [6], il est possible d'ajouter 28 modes. La conclusion de ces études est qu'il est possible de passer des 340 événements de notre publication de 2007, à 626 candidats (315 $CP+$ et 311 $CP-$)

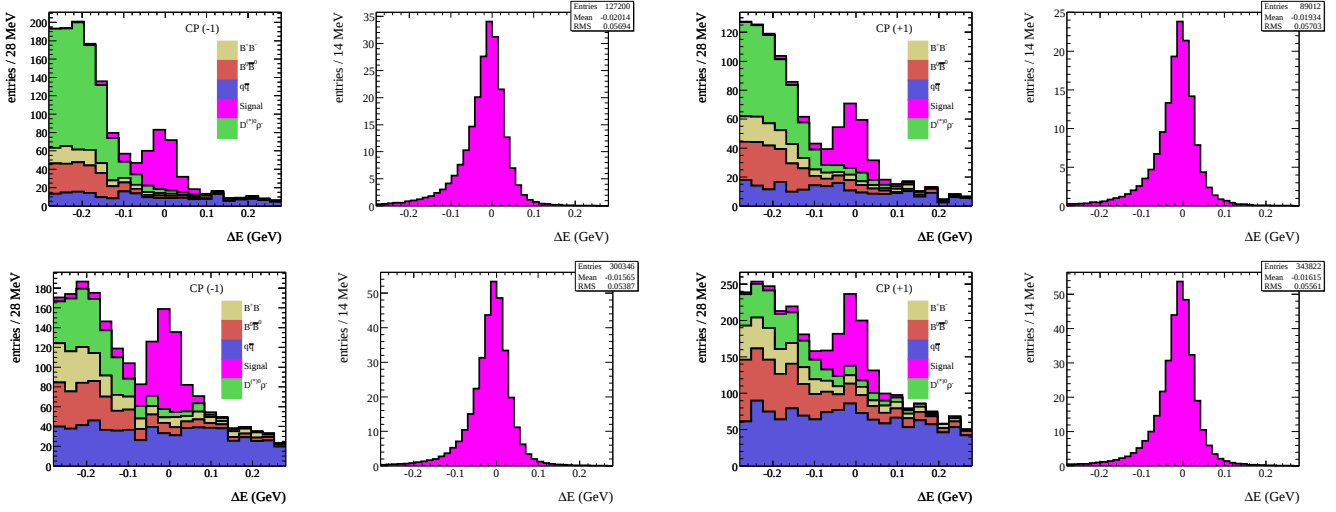


FIG. 5.11 – *En haut* : Distributions de la variable ΔE obtenue dans la simulation pour les modes $CP-1$ (à gauche) et $+1$ (à droite) de la publication 2007 [6]. *En bas* : Distributions de la variable ΔE obtenue dans la simulation pour les modes $CP-1$ (à gauche) et $+1$ (à droite) pour le nouvel échantillon proposé et correspondant à une statistique identique de 383×10^6 paires de mésons $B\bar{B}$. Les histogrammes roses sont ceux des signaux $\bar{B}^0$ en $\tilde{D}_{CP}^{(*)0} h^0$.

avec des puretés légèrement dégradées 46 % au lieu de 64 % pour les modes $CP+$ et 31 % au lieu de 50 % pour les modes $CP-$. On n'ajoute pas de bruit de fond résonnant qui pourrait diluer la mesure des paramètres CP .

Les figures 5.11 présentent les distributions en ΔE des candidats obtenus pour ces études que nous avons effectuées en simulation en comparant l'ancien échantillon de la publication de 2007 [6], avec le nouveau échantillon proposé. En outre dans notre nouvelle proposition d'échantillon nous avons en particulier raffiné les sélections et ajouté un veto pour les modes de B chargés $D^{*0}\rho^-/D^0\rho^-$, comme nous le faisons pour les mesures de branchements.

On voit ainsi que même sans doubler la statistique par rapport à 2007 par le nombre de collisions à PEP-II, il est possible d'améliorer l'analyse en se basant sur notre expertise acquise lors des études avec de très nombreux sous modes pour calculer les rapports d'embranchement des modes supprimés de couleur. Un gain bien supérieur à 2 sur l'échantillon servant à l'extraction de $\sin(2\beta)$ est possible, d'où le passage escompté d'une précision de 40 % à environ de 25 % sur la mesure actuellement publiée, avec la statistique totale de *BABAR* et cette nouvelle sélection. Cette étude n'a cependant pas été jugée prioritaire par rapport à la finalisation de l'étude sur les rapports de branchements et reste en suspens. Elle pourra toutefois être reprise avec une précision encore meilleure à LHCb [10, 11, 12, 13], ou mieux dans les futures super usines à B à KEK (Japon) [157] ou à Frascati (Italie) [158].

Un dernier point que je commente ici, concerne une étude en cours dans *BABAR* et qui n'a pas encore obtenu de résultats pour le moment. Elle consiste à mesurer $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$ avec une analyse de Dalitz dépendante du temps pour les désintégrations des B neutres en $\tilde{D}_{CP}^0 \pi^+ \pi^-$ [159]. Nous avons déjà parlé de ces modes au tout début du chapitre 5.2. Dans le cas de cette analyse, des techniques similaires à celles que l'on vient de décrire sont utilisées pour ces modes supprimés de couleur. On utilise des désintégrations supprimées de Cabibbo D^0 en $K^+ \pi^-$ et les désintégrations dans les modes états propres de $CP (+1)$: $K^+ K^- / \pi^+ \pi^-$ et (-1) : $K_S^0 \pi^0$. Une analyse de Dalitz est réalisée dans chacun des divers cas. Et pour les modes états propres de CP , il est possible de faire une analyse de Dalitz dépendante du temps, qui donne de façon similaire aux 2 analyses que l'on vient de décrire ci-dessus, indépendamment accès à $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$.

5.3 Etudes et mesures relatives à l'angle CKM γ

Comme je l'ai déjà dit, mon intérêt pour les mesures de l'angle γ a été grandement renforcé à partir de 2003, lorsque M. Gronau [133] a montré que le fait les modes supprimés de couleur $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}h^0$ ont des branchements plus élevés, que ce que prédit la factorisation naïve, laisse entrevoir une plus grande sensibilité qu'attendue à cette phase EW dans les désintégrations B chargés en $\tilde{D}^{(*)0}K^{(*)-}$ ou B neutres en $\tilde{D}^{(*)0}K^{(*)0}$.

J'ai été maintes fois désigné par l'expérience *BABAR*, depuis 2005, comme orateur pour présenter de nouveaux résultats sur la mesure de cet angle en conférence : EPS05, FPCP07 et CKM08 [97, 98, 99]. J'ai suivi de très près ces analyses (et continue à le faire) et j'y contribue directement. Ce notamment depuis l'automne 2007, lorsque je suis devenu coordinateur du groupe d'analyse Breco. En particulier, Je suis membre du comité de revue interne de *BABAR* pour l'analyse finale de B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$, par la méthode dite "GGSZ-Dalitz" (voir ci-dessous), avec les désintégrations $\tilde{D}$ en $K_S^0 h^+h^-$ ($h = K$ ou π). Cette analyse vient tout juste d'être présentée aux conférences d'hiver [101]. A la suite de ce travail, j'ai été choisi comme membre rapporteur du jury de thèse de Neus Lopez-March, de l'Université de Valence (Espagne). Cette thèse sera soutenue au début de l'année 2010. Cette étudiante travaille sous la direction de Fernando Martinez-Vidal, qui coordonne cette analyse depuis 2004, pour *BABAR*.

Je suis co-auteur de 2 analyses récentes sur la mesure de γ , qui utilisent la totalité ou la quasi-totalité des données de *BABAR*. L'une d'elle vient d'être publiée [8] ; elle concerne l'analyse des modes B^- en $\tilde{D}K^{*-}$ par les 2 méthodes dites "ADS" et "GLW" (voir plus bas). L'analyse a été effectuée principalement par le groupe de l'Université d'Ohio que j'ai aidé pour l'interprétation phénoménologique et statistiques des mesures. La seconde concerne l'étude des modes $\tilde{D}^{(*)}K^-$ par la méthode dite "ADS", dont les résultats contraignent très fortement la connaissance de la sensibilité à l'amplitude de désintégration qui donne accès à γ avec ces modes de désintégration ($\propto -arg[V_{ub}^*]$). Pour cette méthode on parle de méthode de mesure des paramètres de nuisance $r_B^{(*)}$. Ce dernier résultat a été montré aux conférences de l'été 2009 sous une forme préliminaire. Jean-Pierre Lees du LAPP, qui en est l'auteur principal, et moi-même préparons sa publication qui est en cours de revue finale dans *BABAR* [9]. Après une brève introduction aux différentes méthodes de mesure de γ , je présenterai les résultats des analyses récentes auxquelles j'ai contribué.

Pour une introduction un peu plus détaillée, il y a bien évidemment le document publié par le groupe de combinaison des mesures qui concerne la physique des saveurs lourdes (HFAG) [32] qui présente les résultats les plus récents sur le sujet (avec une mise à jour en ligne). Mais j'invite également le lecteur à consulter la revue que j'ai rédigée en juin 2007 sur le sujet, à l'issue de ma contribution à la conférence FPCP07 [98]. Ce document est également joint à ce manuscrit dans l'annexe C.

Je prépare une publication avec mes collègues de CKMfitter sur les méthodes d'extraction de γ en présence de paramètres de nuisance (je reviendrai plus loin sur le sujet). On pourra aussi se référer au livre qui a été écrit à l'issue du workshop CKM08, à Rome, en septembre 2008 [99], ou bien encore à la mini revue récente [160].

5.3.1 Introduction aux mesures de l'angle CKM γ avec des désintégrations de B chargés et neutres

Actuellement, les mesures de l'angle γ (ou ϕ_3 selon la convention utilisée) sont effectuées principalement [32] par les collaborations *BABAR* et Belle aux collisionneurs PEP-II et KEKB, qui possèdent les lots les plus purs et abondants de B . L'expérience CDF au TeVatron participe également à ces mesures [161]. La collaboration LHCb [10, 11, 13], au LHC, contribuera très bientôt et devrait très rapidement obtenir les résultats les plus concurrentiels sur ce sujet. A plus long terme, une ou plusieurs versions de "super usines" à B, à KEK [157] ou à Frascati en Italie [158], devraient voir le jour. Insistons sur le fait que l'angle est un angle fondamental du triangle CKM, car c'est l'angle relatif à l'axe réel $\bar{\rho}$:

$$\gamma \equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \quad (5.3.1)$$

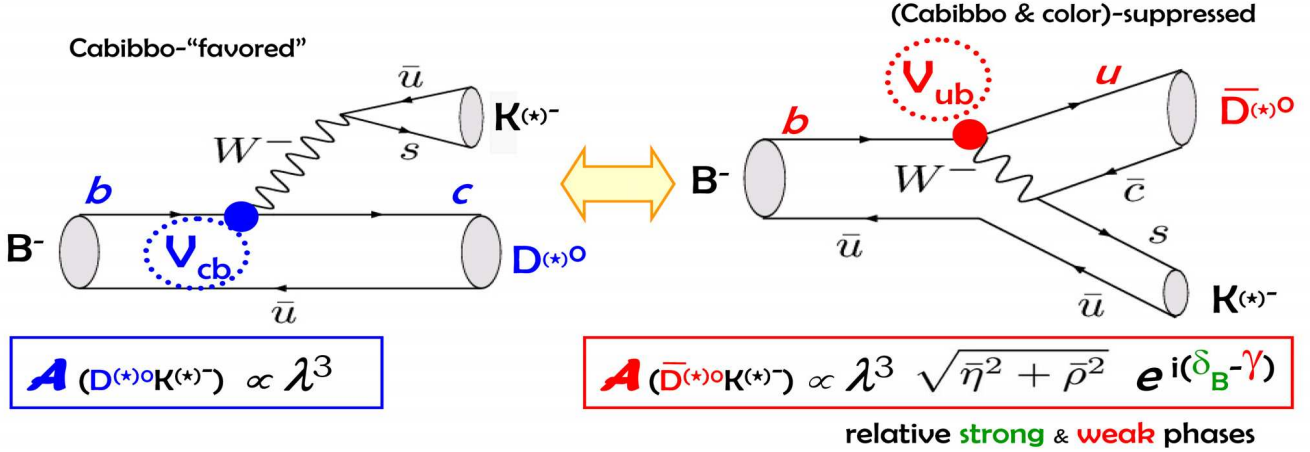


FIG. 5.12 – Principe de la mesure de l’angle CKM γ dans les désintégrations B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$.

Ces mesures sont principalement basées sur l’étude des désintégrations de B chargés $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ et $\tilde{D}^0K^{*-}$, où encore une fois reprécisons que nous avons adopté la notation où $\tilde{D}$ représente soit un méson D^0 ou un méson $\bar{D}^0$. Il s’agit de rechercher des effets de violation directe de CP générés par l’interférence entre des transitions dont les amplitudes de transition $b \rightarrow u$ ou $b \rightarrow c$ sont proportionnelles aux éléments de matrice CKM: V_{ub} et V_{cb} . Ces interférences peuvent générer des asymétries entre les taux de production en divers états finals particuliers pour les désintégrations des B^- par rapport à celles des B^+ . Il s’agit de rechercher des effets de violation directe de CP . Pour cela, il faut reconstruire les mésons neutres $\tilde{D}$ dans des états finals identiques pour les D^0 et les $\bar{D}^0$. Pour ces modes de désintégrations diverses méthodes sont exploitées qui permettent de renforcer la sensibilité aux transitions $b \rightarrow u$ (V_{ub}), qui donnent accès à la phase EW γ .

La figure 5.12 illustre l’interférence entre ces 2 types d’amplitudes. Lorsque l’on étudie ces canaux on est en fait sensible à la somme de $\mathcal{A}(V_{cb})$ et de $\mathcal{A}(V_{ub})$. La seconde amplitude est celle qui nous intéresse, hélas, elle correspond à des transitions supprimées de Cabibbo (V_{ub}) et de couleur. Le rapport $r_B = \left| \frac{\mathcal{A}(V_{ub})}{\mathcal{A}(V_{cb})} \right|$ est un paramètre physique crucial pour ces analyses. Sa valeur dépend des canaux étudiés : 8-25 % [30, 162, 32]. Plus la valeur de r_B est élevée et plus la sensibilité à est grande et la précision de la mesure meilleure (typiquement en “ $1/r_B$ ”). Insistons toutefois encore une fois, sur le fait que les valeurs des branchements des modes supprimés de couleur $\bar{B}^0$ en $D^{(*)0}h^0$ plus élevées qu’attendu par la factorisation naïve (voir chapitre 5.2.1) ont remotivé ces études au début des années 2000.

Il existe plusieurs méthodes pour accéder ou renforcer la sensibilité expérimentale relative à l’amplitude $\mathcal{A}(V_{ub})$. Le méson neutre $\tilde{D}$ peut être détecté dans :

-un état propre de CP , c’est la méthode dite de GLW [163] (du nom de ses auteurs : Gronau, London, Wyler). Les désintégrations généralement étudiées sont pour les états $CP+$: K^+K^- , $\pi^+\pi^-$ ou les états $CP-$: $K_S^0[\pi^0, \omega, \phi]$. C’est la méthode la plus évidente. A part pour le mode $\tilde{D}K^{*-}$ (auquel j’ai contribué), je ne présente pas ici les résultats obtenus par BABAR pour la méthode GLW avec les désintégrations $\tilde{D}^{(*)}K^-$. Je les ai présentés en 2008 à Rome (CKM08), ils ont été publiés durant ma coordination du groupe Breco. Avec 383×10^6 de paires $B\bar{B}$, ils

surpassent ceux de Belle [164] qui n'ont pas été remis à jour depuis 2006 et qui sont basés sur sensiblement la même quantité de données 275×10^6 de paires $B\bar{B}$.

Notons que l'identification des K dans *BABAR* est nettement plus performante que dans Belle grâce au DIRC, c'est un facteur crucial en ce qui concerne les analyses de la physique des mésons B se désintégrant en mésons D . Durant ma coordination du groupe d'analyse Breco, Giovanni Marchiori, le co-coordonateur du groupe d'analyse qui est du groupe *BABAR* Paris-Jussieu, a publié, avec Moritz Karbach de Dortmund (Allemagne), les résultats de l'analyse $GLW-\tilde{D}_{CP}K^-$ [108]. Emmanuel Latour, du groupe de Polytechnique Palaiseau (France), dans le cadre de son travail de thèse, sous la direction de Denis Bernard, a publié l'analyse $GLW-\tilde{D}_{CP}^*K^-$ [110]. L'effet le plus significatif de violation directe de CP (asymétrie à 2.8σ) est obtenu pour les modes $\tilde{D}_{CP+}K^-$. Une mise à jour de ces résultats avec la statistique finale est actuellement en cours dans *BABAR* [165].

-une désintégration de mauvais signe ou doublement supprimée de Cabibbo (DCSD), où conformément au schéma ci-dessus (figure 5.12), on utilise simultanément les désintégrations : $D^0 \rightarrow K^+\pi^-(\pi^0)$ (supprimé) et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-(\pi^0)$ (favorisé). **C'est la méthode dite de ADS** [166] (du nom de ses auteurs : Atwood, Dunietz, Soni). Cette méthode où l'on recherche des états finals avec 2 kaons de signes opposés, si elle correspond à des événements très rares, permet de renforcer considérablement l'importance relative de la transition V_{ub} . Dans ce cas, le fait d'utiliser un mode de désintégration dont le branchement est réduit du D^0 , par rapport à celui qui est identique et favorisé pour le D^0 , renforce l'importance relative du processus où la transition $b \rightarrow u$ a lieu par rapport à celui qui correspond à la transition $b \rightarrow c$. Cette méthode permet donc en principe d'observer des effets importants de violation directe de CP dans l'asymétrie entre les taux de B^- et de B^+ se désintégrant dans les modes décrits ci-dessus.

On dit bien souvent dans notre jargon de “*chasseurs de γ* ” que c'est la méthode qui permet de mesurer la valeur du paramètre de nuisance r_B (sous entendu : “pas γ ”). Le prix à payer est d'introduire une phase forte δ_D et un rapport r_D supplémentaires dans l'interférence des amplitudes supprimées et favorisées des mésons $\tilde{D}$. Ces paramètres sont toutefois en cours de mesure précise à CLEO-c et dans les analyses de physique du charme à *BABAR* et Belle, et à BES-III, à plus long terme. Le rapport $r_D = |\mathcal{A}(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)/\mathcal{A}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)|$ est bien connu, il vaut $(5.78 \pm 0.08)\%$ et la phase forte est suffisamment connue pour ne pas être un problème $\delta_D = (201.9^{+11.3}_{-12.4})^\circ$ [32] (ajustement de HFAG 2009 (violation de CP permise), avec la convention des nombres quantiques ADS des mésons B (différente de celle des D par un déphasage de $+\pi$)). On ne parlera plus tard que des analyses de *BABAR*, dans les désintégration du $\tilde{D}$ en $K\pi$, toutefois, il faut signaler l'analyse de Belle qui ne voit aucun signal ADS avec 657×10^6 de $B\bar{B}$ [167], sans doute en raison d'une méthode d'analyse pas assez performante pour séparer le bruit de fond du continuum $c\bar{c}$, contrairement à *BABAR* [9] (voir plus loin). On signale également l'analyse originale de *BABAR* menée sur les modes $\tilde{D}$ en $K\pi\pi^0$ (avec 226×10^6 de $B\bar{B}$), conduite par mes collègues du LAL d'Orsay, pour la thèse de Viola Sordini [168] et qui ne met hélas pas de signal ADS en évidence. Dans cette analyse, l'idée de départ était de pouvoir bénéficier dans ce mode de désintégration du D^0 , d'une valeur de branchement environ 3.6 fois plus élevée pour le mode favorisé [31] que pour le mode $K\pi$, il y a également le fait que la valeur du paramètre r_D^2 soit environ 59 % celle des modes $K\pi$ [32], cette plus petite valeur offre a priori une meilleure sensibilité à r_B ; mais dans ce canal, il y a également plus de bruit de fond et les efficacité de détection sont plus faibles.

-une désintégration à 3 corps $K_S^0 h^+ h^-$ (avec $h = K$ ou π (ou $\tilde{D}$ en $\pi^+\pi^-\pi^0$ [169], par exemple)). On étudie de la variation de l'amplitude et de sa phase forte sur le plan de Dalitz. Certaines zones du plan étant très sensibles à γ , d'autres moins. **C'est la méthode dite GGSZ ou Dalitz** [170] (du nom de ses auteurs : Giri, Grossman, Soffer et Zupan). C'est en quelque sorte une méthode qui permet de combiner les avantages des 2 méthodes précédentes et qui offre les meilleures sensibilités actuelles à γ . Notons que la méthode ADS n'est pas si éloignée de GGSZ et les auteurs de ADS pourraient en revendiquer la paternité. Je ne détaillerai pas par la suite les mesures effectuées pour cette méthode. Je suis toutefois un des rapporteurs interne de la mise à jour de cette analyse, pour disposer de toute la statistique et des derniers raffinements de l'analyse, pour l'expérience *BABAR* et suis également rapporteur d'une thèse sur le sujet [101],

dont les résultats préliminaires viennent tout juste d'être présentés à la conférence Moriond EW 2010. Pour de plus amples détails sur les méthodes employées dans cette analyse, le lecteur pourra se référer à la publication récente [109]. J'en ai présenté les résultats à la conférence CKM08 et j'ai suivi sa revue, en tant que coordinateur du groupe Breco.

Si les modèles de Dalitz pour ces désintégrations de $\tilde{D}$ ont été extrêmement raffinés et analysés avec moult détails dans *BABAR* [109, 101], notamment pour les études du mélange D^0 - $\bar{D}^0$. Il est important de reconnaître que ces mesures ont été effectuées de façon pionnière en 2004-2005, sur une idée de membres de la collaboration Belle [145], puis publiées et mises à jour par Belle, depuis lors, avec 657×10^6 (seulement 386×10^6 , pour $\tilde{D}K^{*-}$) [171].

Notons bien que le principe des méthodes GLW et GGSZ a été utilisé dans les analyses supprimées de couleurs CP (mesures de $\sin(2\beta)$ et $\cos(2\beta)$) que j'ai décrites plus haut (voir les chapitres 5.2.2.1 et 5.2.2.2).

Pour ce qui concerne les mesures de γ , ces 3 méthodes (GLW, ADS et GGSZ) utilisent des désintégrations qui interviennent par le biais de diagrammes à l'arbre (sans pingouins, ni boucles), elles sont "très propres" du point de vue des incertitudes théoriques [172]. Elles comptent parmi les modes qui fixent le comportement purement standard de référence (au sens du Modèle du même nom) lorsqu'on étudie la sensibilité aux effets de la Nouvelle Physique dans le domaine des saveurs lourdes.

Certaines de ces 3 méthodes sont très sensibles à l'angle CKM γ et de larges asymétries peuvent être observées (méthodes ADS et GGSZ). Toutefois, leur déploiement implique toujours des défis expérimentaux : désintégrations rares (bruits de fond $c\bar{c}$ et désintégrations des B en $D^{(*)0}\pi^-$ ou dans des modes en 3-corps sans charme, relativement abondants ou irréductibles), parfois des asymétries faibles, présence de difficultés techniques/théoriques supplémentaires : analyses de Dalitz, largeur naturelle des mésons K^{*-} dans cas du mode $\tilde{D}K^{*-}$ ($K_S^0\pi^-$ -S-waves), ou des mésons ω et ϕ dans le cas des $\tilde{D}_{CP-}$, pour la méthode GLW ...

Notons également que le traitement complet à partir des 3 méthodes des 3 modes de désintégrations $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$ donne accès à 7 paramètres physiques : γ (la phase EW qui nous intéresse), (δ_B, r_B) pour $\tilde{D}K^-$, (δ_B^*, r_B^*) pour $\tilde{D}^*K^-$ et (δ_{sB}, r_{sB}) pour $\tilde{D}K^{*-}$. Si on n'est évidemment intéressé uniquement par la valeur du paramètre EW γ , il faut hélas toutefois également mesurer tous les paramètres de nuisance, que représentent les phases forte (" δ_B ") et le rapport relatif du module des amplitudes $\mathcal{A}(V_{ub})$ et $\mathcal{A}(V_{cb})$ (" r_B "). Comme les valeurs des " r_B " sont assez faibles (8-25 %), il est difficile de mesurer les phases fortes et EW sans ambiguïté et déviation systématique (comportement hautement non gaussien si la valeur de r_B tend vers 0). Un traitement statistique rigoureux, dans une vue multi-dimensionnelle du problème, en tenant compte des corrélations et des comportements éventuellement non gaussiens des incertitudes, est impératif, pour ne pas dire incontournable, pour ne pas sous-estimer les incertitudes que l'on a sur la connaissance de γ (voir par exemple : [173] et [174]). Nous reparlerons de l'importance de ce traitement statistique au moment de décrire mes activités dans le groupe CKMfitter [30].

Dans tous les cas, quelle que soit la méthode employée, les observables qui donnent accès aux 7 paramètres physiques sont des asymétries de taux d'événements (**A**) et des rapports de rapport d'embranchement (**R**) :

$$\mathbf{A} \equiv \frac{\Gamma(B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)-}) - \Gamma(B^+ \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)+})}{\Gamma(B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)-}) + \Gamma(B^+ \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)+})}, \quad (5.3.2)$$

$$\mathbf{R} \equiv \frac{\Gamma(B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)-}) + \Gamma(B^+ \rightarrow \tilde{D}^{(*)0}K^{(*)+})}{\Gamma(B^- \rightarrow D^{(*)0}K^{(*)-}) + \Gamma(B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0}K^{(*)+})}. \quad (5.3.3)$$

Pour **R**, on remarquera au passage que le $\tilde{D}^0$ est remplacé au dénominateur par des désintégrations de D^0 ($\bar{D}^0$) en modes de saveur spécifiques.

Il existe également des possibilités d'aider à contraindre (pas encore de mesurer) γ avec les désintégrations neutres des B .

Dans ce cas, il faut étudier les modes $D^{(*)+}\pi^-$ et $D^{(*)+}\rho^-$. En plus de l'interférence entre des amplitudes $\mathcal{A}(V_{ub})$ et $\mathcal{A}(V_{cb})$, ces modes sont bien évidemment sensibles au mélange $B^0-\bar{B}^0$, une analyse dépendante du temps est nécessaire pour extraire le paramètre $\sin(2\beta + \gamma)$, et non pas seulement γ du fait précisément du mélange [175].

Dans ce cas encore, le paramètre $r = |\mathcal{A}(V_{ub})/\mathcal{A}(V_{cb})|$ dépend du mode étudié (comme les phases fortes δ associées aux interférences entre les 2 amplitudes), mais il a des valeurs encore plus petites que pour les B chargés ; elles sont de l'ordre de 1 – 2 %. Il est impossible de les mesurer directement. Dans ce cas, il faudrait être capable d'être sensible à des effets de violation directe de CP inférieurs à 10^{-4} ou moins. En effet, le paramètre asymétrie dépendante du temps est tel que $\mathcal{C}^{(*)} = [1 - r^{(*)2}]/[1 + r^{(*)2}]^2$, ce qui est égal à 0.9992, si $r^{(*)} = 2\%$! En se servant de la symétrie de saveur $SU(3)_F$, qui a toutefois ses propres limites qui introduisent des incertitudes systématiques et des dépendances théoriques non négligeables, il est cependant possible de contraindre indirectement les valeurs des paramètres $r(D^{(*)}\pi)$ et $r(D\rho)$.

J'ai notamment été rapporteur interne de l'analyse du groupe de Dresde (Allemagne) sur la mesure du branchement du mode rare B^+ en $D_s^+\pi^0$ dans *BABAR* [103]. Cette analyse est très proche, pour les techniques employées (notamment réjection du bruit de fond et π^0), des analyses sur le mode supprimés de couleur $D^0\pi^0$ et en a largement bénéficié. J'ai également suivi, pour le groupe Breco de *BABAR*, la publication effectuée par les membres du groupe de Berkeley (Etats-Unis), sous l'impulsion de Yury Kolomensky, des rapports de branchements des désintégrations rares des B neutres en $D_s^{(*)+}h^-$, où $h = \pi, \rho$ ou $K^{(*)}$ [112] (avec 381×10^6 de paires $B\bar{B}$). Suivant ces diverses mesures, les valeurs des paramètres $r(D^{(*)}\pi)$ sont de l'ordre de 1.8 %. Belle vient tout juste de soumettre à publication une mesure du branchement des modes $\bar{B}^0$ en $D_s^{*+}\pi^-/K^-$ [176] (avec 657×10^6 de paires $B\bar{B}$), cette mesure est plus précise et le branchement est plus faible et laisse supposer que le paramètre $r(D^*\pi)$ est plutôt de l'ordre de 1.6 %. De toute façon, ces mesures ne sont pas indépendantes des modèles théoriques, comme c'est le cas pour les analyses basées sur les B chargés avec $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$.

Toutefois, une fois les valeurs de ces divers paramètres $r^{(*)}$ connues, il est possible d'utiliser des techniques de reconstruction inclusives ou exclusives de ces divers canaux (selon les besoins de pureté et/ou de statistique). *BABAR* [177] comme Belle [178] ont réalisé ces études et disposent de mesures avec des précisions comparables. Notons que ces analyses d'asymétrie dépendantes du temps reposent sur des ajustements par méthode de maximum de vraisemblance extrêmement complexes à réaliser du fait de la rareté du signal et de la quantité gigantesque du bruit de fond en regard. Une caractérisation très rigoureuse et précise des diverses catégories d'événements est incontournable. Dans le cas de *BABAR*, cette analyse n'a pas été mise à jour depuis 2005 et a été effectuée avec seulement 232×10^6 de paires $B\bar{B}$. Cette analyse a été réalisée par mes collègues français du CEA de Saclay (c'est la thèse de Marie Legendre). Ce travail est basé sur une analyse en reconstruction partielle du signal et est plus sensible que Belle qui a pourtant effectué cette mesure avec de près de 660×10^6 de paires $B\bar{B}$. *BABAR* dispose de l'avantage de son détecteur de vertex à bas rayon pour détecter des pions mous, mais insistons toutefois encore sur la complexité impressionnante de l'analyse qui nécessite une grande habileté. Pour conclure sur ces canaux, notons que pour les modes $D^{*+}\pi^-$ parmi les 2 observables expérimentales qui permettent d'accéder à $\sin(2\beta + \gamma)$, " $a(D^*\pi)$ " et " $c(D^*\pi)$ ", dans le cas de l'observable " $a(D^*\pi)$ " ($\equiv 2r^* \sin(2\beta + \gamma) \cos(\delta^*)$) on observe un effet de violation de CP au-delà de 4 écarts standards en combinant les résultats de *BABAR* et Belle [32]. Si on regarde le verre à moitié vide : il est donc regrettable de ne pas avoir encore mis à jour cette mesure avec toute la statistique de *BABAR*. Si l'on regarde le verre à moitié plein : cela montre que *BABAR* a encore pas mal de potentiel pour les années d'analyse de physique qui restent jusqu'en 2012, au moins (voir chapitre 2).

D'autres études sont possibles avec les modes de désintégrations de B neutres rares $\tilde{D}^{(*)}\tilde{K}^{(*)3}$ ou $D^\pm K^0\pi$ (voir l'analyse de Dalitz dépendante du temps pour mesurer $\sin(2\beta + \gamma)$), qui est analysée de *BABAR* et qui est le sujet de la thèse doctorat de Francesco Polci, effectuée au LAL Orsay, sous la direction d'Achille Stocchi et de Marie-Hélène Schune, et publiée alors que j'étais coordinateur de Breco [111]). Le lecteur intéressé pourra consulter par exemple les quelques exemples de références

3. Dans ce cas, le $\tilde{K}$ est soit un K ou un $\bar{K}$

théoriques, pour ces méthodes de mesure de γ dans ces modes de B neutres, réunies dans [179].

Décrivons un peu les études avec les modes $\tilde{D}^{(*)}\tilde{K}^{(*)}$. L'interférence entre les 2 amplitudes $\mathcal{A}(V_{ub})$ et $\mathcal{A}(V_{cb})$ a lieu entre 2 transitions supprimées de couleur, avec la même dépendance suivant l'angle de Cabibbo ($\propto \lambda^3$). Leur avantage est que les 2 amplitudes sont comparables, on attend $r \simeq 20 - 40$ %. Là encore il s'agit de mesure des paramètres correspondant r et δ . Hélas, ces modes ont des rapports de branchement rares (10^{-5}) et des efficacités de reconstruction et de sélection pour les signatures utilisées ("à la GLW", i.e. : $\tilde{D}_{CP}$) qui sont relativement faibles (l'étude des mésons $\tilde{D}^{(*)}$ et $\tilde{K}^{(*)}$ implique de traiter des événements avec une grande multiplicité dans l'état final). On dispose donc en principe d'assez peu de candidats pour effectuer une analyse dépendante du temps à fin d'extraire $\sin(2\beta + \gamma)$. Mais ces analyses sont encore en cours dans BABAR.

Durant ma coordination du groupe Breco, le groupe du LAL d'Orsay [111, 168] (thèse de Viola Sordini, sous la direction d'Achille Stocchi et Marie-Hélène Schune) a toutefois appliqué, de façon très originale et sans son pareil dans Belle, les techniques ADS et GGSZ pour les désintégrations du B^0 en $\tilde{D}^0 K^{*0}$. Une astuce nous dispense de pratiquer une analyse dépendante du temps, du fait du mélange B^0 - $\bar{B}^0$, pour celà, il suffit de détecter le $K^{*0}(892)$ dans l'état propre de saveur $K^+\pi^-$, ce qui étiquette automatiquement la saveur du B^0 (un $\tilde{K}^{*0}(K^-\pi^+)$ est produit pour un $\bar{B}^0$ initial, ce qui explique notre notation "étrange", ci-dessus, avec les $\tilde{K}^{(*)}$). La méthode ADS a montré, avec toute la statistique de BABAR, que r pour le mode $\tilde{D}K^{*0}$ est compris entre 7 et 41 %, à 95 % d'intervalle de crédibilité (approche statistique Bayésienne). La méthode GGSZ ne contraint que très faiblement l'angle γ (pour environ 40 candidats de signal : précision de l'ordre de $\pm 60^\circ$, à 68 % d'intervalle de crédibilité) et $r < 55$ %, à 95 % d'intervalle de crédibilité. Ces techniques ont encore des sensibilités très limitées, mais seront sans doute exploitées avec LHCb et aux futures super-usines à B . La faisabilité de la technique est maintenant établie.

5.3.2 Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec le mode de désintégration B^- en $\tilde{D}K^{*-}$, par les méthodes ADS et GLW

Le groupe de BABAR de l'Université d'Ohio (Etats-Unis) sous la direction de Richard Kass, pour la thèse de Quincy Wong, a mis à jour les analyses ADS et GLW pour le mode B^- en $\tilde{D}K^{*-}$ avec 383×10^6 de paires $B\bar{B}$. Ces mesures avaient été publiées précédemment en 2005 avec 232×10^6 de paires $B\bar{B}$, pour le travail de thèse de Guillaume Thérin, par le groupe de LPNHE-Jussieu (Paris), dirigé par Jacques Chauveau, avec Malcom John et Richard Kass. Dans les 2 cas, j'ai en fait été le premier membre de la collaboration BABAR à présenter ces 2 résultats en conférence (EPS05 et CKM08). Cette publication [8] est jointe à ce document dans l'annexe C.

J'ai suivi en 2007 et 2008 cette mise à jour en ma qualité de coordinateur du groupe Breco. J'ai participé à cette publication pour l'extraction des paramètres et r_B du fait de mon expertise acquise dans le groupe CKMfitter. Nous avons publié ces résultats récemment [8]. On montre facilement que les observables (rapports de rapport d'embranchement et asymétries B^- versus B^+) pour les méthodes GLW (modes $\tilde{D}_{CP}$) et ADS (modes $\tilde{D}_{DS}$), s'écrivent respectivement, en fonction des paramètres physiques comme :

$$\mathbf{R}_{CP\pm} = 1 + r_B^2 \pm 2r_B \cos(\delta_B) \cos(\gamma), \quad (5.3.4)$$

$$\mathbf{A}_{CP\pm} = \frac{\pm 2r_B \sin(\delta_B) \sin(\gamma)}{\mathbf{R}_{CP\pm}}, \quad (5.3.5)$$

$$\mathbf{R}_{ADS} = r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D) \cos(\gamma), \quad (5.3.6)$$

$$\mathbf{A}_{ADS} = \frac{2 r_B r_D \sin(\delta_B + \delta_D) \sin(\gamma)}{\mathbf{R}_{ADS}}. \quad (5.3.7)$$

Pour la méthode GLW, comme r_B^2 est très petit 1, il est à priori difficile d'extraire facilement r_B , alors qu'en principe, comme toutes les mesures existantes [30, 162, 32] convergent vers le fait

que $r_B > r_D$ et que la valeur de r_D est bien connue, si l'on est capable de mesurer un signal ADS significatif, il est possible de contraindre fortement la valeur de r_B par la méthode ADS. Une déviation significative de 1 ($r_D^2 = (5.78 \%)^2$) ou de 0, pour $\mathbf{R}_{CP}$ ($\mathbf{R}_{ADS}$) ou respectivement $\mathbf{A}_{CP}$ et de $\mathbf{A}_{ADS}$, sont à priori des signes de violation directe de CP . Pour les observables de GLW on a en plus la contrainte évidente que : $\mathbf{R}_{CP+}\mathbf{A}_{CP+} = -1 \times \mathbf{R}_{CP-}\mathbf{A}_{CP-}$.

Je ne détaille pas ici les techniques d'analyses employées pour extraire les signaux GLW et ADS pour cette nouvelle publication [8], n'ayant pas été l'acteur principal de leur mise en place. Pour l'analyse GLW, comme pour l'analyse ADS, les sélections ont été ré-optimisées par rapport à 2005 en utilisant une méthode multi-variables basée sur un réseau de neurones. Le problème majeur qui se pose est lié au fond combinatoire cc qui simule très facilement des D^0 et des K de bon/mauvais signe. Les bruits de fond résonants ont été estimés en servant des bandes latérales dans les distributions ΔE et m_{D^0} . La pollution des canaux $\bar{D}_{CP-} : K_S^0(K^+K^-)[\text{non } \phi]$ et $K_S^0(\pi^+\pi^-)[\text{non } \omega]$, a été déterminé directement avec les données. Pour chacune des 2 analyses, les données sont exploitées pour estimer la contamination des paires d'ondes S : $K_S^0\pi^- [\text{non } K^*(892)]$.

Les résultats de l'analyse GLW sont les suivants : on compte $N_{CP+} = 68.6 \pm 9.2$ (31.2 ± 6.2 (B^+) et 37.4 ± 6.8 (B^-)) et $N_{CP-} = 38.5 \pm 7.0$ (23.0 ± 4.8 (B^+) et 15.5 ± 5.2 (B^-)) candidats (on présente uniquement les incertitudes statistiques extraites des ajustements). Ces chiffres se traduisent par : $\mathbf{A}_{CP+} = 0.09 \pm 0.13 \pm 0.06$, $\mathbf{A}_{CP-} = -0.23 \pm 0.21 \pm 0.07$, $\mathbf{R}_{CP+} = 2.17 \pm 0.35 \pm 0.09$, $\mathbf{R}_{CP-} = 1.03 \pm 0.27 \pm 0.13$, où la première incertitude est statistique et la seconde systématique. Les résultats de l'analyse ADS respectivement sont les suivants : $N_{ADS} = 11.5 \pm 5.3$ (7.7 ± 4.2 (B^+) et 3.8 ± 3.4 (B^-)). Ce qui se traduit par : $\mathbf{A}_{ADS} = -0.34 \pm 0.43 \pm 0.16$, $\mathbf{R}_{ADS} = 0.066 \pm 0.031 \pm 0.010$, où la première incertitude est statistique et la seconde systématique.

Ces résultats sont compatibles avec les mesures précédemment publiées, mais plus précises qu'en 2005 [100] (Belle n'a pas de mesure équivalente, ces mesures sont donc uniques au monde). Aucune asymétrie significativement différente de 0 (violation directe de CP) n'est observée, bien qu'il semble y avoir un peu plus de B^+ que de B^- , mais rien de significatif. Une valeur de $\mathbf{R}_{CP+}$ significativement différente de 1 déjà observée en 2005 est observée à nouveau. Cette valeur est très surprenante et semble non physique, toutefois la relation de contrainte physique entre les observables GLW : $\mathbf{R}_{CP+}\mathbf{A}_{CP+} = -1 \times \mathbf{R}_{CP-}\mathbf{A}_{CP-}$, semble être miraculeusement respectée... Rappelons que les 4 observables GLW sont obtenues et traitées comme des variables indépendantes dans l'analyse.

A partir de ces observables, j'ai effectué une interprétation statistique pour extraire les valeurs des intervalles de confiance des paramètres physiques r_B et γ . J'ai employé une approche statistique fréquentiste (celle de du groupe CKMfitter [30]). Dans le cadre de cette technique, un χ^2 est calculé à partir des différences entre les valeurs théoriques et expérimentales des 6 observables GLW et ADS, avec les incertitudes systématiques et statistiques. Les valeurs connues et données par HFAG [32] de r_D et de δ_D ($(5.78 \pm 0.08) \%$ et $(201.9_{-12.4}^{+11.3})^\circ$) sont utilisées, ainsi que leurs incertitudes. En faisant varier r_B , δ_B et γ dans tout leur intervalle physique ($[0,1]$ et $[-\pi, +\pi]$, ainsi que r_D et δ_D dans leur intervalles d'incertitudes), on recherche les valeurs du jeu de paramètres qui permettent d'obtenir une valeur minimum de $\chi^2(\chi_{min}^2)$, puis on explore les valeurs de r_B et/ou γ qui minimise ce $\chi^2(\chi_m^2)$, en faisant varier δ_B , r_D et δ_D . Un niveau de confiance est calculé pour chaque valeur de r_B et/ou γ à partir de $\chi^2 = \chi_m^2 - \chi_{min}^2$, à 1 degré de liberté. Un comportement gaussien est admis. La validité de cette hypothèse est jugé conservatrice. Elle a été testée en se servant d'approches fréquentistes alternatives, où la fréquence est calculée à partir de méthodes de simulations ("Toys") et non pas comme c'est notre hypothèse ici, avec la fonction PROB des librairies du CERN. Les figures 5.13 et 5.14 montrent ces intervalles de confiance à 2 dimensions à 95 % de C.L. pour r_B en fonction de γ , et pour γ en fonction de δ_B (les zones hachurées sont pour 68 % de C.L.), et à une dimension pour r_B et enfin γ .

On remarque aisément la valeur élevée de r_B obtenue à partir la méthode GLW, du fait de la très haute valeur de $\mathbf{R}_{CP+}$. Toutefois, du fait de la sensibilité de la méthode ADS plus élevée, une valeur de r_B de l'ordre de 31 % est favorisée et est grandement contrainte par les résultats de cette méthode. A 68 % (95 %) de C.L., r_B est contraint à être dans l'intervalle : $[24, 38] \%$ ($[17, 43] \%$). La contrainte sur γ est encore faible les valeurs non physiques 0, $\pm\pi$ sont exclues à plus de 68 % de C.L. et l'intervalle $[85, 99]^\circ$ interdit à plus de 95 % de C.L. On remarque au passage

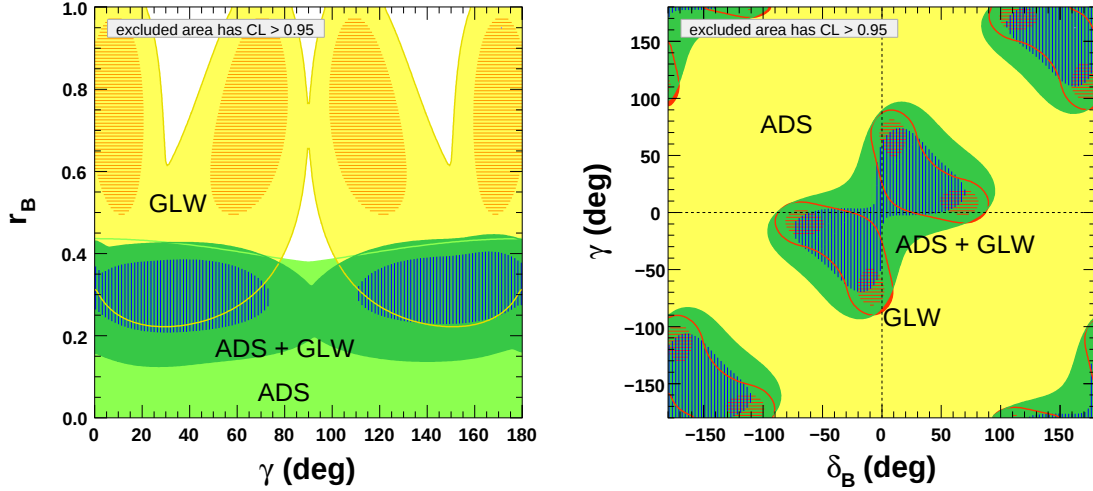


FIG. 5.13 – *A gauche* : Niveaux de confiance de r_B en fonction de γ pour les méthodes ADS (vert clair), GLW (jaune) et ADS+GLW (vert foncé), pour l'analyse BABAR $\tilde{D}K^{*-}$ (dans les 2 derniers cas on donne en hachurée les zones à 68 % C.L. en plus de la zone à 95 % C.L.). *A droite* : Niveaux de confiance correspondants de γ en fonction de δ_B , pour les méthodes ADS (jaune), GLW (rouge) et ADS+GLW (vert foncé), pour l'analyse BABAR $\tilde{D}K^{*-}$.

sur la figure 5.13 (à gauche) que la méthode ADS, comme attendu, ne contraint quasiment pas γ . Un dernier point concerne la figure 5.13 (à droite, non incluse dans la publication [8]) qui montre les intervalles de confiance de γ en fonction de la phase forte δ_B , du fait de la non observation d'un signal ADS véritablement significatif (et donc d'une asymétrie), la sensibilité de la méthode ADS seule est très faible sur ces paramètres. La méthode GLW, du fait de la haute valeur de r_B obtenue, semble mieux contraindre ces paramètres et est également dominant pour ces phases dans combinaison des 2 méthodes. On remarque également, pour la méthode GLW, les 8 ambiguïtés géométriques totalement inhérentes à cette méthodes (voir la définition des observables $\mathbf{R}_{CP\pm}$ et $\mathbf{A}_{CP\pm}$: équations 5.3.4 et 5.3.5).

Ces résultats sont compatibles ou meilleurs que les publications de BABAR en 2005. Ils sont également compatibles avec les résultats de la méthode GGSZ de BABAR [101] : $r_B < 27.9\%$ à 95 % C.L., ou $14.9^{+6.6}_{-6.2}$ à 68 % C.L. Sur la figure 5.13, on peut voir également que les valeurs les plus probables, mises à jour récemment pour l'analyse GGSZ BABAR [101] ($\gamma = (68^{+15}_{-14})^\circ$ et $\delta_B = (111 \pm 32)^\circ$) sont marginalement compatible avec nos résultats présentés ici, grandement du fait de la valeur obtenue pour $\mathbf{R}_{CP+}$ et le manque de signification statistique de $\mathbf{R}_{ADS}$ et $\mathbf{A}_{ADS}$.

Notons enfin que la valeur de r_B qui est donnée ici, comme dans le cas de la publication GGSZ, correspond à une valeur effective. Elle dépend de la sélection des $K^{*0}(892)$, et il s'agit de façon rigoureuse κr_B [133], avec $\kappa \in [0,1]$ qui tient compte de la contamination $K_S^0 \pi^-$ non résonnant dans les fenêtres de masse utilisées pour la sélection des K^{*-} (largeur naturelle du K^* ($\simeq 50$ MeV) [31], pour des sélections typiques : $\kappa \approx 0.9$ et ainsi aucune hypothèse n'est faite sur la nature, fraction et phases forte de ces bruits de fond).

5.3.3 Mesures pour l'extraction de l'angle CKM γ avec les modes de désintégration B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$, par la méthode ADS

Des résultats de la méthode ADS pour les canaux B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$ ont été publiés par BABAR en 2005 [180] avec 232×10^6 de paires $B\bar{B}$, la précision de cette mesure comme toutes autres mesures de γ dépend très largement de la statistique utilisée. Pour les conférences de l'été 2009 (voir les

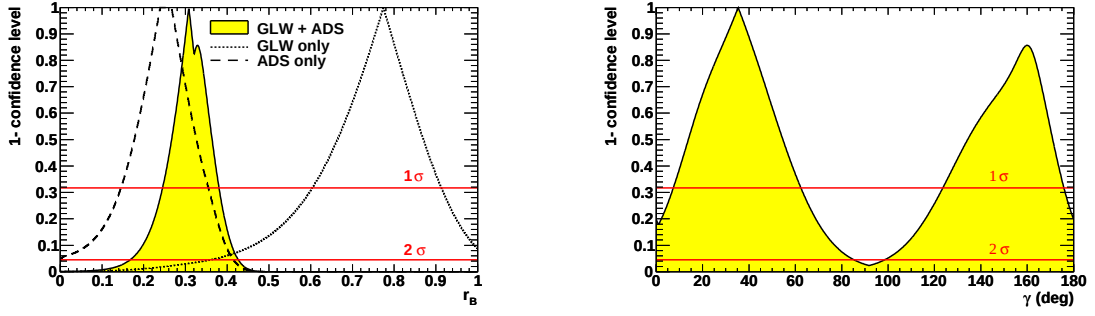


FIG. 5.14 – *A gauche* : Niveaux de confiance de en fonction de la valeur de r_B pour les méthodes ADS, GLW et ADS+GLW pour l'analyse BABAR $\tilde{D}K^{*-}$. *A droite* : Niveaux de confiance en fonction de la valeur de γ pour les méthodes ADS+GLW combinés pour l'analyse BABAR $\tilde{D}K^{*-}$.

présentations de Neus Lopez March et de Soeren Prell, respectivement aux conférences EPS HEP 2009, à Cracovie (Pologne) et Lepton Photon 2009, à Hambourg (Allemagne)). Jean-Pierre Lees du LAPP, et moi-même avons remis à jour ces mesures avec la statistique finale de BABAR [9] (467×10^6 de paires $B\bar{B}$) et préparons la publication de ces résultats. C'est que nous décrivons maintenant. Rappelons également que l'expérience Belle dispose d'une analyse du canal ADS $\tilde{D}K^-$ pour 657×10^6 de paires $B\bar{B}$ [167], mais n'observe aucun signal ADS et n'a pas de sensibilité sur l'asymétrie CP . Nous voyons maintenant pourquoi notre analyse a de l'intérêt, notamment en raison du traitement que l'on fait du bruit de fond.

A ce jour, les mesures existantes [32] nous ont appris que r_B pour ces 2 modes devait être inférieur ou de l'ordre de 10-15 %, mais aucune observation du mode supprimé, dont le taux de branchement combiné est de l'ordre de 10^{-7} , n'a été possible. Grâce à la statistique accumulée par BABAR et les techniques d'analyse que nous employons, une mesure commence enfin à être sensible à ces signaux et fournit des contraintes intéressantes sur les paramètres r_B et r_B^* qui sont essentielles dans l'interprétation des mesures de l'angle γ .

Le nombre d'événements de signal avant toute sélection est très faible, de l'ordre d'une centaine, ce qui correspond à environ 25 événements après reconstruction avec une efficacité de l'ordre de 25 %. Au contraire, le bruit de fond, dominé par la réaction e^+e^- en $c\bar{c}$, dont les désintégrations produisent deux K de charges opposées, est très abondant (plusieurs milliers d'événements sélectionnés pour nos filtrages initiaux dans ces canaux) et sa séparation à l'aide de méthodes d'analyse multi-dimensionnelle est une des clés principales de l'analyse. Une fois ces bruits de fond de paire de quark $c\bar{c}$ sous contrôle, il est capital de disposer d'un système d'identification K/π performant (voir le DIRC de BABAR) pour séparer les signaux issus des désintégrations B^- en $\tilde{D}^{(*)}\pi^-$. Egalement, il est nécessaire de rejeter le bruit de fond issu des désintégrations 2 ou 3-corps sans charme : B^- en $h_1^+h_2^-h_3^+$ ($h_{1,2,3} = \pi$ ou K), pour cela, un veto sur la masse des combinaisons en $\tilde{D}$ est appliqué.

Nous préparons la publication des résultats de cette analyse qui seront qui sont en cours de revue finale dans l'expérience et qui seront très prochainement soumis à Phys. Rev. D. La version préliminaire du papier pour des résultats présentés aux conférences d'été est jointe à ce manuscrit dans l'annexe C qui donne les détails de l'analyse. Mais nous présentons ici les résultats mis à jours pour la publication finale, qui tiennent comptent principalement d'un nouveau calcul plus rigoureux du bruit de fond pour le mode $\tilde{D}K^-$. Le nouveau calcul est mené à l'aide d'une simulation complète respectant le profil de la désintégration Dalitz des désintégrations sans charme B^+ en $K^+K^-\pi^+$ [181]. Ce nouveau calcul a pour effet de réduire quelque peu le nombre de candidats de signal pour le mode $\tilde{D}K^-$ présenté durant l'été 2009. Les nouveaux résultats pour ce mode sont toutefois parfaitement compatibles avec le résultat préliminaire présenté, du fait de l'incertitude systématique utilisée en 2009 et qui a été réduite depuis l'utilisation de la nouvelle simulation

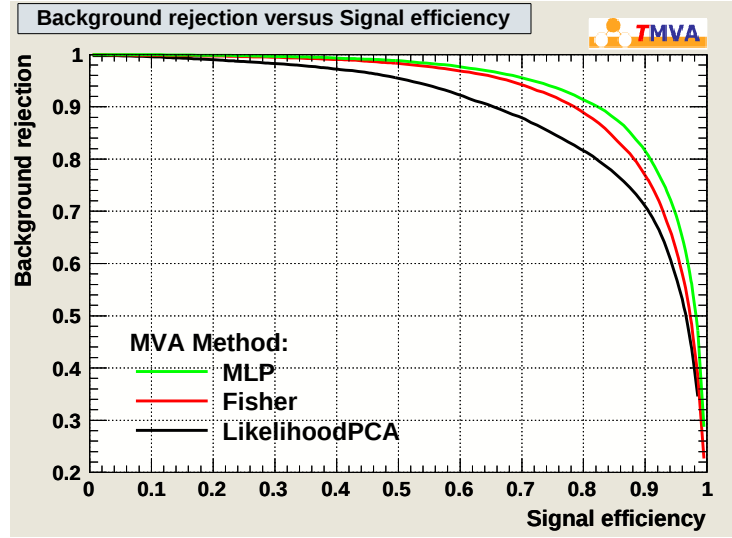


FIG. 5.15 – Rejection bruit de fond en fonction de l’efficacité du signal pour la méthode de combinaison linéaires Fisher (courbe bleue) et Réseau de Neurones (NN) (courbe rouge). Quelque soit l’efficacité de signal considérée, NN permet d’obtenir un meilleur niveau de réjection que la méthode du Fisher. La méthode de vraisemblance PCA est également montrée comme une illustration ou une référence(en noir) .

Monte Carlo, plus complète.

Mais revenons à la description de notre analyse. Une des originalités de notre analyse est l’utilisation de d’un ajustement bi-dimensionnel par maximum de vraisemblance avec les variables m_{ES} et la sortie d’un réseau de neurones artificiel (variable “NN”, et réseau à 2 couches intermédiaires de type “Multi Layer Perception” (MLP)) basé sur une utilisation de 8 variables discriminantes essentiellement peu corrélées. Ces 8 variables discriminantes utilisent, comme classiquement, la forme de la distribution des particules et de leur impulsion dans l’espace (les événement $B\bar{B}$ sont sphériques par opposition aux paires $c\bar{c}$ émises avec une grande impulsion : 2 jets dos-à-dos) et chose nouvelle, également des variables dont le contenu physique est utilisé par les algorithmes d’étiquetage des B . Il y a 4 variables de forme et de distribution de l’énergie dans l’espace des traces et des neutres qui sont des plus classiques pour les analyses de *BABAR*. Pour renforcer la réjection des $c\bar{c}$, on utilise également 4 autres variables:

- la charge de l’hémisphère opposé au candidat D et on soustrait celle du K isolé dans la désintégration du candidat B (les quarks c ont une charge $2/3$, aussi, cette variable est centrée à 0 pour le signal et à $-7/3$ pour les $c\bar{c}$).
- le produit de la charge du candidat B par la somme des charges des kaons restants dans l’évènement (cette variable est centrée à 0 pour le fond $c\bar{c}$ (il n’y a pas d’autre kaon en moyenne dans l’évènement) et est négative pour des $B\bar{B}$ (kaon de cascade du quark b en quark s)).
- la masse invariante du kaon direct produit dans la désintégration du B et d’un éventuel lepton (électron ou muon) de charge opposée dans l’évènement (cette masse est général inférieure à celle d’un méson D pour des $c\bar{c}$ (lepton de cascade) et peu être plus élevée, pour des $B\bar{B}$ (désintégrations directes semi-leptonique)).
- la différence de temps Δt entre le vertex localisant le point de désintégration du candidat B reconstruit et celui du reste de l’évènement (le module de cette différence de temps de vie est plus long pour des B que dans le cas des $c\bar{c}$ [31]).

Dans le cadre de notre étude, j’ai utilisé le logiciel TMVA [137], dont j’ai déjà parlé au cha-

pitre 5.2.1.2, lors de la description des analyses pour les modes supprimés de couleur, pour entraîner des estimateurs multi-variables en suivant diverses méthodes d'analyse multi-variables : réseaux de neurones (NN), discriminants de Fisher et maximum de vraisemblance de type PCA (où les corrélations d'ordre 1 entre 2 variables sont supprimées). A partir d'un échantillon de simulation Monte Carlo signal ADS et d'un mélange pondéré de Monte Carlo générique de paires de quarks $q\bar{q}$ ($q=u, d, s$ et c), j'ai entraîné et estimé les performances de ces divers estimateurs multi-variables. Le réseau de neurone s'est montré être le plus performant. La figure 5.15 illustre les performances relatives des divers discriminants multi-variables (des changements de variables ont été effectués pour un traitement non biaisé du discriminant de Fisher).

Cette analyse a été effectuée et optimisée également, pour la première fois dans *BABAR*, pour mettre en évidence les désintégrations supprimées de Cabibbo : $\tilde{D}^{(*)}\pi^-$, également pour valider notre analyse. En effet, comme $r_B \leq 2\%$, pour ces modes (voir la discussion dans le chapitre 5.3.1) et donc : $r_B^2 \ll r_D^2$, on s'attend que les rapports de rapports de branchements $\mathbf{R}_{ADS}$ soient de l'ordre de $r_D^2 = (5.78\%)^2 \simeq 3.34 \times 10^{-3}$.

On observe les modes $D_{DCS}^0\pi^-$ et $D_{DCS}^{*0}[D^0\pi^0]\pi^-$ à 7 et 4.8 écarts standards (incertitudes statistiques), où D_{DCS}^0 signifie $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Et on obtient, comme attendu ci-dessus : $\mathbf{R}_{D_{DCS}\pi} = (3.3 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-3}$, $\mathbf{R}_{D_{DCS}^{*0}[D\pi^0]\pi} = (3.2 \pm 0.9 \pm 0.8) \times 10^{-3}$, et $\mathbf{R}_{D_{DCS}^{*0}[D\gamma]\pi} = (2.7 \pm 1.4 \pm 2.2) \times 10^{-3}$. Où les incertitudes présentées sont statistiques et systématiques, dans cet ordre.

Un ajustement effectué séparément pour les B^+ et les B^- fournit des mesures d'asymétries compatibles avec 0⁴ : $\mathbf{A}_{D_{DCS}\pi} = 0.03 \pm 0.17 \pm 0.04$, $\mathbf{A}_{D_{DCS}^{*0}[D\pi^0]\pi} = -0.09 \pm 0.27 \pm 0.05$, et $\mathbf{A}_{D_{DCS}^{*0}[D\gamma]\pi} = -0.65 \pm 0.55^{+0.20}_{-0.24}$. La figure 5.16 illustre en fonction des variables m_{ES} et de NN , le signal $D_{DCS}^{*0}[D^0\pi^0]\pi^-$ observé à 7 écarts types de signification statistique.

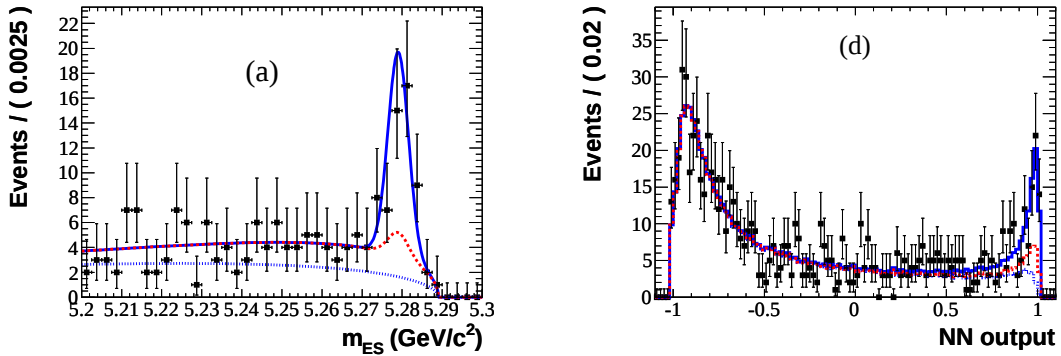


FIG. 5.16 – Distribution en fonction de m_{ES} (à gauche) et de NN (à droite) des candidats $D_{DCS}^{*0}[D^0\pi^0]\pi^-$. Le signal (en courbe bleue continue : environ 86 événements) s'accumule à la masse des mésons B ($\simeq 5.279$ GeV/c²) [31] et à 1 suivant NN (le bruit de fond (courbe rouge (bruit fond total) et pointillés bleus (contributions quarks légers $q\bar{q}$)) pique de préférence à -1). Chaque distribution est montrée lorsqu'une coupure est effectuée sur l'autre variable pour renforcer le signal (respectivement : $NN > 0.94$ et $5.2725 < m_{ES} < 5.2875$ GeV/c²).

En ce qui concerne les modes B^- en $\tilde{D}^{(*)0}K^-$ on obtient (la première incertitude est statistique et la seconde systématique) :

- **Mode $\tilde{D}^0K^-$** : $N_{ADS} = 19.4 \pm 9.6 \pm 3.5$ (dont 19.2 ± 7.9 (B^+)), ce qui constitue un signal significatif à $2.1(2.2) \sigma$ (en tenant compte des systématiques (ou sans)), soit : $\mathbf{A}_{ADS} = -0.86 \pm 0.47^{+0.11}_{-0.15}$ et $\mathbf{R}_{ADS} = (1.1 \pm 0.5 \pm 0.2) \%$.

4. Rien n'interdit que ces asymétries soient grandes, même si on a vu que pour les modes B en $\tilde{D}\pi$, r_B est de l'ordre du pourcent, voir la remarque dans la page en ligne de HFAG : www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/latest/ (voir "ADS analysis of B^- "). On peut montrer que la valeur maximum de l'asymétrie est égale à $2r_B(DK)\tan(\theta_C)/r_D \simeq 18\%$.

- **Mode $\tilde{D}^{*0}[\tilde{D}\pi^0]K^-$** : $N_{ADS} = 10.3 \pm 5.5$ (10.2 ± 4.8 (B^-)), ce qui constitue un signal significatif à $2.2(2.4) \sigma$ (en tenant compte des systématiques (ou sans)), soit : $\mathbf{A}_{ADS} = 0.77 \pm 0.35 \pm 0.12$ et $\mathbf{R}_{ADS} = (1.8 \pm 0.9 \pm 0.4) \%$.

- **Mode $\tilde{D}^{*0}[\tilde{D}\gamma]K^-$** : $N_{ADS} = 5.9 \pm 6.4$ (4 ± 5 (B^-)), ce qui n'est pas significatif, soit : $\mathbf{A}_{ADS} = 0.36 \pm 0.94^{+0.25}_{-0.41}$, $\mathbf{R}_{ADS} = (1.3 \pm 1.4 \pm 0.7) \%$.

Les modes ne sont vus que de façon faiblement significative, mais c'est la première fois qu'il y a un effet à plus de 2σ . Toutefois, on remarque aisément les très fortes asymétries (de signe opposé entre les B^+ et les B^- , comme attendu initialement pour cette méthode [166]). Cela illustre qu'hélas il nous manque encore un peu de statistique pour mettre en évidence un signal ADS, mais que, comme attendu, la méthode ADS engendre de très fortes asymétries. C'est toutefois prometteur pour effectuer cette mesure sur d'autres expériences comme LHCb [10].

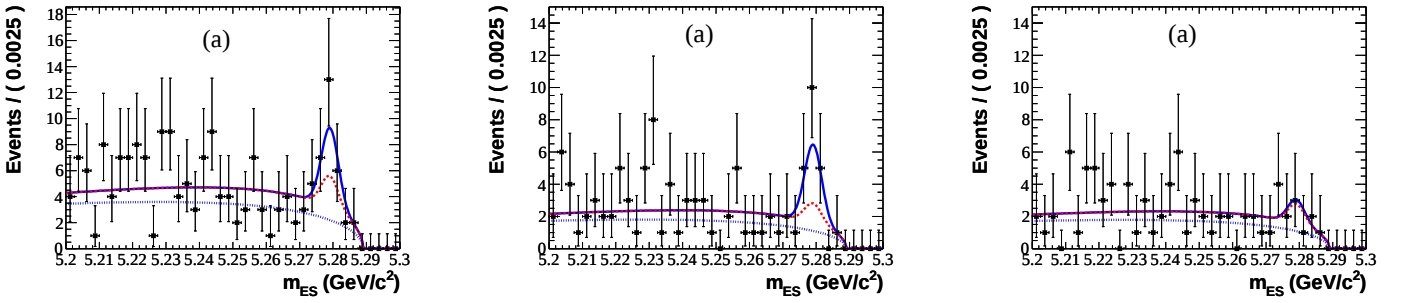


FIG. 5.17 – *A gauche* : Distribution de m_{ES} pour les modes DCS $\tilde{D}K^\pm$ (une coupure sur $NN > 0.94$ est effectuée). *Au centre* : Distribution de m_{ES} pour les modes DCS $\tilde{D}K^+$ (les B^+ uniquement et une coupure sur $NN > 0.94$ est effectuée). *A droite* : Distribution de m_{ES} pour les modes DCS $\tilde{D}K^-$ (les B^- uniquement et une coupure sur $NN > 0.94$ est effectuée).

La figure 5.17 illustre le signal ADS et les asymétries liées (coupure sur $NN > 0.94$), pour les modes DCS $\tilde{D}K^\pm$ (à gauche), DCS $\tilde{D}K^+$ (au centre) et DCS $\tilde{D}K^-$ (à droite).

On voit aisément qu'il est très tentant de recommencer cette mesure dans une expérience comme LHCb [10] ou aux futures super-usines à B [157, 158], ou même à Belle en utilisant mieux la statistique disponible. En effet, Belle [167] obtient pour le mode B^- en $\tilde{D}K^-$ une valeur pour le rapport $\mathbf{R}_{ADS} = (0.8 \pm 0.6^{+0.2}_{-0.3}) \%$ et pour l'asymétrie $\mathbf{A}_{ADS}$ qui est égale à $-0.13^{+0.97}_{-0.88} \pm 0.26$, avec 657×10^6 de paires $B\bar{B}$, là où on obtient avec 467×10^6 de paires $B\bar{B}$, une valeur du rapport plus significative $\mathbf{R}_{ADS} = (1.1 \pm 0.5 \pm 0.2) \%$ et une forte asymétrie $\mathbf{A}_{ADS}$ 2 fois plus précise : $-0.86 \pm 0.47^{+0.11}_{-0.15}$. Cela démontre la grande sensibilité de notre technique d'analyse pour effectuer cette mesure dans l'expérience BABAR. C'est principalement lié aux performances du système d'identification K/π (dE/dx et DIRC), mais également à notre nouvelle méthode de réjection du fond $c\bar{c}$ multi-variable, avec des informations sur le reste de l'événement, comme utilisé pour réaliser l'étiquetage de l'autre B , dans les méthodes de mesures d'asymétries CP dépendantes du temps.

Tout comme pour les analyses GLW et ADS B^- en $\tilde{D}K^{*-}$ [8], j'ai utilisé la même méthode statistique (basée sur mon expertise acquise dans le groupe CKMfitter) pour extraire les valeurs des paramètres physiques γ , $r_B^{(*)}$ et $\delta_B^{(*)}$ (pour le passage de $\tilde{D}^*[D^0\pi^0]K^-$ à $\tilde{D}^*[D^0\gamma]K^-$ on tient compte d'un changement relatif de la phase forte $+\pi$ (voir [147])). La table 5.4 présente les contraintes que nous avons obtenues sur $r_B^{(*)}$.

Les contraintes que nous obtenons sont plus fortes que celles publiées précédemment par BABAR (2005) [180] et Belle (2008) [167]. La figure 5.18 (à gauche) montre les profils de degrés de confiance pour les paramètres $r_B^{(*)}$. Les limites obtenues pour ces paramètres sont légèrement meilleures que pour les publications précédentes.

TAB. 5.4 – Contraintes sur $r_B^{(*)}$ avec les mesures ADS combinées $B^+ \rightarrow \tilde{D}^{(*)}\{K^+\pi^-\}K^-$.

Paramètre	1 σ mes.	2 σ intervalle	90% C.L. limite sup.
r_B	$(9.0^{+5.6}_{-5.1})\%$	$[0.4, 18.7]\%$	$< 17.3\%$
r_B^* avec			
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	$(11.9^{+5.0}_{-6.4})\%$	$[0.7, 21.4]\%$	$< 19.9\%$
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	$(11.1 \pm 11.1)\%$	$[0., 27.]\%$	$< 25.2\%$
toutes les désint. D^{*0}	$(11.6^{+3.4}_{-5.0})\%$	$[0.6, 17.7]\%$	$< 16.7\%$

On remarquera également sur la figure 5.18 (à droite) que comme attendu, même en combinant les modes $\tilde{D}^{(*)}K^-$ la contrainte sur γ reste assez faible et seules les solutions non physiques sont exclues : 0 et $\pm\pi$.

Sur la figure 5.19, on montre que ces mesures ADS permettent également de contraindre le signe relatif des phases fortes $\delta_B^{(*)}$ par rapport à la phase EW γ . Cela se conçoit assez naturellement si on regarde à nouveau la définition des observables en fonctions des paramètres physiques (équations 5.3.6 et 5.3.7). Comme attendu, les phases fortes δ_B et δ_B^* ont des signes opposés. La mise à jour récente de l'analyse GGSZ [101] dans *BABAR*, permet d'obtenir les valeurs $\gamma = (68^{+15}_{-14})^\circ$, $\delta_B^{(*)} = (118^{+20}_{-21})^\circ$ ($(-82 \pm 21)^\circ$). On remarque ces valeurs sont parfaitement en accord avec les valeurs que l'on obtient ici. Pour finir, la nouvelle analyse GGSZ de *BABAR* obtient les valeurs $r_B^{(*)} = (9.4^{+2.8}_{-2.9})\%$ ($(13.7^{+4.2}_{-4.0})\%$), on voit que ces valeurs sont parfaitement compatibles avec celles que l'on mesure ici, avec la méthode ADS (voir table 5.4).

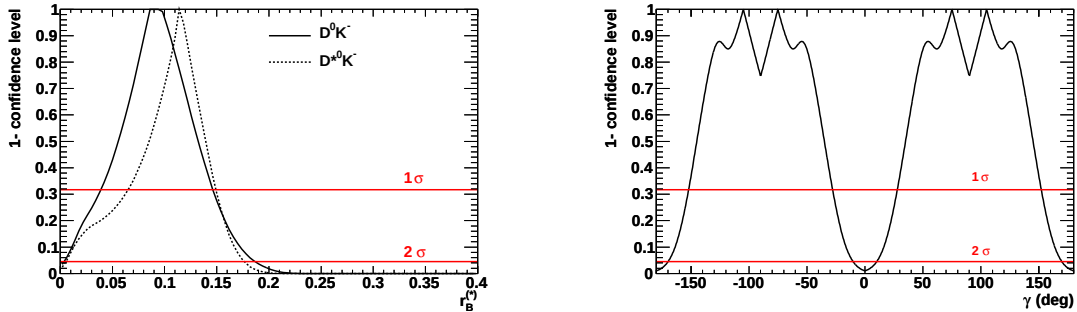


FIG. 5.18 – A gauche : $r_B^{(*)}$ obtenus à partir des mesures ADS $B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)}[K^+\pi^-]K^-$. La courbe pleine (en pointillés) montre les valeurs des intervalles de confiance 1-C.L. en fonction de $r_B^{(*)}$ obtenus à partir de cette mesure ADS. Les 2 lignes horizontales montrent les limites d'exclusion au niveau de 1 et 2 deviations standard. A droite : Contraintes sur γ obtenues à partir des mesures combinées ADS avec $B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)}[K^+\pi^-]K^-$. La courbe pleine montre les valeurs des intervalles de confiance 1-C.L. en fonction de γ obtenue à partir de cette mesure ADS. Les 2 lignes horizontales montrent les limites d'exclusion au niveau de 1 et 2 deviations standard.

Si on ajoute ces contraintes à celles que l'on a par ailleurs : CKMfitter pour l'été 2008 [30]⁵, il est possible de contraindre relativement bien γ . Cela peut s'illustrer par la figure 5.20 que

5. En particulier pour la conférence CKM08, qui exclut ces nouvelles mesures ADS $\tilde{D}^{(*)}K^-$, mais qui est à jour pour les mesures récentes *BABAR* GLW et ADS effectuées avec le mode $\tilde{D}K^{*-}$ [8], et pour la publication GGSZ de *BABAR* en 2008 [109]. Durant l'été 2009 il y a eu enfin la petite mise à jour de GGSZ pour la désintégration $\tilde{D}^*[\tilde{D}\gamma]K^-$, par Belle à la conférence ESP HEP 2009 de Cracovie [171].

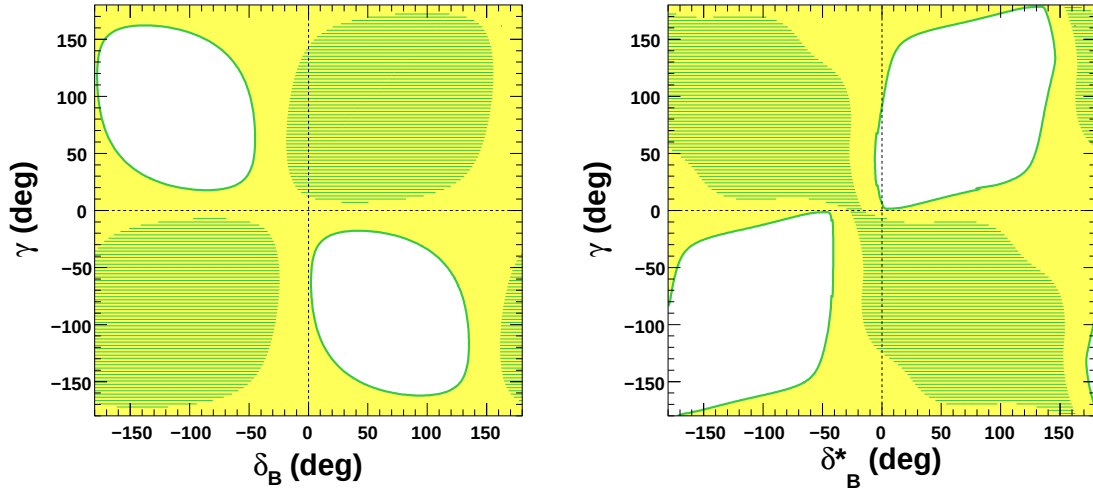


FIG. 5.19 – *A gauche* : contours à 1σ (aire hachurée) et 2σ (en couleur jaune pleine) sur γ vs δ_B obtenus à l'aide de la mesure ADS pour le mode $B^- \rightarrow \tilde{D}[K^+\pi^-]K^-$. *A droite* : contours à 1σ (aire hachurée) et 2σ (en couleur jaune pleine) sur γ vs δ_B^* obtenus à l'aide de la mesure ADS pour le mode $B^- \rightarrow \tilde{D}^*[K^+\pi^-]K^-$.

nous avons obtenue dans le groupe CKMfitter et qui montre la combinaison de ces contraintes en septembre 2008 (conférence CKM 08) et en septembre 2009 (conférence Beauty 2009). La valeur combinée sur le paramètre γ passe de $(70_{-29}^{+27})^\circ$ à $(73_{-25}^{+22})^\circ$.

La conclusion est donc, que tout de même, les mesures ADS sont pour le moins très utiles pour contraindre les valeurs de $r_B^{(*)}$ et contribuent à réduire les effets de ce paramètre de nuisance pour l'extraction de γ .

5.3.4 Etat des lieux et perspectives sur la mesure de γ

Jusqu'à présent, les diverses mesures de γ ne sont pas limitées par les incertitudes systématiques, mais par la quantité de données disponibles. Au moment, où le programme de physique des usines à B de première génération s'achève, la plupart des mesures avec les modes de B chargés (GLW, ADS et GGSZ) commencent simplement à être à la limite de la sensibilité et seules les analyses GGSZ permettent d'obtenir des évidences de violation de CP qui permettent de contraindre la valeur de l'angle CKM γ/ϕ_3 (à plus de 3 écarts types de signification statistique et systématique combinées).

De toute évidence, même si les mesures seront moins aisées qu'aux usines à B , les mesures des modes de B chargés GLW (modes $CP+$), réalisées par CDF au TeVatron [161], laissent entrevoir que comme prévu que LHCb [10, 11, 12, 13] au LHC devrait être capable de contraindre très rapidement et très fortement γ dans les années à venir, avec une précision de l'ordre de quelques degrés et avec seulement environ 2 fb^{-1} (une année nominale de prise de données à 14 TeV, ou environ 4 ans à 7 TeV, soit, a priori, la moitié ou moins du programme prévu initialement pour le LHC en 2010-2011 [20]).

Dans le cas de LHCb [10], il existe d'autres mesures possibles dans les désintégrations charmées ou sans charme des B_s ou la plupart des modes que l'on a déjà présentés dans le chapitre 5.3.1. Notons aussi, que contrairement à CDF au TeVatron, LHCb est optimisé pour détecter des B (identification K/π jusqu'à des très hautes impulsions basée sur 2 RICH (et dE/dx à CDF, seulement), détection de vertex déplacés et section efficace/luminosité plus élevées à LHC $500\text{ }\mu\text{b}$ à 14 TeV, donc $230\text{ }\mu\text{b}$, dans l'acceptance du spectromètre LHCb).

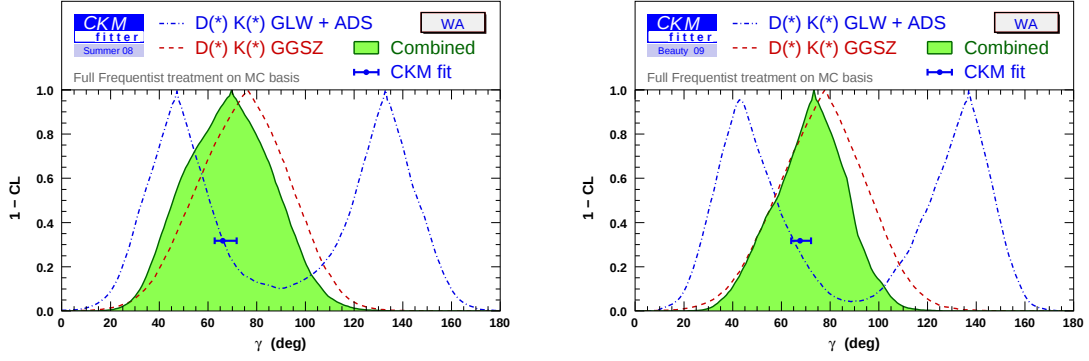


FIG. 5.20 – Intervalles de confiance pour γ obtenus à partir des mesures ADS, GLW et GGSZ $B^- \rightarrow \bar{D}^{(*)}K^-$ et $\bar{D}K^{*-}$. A gauche : à la fin de l'été 2008 A droite : à la fin de l'été 2009.

A plus long terme, les “super-usines” à B [157, 158] (avec des luminosités instantanées 10 à 100 fois supérieures qu’aujourd’hui) : Belle-II, à KEK, et peut être également une machine à Frascati, permettront de réaliser des mesures limitées par des effets systématiques. Dans ce cas, ces processus purement à l’arbre, et sans incertitudes théoriques remarquables, fixeront un point de référence absolument stable pour tester des déviations possible au Modèle Standard liées à des processus décrits par des théories de Nouvelle Physique (voir par exemple les revues récentes [182, 183] et les références associées). Mais il faudra alors tenir compte des effets de mélange et de violation de CP dans le système D^0 - $\bar{D}^0$ et d’autres effets [172].

Egalement, notamment pour la méthode GGSZ, les analyses Dalitz modèles dépendantes seront remplacées par des analyses “binées” où la variation de la phase forte sur le plan de Dalitz sera paramétrée, sur le plan de Dalitz dans différentes zones et suivant différentes propriétés de symétrie, c’est en fait proche des papiers originaux ADS et GGSZ [166, 170] (pour plus de détail j’invite le lecteur à consulter la présentation plénière de A. Bondar à la conférence CKM08, à Rome en septembre 2008 et le livre édité à l’issue de cette conférence [99], où l’essentiel des références détaillées et récentes, disponibles sur le sujet, sont données ou bien encore, par exemple [12]).

Ces mesures sont déjà en cours à CLEO-c, à Cornell (Etats-Unis) (voir par exemple [184]) et le sera plus précisément à BES III, à Pékin (Chine) (voir le document “Physics at BES III” [185]). Dans ce cas, les paramètres des phases fortes et les rapports des transitions supprimées de Cabibbo, pour GGSZ et ADS notamment et présentes dans les désintégrations charmées des D sont possibles car des paires $D\bar{D}$ sont produites en grand nombre et de façon cohérente à la résonance $\psi(3770)$. Un des D peut être détecté dans un état propre de CP .

On ne revient pas ici sur les effets systématiques liés à l’usage de symétrie $SU(3)$ de saveur pour les modes neutres B en $D^{(*)+}\pi^-$ ou $D^+\rho^-$. Ces hypothèses théoriques et les incertitudes associées sont comparables aux problèmes rencontrés dans le cadre de la symétrie U-spin (équivalence entre quarks d et s) pour les modes de LHCb [10] des B_s en $D_s^-K^+$, où une analyse dépendante du temps doit être réalisée en incluant les effets de mélange.

Nous allons maintenant donner un résumé de l’état des lieux des contraintes sur γ . Cet état des lieux a été établi par le groupe CKMfitter pour la conférence Moriond EW 2010 [101], qui s’est tenue en mars 2010, à La Thuile (Italie). Cet ajustement global inclut les mises à jour des analyses $BABAR$ GLW et ADS $\bar{D}K^{*-}$ et ADS $\bar{D}^{(*)}K^-$, que je viens de présenter dans ce chapitre. Egalement, cette mise à jour inclut le dernier résultat GGSZ obtenu par $BABAR$ avec la totalité de sa statistique.

Ces études sont menées par Karim Trabelsi de Belle KEK (Japon) et HFAG, Jérôme Charles (théorie) du LPT Marseille, Stéphane T’Jampens (de LHCb) et moi-même (de $BABAR$ et de LHCb, depuis peu), tous les 2 du LAPP Annecy, pour le groupe CKMfitter. J’insiste sur la complexité

de l'extraction de ce paramètre γ qui suppose un traitement statistique rigoureux en présence des divers paramètres de nuisance " r_B " et " δ_B " (6, soit 2 pour chacun des 3 modes $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$), rencontrés dans ces méthodes, à fin de ne pas sous estimer la taille des intervalles de confiance obtenus pour contraindre la valeur du paramètre EW γ (on parle de "under-coverage").

La combinaison des résultats des méthodes ADS, GLW et GGSZ suppose de travailler avec près d'une trentaine d'observables ($\mathbf{R}_{CP\pm}$, $\mathbf{A}_{CP\pm}$, $\mathbf{R}_{ADS}$, $\mathbf{R}_{ADS}$, et les coordonnées cartésiennes $(x,y)_{\pm}$, pour chacun des 3 modes $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$). Nous préparons un article sur le sujet, mais d'ores et déjà, le lecteur intéressé peut se référer à [173] et [174], pour se préparer à répondre à une question que l'on nous pose sans arrêt. Encore récemment, pour la préparation de sa présentation à Moriond EW 2010, Owen Long m'a demandé: *I'd like to be prepared to answer the following question: "You combine one measurement with a 1 sigma error of 15 degrees and another measurement with a 1 sigma error of 15 degrees and you wind up with a 1 sigma error of 22 degrees. How is this possible?"*. je ne réponds pas ici plus en détails à cette question, je ne donne que quelques indications. Je décrirai dans le chapitre suivant mes activités au sein de ce groupe de phénoménologie.

La méthode statistique fréquentiste employée pour déterminer l'intervalle de confiance sur les divers paramètres physiques γ , les 3 couples de paramètres r_B et δ_B pour les 3 types de désintégrations, a été présentée par Karim Trabelsi lors de la conférence CKM08, en septembre 2008, à Rome [174]. Cette méthode consiste à calculer la fréquence et ainsi le niveau de confiance à partir d'expériences Monte Carlo ("Toy experiments"). Chaque valeur du paramètre physique étudié étant testée en minimisant la différence de χ^2 en choisissant le jeu de paramètres de nuisance dans la configuration la plus défavorable (cela revient en quelque sorte à découpler les effets des paramètres de nuisance). Cette méthode est sans doute pessimiste, mais elle garanti la couverture des intervalles pour une valeur donnée de niveau de confiance. Ainsi, les largeurs des intervalles de confiance fournies par le groupe CKMfitter ne sont pas plus petites qu'elles ne le sont en réalité.

Il existe toute fois une approche différente menée par le groupe UTfit qui donne des résultats bien plus contraignants, mais qui ne semble pas toujours parfaitement reproduire les conclusions des collaborations elle mêmes. Nous laissons pour cela le lecteur consulter la présentation donnée par Viola Sordini, lors de la conférence CKM08, en septembre 2008, à Rome [186]. Encore une fois, nous travaillons actuellement sur la rédaction d'un article de revue qui sera soumis en 2010 et qui décrit ses méthodes pour l'ajustement global de γ au sein du groupe CKMfitter.

Pour effectuer l'ajustement global on dispose de 32 observables pour cet ajustement (12 GLW, 8 ADS et 12 GGSZ). La figure 5.20 montre la contrainte obtenue à partir des 2 méthodes ADS et GLW (combinées) GGSZ (seule) et les 3 méthodes ensembles en 2008 et 2009. Une valeur globale de γ est obtenue, à l'issue de l'été 2009, à 68 % de C.L. : $(73^{+22}_{-25})^\circ$. On remarque aisément que la contrainte GGSZ est actuellement la plus précise et est très comparable avec la contrainte globale. La prédiction sur cet angle, est obtenue à partir de l'ajustement global CKMfitter, lorsque ces contraintes sur les mesures de γ sont exclues. Cette prédiction est telle que la valeur de l'angle γ est égale à $(67.7^{+4.5}_{-3.7})^\circ$. Cette valeur est donc totalement compatible avec les mesures effectuées avec les modes de B chargés $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$. Toutefois, on remarque que la précision de la mesure directe de reste encore assez peu précise pour totalement contraindre des déviations éventuelles qui seraient liées à des effets indirectes de Nouvelle Physique, pour l'ajustement de cohérence globale.

Maintenant comparons les valeurs des paramètres r_B que j'ai obtenues pour les modes $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$, pour les analyses respective de BABAR ADS et GLW et ADS. Pour le mode $\tilde{D}K^{*-}$, j'obtiens (31 ± 7) % et pour l'ajustement global CKMfitter qui tient compte en plus de toutes les mesures de Belle et CDF et notamment ceux de la méthode GGSZ, on obtient la combinaison: $(16.3^{+7.5}_{-10.5})$ %, soit une valeur plus basse mais avec une précision comparable. Pour ADS $\tilde{D}^{(*)}K^-$, j'obtiens pour les $\tilde{D}$: $(9.0^{+5.6}_{-5.1})$ % (pour les $\tilde{D}^*$: $(11.6^{+3.4}_{-5.0})$ %) à comparer à $(9.6^{+1.9}_{-1.6})$ % (pour les $\tilde{D}^*$: $(12.9^{+2.5}_{-2.7})$ %) [30]. Ces valeurs sont dans ce cas parfaitement compatibles et on remarque que nos nouvelles mesures contribuent grandement à l'ajustement global.

Avant de conclure, je présente également le travail que j'effectue pour CKMfitter et qui consiste à combiner les contraintes sur γ avec les modes de désintégration des B chargés $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$

avec celles issues des modes de B neutres $D^{(*)+}\pi^-$ et $D^{(*)+}\pi^-$. Ces mesures offrent des contraintes sur le paramètre $\sin(2\beta + \gamma)$ (on n'inclut pas les contraintes des modes neutres $D^{(*)}K^{(*)}$ qui comme on l'a vu dans le chapitre 5.3.1 sont extrêmement faibles pour le moment). La figure 5.21 (à gauche) présente cette contrainte additionnelle et la valeur globale: $(75_{-19}^{+16})^\circ$. On voit sur la figure que l'intervalle de confiance est légèrement réduit par rapport à la contrainte obtenue pour les modes chargés seule: $(73_{-25}^{+22})^\circ$, toutefois on rappelle que cette contrainte additionnelle n'est pas libre d'incertitudes théoriques. Elle n'est pas incluse dans la valeur de l'ajustement global de référence, pour l'angle CKM γ , que fournit CKMfitter.

Finalement, je donne sur la figure 5.21 (à droite) les contraintes sur γ à l'issue de la mise à jour de $BABAR$ sur le résultat GGSZ 2010 [101], et présenté très récemment à la conférence Moriond EW 2010. On obtient pour les modes chargés seuls: $\gamma = (67_{-21}^{+19})^\circ$ à 68 % C.L. (et à 2σ une précision de $\pm 31^\circ$). Si l'on utilise la même méthode fréquentiste que $BABAR$ (basée sur des simulation MC pour le calcul de la fréquence sans traitement autre pour les paramètres de nuisance), décrite par K. Trabelsi au workshop CKM08 de Rome [174], cette valeur est plus contrainte comme attendu, $\gamma = (67_{-14}^{+15})^\circ$ à 68 % C.L. (et à 2σ une précision d'environ $\pm 26^\circ$). Rappelons encore une fois que cette dernière méthode a montré des lacunes quant aux tests de couverture et est sans doute légèrement optimiste, lorsque la méthode officielle de CKMfitter est légèrement pessimiste. Il est bon néanmoins de savoir que la valeur vraie de γ se situe entre ces 2 valeurs d'intervalles...

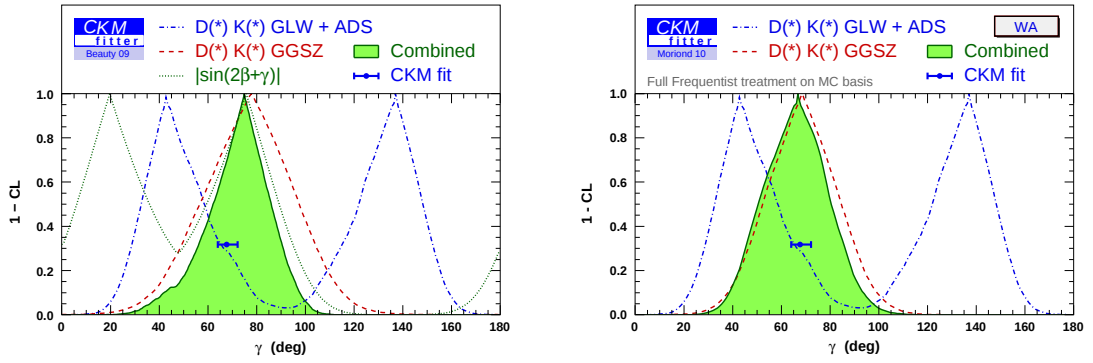


FIG. 5.21 – Intervalles de confiance pour γ obtenus à partir des mesures ADS, GLW et GGSZ $B^- \rightarrow \tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$. A gauche: avec en plus les contraintes sur $\sin(2\beta + \gamma)$ avec les modes de B neutres $D^{(*)+}\pi^-$ et $D^{(*)+}\pi^-$, à la fin de l'été 2009. A droite: en mars 2010 à l'issue de la conférence Moriond EW 10 et de la mise à jour $BABAR$ sur la mesure de γ par la méthode GGSZ.

5.4 Conclusion

La présentation de ces activités de recherche conclut ce chapitre sur 12 années de recherche dans $BABAR$. Comme on peut en juger la majorité de mes activités de recherche a concerné les analyses des désintégrations des mésons B dans des canaux avec des mésons $D^{(*)}$.

De façon tout à fait naturelle j'ai rejoint le groupe LHCb le 1^{er} octobre 2009 et je contribuerai à la calibration du calorimètre de LHCb, qui est une des responsabilités du groupe du LAPP, et aux mesures de l'angle γ , avec comme priorité l'application des méthodes GLW et ADS. Je continuerai naturellement à finaliser les publications de $BABAR$ auxquelles je participe, et je poursuivrai mon activité au sein du groupe CKMfitter, que je décris maintenant.

Chapitre 6

Activités de recherche au sein du groupe CKMfitter et perspectives sur l'expérience LHCb

Sommaire

6.1	Introduction sur le groupe CKMfitter	114
6.2	Description des activités, des réalisations et du groupe CKMfitter	115
6.2.1	Activités, publications et réalisations	115
6.2.2	Un brève histoire du triangle CKM	118
6.3	Futures publications et perspectives du groupe CKMfitter	123
6.4	Perspectives d'analyses de physique au sein de la Collaboration LHCb	125
6.4.1	Introduction	125
6.4.2	Pourquoi continuer à étudier la physiques des saveurs?	127
6.4.3	Stratégies pour rechercher indirectement la NP dans les B , à LHC	129
6.4.4	LHCb, son programme de physique, son fonctionnement à LHC et ses perspectives avec 2 fb^{-1}	130
6.4.5	Programme à court terme de LHCb et implications du groupe LAPP dans l'analyse	133

6.1 Introduction sur le groupe CKMfitter

Je viens tout juste de détailler quelques résultats obtenus sur les contraintes du paramètre γ , en rapport direct avec mon travail d'analyse sur *BABAR*. Je ne reparlerai pas ici de ce travail. Je décris maintenant les activités du groupe CKMfitter et mon implication au sein de ce groupe.

CKMfitter est le nom un groupe international d'une douzaine de physiciens expérimentateurs et théoriciens de différents pays (France (LAPP d'Annecy-le-Vieux, LPC de Clermont-Ferrand, LPNHE-Jussieu de Paris, CPT de Marseille et LPT d'Orsay), Allemagne (de Dresde, de Munich et de Berlin), du CERN et du Japon (KEK)) menant des études phénoménologiques en physique des saveurs lourdes (métrologie de la matrice Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM), violation de *CP*, théories effectives des champs, symétries de saveur, physique au delà du Modèle Standard (MS), etc...).

Le projet CKMfitter a démarré à l'été 2000 avec trois physiciens impliqués dans l'expérience *BABAR* (A. Höcker et S. Laplace (du LAL d'Orsay, à l'époque) et F. Le Diberder (du LPNHE-Jussieu de Paris, à l'époque), H. Lacker (du LAL Orsay, à l'époque) les a rejoint très rapidement ; il est toujours membre du groupe à l'Université de Berlin). Depuis, très rapidement, ce groupe a grandi et a pris une importance de premier plan dans la communauté de la physique des saveurs (le papier de revue et référence du travail de ce groupe [30], datant de 2005, a été cité près de 650 fois à ce jour). Le groupe entretient des contacts internationaux avec de nombreux théoriciens et expérimentateurs. Une page web fournit à la communauté les derniers résultats (<http://ckmfitter.in2p3.fr>). Cette page est accédée en moyenne environ 500 fois par mois.

Le groupe est donc aujourd'hui constitué d'une douzaine membres expérimentateurs des collaborations ATLAS (3), *BABAR* (3), LHCb (5) et Belle (2) (certains membres du groupe appartiennent à plusieurs collaborations) et de 2 théoriciens du CPT de Marseille et du LPT d'Orsay. Le but de ce groupe est l'interprétation phénoménologique et statistique des mesures et des déterminations théoriques des différents paramètres de la matrice unitaire CKM, ayant trait au phénomène de la violation de *CP*. Nous nous réunissons 2 fois par an, sur les divers lieux des laboratoires des membres de ce groupe, pendant quelques jours pour coordonner notre travail, lors de mini workshops. Autrement nous dialoguons par forum de discussion et avons des réunions téléphoniques fréquentes (2 par mois environ). Notons qu'au titre des collaborations internationales, des membres du groupe participent à 2 projets de partenariat du Ministère français des Affaires Étrangères et coordonnés par le CNRS-IN2P3 : projets "LIA" (Laboratoires Internationaux Associés). Notamment avec la Chine (FCPPL) et le Japon (FJPPL), cela nous permet de collaborer avec des théoriciens de ces pays et des expérimentateurs de Belle et de BES-III [185], notamment.

Nos résultats sont mis à jour plusieurs fois par an et sont présentés fréquemment par les membres du groupe dans diverses conférences renommées. Ils sont reconnus largement dans la discipline et exploités dans les présentations expérimentales (*BABAR*, Belle, CDF, D0, BES, LHCb ...) et théoriques, dans les diverses conférences internationales. Depuis le moment où j'ai rejoint CKMfitter en 2005, le groupe a donné près de 25 présentations à des conférences majeures ou plus spécialisées, ou des réunions d'importance, comme : CERN Council Strategy Group : Open Symposium 2006, FPCP 06/07/09, Flavor in the era of LHC (CERN), Beauty 06/09, CKM 06/08, BNM06/08, EPS 07/09, ICHEP 06/08, Moriond EW 08/09 (voir les présentations disponibles en ligne sur le lien internet du groupe [30]).

Dans ce cadre, je suis le responsable du logiciel (C++/ROOT) de tracé graphique des résultats (mise au point, maintenance et développements). Je suis également l'interlocuteur pour le groupe *BABAR* du coordinateur de la physique *BABAR* (PAC) pour réunir et fournir au groupe CKMfitter, de façon légèrement anticipée, les divers nouveaux résultats nouveaux de *BABAR*¹ et en contrepartie nous fournissons aux divers speakers de *BABAR*, en avant première et parfois en exclusivité, les résultats de nos calculs pour illustrer leurs présentations (voir par exemple, présentation récente de O. Long à la conférence Moriond EW 2010 [101]).

1. Seuls les membres *BABAR* du groupe CKMfitter ont connaissance de ces résultats tant qu'ils ne sont pas approuvés dans la collaboration *BABAR*. K. Trabelsi joue le même rôle que moi pour l'expérience Belle (ce qui dans son cas est plus facile, puisqu'il est lui même le coordinateur de la physique dans Belle...).

Depuis mars 2006, j'ai participé au projet jeune chercheur à l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR), conduit par Stéphane T'Jampens, du LAPP, porteur de projet. Ce projet (ANR-06-JCJC-0056) a été accepté et financé. Le groupe CKMfitter a bénéficié d'un post-doctorant pour une période de 2 ans, basé au LAPP à partir de novembre 2007, Christian Kaufhold dont j'ai co-encadré le travail avec Stéphane T'Jampens, jusqu'en novembre 2008. Christian a notamment participé à la mise au point du nouveau logiciel de calcul des contraintes, basé sur Mathematica et à la mise au point de son automatisé à un haut niveau, et j'ai travaillé avec lui pour l'automatisation du logiciel de tracé graphique des contraintes, basé sur ROOT ("*macroROOT*"). Notons en outre que Stéphane T'Jampens, avec qui je collabore étroitement sur ce projet et dans LHCb, assure la coordination du groupe, organise les réunions, et supervise le fit global bi-annuel et a la responsabilité de la page Web.

Au titre des études de physiques et statistiques, au sein du groupe CKMfitter, je suis principalement impliqué sur la détermination des contraintes sur l'angle γ et en particulier de $\sin(2\beta + \gamma)$ dans les modes B neutres en $D^{(*)+}\pi^-$ et $D^0\rho^-$. Nous effectuons en coordination avec Karim Trabelsi de Belle-KEK (et de HFA [32]), Stéphane T'Jampens et Jérôme Charles, la combinaison avec les autres observables qui permettent de contraindre la détermination de l'angle CKM γ . Pour cela nous participons au développement d'un logiciel coordonné par Jérôme Charles du CPT de Marseille, basé sur le programme de calcul analytique Mathematica.

A deux reprises j'ai représenté le groupe à des événements d'importance :

- présentation sur le sujet "*Projections for a Global CKM Fit for 1 ab^{-1} at BABAR and in 2008*", au BABAR one ab^{-1} workshop, à SLAC, le 7 décembre 2006 [156].
- présentation à la conférence internationale "*XLIVth rencontres de Moriond sur la physique électrofaible*" (7-14 Mars 2009 à La Thuile (Italie)), pour le groupe CKMfitter : "*CKM fits as of winter 2009 and sensitivity to New Physics*". J'ai rédigé un compte rendu à paraître sous forme d'acte de la conférence Moriond EW 2009 et disponible sous forme de preprint hep-ph [107]. J'invite le lecteur à s'y référer pour avoir un résumé de l'état de l'art de la matrice CKM à l'issue de l'hiver 2009. Ce document est également joint à ce manuscrit dans l'annexe D.

Pour présenter de façon plus complète les activités et les résultats récents de CKMfitter, j'ai également donné 2 séminaires, comme suite à ma présentation à la conférence Moriond EW 2009, le 24 avril à l'IPN de Lyon et le 12 juin au LAPP d'Annecy. Cela m'a ainsi permis de développer en détail l'état de l'art des études reliées à la matrice CKM avant l'été 2009. Les transparents de ces séminaires sont consultables sur le site du LAPP [187].

6.2 Description des activités, des réalisations et du groupe CKMfitter

6.2.1 Activités, publications et réalisations

Le projet CKMfitter a démarré à l'été 2000 avec trois physiciens impliqués dans l'expérience BABAR (voir plus haut) et a pris depuis une importance de premier plan dans la communauté de la physique des saveurs. S. T'Jampens a en charge la direction du groupe depuis juin 2005, en remplacement d'Andreas Höcker, qui est maintenant physicien au CERN sur l'expérience ATLAS et fer de lance des projets TMVA et Gfitter (cousin germain de CKMfitter pour la physique EW et au-delà du Modèle Standard (MS) [188]). Le groupe entretient des contacts internationaux avec de nombreux théoriciens et expérimentateurs. Je suis à ce titre, et comme on vient de le voir, le correspondant du groupe auprès de l'expérience BABAR.

Une page web fournit à la communauté les derniers résultats (<http://ckmfitter.in2p3.fr>). Dès que des mesures sont présentées ou mises à jour par les diverses expériences, ou que des prédictions théoriques sont disponibles (Chromo Dynamique Quantique sur réseau (LQCD), etc.), il est nécessaire d'inférer les conséquences pour les modèles de physique (MS, Nouvelle Physique). CKMfitter est l'outil qui permet d'effectuer l'analyse globale des mesures dans un modèle théorique donné

ainsi que la visualisation des contraintes. L'analyse globale des résultats expérimentaux et théoriques liés à la matrice CKM conduit à trois études différentes impliquant chacune un traitement statistique spécifique :

- quantifier l'accord entre les données et le MS ;
- obtenir la meilleure estimation des paramètres théoriques du Modèle Standard (MS) et des observables non encore mesurées ;
- rechercher des signes de Nouvelle Physique et fournir des intervalles de confiance des paramètres d'un modèle spécifique de physique au-delà du MS.

Avec des mesures de plus en plus nombreuses provenant des usines à B et du TeVatron et des calculs théoriques plus précis ((N)NLO), la grande complexité de l'analyse globale a conduit le groupe à développer un code basé sur le logiciel Mathematica (calculs analytiques plutôt que numériques dans les procédures de minimisation permettant un gain sur le temps de calcul d'un facteur 100 par rapport à l'ancien logiciel basé sur le code FORTRAN) [coordinateur : J. Charles (CPT Luminy)]. De même la visualisation graphique des contraintes, initialement effectuée avec le logiciel PAW, a été adaptée et est maintenant développée à l'aide du logiciel ROOT, couramment utilisé par notre communauté [coordinateur : V. Tisserand]. Cela a nécessité d'implémenter l'ensemble des théories existant dans le code FORTRAN - angle CKM α (analyse isospin), angle γ (ADS, GLW, Dalitz), ajustement global, etc. - ainsi que tous les nouveaux modèles nécessaires pour être prêt au démarrage du LHC (physique des mésons B_s , désintégrations rares et modèles de nouvelle physique). Un projet ANR "jeunes chercheurs", concrétisé en 2007 et 2008, a permis le recrutement d'un post-doctorant pour contribuer à ces tâches.

Les membres du groupe LAPP assurent la mise à jour du fit global et de ses composants. Ils sont responsables de la mise à disposition de ces résultats sur la page web CKMfitter, lors des mises à jour semestrielles, à l'occasion des conférences majeures d'hiver et d'été. J'ai moi-même coordonné la mise à jour des fits pour la conférence Beauty 2009, qui a eu lieu à l'Université de Heidelberg (Allemagne), en septembre 2009. Ils ont été présentés par notre collègue Karim Trabelsi de KEK [189], à l'issue des conférences d'été. Ces résultats sont quasiment systématiquement utilisés par les nombreux orateurs donnant des séminaires et conférences sur la physique liée à la matrice CKM. Nous assurons le développement et la maintenance du logiciel ROOT de tracé graphique.

Dans le cadre du groupe CKMfitter, Stéphane T'Jampens et moi-même pour le LAPP, de par notre implication dans les expériences $BABAR$ et $LHCb$, contribuons aux analyses sur l'extraction de l'angle CKM γ , avec notamment les modes de désintégrations B neutres et chargés avec des mésons $D^{(*)}$, ainsi qu'à la mesure de la phase faible $\phi_s = -2\beta_s$ avec les désintégrations B_s en $J/\psi\phi$ et $J/\psi\eta^{(\prime)}$, notamment.

Parmi les publications importantes auxquelles le groupe a contribué directement et récemment (c'est-à-dire, depuis que j'ai rejoint le groupe fin 2005), on compte notamment :

- Participation au rapport des travaux du "Working Group 2", lors du workshop du CERN sur "*Flavor in the era of the LHC*" [11].
- Etude et perspectives du programme de physique de l'expérience BES-III de Pékin du triangle CKM dans le secteur des mésons D [185].
- Pour le Particle Data Group, nous avons effectué les calculs et fourni la figure de l'ajustement global CKMfitter adapté aux choix des "inputs" des rédacteurs (A. Ceccucci, Z. Ligeti et Y. Sakai) de la revue "*on the CKM quark mixing matrix*", en 2006 [190] et en 2008 [31]. Nous travaillons actuellement à la mise à jour 2010. Nous avons également participé au volume des 50 ans du PDG (voir : http://pdg.lbl.gov/pdg_50/).

Nous avons contribué à illustrer plusieurs ouvrages et articles de revues scientifique: Symmetry Magazine [191], la revue de SLAC et FermiLab ; Butsuri Magazine, le journal de la société japonaise

de physique [192]; Science magazine; au livre de P. Binétruy, SuperSymmetry (aux éditions Oxford Graduate Texts).

Je ne cite pas les divers actes de conférences des membres du groupe (publiés ou non) qui sont disponibles sur la page internet de notre groupe qui concernent ce sujet [30].

Nous avons également produit une étude sur les contraintes que placent les mesures de la physique des saveurs sur le modèle à 2 doublet de Higgs de type 2 (2HDM II) : “*The Two Higgs Doublet of Type II facing flavour physics data*” [193] (déjà cité 8 fois). Ce travail a été mené principalement par le groupe de Clermont-Ferrand avec le support et les conseils de certains autres membres du groupe CKMfitter. Ce document est en cours de mise à jour pour être soumis à publication très prochainement à Phys. Rev. D. La conclusion de ce papier détaillé sur l’étude des contributions aux contraintes dans le plan $(\tan\beta, m_{H^+})$ de diverses désintégrations radiatives, purement leptoniques ou semi-leptoniques des kaons, des leptons τ , des mésons $D_{(s)}$ et B , du mélange $B^0-\bar{B}^0$ et $B_s-\bar{B}_s$, et de la largeur relative $Z \rightarrow b\bar{b}$, est qu’il est possible d’exclure dans le cadre de ce modèle des masses de bosons de Higgs H^+ inférieures à 316 GeV/ c^2 , à 95 % de C.L., quelque soit la valeur de $\tan\beta$ considérée (notons que cette limite est grandement contrainte par la mesure du rapport de branchement $b \rightarrow s\gamma$).



FIG. 6.1 – Photographie prise pendant le discours de prix Nobel de Physique par le professeur Kobayashi, le 8 décembre 2008, à Stockholm (Suède) [194].

Mais l’une des contributions les plus marquantes et médiatiques de l’équipe est sans nul doute reliée à un événement majeur dans l’histoire notre discipline et plus particulièrement dans le domaine de la violation de CP et des saveurs lourdes, auquel je contribue depuis plus de 10 ans. Ainsi, les professeurs M. Kobayashi et T. Maskawa (KM) ont obtenu le prix Nobel de physique 2008 “*for the discovery of the origin of the broken symmetry which predicts the existence of at least three families of quarks in nature*”. C’est le mécanisme KM publié en 1973 [1]. Le professeur Kobayashi, lors de sa conférence de remise de son prix Nobel à Stockholm en décembre 2008, a montré l’état des contraintes sur le Triangle d’Unitarité avec une figure CKMfitter préparée pour les conférences de l’été 2008 et mise à jour pour son intention. Cette figure montre la validité du mécanisme KM. C’est le seul résumé que Kobayashi a montré pour les 10 ans du programme de physique réalisé par les expériences BABAR et Belle, auprès des usines à B : PEP-II, à SLAC et KEKB, à KEK. Nous avons été en contact direct avec lui pour préparer son discours, par l’intermédiaire de nos collaborateurs japonais (voir la figure 6.1).

6.2.2 Un brève histoire du triangle CKM

Nous avons récemment contribué à une action de vulgarisation à l'intention des professeurs de physique de Lycées conduite par mon collègue Nicolas Arnaud du groupe *BABAR* du LAL d'Orsay. Pour cela, nous avons dressé l'état des lieux de la physique de *CP* et des contraintes sur le Triangle d'Unitarité CKM depuis avant le démarrage des usines à *B* et notamment, au moment où elles ont commencées à être construites (1995) [23] et au cours des diverses étapes marquantes du programme de la physique des saveurs au cours de la décennie qui vient de s'écouler.

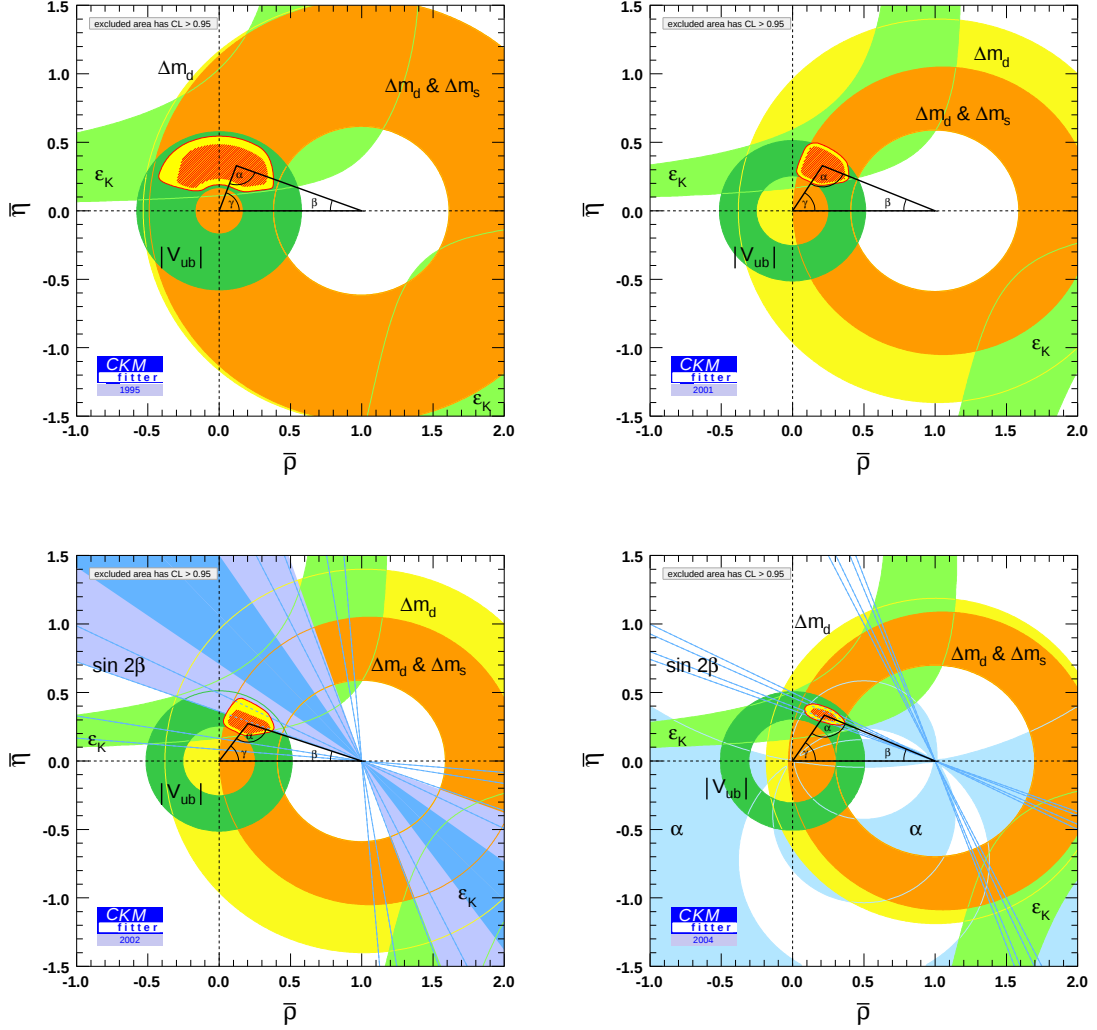


FIG. 6.2 – Contraintes sur le triangle d’unitarité CKM, présentées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, pour les années 1995, 2001, 2002 et 2004 (voir le texte pour les explications sur les diverses contraintes).

Ainsi, le groupe CKMfitter, sous l’impulsion de José Ocariz, de Stéphane T’Jampens et de moi-même, a produit les valeurs de l’ajustement global CKM telles qu’elles ont été ou auraient pu être obtenues avec l’aide de notre logiciel Mathematica/ROOT en 1995, 2001, 2002, 2004, 2006 et 2009. Basés sur une bibliographie adéquate, nous avons bien évidemment effectué ces calculs pour les inputs expérimentaux et les connaissances théoriques (LQCD notamment) de chaque époque.

Bien que, Niels Bohr affirmait que “*the predictions are always very difficult, especially about*

the future”, nous avons également essayer de nous livrer à un exercice de visualisation de l’état des contraintes attendues en 2013 et peut être en 2017, grâce à une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} avec l’expérience LHCb [10] et 10 ab^{-1} , à une super usine à B à KEK [157, 195], et lorsque LHCb aura déjà analysé 10 fb^{-1} de données, collectées au LHC.

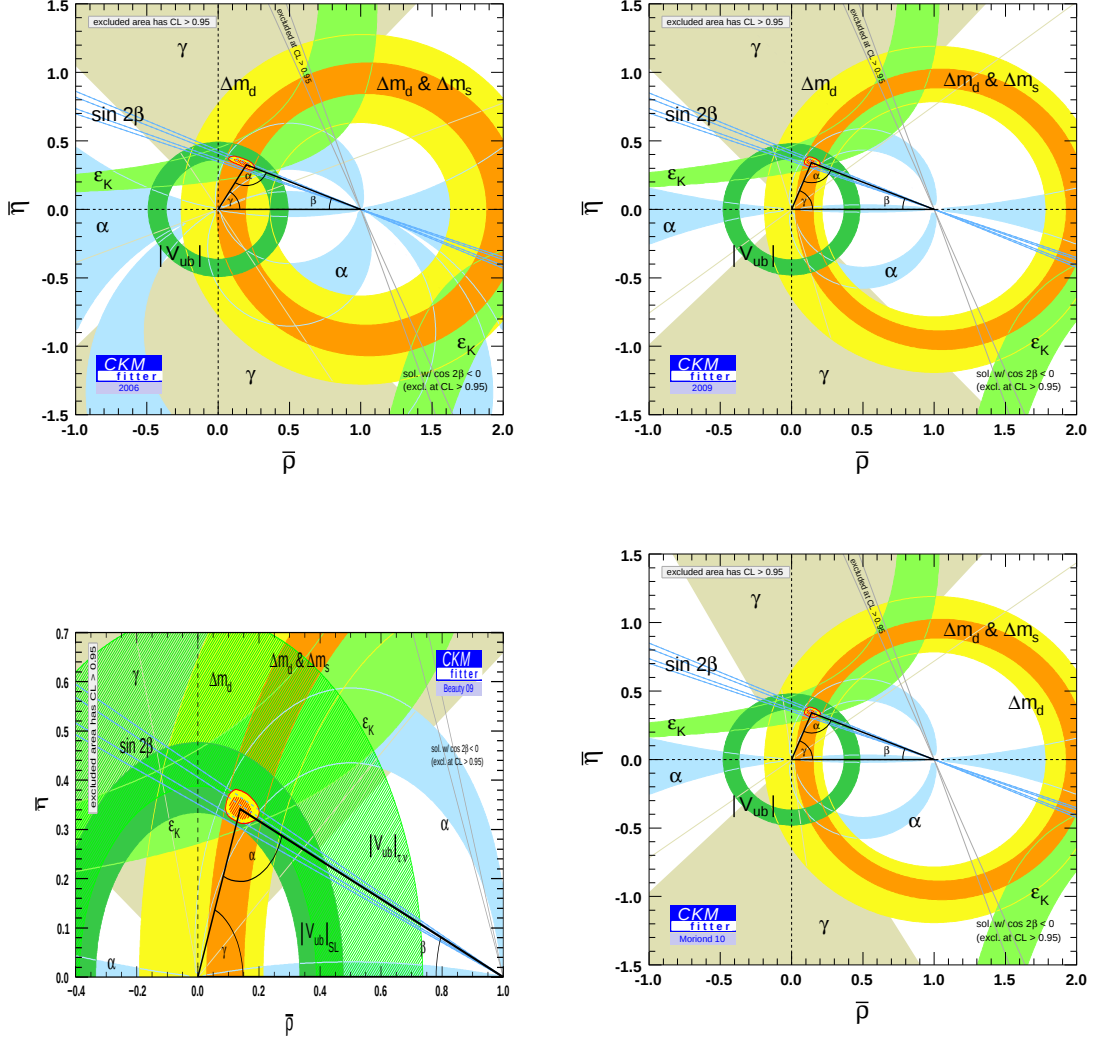


FIG. 6.3 – Contraintes sur le triangle d’unitarité CKM, présentées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, pour les années 2005, 2009, 2009 (zoom) et 2010 (voir le texte pour les explications sur les diverses contraintes). Sur la figure qui présente un “zoom” pour l’année 2009, on remarque que la contrainte du mode $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ (zone hachurée en vert clair), qui donne une autre estimation de $|V_{ub}|$ que celle des désintégrations semi-leptoniques des B (SL), est à peine compatible, même à 95 % C.L., avec le résultat de l’ajustement global à 1σ (zone hachurée rouge) et est marginalement compatible avec la limite à 95 % C.L. de cet ajustement global (zone jaune entourée de rouge).

Les diverses figures 6.2, 6.3 et 6.4 illustrent les contraintes, dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (voir la paramétrisation de la matrice CKM introduite au chapitre 2.1), pour le triangle CKM au cours des diverses années de 1995 à nos jours et en prévision de la fin des années 2013 et 2017. En 2009 (et même à l’époque de Moriond EW 2010), l’ajustement global montre que le mécanisme de KM est

la principale source de violation de CP , à l'échelle EW ². Les progrès des contraintes depuis environ 15 ans, grâce à LEP, Argus et CLEO (les expériences de générations antérieures à *BABAR* et *Belle*), puis aux usines à B et au TeVatron, sont remarquables. Les perspectives de LHCb pour les années qui viennent et celles des futures usines à B , semblent particulièrement enthousiasmantes [183].

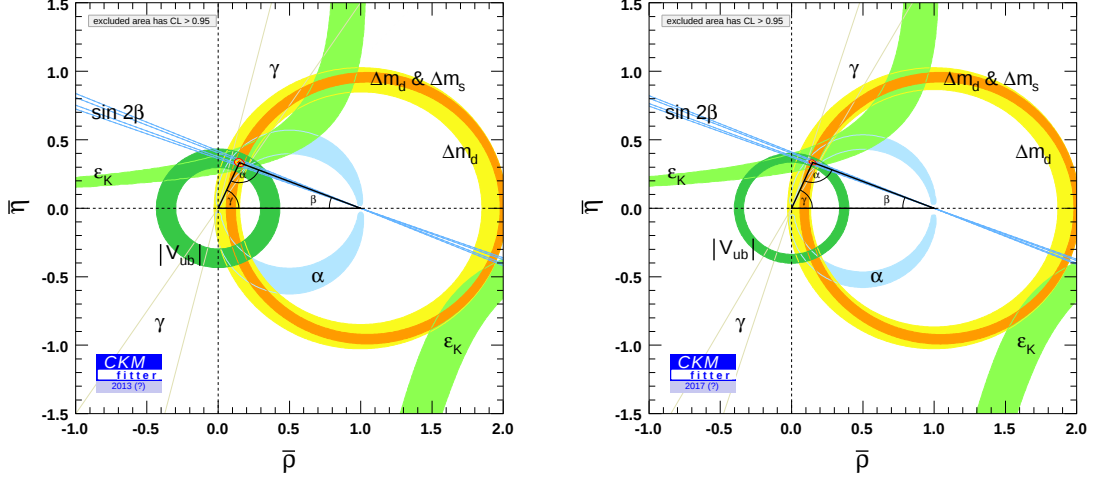


FIG. 6.4 – Prédiction sur les contraintes sur le triangle d'unitarité CKM, présentées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, pour probablement les années 2013 et 2017 (voir le texte pour les explications sur les diverses contraintes).

En ce début de l'année 2010, tout semble cohérent avec le MS à l'échelle de tensions pas plus élevées que 2σ (voir [107, 189] et la présentation récente de U. Nierste, à La Thuile 2010 et de G. Wilkinson, à Moriond QCD 2010 [13]). Signalons qu'il y a en effet une déviation entre la prédiction du rapport d'embranchement du B^+ en $\tau^+\nu_\tau$ et les mesures effectuées aux usines à B [107]. Cette légère tension est au niveau de 2.4σ (voir le zoom sur la figure 6.3, pour l'année 2009). Il est clair que maintenant, on attend une mise à jour des mesures expérimentales dont la précision est limitée, ce qui justifie notamment une partie du programme de physique des futures super-usines à B [183]. Notons que pour la prévisions des contraintes 2013 et 2017, et pour juger du progrès projetés sur les mesures expérimentales et les calculs théoriques (notamment LQCD), la valeur centrale du branchement du canal B^+ en $\tau^+\nu_\tau$, est celle prédite par l'ajustement global du MS comme prédite par notre groupe en 2009 [107] (c'est pour cela qu'il n'y a pas de tension visible sur la figure 6.4, à cette date).

On voit clairement l'évolution qui laisse apparaître que la métrologie standard CKM, en cas d'absence de déviation systématique significative, n'est plus une véritable issue pour découvrir les effets de la Nouvelle Physique. On reparlera de cela à la fin de ce chapitre.

Nous revenons maintenant à l'historique des diverses contraintes employées pour réaliser, en fonction des années, les divers ajustements globaux des contraintes sur les paramètres de la matrice CKM. Nous soulignons maintenant les divers progrès réalisés dans l'histoire du domaine de la physique des saveurs lourdes³:

– **L'année 1995** correspond au moment où le TeVatron a découvert le quark top, ce qui

2. C'est ce qui permet à Y. Nir d'affirmer, dans sa présentation de conclusion du B-factory symposium d'octobre 2008, à l'Université de Stanford [24], que “*The KM mechanism is at work and is the dominant source of the CP violation observed in meson decays (with respect to possible NP effects)*.”

3. La liste de chacune des diverses contraintes expérimentales et théoriques employées, pour les divers ajustements et les références associées, est présentée dans les divers documents (année par année) joints à la fin de ce manuscrit dans l'annexe D. Le lecteur pourra également suivre cet historique dans le livre de R. Cahn et G. Goldhaber [196].

influence fortement la mesure de Δm_d . En outre, c'est à peu près la période des premières mesures "précises" de $|V_{cb}|$ ($\mathcal{O}(10\%)$), principalement à LEP et les premières déterminations de $|V_{ub}|$ (premières évidences de signal exclusif $b \rightarrow u$ à Argus et à CLEO). L'expérience Aleph, au LEP pose la première limite sur Δm_s ($> 6.5 \text{ ps}^{-1}$) (voir par exemple la revue de mon collègue du LAL d'Orsay, P. Roudeau en 2001 [197]).

- **Le début de l'année 2001** correspond au moment juste avant la première mesure de violation de CP dans le système des B aux usines à B à SLAC (PEP-II et BABAR) et à KEK (KEB et Belle). $|V_{cb}|$ est maintenant connu à mieux que 5 % (ce qui influe sur $|\varepsilon_K|$ (dépendance comme $\sigma^4(|V_{cb}|)$) et $|V_{ub}|$ est mesuré à environ 15 % près. Δm_d est mesuré à LEP et également à CLEO et aux usines à B , avec une précision qui avoisine 2-3 % et qui s'améliore par près d'un facteur 2 par rapport à 1995. Le paramètre de mélange Δm_s est contraint à 95 % C.L. à des valeurs supérieures à 14.0 ps^{-1} . On note également les progrès effectués sur la détermination du paramètre B_K , qui s'améliore de 30 % par rapport à 1995, et dont la meilleure précision influence directement celle de $|\varepsilon_K|$. les calculs LQCD permettent également d'améliorer les déterminations de $f_{B_d}\sqrt{B_d}$ et de $\xi = \frac{f_{B_s}\sqrt{B_s}}{f_{B_d}\sqrt{B_d}}$ par un facteur 1.5. On notera enfin les progrès effectués sur la mesure de $|V_{us}|$ dans les désintégrations des kaons qui s'améliore de 30 % grâce à KTeV, au TeVatron et NA48, au CERN.
- **L'année 2002** est celle qui suit la première mesure du paramètre β aux usines à B (première observation du phénomène de violation de CP dans les mésons B) : $\sin(2\beta) = 0.48 \pm 0.16$ [198, 199]⁴. C'est en le combinant avec la contrainte orthogonale, la combinaison des contraintes de Δm_s et de Δm_d (essentiellement $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$) et le rapport $|V_{ub}|/|V_{cb}|$, vraiment la première contrainte forte sur le triangle CKM.
- **En 2004**, les contraintes utilisées sont celles de la publication 2005 de CKMfitter [30] et établies au moment de la conférence ICHEP 2004, à Pékin (Chine). Δm_d est mesuré au pourcent près, et mélange Δm_s est contraint à 95 % C.L. à des valeurs supérieures à 14.5 ps^{-1} (limite finale de LEP). On dispose de la mesure $\sin(2\beta) = 0.726 \pm 0.037$, qui est 2.3 fois plus précise qu'en 2002. Les premières mesures de l'angle α sont disponibles, ce qui permet de contraindre rapidement et raisonnablement bien la mesure de cet angle : $(98 \pm 16)^\circ$ (grâce aux premiers efforts combinés sur les modes $\rho\pi$, $\rho\rho$ et $\rho\pi$). Les paramètres dérivés par QCD sur réseaux (LQCD) font également des progrès (premiers calculs "unquenched"), tout comme les mesures de $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ (respectivement 15 % et plus 2 fois plus précis : progrès sur les facteurs de formes (FF) et calculs OPE).
- **En 2006**, au TeVatron, D0 obtient une limite, puis CDF mesure l'oscillation dans le système des B_s - $\bar{B}_s$, $\Delta m_s = (17.7 \pm 0.12) \text{ ps}^{-1}$. Notons que comme attendu, dès que ce paramètre est mesuré sa précision est déjà à mieux que 0.7 %, alors que $\Delta m_d = (0.52_{-0.10}^{+0.14}) \text{ ps}^{-1}$ (précision de l'ordre de 2 %). Cette meilleure précision relative est liée au fait que la fréquence d'oscillation plus grande est plus grande pour les B_s . Ainsi si on est capable de mesurer Δm_s , alors on voit 34 périodes d'oscillation là où on en voit 1 seule pour Δm_d .
Il est maintenant possible de lever l'ambiguïté sur le signe de $\cos(2\beta)$ (voir discussion au chapitre 5.2.2.1) et la précision sur $\sin(2\beta)$ est encore meilleure : 0.675 ± 0.026 . Les mesures de l'angle γ dans les désintégrations charmées et chargées des B portent leurs premiers fruits : $(60_{-24}^{+38})^\circ$. La détermination de $|\varepsilon_K|$ s'améliore encore presque d'un facteur 2 du fait de la meilleure connaissance de $|V_{cb}|$ et du facteur B_K . Les premières contraintes sur les désintégrations leptoniques B^+ en $\tau^+\nu_\tau$ sont disponibles. Il existe des contraintes sur les désintégrations exclusives et inclusives $B^+ \rightarrow X_c l^+ \nu_l$ pour $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ est mesuré à environ 10 % près.
- **Fin 2009**, c'est quasiment l'état actuel de nos connaissances. Tous les paramètres ci-dessus s'améliorent (voir la présentation de Karim Trabelsi à Beauty 2009, pour plus de détails [189]). La valeur de $\sin(2\beta)$ est encore meilleure : 0.673 ± 0.023 et celle de α est très bien mesurée : $(89.0_{-4.2}^{+4.4})^\circ$. C'est une très bonne précision obtenue à la suite d'une mise à jours de l'analyse B^+ en $\rho^+\rho^0$, par BABAR (voir discussion dans mon document [107]). On est bien loin des

4. Notons qu'en 2001 le groupe HFAG n'était encore pas fondé.

attentes les plus optimistes du début des usines à B [25]. On note simplement cette légère déviation, déjà discutée plus haut, liée à la mesure du branchement du mode B^+ en $\tau^+\nu_\tau$ (nous avons réalisé diverses études sur diverses causes possibles et notamment des effets de détermination du paramètre de désintégration f_{B_d} comme obtenu des calculs LQCD [107]). Egalement, notre groupe CKMfitter a proposé, à partir de la fin de l'année 2008, d'effectuer ses propres premières moyennes LQCD, en utilisant une méthode de combinaison statistique dérivée de *Rfit* [30]⁵ (voir le document fourni dans l'annexe D et la discussion qui détaille ces moyennes dans la même annexe et dans les proceedings que j'ai rédigés pour la conférence Moriond EW 2009 [107]). A ce stade, la précision sur les paramètres de la matrice CKM est telle que : $A = 0.8123^{+0.0092}_{-0.0244}$ (précision $\mathcal{O}(2\%)$), $\lambda = 0.22512^{+0.00074}_{-0.00075}$ (précision $\mathcal{O}(0.3\%)$), $\bar{\rho} = 0.139^{+0.024}_{-0.028}$ (précision $\mathcal{O}(19\%)$) et $\bar{\eta} = 0.342^{+0.016}_{-0.015}$ (précision $\mathcal{O}(4\%)$). La valeur du paramètre invariant de Jarlskog est $J(\times 10^{-5}) = 2.93^{+0.15}_{-0.16}$.

- **En mars 2010**, rien ne change sauf les nouveaux résultats de *BABAR* sur la mesure de γ [101] que l'on vient d'étudier à la fin du chapitre 5.3.4.

Nous donnons également des perspectives en fonction des études effectuées par la collaboration LHCb [10] (pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} , pour une année de fonctionnement nominal de cette expérience au LHC et à 14 TeV). Ces perspectives nous placent vraisemblablement à **la fin de l'année 2013**. Les paramètres LQCD sont ceux que nous avons utilisés lors de notre participation au livre des prospectives de physique à BES III [185]. Nous attendons que l'angle β soit mesuré à environ 0.5° (la précision est de l'ordre de 0.9° aujourd'hui) et que l'angle γ soit mesuré à une précision de 5° environ. Nous gardons la précision sur la mesure actuelle de l'angle α . La mesure sur le branchement B^+ en $\tau^+\nu_\tau$ et celle attendue pour la fin de l'expérience Belle, fin 2010.

Pour la fin 2017, soit avec un équivalent d'environ 10 ab^{-1} de données accumulées à une super-usine à B à KEK [157, 195], et en cumulant avec environ 10 fb^{-1} de données collectées par LHCb, nous avons également effectué un calcul prévisionnel de contraintes sur la matrice CKM. Nous conservons les mêmes paramètres LQCD comme ceux anticipés pour 2013 (approche conservative). On observe des progrès sur tous les paramètres de l'ajustement global. Nous attendons que l'angle α soit mesuré à 3° près, tout comme l'angle γ . La mesure sur le branchement B^+ en $\tau^+\nu_\tau$ s'améliore par rapport à Belle à la fin 2010. En outre les mesures de $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$, très difficiles à LHCb, sont possibles aux super-usines à B et permettent d'espérer respectivement une précision de 1.5 % (expérimental, et l'incertitude théorique comme aujourd'hui) et 1.5(4) % (expérimental (théorique)), pour le module des ces 2 éléments de la troisième colonne de la matrice CKM.

Notons, que nous ne disons rien des possibles contraintes liées à la physique des kaons auprès d'usines à kaons [200]. On peut en effet ajouter à nos prospectives les contraintes venant de NA62, au CERN, qui devrait être capable de mesurer le branchement du mode $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, à 10 % près et celles espérées pour $K^0_{TO} \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, au Japon, à JPARC, qui devrait mesurer celui du modes $K^0_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, à 15 % près. La figure 6.5, obtenue lors d'un travail que j'ai effectué avec José Ocariz, du LPNHE-Jussieu (Paris), pour son exposé CKMfitter, à la conférence EPS HEP 2009 à Cracovie, en se basant sur des calculs théoriques récents [107], montre les prospectives pour les contraintes sur le triangle CKM à l'aide des kaons uniquement, à l'aide des perspectives des 2 expériences mentionnées ci-dessus. Le résultat de cette étude a été présenté aussitôt après, par mon collègue de *BABAR* A. Bevan, lors de sa présentation plénière à la même conférence [201]. Ces prospectives sont également tout à fait intéressantes ... A elles seules ces contraintes sont comparables à celles obtenues entre 2002 et 2004, grâce à la physique des B .

Pour conclure ce paragraphe, le lecteur est très vivement encouragé à consulter l'article récent de revue écrit par G. Isidori, Y. Nir et G. Perez [183], qui décrit les possibilités de contraindre

5. Notons l'absence d'un groupe officiel de moyennes dans la communauté LQCD, du type HFAG, pour les résultats expérimentaux. C'est un handicap pour améliorer les contraintes sur la matrice CKM. Car il y a différentes écoles qui s'affrontent et comme le précise Z. Ligeti, en décembre 2007, au workshop US LQCD : "*If experts cannot agree, it's unlikely the rest of the community would believe a claim of New Physics ...*". Il est donc souhaitable que de plus en plus les théoriciens LQCD et les expérimentateurs ou les phénoménologues de la physique des saveurs puissent interagir.

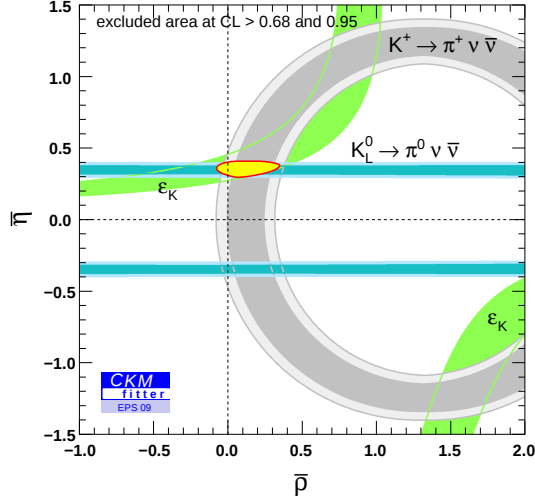


FIG. 6.5 – *Prédictions sur les contraintes sur le triangle d’unitarité CKM, présentées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, pour des contraintes apportées par les futures expériences auprès des usines à kaons NA62 et KOTO (voir le texte pour les explications).*

la physique au delà du MS avec la physique des saveurs, et tout particulièrement la Table VIII de leur document. Nous avons reproduit ici cette table sur la figure 6.6. Cette table présente, parallèlement au travail de prospective effectué ci-dessus, les diverses contraintes sur les divers canaux à étudier en plus précisément dans le futur proche à LHCb, aux futures super-usines à B , ou aux usines à kaons, tout comme l’a recommandé récemment A. Buras lors de sa présentation plénière à Cracovie, lors de la conférence EPS HEP 2009 [182].

6.3 Futures publications et perspectives du groupe CKMfitter

Pour le moment, la publication de référence du groupe CKMfitter est “*CP violation and the CKM matrix: assessing the impact of the B factories*”[30]. C’est la publication de revue où les méthodes et les observables, principalement standards, employées par le groupe sont présentées avec de très grands détails. Elle a été référencée plus de 650 fois ! Toutefois, il est grand temps de mettre à jour ce document. C’est sans conteste l’un des objectifs principaux de notre groupe pour l’année 2010, à la fin des usines à B de première génération et à l’aube du programme de physique de LHCb, et à plus long terme à l’approche de super KEKB et Belle-II, dans quelques années. Nous allons de plus en plus naturellement tourner notre regard et l’essentiel de nos études vers la sensibilité à la Nouvelle Physique. Le nouveau papier de revue devrait voir le jour à la fin de cette année et portera sur le *bilan des usines à B et le démarrage de la physique des saveurs au LHC*.

Parmi les publications en attente, Karim Trabelsi, Jérôme Charles, Stéphane T’Jampens et moi-même préparons, pour l’été 2010, une publication sur nos ajustements du paramètre γ , où seront décrites les diverses méthodes statistiques, que nous employons, et plus particulièrement comment nous traitons les paramètres de nuisance (“ r_B ” et “ δ_B ”) qui sont hélas incontournables dans ces études (voir chapitre 5.3.4).

Signalons également les études de sensibilité à la Nouvelle Physique au travers du mélange des systèmes B^0 - $\bar{B}^0$ et B_s - $\bar{B}_s$, dans une approche indépendante du modèle de nouvelle physique (NP) considéré ($\Delta F = 2$) ou de MFV [13]. J’ai présenté les résultats publics les plus récents du

Observable	SM prediction	Theory error	Present result	Future error	Future Facility
$ V_{us} $ $[K \rightarrow \pi \ell \nu]$	input	$0.5\% \rightarrow 0.1\%_{\text{Latt}}$	0.2246 ± 0.0012	0.1%	K factory
$ V_{cb} $ $[B \rightarrow X_c \ell \nu]$	input	1%	$(41.54 \pm 0.73) \times 10^{-3}$	1%	Super- B
$ V_{ub} $ $[B \rightarrow \pi \ell \nu]$	input	$10\% \rightarrow 5\%_{\text{Latt}}$	$(3.38 \pm 0.36) \times 10^{-3}$	4%	Super- B
γ $[B \rightarrow DK]$	input	$< 1^\circ$	$(70_{-30}^{+27})^\circ$	3°	LHCb
$S_{B_d \rightarrow \psi K}$	$\sin(2\beta)$	$\lesssim 0.01$	0.671 ± 0.023	0.01	LHCb
$S_{B_s \rightarrow \psi \phi}$	0.036	$\lesssim 0.01$	$0.81_{-0.32}^{+0.12}$	0.01	LHCb
$S_{B_d \rightarrow \phi K}$	$\sin(2\beta)$	$\lesssim 0.05$	0.44 ± 0.18	0.1	LHCb
$S_{B_s \rightarrow \phi \phi}$	0.036	$\lesssim 0.05$	—	0.05	LHCb
$S_{B_d \rightarrow K^* \gamma}$	$\text{few} \times 0.01$	0.01	-0.16 ± 0.22	0.03	Super- B
$S_{B_s \rightarrow \phi \gamma}$	$\text{few} \times 0.01$	0.01	—	0.05	LHCb
A_{SL}^d	-5×10^{-4}	10^{-4}	$-(5.8 \pm 3.4) \times 10^{-3}$	10^{-3}	LHCb
A_{SL}^s	2×10^{-5}	$< 10^{-5}$	$(1.6 \pm 8.5) \times 10^{-3}$	10^{-3}	LHCb
$A_{CP}(b \rightarrow s \gamma)$	< 0.01	< 0.01	-0.012 ± 0.028	0.005	Super- B
$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu)$	1×10^{-4}	$20\% \rightarrow 5\%_{\text{Latt}}$	$(1.73 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	5%	Super- B
$\mathcal{B}(B \rightarrow \mu \nu)$	4×10^{-7}	$20\% \rightarrow 5\%_{\text{Latt}}$	$< 1.3 \times 10^{-6}$	6%	Super- B
$\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	3×10^{-9}	$20\% \rightarrow 5\%_{\text{Latt}}$	$< 5 \times 10^{-8}$	10%	LHCb
$\mathcal{B}(B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	1×10^{-10}	$20\% \rightarrow 5\%_{\text{Latt}}$	$< 1.5 \times 10^{-8}$	[?]	LHCb
$A_{\text{FB}}(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)_{q_0^2}$	0	0.05	(0.2 ± 0.2)	0.05	LHCb
$B \rightarrow K \nu \bar{\nu}$	4×10^{-6}	$20\% \rightarrow 10\%_{\text{Latt}}$	$< 1.4 \times 10^{-5}$	20%	Super- B
$ q/p _{D-\text{mixing}}$	1	$< 10^{-3}$	$(0.86_{-0.15}^{+0.18})$	0.03	Super- B
ϕ_D	0	$< 10^{-3}$	$(9.6_{-9.5}^{+8.3})^\circ$	2°	Super- B
$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$	8.5×10^{-11}	8%	$(1.73_{-1.05}^{+1.15}) \times 10^{-10}$	10%	K factory
$\mathcal{B}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	2.6×10^{-11}	10%	$< 2.6 \times 10^{-8}$	[?]	K factory
$R^{(e/\mu)}(K \rightarrow \pi \ell \nu)$	2.477×10^{-5}	0.04%	$(2.498 \pm 0.014) \times 10^{-5}$	0.1%	K factory
$\mathcal{B}(t \rightarrow c Z, \gamma)$	$\mathcal{O}(10^{-13})$	$\mathcal{O}(10^{-13})$	$< 0.6 \times 10^{-2}$	$\mathcal{O}(10^{-5})$	LHC (100 fb $^{-1}$)

FIG. 6.6 – *Etats et perspectives à long terme de diverses observables sélectionnées dans la physique des $B_{s,d}$, des mésons charmés, étranges et du quark top, grâce à l'expérience LHCb [10], et ATLAS et CMS, au LHC du CERN (10 fb $^{-1}$), une super usine à B à Frascati au LFN-INFN (50 ab $^{-1}$) [158] et des usines à kaons [200] (G. Isidori, Y. Nir et G. Perez [183]).*

groupe à Moriond EW 09 [107] (voir l'annexe D). Mais je n'y contribue pas directement. Ces études sont menées en collaboration avec les théoriciens allemands U. Nierste et A. Lenz. Dans cette approche indépendante du modèle de NP considéré, la figure 6.7 présente les déviations au Modèle Standard ($\Delta_q^{\text{NP}} = 1$) en utilisant la paramétrisation des coordonnées cartésiennes [202], définie comme: $\Delta_q^{\text{NP}} = (\text{Re} + i \text{Im}) \Delta_q^{\text{NP}}$. Où on définit également, comme base de cette approche, le fait que les effets de NP agissent comme une déviation au Modèle Standard qui modifie les amplitudes suivant: $\langle B_q | M_{12}^{\text{SM}+\text{NP}} | \bar{B}_q \rangle = \Delta_q^{\text{NP}} \langle B_q | M_{12}^{\text{SM}} | \bar{B}_q \rangle$.

On conclut de ces études que le mécanisme KM est la source dominante et principale de violation de CP dans les mésons B . On voit que les contributions possibles et attendues de NP, pour les processus observés de changement de saveur par courants neutres (FCNC), sont tout au plus d'un ordre de grandeur comparable à celui des contributions CKM du Modèle Standard. Il faut toutefois noter que des contributions notables de NP sont toujours possibles comme perturbation au mécanisme KM. Cette publication était jusqu'alors principalement retardée par la mise à jour de l'analyse de l'angle β_s , avec le mode B_s en $J/\psi \phi$ au TeVatron [161]. Elle sera très prochainement soumise à publication.

Afin de préparer l'arrivée des premières données du LHC, un certain nombre de développements sont nécessaires au niveau de CKMfitter. Il convient d'implémenter les nouveaux modèles nécessaires pour être prêt au démarrage du LHC (physique des mésons B_s , désintégrations rares et coefficients de Wilson ($\Delta F = 1$) et modèles de nouvelle physique ...). Citons également à nouveau notre travail en cours sur les modèle 2HDM II, à 2 doublets de Higgs et les contraintes de la physique des saveurs lourdes [193]. On citera également les modèles avec une quatrième génération

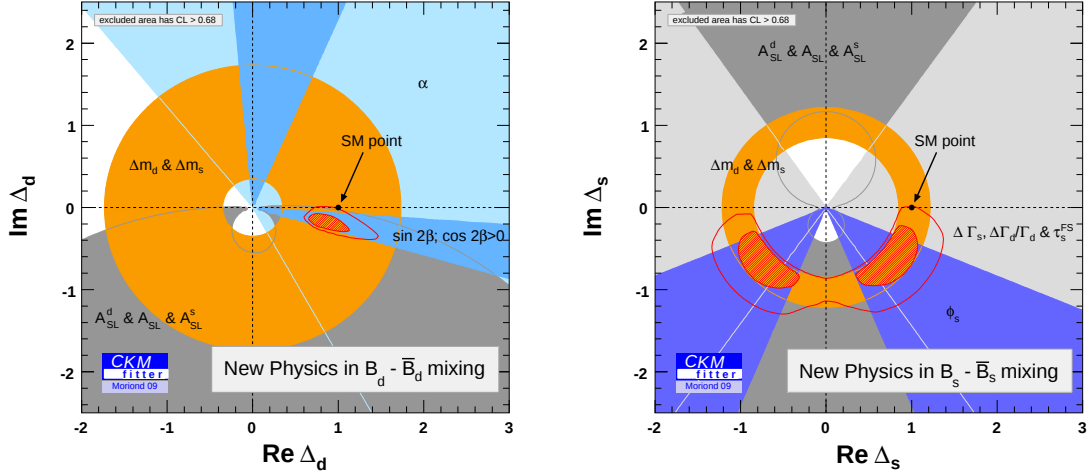


FIG. 6.7 – Contours à 68 % C.L. pour Δ_q^{NP} ($|\Delta F| = 2$), dans le système $B^0\text{-}\bar{B}^0$ (à gauche) et $B_s\text{-}\bar{B}_s$ (à droite).

de quarks (b' et t'), sur-lesquels mes collègues de Berlin travaillent en ce moment et aussi pour préparer leurs recherches sur ATLAS (voir notamment [203]). Mais on peut aussi parler de la physique du charme, celle de $SU(3)$ saveur et du U-spin...

Un effort particulier est à mettre sur les désintégrations rares dont les calculs théoriques sont complexes (par exemple, calcul au NNLO pour $b \rightarrow s\gamma$). Une collaboration avec un groupe sur les mesures de précision électrofaibles tel que Gfitter [188] est envisagée. De plus, des études statistiques sophistiquées sont nécessaires afin de valider les intervalles de confiance et ainsi correctement estimer les incertitudes. Ces études, basées sur des expériences virtuelles Monte Carlo, sont complexes du fait du grand nombre de paramètres de nuisance et nécessite une grande puissance de calcul.

6.4 Perspectives d'analyses de physique au sein de la Collaboration LHCb

6.4.1 Introduction

L'expérience *BABAR* a achevé sa prise de données en 2008 et est entrée dans une phase d'analyse intensive pour encore 1 ou 2 ans. Ces analyses ont acquis une parfaite maturité: près de 415 publications au mois de février 2010 (en 2009, nous avons publié près de 50 papiers, soit 4 papier publié par mois, ou 1 par semaine). Les activités de la collaboration sont maintenant pleinement tournées vers des activités de software et d'analyse afin de produire et de publier les derniers différents résultats de physiques liés à l'étude de la violation de CP et aux mésons beaux. Egalement, une forte activité de recherche dans le domaine de la physique de la spectroscopie du charme, des leptons des résonances $b\bar{b}$ ($\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ et $\Upsilon(3S)$) et des ISRs est en cours. Les résultats phares sont la mise en évidence de la violation de CP dans près d'une vingtaine d'observables mesurées dans le système des mésons beaux.

La quantité sans précédent de données collectées permet chaque jour d'explorer et de tester tout un domaine non sondé à ce jour de la physique des mésons beaux. L'étude systématique des effets liés à une éventuelle Nouvelle Physique au-delà du MS est maintenant possible et est effectuée. Tout naturellement, dans cette exploration de ces domaines inexplorés, la concurrence directe avec

la collaboration japonaise Belle, impose à *BABAR* une compétition très aiguë. Toutefois, *BABAR* ne peut plus rivaliser que par la finesse et la diversité des sujets abordés dans ses analyses. Je participe à divers groupes en charge de superviser l'achèvement de ces études et contribue ponctuellement à certaines d'entre elles. J'ai en particulier, encore comme responsabilité celle d'être membre du bureau des conférences, comme représentant de la communauté française.

Je participe au projet CKMfitter qui permet d'interpréter la phénoménologie des mesures que nous effectuons à *BABAR* notamment. En particulier, l'expertise acquise dans le traitement statistique complexe des paramètres de nuisance a fait de moi un expert pour l'extraction de l'angle γ dans les diverses analyses en modes charmés et chargés pour *BABAR* (méthodes GGSZ, ADS et GLW, en particulier). A cours terme, la majorité des activités du groupe CKMfitter vont se tourner de manière quasi univoque vers la recherche des effets indirects de Nouvelle Physique. Nous effectuerons bien évidemment la maintenance des ajustements avec les mesures standards dont la recherche de déviations (tensions), sont la base de ces études.

Cette réorientation vers les effets de la Nouvelle Physique dans les saveurs lourdes est tout à fait cohérente avec le redémarrage spectaculaire du programme de physique LHC et de l'expérience LHCb au CERN, qui prend des données en collision depuis la fin 2009. Dans ce cadre, J'ai tout naturellement choisi de rejoindre, pour les premières années du LHC, la collaboration LHCb depuis le 1^{er} octobre 2009. Le groupe du LAPP est notamment en pleine croissance.

Ce choix est doublement motivé par ma connaissance de cette physique qui devrait me permettre d'être rapidement efficace et par le fait que des mesures limitées statistiquement, pour mes études à *BABAR*, devraient être réalisable au prix de quelques efforts raisonnables. En outre, la prudence qu'impose la montée en luminosité et en énergie du LHC, suite à l'accident de fin 2008, retarde quelque peu l'intérêt du programme de physique des 2 grandes expériences généralistes ATLAS et CMS au regard de celui de LHCb, qui reste possible même dans le cas d'une montée progressive vers les paramètres de fonctionnement nominal du LHC. Je m'étais un temps posé la question de rejoindre le groupe ATLAS. Je pourrai encore le faire dans le futur et même après avoir contribué fortement, je l'espère, à LHCb.

Les objectifs de physique de LHCb se résument en 6 grandes lignes de recherches [10] :

- Mesure de l'angle CKM γ dans les désintégrations à l'arbre ;
- Analyse des B chargés en 2 corps sans charme ;
- Mesure de l'angle β_s dans le système des mésons B_s - $\bar{B}_s$;
- Mesure des désintégrations rares $B_{d,s}$ en $\mu^+\mu^-$;
- Etudes des désintégrations des B neutres en $K^{*0}\mu^+\mu^-$;
- Analyse des désintégrations rares B en $\phi\gamma$ et autres désintégrations radiatives.

Parmi ces lignes de recherches, la mesure précise de l'angle γ , statistiquement limitée aux usines à B , est tout à fait possible à LHCb. L'expertise que j'ai acquise à *BABAR* et avec mes travaux dans CKMfitter sera, je le pense, précieuse. Ces études de physique et la calibration du calorimètre de LHCb, que Marie-Noëlle Minard du LAPP dirige, constitueront la majorité de mes études dans les années qui viennent.

Comme je l'ai dit plus haut, je vais effectuer une mutation dans mes activités de recherches pour passer quasi à temps plein sur l'expérience LHCb, notamment pour la mesure de l'angle γ avec les modes de B chargés et les méthodes GLW et ADS. Dans les études de première années la physique des mésons charmés pourrait être une voie intéressante vers la physique de γ , dans les modes chargés des B en $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$. De façon cohérente ces activités vont tout naturellement suivre la réorientation des activités du groupe CKMfitter. Je décris maintenant ces perspectives.

Le démarrage du LHC au CERN ouvre une nouvelle ère de découverte [11, 12, 13]. Les désintégrations de particules contenant un quark lourd, en particulier les mésons B et B_s , sont des pièces indispensables dans notre recherche de compréhension des extensions du MS. Une question cruciale sera de comprendre la structure en saveur de cette probable Nouvelle Physique. Une compréhension plus approfondie de la nature de cette structure sera un ingrédient essentiel dans la classification des propriétés des nouveaux phénomènes découverts au LHC. La physique des

saveurs lourdes est complémentaire à la recherche directe de Nouvelle Physique qui sera faite avec les détecteurs ATLAS et CMS.

6.4.2 Pourquoi continuer à étudier la physique des saveurs ?

Nous nous livrons à un petit exercice récréatif ici pour motiver mes futures recherches au sein de la collaboration LHCb. Comme le montrent de nombreuses revues sur le sujet (voir la liste sélectionnée et certainement pas exhaustive: [11], [12], [13], [182], [204] ... (et les références associées)), la Nouvelle Physique (NP), peut être découverte par des approches complémentaires (c'est le "problème inverse" du LHC: *quel est le lagrangien de la NP à partir des données ?*) :

- **dans une approche directe** (celle d'ATLAS et de CMS [19]), il s'agit de disposer d'un accélérateur suffisamment puissant et de détecteurs performants, pour produire et observer directement, dans des signatures et des scénarios donnés, des particules nouvelles. Comme on le sait maintenant, le LHC commence son premier run de physique en 2010 à 7 TeV dans le centre de masse avec comme objectif pour les 18 à 24 mois à venir, de fournir aux expériences 1 fb^{-1} de données [20]⁶. Ces paramètres de la machine ne laissent pas pourtant entrevoir à très court terme, totalement, le potentiel de découverte de la Nouvelle Physique initialement escompté pour ces 2 expériences. Dans le cadre de l'approche directe pour rechercher de la Nouvelle Physique, l'énergie accessible dans les collisions et la quantité de luminosité intégrée sont des paramètres cruciaux. Cette approche donne accès au LHC à de nouvelles particules à des échelles de l'ordre de quelques TeV tout au plus.

↪ Accès aux phases des nouveaux couplages dans des boucles : CPV et/ou rare decays

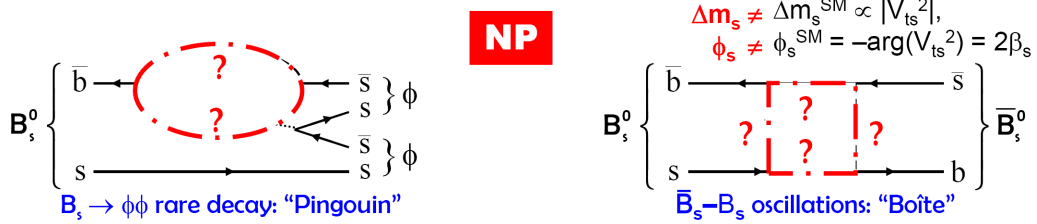


FIG. 6.8 – 2 exemples dans les mésons B_s de sensibilité indirecte à la Nouvelle Physique [205].

6. Extrait de l'annonce générale de Rolf Heuer, directeur du CERN, aux utilisateurs du CERN, le mardi 9 mars 2010 : "Prenons la supersymétrie. ATLAS et CMS disposeront chacune de suffisamment de données pour élargir notablement la sensibilité actuelle aux nouvelles découvertes. Aujourd'hui, les expériences sont sensibles à certaines particules supersymétriques dont les masses vont jusqu'à environ 400 GeV. Le LHC, avec 1 fb^{-1} , va permettre d'aller jusqu'à environ 800 GeV. Cela signifie que, au cours des deux années à venir, les expériences LHC explorent, dans leur recherche de la supersymétrie (SUSY), un territoire aussi vaste que celui couvert dans l'histoire de la physique des particules jusqu'à ce jour. En d'autres termes, il se pourrait bien que le LHC, dans les deux années à venir, découvre des particules supersymétriques, avec la possibilité également d'élucider la nature de la matière noire, qui représente environ un quart de la masse et de l'énergie de notre Univers.

Prenons un autre exemple, le boson de Higgs. Les derniers résultats obtenus par le CERN à ce sujet remontent à une dizaine d'années avec le LEP. Durant la dernière année d'exploitation du LEP, certains indices séduisants de l'éventuelle présence du boson de Higgs avaient été décelés, mais tout ce que nous pouvions alors affirmer avec certitude c'était que cette particule devait avoir une masse supérieure à environ 115 GeV. Depuis, le TeVatron a permis de réaliser de grands progrès en la matière en excluant certains domaines de masses probables pour le Higgs. Les analyses qu'ATLAS et CMS pourront effectuer ensemble à partir des 1 fb^{-1} de données du LHC permettront d'explorer un large domaine de masses, et il y aura une chance bien réelle de découverte, si la masse du Higgs avoisine les 160 GeV.

À l'autre extrémité (bien plus exotique) des découvertes possibles, les expériences LHC seront sensibles à de nouvelles particules massives qui pourraient signaler la présence de dimensions supplémentaires. Il sera possible de découvrir des particules ayant une masse pouvant aller jusqu'à 2 TeV, alors qu'aujourd'hui, on se situe aux alentours de 1 TeV."

- Il existe également **une approche indirecte**, qui est principalement celle de LHCb, notamment dans le cadre des mésons B_s qui est encore peu contraint [10, 205].

Nous discutons maintenant la seconde approche. **L’approche indirecte** consiste à rechercher des corrections quantiques causées par des particules virtuelles (c’est à dire des déviations par rapport aux prédictions du MS). Dans ce cas, et grâce à la physique des saveurs, il est possible d’accéder à des échelles d’énergie bien au-delà des accélérateurs: $\Lambda_{NP} > 0.5 - 2 \cdot 10^4$ TeV, en fonction des couplages entre les divers quarks concernés dans les processus considérés (Les mésons B_s doivent permettre d’accéder à des échelles de l’ordre de 10 TeV, les B et les D à quelques centaines de TeV et les kaons à quelques milliers de TeV (voir par exemple la démonstration très pédagogique donnée par G. Isidori, à SUSSP65 [13] ou [183])). Cela veut dire à l’évidence que ces méthodes de recherche indirecte permettent d’être sensibles à des échelles de NP bien au-delà de celle accessibles pour des recherches directes, même à LHC et avec 14 TeV dans le centre de masse des collisions pp .

De toute façon, si on observe de la Nouvelle Physique à l’échelle du TeV, la question essentielle à poser est : “quelle structure de la physique des saveur explique les processus FCNC observés?”.

A titre de justification de cette démarche scientifique, rappelons que la Physique des Saveurs, dans le cadre d’un va-et-vient permanent entre l’expérience et la théorie, est à la base de la construction du MS (voir par exemple le livre de R. Cahn et G. Goldhaber, “*The Experimental Foundations of Particle Physics*” [196], pour une discussion détaillée et pour consulter les articles de références associée et réunis dans cet ouvrage). On peut citer par exemple :

- $\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ qui étant très très petit a permis la prédiction du quatrième quark (mécanisme de GIM [206]) ;
- le calcul et sa confrontation à la mesure du paramètre de mélange Δm_K a permis de prédire de la masse du quark charmé ($m_c \simeq 1.5 - 2 \text{ GeV}/c^2$ [207]) ;
- la mesure du paramètre de mélange Δm_d a permis de prédire, dès 1987, une limite inférieure très contraignante sur la masse du quark top ($m_{top} > 50 - 100 \text{ GeV}/c^2$ [208]) ;
- également, l’observation de la violation de CP dans le mélange des kaons (1964) [2] et la mise au point du mécanisme KM (1973) [1] ont dressé les bases des découvertes des fermions de la troisième famille observés respectivement en 1975 (τ), 1977 (quark b), en 1995 (quark t) et en 2000 (ν_τ) ;
- on pourrait encore citer la découverte des courants neutres par Gargamelle (1973) et puis leur observation directe par UA1 et UA2 au $S\bar{p}\bar{p}S$ en 1983 ...

Toutes ces effets on été observés bien avant les découvertes directes ! La figure 6.8 illustre la démarche qui est entreprise et comment on peut être sensible à des effets indirectes de Nouvelle Physique pour des modes deux exemples de modes de B_s dont on sait prédire le comportement dans le cadre du MS. Il existe déjà de telles prédictions théoriques basées sur cette démarche, on peut citer par exemple un effet de la physique des saveurs, exploré récemment à l’échelle au-dessous du GeV (mélange des $D^0 - \bar{D}^0$) et qui a des conséquences sur les modèles de SUSY à l’échelle du TeV [209] : les valeurs mesurées pour Δm_d et $\Delta m_K \Rightarrow \Delta m_{\bar{q}}/m_{\bar{q}} \lesssim 0.2$.

La question suivante qui se pose ensuite est : “y a-t-il déjà des signes de déviations au Modèle Standard?”.

Il existe de nombreuses publications sur le sujet (on pourra par exemple consulter les publications théoriques [202, 210, 162, 30]). Mais rien ne dépasse vraiment de façon incontestable des déviations significatives à plus de 5σ . On peut citer par exemple pour le système des $B_{u,d}$:

- Dans les désintégrations purement leptoniques B^+ en $\tau^+ \nu_\tau$, on observe un désaccord pour la valeur du branchement entre la prédiction standard et la mesure des usines à B (BABAR et Belle) au niveau de 2.4σ ($(0.92 \pm 0.10) \times 10^{-4}$ (préd. CKMfitter) pour $(1.73 \pm 0.35) \times 10^{-4}$, mesuré [107]).

- On observe dans la distribution de l'asymétrie $\mathcal{A}_{FB}(q^2)[K^*l^+l^-]$ une déviation de 2.7σ dans Belle (et peut être de BABAR), à grand q^2 , par rapport à la prédiction du Modèle standard. Notons que ceci n'est pas vu de façon évidente au TeVatron [211].
- La moyenne mondiale des asymétries directes de CP dans les modes B en $K\pi$ est telle que : $\mathcal{A}_{CPdir}^{WA}(B \rightarrow K^+\pi^-) - \mathcal{A}_{CPdir}^{WA}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0) = -0.148 \pm 0.028 \neq 0$ à 5σ [212].
- Même si courant 2004-2006 cela défrayait les chroniques ($B \rightarrow \phi K_S^0 \dots$), il est aujourd'hui difficile de dire que $\sin(2\beta_{eff}) \neq \sin(2\beta)_{cc}$, dans le cas des modes pingouins $b \rightarrow q\bar{q}s$ [32].

On pourrait citer bien d'autres exemples, mais aucun n'est vraiment exempt d'incertitudes sur le calcul des amplitudes hadroniques ($K\pi$ puzzle (voir par exemple le preprint récent [213]...). Il faudra attendre dans bien des cas (notamment les désintégrations leptoniques et semi-leptoniques des B) les futures usines à B pour trancher [157, 158] et également des progrès théoriques.

Un canal très important pour LHCb, permet de mesurer la phase (ϕ_s) dans le mélange et la violation de CP dans les désintégrations $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (cette phase n'est rien d'autre que $-2\beta_s$ dans le cadre du Modèle Standard (MS)). Cette phase n'est pas encore mesurée, mais il y a une indication de déviation venant du TeVatron [161]! On peut comparer la prédiction du MS (CKMfitter) de $\phi_s : -0.036 \pm 0.002$ [30] et la mesure combinée de CDF et de D0, obtenue avec $2.8 fb^{-1}$ pour chacune des 2 expériences : $\phi_s \equiv -2\beta_s \in [0.54, 1.18] \cup [1.94, 2.60]$ à 68 % C.L. ce qui représente une "p-value" par rapport à la prédiction du MS de : 3.4 % ou 2.1σ . A priori pas de quoi s'affoler pour le moment mais gardons les yeux ouverts [214] ...

6.4.3 Stratégies pour rechercher indirectement la NP dans les B , à LHC

Pour rechercher de la Nouvelle Physique à LHC dans les B il est possible de [10, 205] et [11, 12, 13, 182] de s'y prendre de 2 manières.

On peut mesurer les transitions FCNC où la NP peut le plus probablement apparaître (spécialement dans les transitions $b \rightarrow s$ (B_s) qui sont les moins bien contraintes par les données). Pour comprendre cela, on écrit les développements OPE des hamiltoniens effectifs :

$$H_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=1}^{10} \left(C_i(\mu) \times O_i(\mu) + C'_i(\mu) \times O'_i(\mu) \right), \quad (6.4.1)$$

où le second terme de la somme correspond à des courants pour des fermions d'hélicité droite (supprimés dans le cadre du MS), et où les $C_i^{(')}$ sont les coefficients de Wilson pour la physique à courte distance (perturbatifs) et les $O_i^{(')}$ sont des opérateurs (non perturbatifs) pour traiter des effets à longue distance. On a enfin : $i = 1, 2$, pour les processus à l'arbre, $i = 3 - 6, 8$, pour les pingouins gluoniques QCD, $i = 7$, pour pingouins QED et $i = 9, 10$, pour les pingouins électrofaibles (EW).

Les effets de la Nouvelle Physique sont bien évidemment de pouvoir modifier les $C_i^{(')}$ et/ou de créer de nouveaux opérateurs $O_i^{(')}$ (et peut aussi créer des courants "Right-Handed" (RH)...). Pour tester ces prédictions théoriques, sans ambiguïté, il convient d'effectuer des mesures de précisions de désintégrations de B_s avec un grand potentiel de découverte pour la NP (recherche d'effets différents de façon spectaculaire des prédictions précise du MS).

On peut également continuer à faire ce qu'on fait depuis 10 ans aux usines à B : mesures de précision de la matrice CKM (voir ce que j'ai décrit de mes recherches sur BABAR et dans le groupe CKMfitter). Dans ce cas, il faut effectuer une comparaison, le plus précisément possible, de différentes mesures de la même quantité physique, ces mesures étant sensibles ou pas à la NP. ou bien extraire tous les angles CKM et les côtés de différentes façons. Dans les 2 cas, toute incohérence significative est un signe de NP. A LHC, toutes les mesures des contraintes expérimentales possibles au (super-)usines à B ne sont pas possibles du fait de l'environnement bien plus hostile, du point de vue du bruit de fond. On cherchera à effectuer de la métrologie de CKM de précision, en incluant les déterminations "libre de NP" ou non, de l'angle CKM γ . C'est la priorité de LHCb (en effet, l'angle γ est connu à 20° au début de l'année 2010 (voir 5.3.4), au passage on rappelle que : $\sigma(\alpha) = 5^\circ$ et $\sigma(\beta) = 1^\circ$).

6.4.4 LHCb, son programme de physique, son fonctionnement à LHC et ses perspectives avec 2 fb^{-1}

LHCb [10, 205] est une expérience dédiée aux mesures de précision pour la recherche NP, dans la violation de CP et désintégrations rares de tous les hadrons beaux, produit dans les fractions relatives: B_d (40 %), B_u (40 %), B_s (10 %), B_c (0.1 %), baryons- b (10 %).

Les principales lignes de recherches et études du programme de physique de LHCb sont :

- Les mesures de précision de CKM pour recherche de déviations par rapport au MS. Pour cela on effectuera de tests de cohérence du triangle d'unitarité: angle γ mesuré dans diverses méthodes et modes (dans des diagrammes aux arbres ou en boucles) ... On pourra également comparer deux mesures au moins de la même quantité, une sensible à la NP et l'autre insensible (par exemple: $\sin(2\beta)$ dans des désintégrations à l'arbre ou pingouins avec $B_d \rightarrow (J/\psi K_S^0 \leftrightarrow \phi K_S^0)$).

- La recherche des nouvelles phases CP . comme la phase du mélange $B_s\text{-}\bar{B}_s$, avec la désintégration $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ (mais aussi des désintégrations plus rares et concernant des analyses sans étude de distribution angulaire, comme dans ce mode vecteur-vecteur⁷: $B_s \rightarrow J/\psi \eta^{(\prime)}$ ou $\eta_c \phi$, ou $D_s D_s$...). Des recherches dans de nombreux modes garantissent une mesure cohérente et crédible de la phase ϕ_s .

Il existe également le mode $B_s \rightarrow \phi \phi$ (l'équivalent du mode ϕK_S^0 pour les B_d), rare, qui voit sa phase CP dans la désintégration fortement réduite par les effets du mélange $B_s\text{-}\bar{B}_s$, dans le cadre du MS cette phase est de l'ordre du degré ou moins. La NP pourrait avoir comme effets de renforcer cette valeur de façon substantielle. Ce mode rare est de très longue haleine et justifie en partie des extensions possibles du programme de LHCb dans une phase dite de "*LHCb upgrade*" pour un fonctionnement à plus haute luminosité, pour collecter près de 100 fb^{-1} [215].

- La recherche NP dans désintégrations rares ($|\Delta F| = 1$ (FCNC)), pour cela la phénoménologie est très, très riche: asymétries (géométrique ou dépendante du q^2 du système produit: A_{FB} , directe, dépendantes du temps: $\mathcal{C}$, $\mathcal{S}$, ..), analyses angulaires, d'amplitudes de transversité, de structures en hélicité des courants ($V - A$), polarisations (recherche de γ "*RF*"), des rapports de branchements très renforcés par des effets non standards... Parmi les canaux servant à ces diverses études on peut citer: $B \rightarrow K^* \gamma$, $B_s \rightarrow \phi \gamma$, $B \rightarrow K^* l^+ l^-$, $B_{(s)} \rightarrow \mu^+ \mu^-$...

La figure 6.9 donne une vision d'artiste [205] des divers diagrammes de Feynman concernés par les 2 points précédents.

Dans cet objectif, la collaboration LHCb [10] est une expérience qui réunit le travail de 800 personnes issues, de 54 instituts et de 15 pays. L'expérience LHCb, dans le fonctionnement du LHC, opère à une luminosité nominale plus basse que ATLAS ou CMS, pour limiter les effets d'empilements: $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (faisceaux dé-focalisés). A chaque croisement des faisceaux pp , la probabilité qu'une collision se produise sera inférieure à 40 %.

Notons qu'au LHC, à 14 TeV, la section efficace de production des paires $b\bar{b}$ est d'au moins $500 \mu\text{b}$ (avec de grandes incertitudes, jusqu'à un facteur 2 ou plus (voir par exemple [216])). Toutefois le rapport signal sur bruit est nettement moins favorable qu'à BABAR, par exemple, on a en effet: $\sigma_{had}/\sigma_{b\bar{b}} \simeq 5 \times 10^3$ alors qu'on s'intéresse à des désintégrations rares ($\mathcal{B} < 10^{-5}$). de toute façon, la quantité de produits par an, à 14 TeV et à la luminosité nominale au LHC, sera énorme: 10^{12} hadrons beaux produits par an (la quantité de luminosité intégrée en une année nominale est 2 fb^{-1} (10 fb^{-1} en 5 années)).

On a vu également qu'en 2010-2011 [20], le LHC fonctionnera à une énergie dans le centre de masse des collisions pp de 7 TeV et devrait fournir en 18-24 mois une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . A 7 TeV, la section efficace de production $b\bar{b}$ est diminuée par un facteur 2. Toutefois les

7. notons que les modes $J/\psi \eta^{(\prime)}$, sont les équivalents des $J/\psi K_S^0$ des usines à B , et commencer par $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ pour mesurer β_s , c'est comme si on avait commencé par B en $J/\psi K^{*0} (K_S^0 \pi^0)$ pour mesurer $\sin(2\beta)$ à BABAR ou Belle...

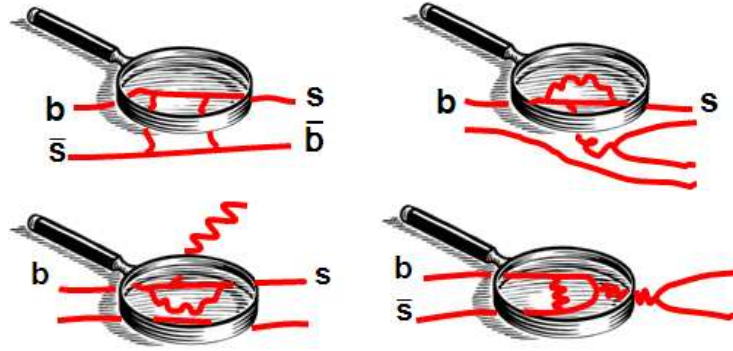


FIG. 6.9 – *En haut* : exemple de diagrammes de Feynman concernés pour le mélange B_s - $\bar{B}_s$ (à gauche), pour les modes $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ et pour le mode pingouin $B_s \rightarrow \phi \phi$ (à droite). *En haut* : exemple de diagrammes de Feynman concernés pour les modes $B_s \rightarrow \phi \gamma$ (à gauche) et $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (à droite).

incertitudes conservatives sur cette section efficace laisse espérer une section efficace notablement supérieure à $250 \mu b$.

Un dernier point important pour LHCb est la description de ce spectromètre. Comme les paires $b\bar{b}$ sont préférentiellement produites dans des diagrammes de voies-s (annihilation $q\bar{q}$ de la mer ou non, qui donne un gluon, qui produit à son tour la paire $b\bar{b}$), la majorité des paires $b\bar{b}$ est préférentiellement produite à grande rapidité (vers l'avant ou l'arrière le long de l'axe des faisceaux pp).

Pour des raisons de coût et pour bénéficier de l'espace de la caverne de l'expérience LEP précédente (DELPHI), le détecteur LHCb est un spectromètre avant avec un seul bras instrumenté dans l'acceptance: $1.9 < \eta < 4.9$. Dans cette couverture angulaire, le l'expérience LHCb peut détecter 40 % des hadrons beaux, produits dans les collision pp . La figure 6.10 résume tous les paramètres de fonctionnement à LHC que l'on vient de décrire dans ces quelques paragraphes.

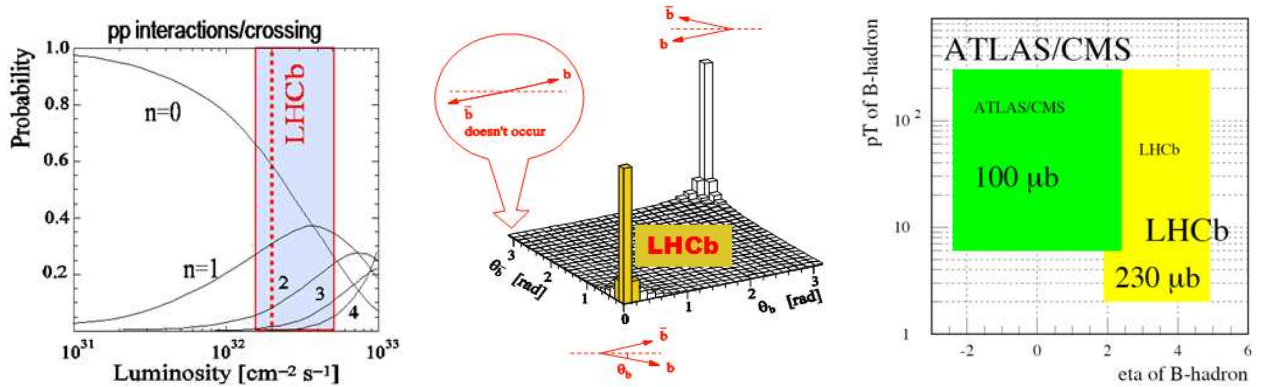


FIG. 6.10 – *Figures représentant de gauche à droite le nombre de collisions en fonction de la luminosité instantanée à LHC, la fraction des paires $b\bar{b}$ produites dans l'acceptance du spectromètre LHCb et la section efficace relative dans cette acceptance et également en regard d'ATLAS et CMS.*

Un point crucial à LHC, pour LHCb, est de pouvoir disposer d'un système de déclenchement ("trigger"), flexible et efficace pour les désintégrations purement hadroniques de B (traces/photons de bas p_T + ID de particules + Paramètre d'Impact (IP: tracking+vertexing) + calcul "en-ligne" puissant et performant + lecture rapide ...). C'est le cas!

Je ne donne pas ici de description des divers sous-détecteurs de LHCb qui est simplement présentée de façon schématique sur la figure 6.11, mais j'invite le lecteur intéressé à se référer aux nombreuses excellentes présentations publiques disponibles sur la description de l'expérience LHCb et de ses performances sur la page Web de la collaboration⁸, en plus bien évidemment de la référence [10]. Je signale toutefois que le LAPP a travaillé sur la construction des calorimètres et participe à leur mise en marche et calibration avec les premières données, sous l'impulsion de M-N. Minard, du LAPP, qui est la responsable de ces sous-détecteurs pour la collaboration.

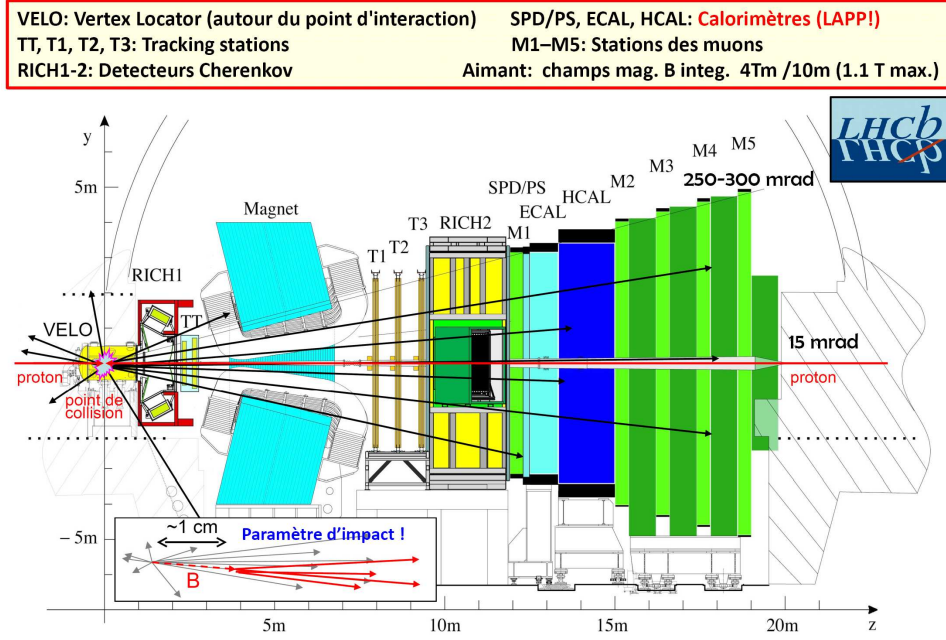


FIG. 6.11 – Vue schématique du détecteur LHCb et de ses divers composants

J'en arrive maintenant à évoquer plus précisément les performances attendues pour une année nominale de prise de données à LHC par LHCb : **2 fb^{-1} , 14 TeV** (et peut être pas si éloignées que ça, à l'issue des 18-24 mois qui commencent...). **On attend des précisions :**

- **Pour les angles**, ϕ_s (avec $B_s \rightarrow J/\psi \phi$) : à 0.03, γ (obtenu avec les diagrammes à l'arbre : B en DK , $D^*\pi$, $DK\pi$ et $B_s \rightarrow D_s K$) : mesuré à mieux que 5° et γ (obtenu avec des boucles sans charmes : $B_{d,s} \rightarrow h_1^+ h_2^-$ et $h_{1,2} = \pi$ et/ou K) : connu à environ 7° .
- **Pour les canaux spectaculaires de recherche de NP :**
 - a) Le branchement du mode $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ serait mesuré à 3σ (dans le cas de la prédiction du MS).
 - b) Pour le canal radiatif $B_d \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$, on peut étudier la position de croisement de $\mathcal{A}_{FB}(q^2)[K^* l^+ l^-] = 0$, en fonction du q^2 de la paire $l^+ l^-$, avec une précision de l'ordre de $\sigma(\mathcal{A}_{FB}) = 0.5 \text{ GeV}^2$.
 - c) On pourrait connaître la polarisation des photons γ dans les pingouins radiatifs avec une précision relative (droite (R) sur gauche (L)) : $\sigma_{stat}(\mathcal{A}_R/\mathcal{A}_L) = 0.1$ (pour à la fois les modes $B_s \rightarrow \phi \gamma$ et $B_s \rightarrow K^* e^+ e^-$).
 - d) Dans le cas de la transition $b \rightarrow s \bar{s} s$ ($B_s \rightarrow \phi \phi$) il faudra sans doute attendre au moins 5 années soit 10 fb^{-1} , sinon 100 fb^{-1} , dans la phase "upgradée" [215], pour conclure quelque chose de significatif. On remarquera néanmoins le résultat récent de CDF sur le sujet [217].

8. voir le lien : lhcb-doc.web.cern.ch/lhcb-doc/presentations/conferencetalks/Default.htm

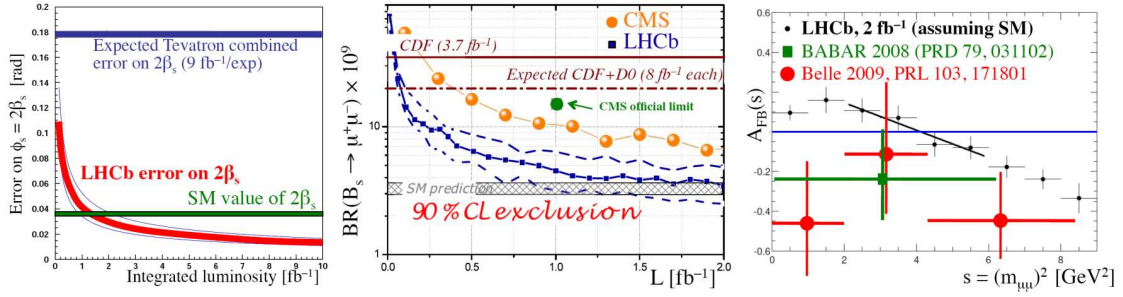


FIG. 6.12 – Performances attendu pour les analyses ϕ_s (avec $B_s J/\psi\phi$) (à gauche), branchement du mode $B(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ (au centre) et pour $A_{FB}(q^2)[K^* l^+ l^-]$ (à droite), comparées avec les prédictions du MS et les autres expériences au Tevatron, CMS et les mesures actuelles de BABAR et Belle [211].

La figure 6.12 [205], montre que en prenant pour l'exemple 3 des mesures phares présentées ci-dessus (sans compter la mesure de γ qui sera sans concurrence dans cette période). Notons bien que LHCb devrait être capable d'apporter des contributions déterminantes pour son programme initial même avec les données que l'on attend dans les mois qui viennent. Notons également que la concurrence des expérience généralistes du Tevatron et de ATLAS et CMS, au LHC, devrait très vite tourner court. En quelque sorte LHCb devrait très vite “tuer” la concurrence. Ce n'est donc véritablement que les futures super-usines à B , qui devraient compléter les apports à la physique des saveurs de LHCb, dans les années qui viennent (comme on l'a commenté au chapitre 6.2.2).

6.4.5 Programme à court terme de LHCb et implications du groupe LAPP dans l'analyse

Pour finir ce manuscrit je voudrais brièvement évoquer le programme concret de physique de première année dans LHCb, ainsi qu'évoquer les activités d'analyse des membres du groupe LHCb du LAPP. J'invite encore une fois le lecteur à consulter pour plus de détails la référence [10].

La figure 6.13 montre les divers canaux accessibles en fonction du nombre de collisions de biais minimum à LHCb. En fonction des divers mois qui vont s'écouler, il va devenir possible d'étudier, si ce n'est déjà commencé avec les premières données des collisions du LHC de fin 2009 (voir également la présentation récente de W. Hulsbergen à Moriond EW 2010) :

- La calibration et physique des minimum bias: 10^8 événements K_S^0 en $\pi^+ \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ et $\phi \rightarrow K^+ K^-$ (possibilité d'atteindre 95 % de pureté avec sélections cinématiques, d'identification de particules (PID, avec les 2 RICH) et l'utilisation du détecteur de vertex (VELO)).
- Etudes du PID des particules et possibilité d'en effectuer la calibration en fonction de l'impulsion des traces (nécessité de disposer d'au moins 600.000 événements/ pb^{-1}), avec comme trigger des J/ψ sur des μ isolés et avec une coupure en p_T .
- physique des J/ψ et sections-efficaces de production (nécessité de disposer de $\simeq 1 - 5 pb^{-1}$) pour calculer les sections efficaces différentielles avec des “prompt” J/ψ et la section efficace de production $b\bar{b}$ (J/ψ secondaires).
- développement et validation des analyses en modes hadroniques. En particulier études en détails des modes $D^0 \rightarrow hh$ et premiers échantillons exclusifs des B de calibration $B^- \rightarrow D^0 [K^- \pi^+] \pi^-$.
- et pour finir la physique du charme (n'oublions pas que LHCb est aussi une usine à charme) qui devrait permettre, avec déjà $20 pb^{-1}$ (des possibilités formidables même avec peu de luminosité!), grâce à l'utilisation du mode auto-étiqueté de saveur $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et du mode état propre de $CP+1$: $D^0 \rightarrow K^+ K^-$, de mesurer “l'asymétrie en temps” sur le temps de vie des D^0 : $y_{CP} = (\tau(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)/\tau(D^0 \rightarrow K^+ K^-)) - 1 \neq 0$ (?) avec une sensibilité de

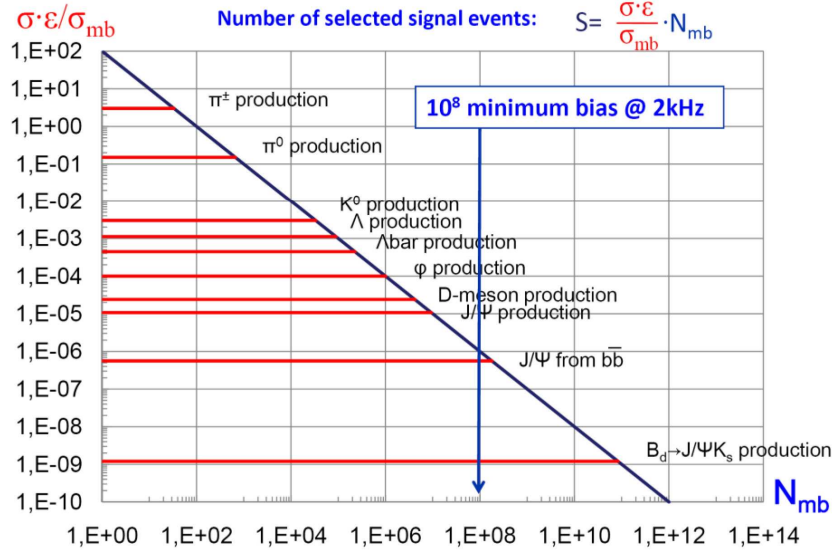


FIG. 6.13 – Les divers canaux accessibles en fonction du nombre de collisions de biais minimum à LHCb.

l'ordre de 1×10^{-3} . Ainsi, LHCb pourrait très rapidement dépasser la mesure présente de BABAR (2009) [218], et améliorer sa précision par près d'un facteur 3 (BABAR a une évidence sur $y_{CP} \neq 0$, à un peu plus de 4σ (voir présentation récente de J. Garra-Tico à Moriond EW 2010 [101])) et découvrir la violation directe de CP , dans le système $D^0-\bar{D}^0$ avec seulement une luminosité intégrée correspondant à quelques dizaines de pb^{-1} !

Je conclus maintenant ce chapitre et le manuscrit en présentant très brièvement les activités d'analyse du groupe LHCb du LAPP. Le groupe participe depuis longtemps à la calibration du détecteur et aux toutes premières études de physique:

- pour la calibration du calorimètre électromagnétique avec des photons isolés, des π^0 et des η en 2 photons et également avec des π^0 , dont un des 2 photons s'est converti dans la matière du tracking, avant la fin de traversé du volume magnétique couvert par de l'aimant (voir la thèse de G. Rospabe, soutenue en novembre 2008).
- en travaillant sur l'identification des électrons (par étude du rapport E/P_c et en tenant compte des pertes par rayonnement de freinage (bremsstrahlung), avec un échantillon de J/ψ purs (voir la thèse de H. Terrier (LAPP-T-2005-04)).
- en travaillant sur les jets de b (calibration de l'échelle d'énergie et amélioration de l'étiquetage (tagging) (voir la thèse de V. Coco, LAPP-T-2008-04))
- actuellement, P. Hopchev prépare sa thèse pour 2011, son sujet porte sur l'estimation de la luminosité (détermination à partir vertex beam-gas forme faisceau proton), la mesure de la production de paires $\mu^+\mu^-$ et de J/ψ en l^+l^- à basse luminosité et sur l'estimation de la contribution des paires $b\bar{b}$ vers l'avant, pour une première mesure de section efficace $b\bar{b}$ à LHCb (en se servant par exemple de canaux de désintégration de B très bien connus: $J/\psi K^+$, $D\mu X$... (voir par exemple [219])).

A plus long terme (c'est à dire, à l'échelle de quelques mois et années), le groupe contribue ou contribuera sur les sujets d'analyse de physique suivants:

- Mesure de l'angle β_s dans le canal assez rare B_s en $J/\psi \eta$ (thèse de D. Manic en préparation pour 2012), pour lequel on attend une précision: $\sigma(2 fb^{-1}) \simeq 0.11$ [220]. La performance attendue est environ 3 fois moins bonne que pour le mode B_s en $J/\psi \phi$ (vecteur-vecteur).

L'avantage de ce mode est toutefois de pouvoir également étudier un canal plus simple (pas d'analyse angulaire dépendante du temps : analyse plus robuste), car on dispose dans ce cas d'un état propre de CP . En outre, cette mesure redondante est basée sur les performances du tracking, du calorimètre et des chambres à muons, mais est quasi-indépendant de celles du système de PID des 2 RICHs ("*no loose scenario*"). Notons que l'on peut également étudier le mode $J/\psi\eta'$ et d'autres sous modes que η en 2 photons. Ces canaux alternatifs permettront d'interpréter un éventuel effet de NP observé dans le canal B_s en $J/\psi\phi$. C'est donc une approche robuste et complémentaire.

- Nous participons aux études de polarisation des photons dans le mode B_s en $\phi\gamma$.
- Nous voulons participer à la mesure de l'angle CKM γ dans les canaux tree $\tilde{D}^{(*)}K^-$ avec les méthodes GLW et ADS (expertise *BABAR* ...).
- Pourquoi ne pas également participer à la physique de recherche de violation de CP dans le système des $D^0-\bar{D}^0$ en 2010-2011 et à d'autres sujets? ...

Conclusion

Dans ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, je viens de décrire plus de 10 ans de recherche sur l'expérience *BABAR*. Dans un prolongement tout à fait naturel de mes activités de recherches portant sur la Physique du B et de la violation de CP , j'ai rejoint le groupe LHCb le 1^{er} octobre 2009 et je contribuerai à la calibration du calorimètre de LHCb, qui est une des responsabilités du groupe du LAPP, et aux mesures de l'angle γ , avec comme priorité l'application des méthodes GLW et ADS que j'ai appris à maîtriser dans *BABAR*. Je continuerai bien évidemment à finaliser les publications des études de physique en cours sur *BABAR*, auxquelles je participe encore, et je poursuivrai mon activité au sein du groupe CKMfitter, d'interprétation phénoménologique et statistique des données expérimentales et théoriques de la Physique des saveurs et de la violation de CP , commencée au cours de l'automne 2005.

A l'issue de la rédaction de ce mémoire, je pense pouvoir me réjouir d'avoir pu balayer dans ma courte carrière (une quinzaine d'années, si j'inclue ma thèse de doctorat), ce que je crois être le spectre complet des activités d'un physicien expérimentateur.

J'ai effectué une thèse d'instrumentation pour préparer le dessin final de la partie centrale du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, qui vient de débiter sa prise de données fin 2009, au LHC. Pour cela j'ai mené de nombreuses études pionnières. Ce travail était basé sur des études de simulations détaillées du détecteur (GEANT) et de prototypes de ce sous détecteur en faisceaux tests. Je me suis intéressé à des sujets aussi variés que la mise en forme des signaux électroniques en sortie du calorimètre EM et en fonction du bruit d'empilement à LHC, à la structure et la composition mécanique de ce détecteur, jusqu'à l'étude des performances de la détection d'un canal de physique difficile à détecter à LHC, mais très utile pour explorer la fenêtre de masse intéressante entre 115 et 140 GeV/ c^2 : le Higgs en 2 photons. J'ai effectué ce travail d'optimisation du détecteur ATLAS en tenant compte d'études détaillées et quasiment sans précédent sur les bruits de fonds expérimentaux et de la phénoménologie de la production QCD des paires de photons à LHC. Il est à noter que ce l'obtention des meilleures performances possibles, pour pouvoir découvrir le boson de Higgs dans ce canal, a été à chaque instant de ma thèse la préoccupation principale. Le fait de se servir de ce canal comme un "banc test" (*benchmark*) a contraint une très grande partie des caractéristiques actuelles de l'expérience ATLAS et de ses calorimètres qui entrent tout juste en mode de fonctionnement définitif.

En arrivant sur *BABAR* j'ai contribué à la construction "hardware" du détecteur de la chambre à fils, plus précisément son système de gaz. J'ai assisté à l'assemblage final du détecteur *BABAR* sur le nouvel accélérateur PEP-II et à sa mise en route, aux premiers tests et améliorations de son fonctionnement, lors des premières études en rayons cosmique et des premières collisions en mai 1999. J'ai participé aux premières analyses de ses performances et aux premières calibrations.

J'ai été responsable de l'opération, en phases de prise de données et de maintenance, de ce sous détecteur (DCH). C'était en 2001 sur le site de SLAC. J'étais également partie prenante du software "on-line" de l'expérience, au titre de responsable du logiciel de contrôle-commande en temps réel de la DCH ("EPICS DCH slow control").

Depuis le démarrage de la prise de données (en incluant une phase de validation et de tests de l'expérience *BABAR* et de son sous-détecteur DCH en rayons cosmiques) et à l'issue d'études que j'ai menées pour améliorer l'efficacité d'identification et de sélection des électrons, j'ai participé à

toutes les premières études de physique de *BABAR* basées sur les modes charmonium. Notamment, comme un des responsables du logiciel d'analyse off-line de ces canaux et en tous cas, comme l'un des acteurs principaux du groupe de travail restreint de physiciens en charge de ces analyses ("charmonium AWG"). L'obtention rapide de résultats performants et compétitifs sur le sujet est une des bases de la crédibilité des analyses de physique dans *BABAR*, démontrée dès l'été 2000 à la conférence ICHEP, à Osaka (Japon). On rappellera ici que les premières données de physique exploitables pour la version complète du détecteur (barres de quartz du DIRC, installées fin 1999) datent de janvier 2000 ... L'obtention rapide de résultats de physique, avec les désintégrations des B en modes charmonium, constituait sans contestation possible la première étape principale du programme de physique initial de l'expérience *BABAR*.

Ainsi, ces travaux ont abouti, dès le début de l'année 2001, à plusieurs publications sur la phénoménologie des modes charmonium de désintégration des B , avec une précision sans précédent pour l'époque. Le résultat principal de ces travaux a été obtenu à l'issue d'études rigoureuses et parfaitement maîtrisées, qui ont permis de sélectionner un lot abondant et très purs de mésons B neutres servant, au tout début de l'été 2001 (conférences EPS HEP, à Budapest (Hongrie) et Lepton Photon, à Rome (Italie)), à la première observation du phénomène de la violation de CP dans un autre système physique que celui des kaons, celui des mésons B , par la première mesure significative de l'observable $\sin(2\beta)$.

A l'issue de mon travail dans le groupe "charmonium", j'ai réorienté mes activités d'analyse sur la physique des désintégrations des mésons B avec au moins un hadron charmé dans l'état final. J'ai notamment coordonné les activités de ce groupe d'analyse et travail ("Breco AWG") en 2008. Cette période a été une phase intense de production de résultats de physique et de publications pour ce groupe.

Depuis toujours, j'ai été le promoteur principal pour *BABAR* des études des modes charmés supprimés de couleur des $\bar{B}^0$. Bien au delà des tests de la phénoménologie des désintégrations hadroniques des B (factorisation ...), ces études ont impulsées des analyses originales et innovantes pour mesurer de façon différente et redondante, l'angle β , tout en contraignant les possibles ambiguïtés inhérentes aux méthodes comme celles de la mesure de $\sin(2\beta)$ avec les modes charmonium.

Durant la même période (années 2003-2006), du fait de mon expertise avérée sur les particules neutres dans *BABAR* (photons de bremsstrahlung des électrons et des χ_{c1} , χ_{c2} , ou des D^{*0} ; mésons π^0 et η dans les modes charmés et supprimés de couleur ...), j'ai dirigé pendant 2 ans environ le groupe de travail et de calibration des neutres dans *BABAR* ("Neutral particles AWG").

Je crois pouvoir affirmer que durant la période où j'ai co-dirigé ce groupe de travail, les résultats de nos études ont été d'un impact considérable pour l'expérience. Ils ont permis, en collaboration étroite avec le groupe du calorimètre, d'améliorer la calibration de ce sous détecteur de façon notable. Tout en renforçant grandement les performances du calorimètre, en se basant sur des échantillons de canaux de physique abondants, variés et purs, nous avons réduit grandement les effets systématiques existant, à l'époque, entre la simulation Monte Carlo et les données, pour ce sous détecteur et les particules neutres électromagnétiques. Le résultat de ces diverses études a permis une diminution nette des incertitudes systématiques impliquées lors de l'utilisation de particules neutres dans les analyses de *BABAR*. Ces travaux ont un impact fort, même encore aujourd'hui, sur de nombreuses études effectuées depuis 2003 dans *BABAR* et sur la qualité des résultats exposés dans les publications qui en découlent.

Plus avant dans mon implication dans le groupe d'analyse "Breco", à partir de 2005, et en lien direct avec mes études sur les désintégrations des $\bar{B}^0$ en modes supprimés de couleur, je suis devenu, petit à petit, un des experts de la collaboration sur la mesure de l'angle CKM γ , par recherche de violation directe de CP , dans les modes charmés de désintégration des B chargés. J'ai participé, comme analyste, ou membre de comité de revue interne, ou comme coordinateur du groupe Breco, à de nombreuses études pour contraindre l'angle γ et les paramètres de nuisances intervenant dans ces méthodes de mesures.

A la même période, j'ai rejoint le petit groupe CKMfitter, mondialement connu dans la communauté de la physique des saveurs et de la violation de CP . Au coeur des activités du groupe (développements des logiciels de calcul et de tracés des contraintes issues des ajustements, coordination avec l'expérience *BABAR* des diverses nouvelles données fournies en avant première,

préparation des nouvelles conférences ...), j'ai grandement renforcé mes connaissances des interprétations statistiques et phénoménologiques des données expérimentales et théoriques de cette physique complexe, qui nous intéresse ici. Mon domaine de prédilection devenant en priorité celui de la mesure de l'angle γ , de façon parfaitement cohérente avec mes implications dans *BABAR*.

Le groupe CKMfitter "surfe" toujours sur la dernière vague des résultats les plus récents dans le domaine de la physique des saveurs. Il se prépare, d'ores et déjà depuis quelques années, à confronter le nouveau paradigme de cette discipline : passer de l'ère de la métrologie de la matrice CKM à celle de la recherche d'effets indirects de la Nouvelle Physique (NP), à LHC et aux futures super-usines à *B*. Nos échanges entre expérimentateurs et théoriciens issus de divers pays et de diverses collaborations sont très stimulants et enrichissants. Ces collaborations rapprochées et à échelle humaine (groupe d'une douzaine de personnes) permettent de maintenir les exigences de rigueur des études menées par ce groupe à un niveau élevé, qui ont fait sa renommée et sa crédibilité depuis le début des années 2000.

Les usines à *B*, *BABAR* et Belle, à PEP-II et à KEKB, ont indéniablement permis, en plus du TeVatron, une avancée décisive dans le domaine de la physique des saveurs durant la décennie qui vient de s'écouler. En 2008, l'académie suédoise Nobel a reconnu ces avancées décisives pour la physique des particules, en couronnant l'intuition fondatrice datant de 1973, pour la matrice CKM et le triangle d'unitarité, de M. Kobayashi et de T. Maskawa.

Une grande partie du chemin à parcourir pour comprendre la physique de CKM est maintenant débroussaillée. Le mécanisme KM est maintenant établi fermement comme étant, sans aucun doute et sans indication contraire, la source dominante et principale de violation de CP dans les mésons. On sait en outre que les contributions possibles et attendues de NP, pour les processus observés de changement de saveur par courants neutres (FCNC), sont tout au plus d'un ordre de grandeur comparable à celui des contributions CKM du Modèle Standard. En améliorant la précision des données expérimentales et des contraintes théoriques, nous devenons toutefois, de plus en plus sensibles, à de vastes domaines encore permis par les ajustements globaux de la matrice CKM, comme j'ai eu l'occasion de le montrer à la conférence Moriond EW 2009, pour le groupe CKMfitter.

Certaines mesures fournies par les usines à *B*, comme on l'a vu dans le cas de l'angle γ , mériteraient grandement d'être améliorées dans les toutes prochaines années qui viennent. C'est ce à quoi je compte bien m'attaquer maintenant sur LHCb.

LHCb, avant même les futures super-usines à *B* (en collisions e^+e^-), offre la possibilité d'effectuer façon originale et rapide, peut être même dans les 2 années qui viennent, des avancées importantes dans la physique des saveurs, de CP et de la recherche d'effets indirectes de NP. Ces progrès attendus devraient être d'un impact tout à fait comparable à ceux obtenus grâce à *BABAR* et à Belle, au cours de la décennie qui vient de s'achever.

Ces avancées seront notamment permises par la possibilité d'explorer et d'étudier massivement le système des mésons $B_s-\bar{B}_s$, qui est encore peu contraint. Notons qu'il est réaliste d'attendre que LHCb puisse surpasser très vite les expériences généralistes du TeVatron (CDF et D0) et même celles LHC (ATLAS et CMS), sur ce sujet de la physique des saveurs. Le vaste programme de physique promis à LHCb est donc a priori très enthousiasmant ...

Bibliographie

- [1] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963); M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49**, 652 (1973).
- [2] J.H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **65**, 032001 (2001).
- [4] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **69**, 032004 (2004).
- [5] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), SLAC-PUB 13347, BABARCONF 08/012, arXiv: 0808.0697v1 [hep-ex]. Préparé pour la conference ICHEP2008 à Philadelphie.
- [6] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 081801 (2007).
- [7] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 231802 (2007).
- [8] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 092001 (2009).
- [9] N. Lopez March, “*Hadronic decays related to gamma at BABAR*”, dans Proceedings of Science (PoS EPS-HEP 2009) 161. Et publication en préparation pour Phys. Rev. D : J-P. Lees et V. Tisserand, “*Search for $b \rightarrow u$ transitions in $B^- \rightarrow \tilde{D}K^-$ and $B^- \rightarrow \tilde{D}^*K^-$* ”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #2212(conf)** (2009) et **#2251(paper draft)** (2010).
- [10] B. Adeva *al.* (Collaboration LHCb), “*Roadmap for selected key measurements of LHCb*”, arXiv:0912.4179, décembre 2009. Et “The LHCb Detector at the LHC”, JINST **3** S08005 (2008). Présentation de A. Golutvin, le 18 décembre 2009 au Main Auditorium du CERN sur l’état de LHCb lors des premières collisions de 2009: indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=76398. E. Aslanides, “*The LHCb Experiment at the LHC: Status and Physics plans*”, à la conférence “A topical conference on elementary particles, astrophysics and cosmology Fort Lauderdale”, Miami (Etats-Unis), décembre 2009. Pour une présentation récente: A. Golutvin, pour la collaboration LHCb, “*expected physics production in next several years*”, à la conférence “Les 25èmes Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste”, à la Thuile (Italie), mars 2010. Et W. Hulsbergen, pour la collaboration LHCb, “*Running status and first results from LHCb*”, à la conférence Moriond EW, mars 2010, La Thuile (Italie).
- [11] G. Buchalla *et al.*, “*B, D and K decays*” Eur. Phys. J. C **57**, 309-492(2008) (Report of Working Group 2 of the CERN Workshop “Flavor in the era of the LHC”, Geneva, Switzerland, November 2005-March 2007).
- [12] T. Browder, T. Gershon, D. Pirjol, A. Soni, J. Zupan, Rev. Mod. Phys. **81**, 1887-1941 (2009).
- [13] G. Isidori, “*B physics in the LHC era*”, Cours présentés aux “*65th Scottish Universities Summer School in Physics (SUSSP65)*”, St. Andrews (Ecosse), août 2009, arXiv:1001.3431v1 [hep-ph]. Ou bien encore Y. Grossman, “*Introduction to flavour physics*”, cours donné Flavianet-School, à Karlsruhe (Allemagne), en 2009. Et présentation de U. Nierste, “*Flavour Physics within and beyond the SM*”, à la conférence “Les 25èmes Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste”, à la Thuile (Italie), mars 2010. U. Nierste, “*Three Lectures on Meson Mixing and CKM phenomenology*”, cours au “Helmholtz International Summer School” sur “Heavy quark physics”, à Dubna, en Russie, août 2008. Ou bien encore Y. Nir, “*CP violation in meson decays*”, cours donné à “the Les Houches Summer School (Session LXXXIV)” su “*Particle Physics Beyond the Standard Model*”, Les Houches (France) 2005, arXiv:hep-ph/0510413v1

- [hep-ph]. Ou du même auteur Y. Nir, “*Flavour physics in the age of the LHC*”, cours donnés à “*2008 European School of High-Energy Physics*”, à Herbeumont-sur-Semois, Belgique, en juin 2008. G. Wilkinson, “*Flavour physics: An introduction*”, à la conférence Rencontres de “Moriond QCD and High Energy Interactions”, La Thuile (Italie), 13-20 mars, 2010.
- [14] Aleph, DELPHI, L3 et OPAL Collaborations (4 LEP experiments), Phys. Lett. **565**, 61 (2003) et (4 LEP experiments), Eur. Phys. Jour. C **47**, 547-587 (2006).
- [15] The TEVNPH Working Group (for the CDF and D0 Collaborations), arXiv:0911:3930 [hep-ex] (2009). Et T. Aaltonen *al.*, collaborations CDF et D0, Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010).
- [16] V. Tisserand, Thèse de doctorat de l’Université Paris XI Orsay (1997) et publication LAL 97-01 (1997).
- [17] V. Tisserand, Note LAL 96-92 (1996) et comptes rendus publiés de la conférence VIth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, aux éditions Frascati Physics Series 1996, p 475-486.
- [18] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon et M. Werlen, Eur. Phys. J. C **16**, 311 (2000), Eur. Phys. J. C **24**, 245 (2002) et EPJdirect C, Vol. 4, C **7**, 1 (2002).
- [19] G. Aad *et al.* (ATLAS collaboration), “*Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*”, arXiv:0901:0512 [hep-ex] (2009). Pour la collaboration CMS, voir “*Physics TDR*”, Volume I: CERN-LHCC-2006-001, 2 February 2006 et Volume II: CERN-LHCC-2006-021, 25 June 2006
- [20] voir le workshop sur le LHC à Chamonix, fin janvier 2010, et le lien de la conférence en ligne : <https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/cham2010/default.aspx>. Voir également pour un résultat récent des plans de fonctionnement la présentation de S. Bertolucci, “*LHC: Short and Long(er) Term Plans*”, à la conférence “Les 25èmes Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste”, à la Thuile (Italie), mars 2010. Ou bien J. Wenninger, “*The LHC machine status*”, à la conférence Rencontres de Moriond EW 2010, La Thuile (Italie), mars 2010. Ou encore R. Bailey, “*LHC beam operations past, present and future*”, à la conférence Rencontres de “Moriond QCD and High Energy Interactions”, La Thuile (Italie), 13-20 mars, 2010.
- [21] Présentations pour chacune des expériences LHC par les divers porteurs de paroles sur le sujet : “*LHC report*”, le vendredi 18 décembre 2009, au CERN (Main Auditorium), à Genève (Suisse) et lien internet : indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=76398.
- [22] H. Albrecht (Argus Collaboration), Phys. Lett. B **185**, 218 (1987). C. Albajar *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B **186**, 237 et 247 (1987).
- [23] I.I. Bigi et A.I. Sanda, “*CP violation in heavy flavour decays : predictions and search strategies*”, Nucl. Phys. B **281**, 41 (1987). R.A. Eichler, K. Gabathuler, E. Lorenz, T. Nakada, T. Ruf, K. Schubert et K. Wille, PR-88-22 PSI Dec 1988. D. Hitlin *et al.*, “*Feasibility Study for an Asymmetric B Factory Based on PEP*”, SLAC-r-353 Oct 1989. Al. Eisner *et al.*, “*The Physics Program of a High Luminosity Asymmetric B factory at SLAC*”, SLAC-r-353 Oct 1989. PEP-II Conceptual Design Report, SLAC-0418 (1993). BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457 (1995).
- [24] présentations du B-Factory symposium du 27 Octobre 2008 à l’Université de Stanford : www-conf.slac.stanford.edu/b-factory-symposium/talks.asp.
- [25] P. Harrison, H. Quinn, (Eds.) (the BABAR collaboration), “*The BABAR Physics Book*”, SLAC-R-504 Oct 1998.
- [26] M.B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff, O. Pène et C. Quimbay Nucl. Phys. B **430** (1994), 345-381 et Nucl. Phys. B **430**, Issue 2 (1994), 382-426. Ou M. Trodden, Rev. Mod. Phys. **71**, 1463-1500 (1999). Et aussi James M. Cline, “*Baryogenesis*”, arXiv:hep-ph/0609145v3 (2006).
- [27] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).
- [28] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).
- [29] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983); L.L. Chau et W.Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984); B. Winstein et L. Wolfenstein, Rev. Mod. Phys. **65**, 1113 (1993);

- A.J. Buras, M.E. Lautenbacher et G. Ostermaier, Phys. Rev. D **50**, 3433 (1994); K. Anikeev *et al.*, “*B Physics at the TeVatron : RUN II and beyond*”, hep-ph/0201071 (2002).
- [30] J. Charles *et al.* (CKMfitter group), Eur. Phys. J. C **41** 1-131 (2005) et mises à jours en ligne sur le site: ckmfitter.in2p3.fr.
- [31] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [32] E. Barbiero *et al.*, HFAG groupe, “*averages of b-hadron and c-hadron properties at the end of 2007*”, arXiv:0808.1297v3 et mise à jour sur le site: www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/.
- [33] nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/ et voir les discours des professeurs Kobayashi et Maskawa.
- [34] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Nucl. Instr. and Methods A **479**, 1-116 (2002), arXiv: hep-ex/0105044. Et pour les chambres à muons: W. Menges [arXiv:physics/0609039], IEEE Nuc. Sci. Symp Conf. Rec. **5**, 1470 (2006). Voir également: J.Vavra, “*Some comments about the BABAR RPC experience. What to do next?*”, séminaire à SLAC (2003) au NuMI NOvA Experiment Detector Workshop ([www – nova.fnl.gov/workshops/stanford03/transparencies/](http://www-fnal.gov/workshops/stanford03/transparencies/)).
- [35] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 012001 (2009). Et voir la présentation de G. Simi, “*Quarkonium non-exotic decays at BABAR and Belle*”, à la conférence Rencontres de “Moriond QCD and High Energy Interactions”, La Thuile (Italie), 13-20 mars, 2010.
- [36] M. Roney *et al.*, “*Report of the Task Force Babar-Beyond-2010*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #2221** (juin 2009).
- [37] F. Le Diberder, “*BABAR status and plans*”, introduction du spokesperon à la réunion de collaboration BABAR, le 8 février 2010, à SLAC (Etats-Unis).
- [38] Projet “*Physics of the B-Factories*” (PBF), coordonné par A. Bevan (BABAR), B. Golob (Belle), Thomas Mannel (Théorie), S. Prell (BABAR) et B. Yabsley (Belle). voir la page d’accueil en ligne: www.slac.stanford.edu/xorg/BFLB.
- [39] N. Arnaud, V. Luth et W. Wisniewski, organisateurs de la session plénière sur le “*BABAR detector paper*”, à la réunion de collaboration BABAR, le 9 février 2010, à SLAC (Etats-Unis).
- [40] D. Boutigny *et al.*, “*Report on the status and analysis of the BABAR Drift Chamber (August Cosmic Run)*”, BABAR Note 669 et TND-Note 98-92, Oct 1998.
- [41] T. Mattison *et al.*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (PAC99), New York, 1999.
- [42] S. Versillé, thèse de doctorat au LPNHE-Jussieu (Paris), sur le lien URL: [http : //lpnhe – babar.in2p3.fr/theses/these_SophieVersille.ps.gz](http://lpnhe-babar.in2p3.fr/theses/these_SophieVersille.ps.gz) (1999).
- [43] W. Blum, W. Riegler et L. Rolandi, “*Particle Detection with Drift Chambers*”, Springer (Sec. Ed.), 2008.
- [44] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 032002 (2003).
- [45] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002).
- [46] E. Eichten *et al.*, Rev. Mod. Phys. **80**, 1161 (2008). Et voir les présentations de revues par E. Swanson, à la conférence Moriond QCD 2009, à La thuile (Italie) et par J. Brodzicka, à Lepton Photon 2009, à Hambourg (Allemagne). Voir aussi P. Pakhlov, “*Exotic Hadron spectroscopy at Belle and BABAR*”, à la conférence Rencontres de “Moriond QCD and High Energy Interactions”, La Thuile (Italie), 13-20 mars, 2010.
- [47] M. Suzuki, Phys. Rev. D **66**, 037503 (2002). M. Diehl and G. Hiller, J. High Energy Phys. **06** (2001) 067.
- [48] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 091101(R) (2008). B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78** 012004 (2008) et A. Garmash *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 251803 (2006).
- [49] C-K. Chua, W-S. Hou, et G-G. Wong, Phys. Rev. D **68**, 054012 (2003).
- [50] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 091103 (R) (2005).

- [51] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 162002 (2001). Et “*Measurement of J/ψ production in continuum e^+e^- annihilations near the $\Upsilon(4S)$ with the BABAR detector*”, présenté pour la première fois par V.Tisserand pour la Collaboration BABAR, à International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001), Budapest, Hungary, 12-18 Jul 2001 [Compte rendu publié comme PoS(hep2001)183, note LAPP-EXP 2001-07 et SLAC-PREPRINT 2001-207].
- [52] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 011803 (2002).
- [53] S. Anderson *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 2661 (2002) et S. Chen *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **63**, 031102 (R) (2001).
- [54] Voir les contribution de M. Kocian, pour la collaboration BABAR et de A. Schwartz, pour Belle, à “*Calorimetry in Particle Physics*”, Proceedings of the Tenth International Conference Pasadena, California, USA, 25-29 March 2002, edited by Ren-Yuan Zhu (California Institute of Technology, USA) dans World Scientific et contributions en ligne sur le site: calor.pg.infn.it/calor2002.htm.
- [55] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **69**, 071101 (R) (2004), puis Phys. Rev. Lett. **95**, 042001 (2005).
- [56] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 042001 (2005).
- [57] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 032003 (2003) et Phys. Lett. B **634**, 155 (2006).
- [58] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 132001 (2009).
- [59] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 2515 (2001).
- [60] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002).
- [61] D.J. Lange, Nucl. Instr. and Methods A **462**, 152 (2001).
- [62] V. N. Ivanchenko “*for the Géant 4 Collaboration*”, Nucl. Instr. and Methods A **494**, 514 (2002); *the Géant 4 Collaboration*, S. agostinelli *et al.*, *ibid.* **506**, 250 (2003).
- [63] A. Roodman, “*Blind Analysis in Particle Physics*”, présentation à PhyStat2003, Stanford (USA), SLAC-PUB-10281 et arXiv:physics/0312102 (2003). Et références associées.
- [64] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).
- [65] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 171801 (2005).
- [66] N. Soni *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **634**, 155 (2006).
- [67] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 072009 (2009).
- [68] C. Touramanis *et al.* “*Reconstruction of π^0 in BABAR*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #20** (2000).
- [69] M. Bona, G. Cavoto, D. Cote, E. Di Marco, M. Pelliccioni, “*A study of K_L^0 identification and efficiencies*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#1191** (2006).
- [70] M. Allen, M. Naisbit, A. Roodman, “*A Study of π^0 Efficiency*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#870** (2004).
- [71] X. Prudent, Thèse de doctorat de l’Université de Savoie (2008) et publication LAPP-T-2008-01 (2008).
- [72] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 091102 (2007).
- [73] J. Marks (Université de Heidelberg), “*Calibration of the BaBar CsI(TL) Calorimeter* ” et proceedings de la conférence Calor 2008, Pavie (Italie) Journal of Physics: Conference Series **160**, 012005 (2009). Et à la même conférence présentation de Andy Ruland (Université du Texas à Austin), “*Performance and Operation of the Crystal Calorimeter of the BaBar Detector*” et proceedings de la conférence Calor 2008, Pavie (Italie) Journal of Physics: Conference Series **160**, 012004 (2009).
- [74] V. Klose, “*A measurement of the π^0 efficiency using D^0 decays into $K\pi\pi^0$* ”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#1194** (2004).
- [75] D. Payne, “*High energy single photon efficiency using $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ events*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#1110** (2005).

- [76] B. F. Ward, S. Jadach, et Z. Was, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 116, **73** (2003); S. Jadach, Z. Was, R. Decker, et J. H. Kuhn, Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993); E. Barberio et Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994). A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, E. A. Kuraev, N. P. Merenkov, V. D. Rushai et L. Trentadue, JHEP **9710**, 001 (1997).
- [77] V. Druzhinin et E. Solodov, “*Study of the π^0 efficiency using $\omega(782)\gamma$ final state via Initial-State Radiation at BABAR*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#2117** (2009). K. Alwyn G. Lafferty “*A measurement of the π^0 detection efficiency using initial state radiation events*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#1986** (2008).
- [78] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 201803 (2001).
- [79] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 221802 (2002).
- [80] P. Robbe, Thèse de doctorat de l’Université de Savoie (2002) et publication LAPP-T-2002-01.
- [81] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **68**, 092001 (2003).
- [82] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006).
- [83] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008).
- [84] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 141801 (2004).
- [85] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), BABAR-CONF-02/018, SLAC-PUB-9311, hep-ex/0207087 (2002).
- [86] V. Tisserand, présentation à la conférence internationale Europhysics Conference on High-Energy Physics (EPS HEP 2003), Aix-la-Chapelle, juillet 2003, pour la collaboration BABAR, sur le sujet : “*Charmed-B decays at BaBar*”. Compte rendu publié Eur. Phys. Jour. C **33** : S229-S231 (2004) et note LAPP-EX 2003-11 et SLAC-REPRINT 2003-420.
- [87] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “*Measurement of branching fractions of color suppressed decays of the $\bar{B}^0$ to $D^0\pi^0$, $D^0\eta$, and $D^0\omega$* ”, SLAC-PUB-9324, BaBar-CONF-02/017 et hep-ex/0207092. Préparé pour la conférence ICHEP 2002 à Amsterdam (Pays Bas).
- [88] A. Hicheur, Thèse de doctorat de l’Université de Savoie (2003) et publication LAPP-T-2003-01.
- [89] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003).
- [90] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 181801 (2004).
- [91] S. Grancagnolo, Thèse de doctorat en co-tutelle des Universités de Savoie et de Trieste (avril 2005).
- [92] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **70**, 091106 (2004).
- [93] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 072002 (2007).
- [94] F. Couderc, Thèse de doctorat de l’Université de Savoie (2005) et publication LAPP-EXP-2005-02.
- [95] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 111102 (2006).
- [96] A. Zghiche, Thèse de HDR de l’Université de Savoie (2007) et publication LAPP-H-2007/01.
- [97] V. Tisserand, pour la collaboration BABAR “*Measurement of the CKM angle γ at BABAR*”. Présenté à la International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2005), Lisbonne, Portugal, 21-27 Jul 2005. Publié dans PoS HEP2005, 251 (2006).
- [98] V. Tisserand, pour les collaborations BABAR et Belle, “*Measurements of the CKM angle ϕ_3/γ* ”. SLAC-PUB-12599 et arXiv:0706.2786 [hep-ex] (2007). Préparé pour les proceedings of the 5th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2007), Bled, Slovenia, 12-16 May 2007.
- [99] M. Antonelli *et al.*, “*Flavor Physics in the Quark Sector*” Report of the CKM workshop, à Rome 9-13 Sep. 2008. arXiv:0907.5386 [hep-ph], accepté pour publication dans Phys. Repts (2009). Et présentations de T. Gershon, sur le sujet : “*Unitarity angle γ : an overview*”, la présentation de résumé plénier de A. Bondar : “*it WG V summary: ϕ_3/γ tree decays*”, et celle de V. Tisserand, pour la collaboration BABAR à cette conférence sur le sujet : “*CKM-angle γ from charged B decays at BABAR*”.

- [100] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 71103 (2005), Phys. Rev. D **72**, 71104 (2005), Phys. Rev. D **73**, 111104(R) (2006).
- [101] O. Long pour les collaboration BABAR et Belle, présentation “*CKM angles*”, à la conférence Moriond EW 2010, mars 2010, La Thuile (Italie) et N. Lopez-March, F. Martinez-Vida et D. Milanes, “*Measurement of the CKM angle γ using B^- to $\tilde{D}^{(*)}K^{(*)-}$, and $\tilde{D} \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$, $K_S^0K^+K^-$ decays*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#2162** (2010), bientôt soumis à Phys. Rev. D.
Pour le modèle de Dalitz voir également la présnetation de J. Garra-Tico pour la collaboration BABAR, “ *D^0 mixing and charm CP violation*”, à la conférence Moriond EW 2010, mars 2010, La Thuile (Italie) et R. Andreassen *et al.*, “*Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing with tagged $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ and $D^0 \rightarrow K_S^0K^+K^-$ events*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#2233** (2010).
- [102] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 151804 (2005), Phys. Rev. Lett. **95**, 131802 (2005), Phys. Rev. D **73**, 112004 (2006), Phys. Rev. Lett. **99**, 071801 (2007), Phys. Rev. D **76**, 111102 (2007) et Phys. Rev. D **79**, 032002 (2009).
- [103] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 171801 (2007).
- [104] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 092008 (2008).
- [105] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 092007 (2009).
- [106] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), arXiv:1003.3063 [hep-ph], soumis à Phys. Rev. D.
- [107] V. Tisserand, pour le groupe CKMfitter, “*CKM fits as of winter 2009 and sensitivity to New Physics*”. arXiv:0905.1572 [hep-ph] (2009). Préparé pour les proceedings de la conférence internationale *XLIV^{èmes}* rencontres de Moriond sur la physique électrofaible (“*Moriond EW 09*”).
- [108] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 111102 (2008).
- [109] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 034023 (2008).
- [110] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 092002 (2008). Et thèse de doctorat d’Emmanuel Latour de l’Ecole Polytechnique, à Palaiseau, soutenue le 15 octobre 2007.
- [111] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 071102 (2008); Phys. Rev. D **79**, 072003 (2009); Phys. Rev. D **80**, 031102 (R) (2009). Et Francesco Polci, thèse de doctorat des Universités de Roma la Sapienza et Paris XI Orsay (janvier 2008).
- [112] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 032005 (2008).
- [113] T.-M. Hong, pour la collaboration BABAR “*Hot topics from BABAR*”, Préparé la conférence internationale *XLIV^{èmes}* rencontres de Moriond sur la physique des interactions fortes (“*Moriond QCD 09*”). moriond.in2p3.fr/QCD/2009/MondayAfternoon/Hong.pdf.
- [114] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 112004 (2009).
- [115] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 112003 (2008).
- [116] X. Prudent, pour la collaboration BABAR, “*Hadronic B decays to charm and charmonium with the BABAR experiment*”, BABAR-PROC-08/101, SLAC-PUB-13400, LAPP-EXP-2008-02 et arXiv:0809.2929[hep-ex]. Préparé pour les proceedings de 34th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 08), Philadelphia (Etats-Unis), (2008).
- [117] J.S Schüman *et al.* (Belle collaboration), Phys. Rev. D **72**, 011103 (2005) et K Abe *et al.* (Belle collaboration), Phys. Rev. D **74**, 092002 (2006).
- [118] H. Li, revue sur “*General Theoretical Introduction to Hadronic B Decays*”, préparé pour Flavor Physics and CP Violation 2009, Lake Placid (Etats-Unis) mai-juin (2009), et arXiv:0907.4940v1 [hep-ph].
- [119] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert, C.T. Sachrajda, Nucl. Phys. **B 591**, 313 (2000) et Nucl. Phys. **B 606**, 245 (2001).
- [120] A. Höcker et Z. Ligeti, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 501-567 (2006) et arXiv:hep-ph/0605217.
- [121] A. Satpathy *et al.* (Belle collaboration), Phys. Lett. B **553**, 159 (2003), K Abe *et al.* (Belle collaboration), arXiv:hep-ex/0412072 (2004) (non publié) et Phys. Rev. D **76**, 012006 (2007).

- [122] J. Cochran, V. Eschenburg, S. Prell, J. Yi, “*Study of the decays B^- to $D^{(*)+}\pi^-\pi^-$: analysis details*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD#696** (2003).
- [123] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 261802 (2008) et Phys. Rev. Lett. **100**, 151802 (2008).
- [124] D. Du, Phys. Lett. B **406**, 110 (1997).
- [125] CLEO Collaboration, T.E. Coan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 062001 (2002).
- [126] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 052002 (2002).
- [127] M. Neubert et B. Stech, in *Heavy Flavours II*, eds. A.J. Buras et M. Lindner (World Scientific, Singapore, 1998), p. 294. M. Bauer, B. Stech et M. Wirbel, Z. Phys. C **34**, 103 (1987). M. Neubert et A.A. Petrov, Phys. Lett. B **519**, 50 (2001). A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto, et G. Nardulli, Phys. Lett. B **318**, 549 (1993); A. Deandrea *et al.*, *ibid.* **320**, 170 (1994). C-K. Chua, W-S. Hou, et K-C. Yang, Phys. Rev. D **65**, 096007 (2002).
- [128] K. Honscheid, K. R. Schubert, and R. Waldi, Z. Phys. C **63**, 117 (1994).
- [129] C. W. Bauer, D. Pirjol et I. W. Stewart, Phys. Rev. D **65**, 054022 (2002). S. Mantry, D. Pirjol et I. W. Stewart, Phys. Rev. D **68**, 114009 (2003). A.E. Blechman, S. Mantry et I.W. Stewart, Phys. Lett. B **608**, 77 (2005).
- [130] C.D Lü, Phys. Rev. D **68**, 097502 (2003). Y.Y Keum, T. Kurimoto, H. Li, C.D Lü et A.I. Sanda, Phys. Rev. D **69**, 094018 (2004). Voir aussi L.E. Leganger et J.O. Eeg, “it Non-factorizable contribution to $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^0 D^0$ ”, arXiv:1003.3348v1 [hep-ph].
- [131] J.L. Rosner, Phys. Rev. D **60**, 074029 (1999).
- [132] M. Iwabuchi *et al.* (Belle collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 041601 (2008).
- [133] M. Gronau, Phys. Lett. B **557**, 198 (2003).
- [134] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), arXiv:hep-ex/0408073 (2004) et sa mise à jour dans Phys. Rev. D **78**, 052005 (2008).
- [135] D.N. Brown *et al.*, “*TrkFixup: using the Mini to improve the quality of BaBar tracks used in analysis*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #1628** (2007).
- [136] A. Telnov, “*A new method of track-level dE/dx calibration for the BaBar Drift Chamber and Silicon Vertex Tracker*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #1500** (2007).
- [137] A. Höcker *et al.*, “*TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*”, page d’acceuil: tmva.sourceforge.net et publication dans arXiv:physics/0703039.
- [138] Présentation de X. Prudent à la “*Babar Physics Analysis School*” sur le sujet “*Multi-Variate analysis*”, Février 2008 à SLAC (Etats-Unis).
- [139] J.O. Eeg, A. Hiorth et A.D. Polosa, Phys. Rev. D **65**, 054030 (2002).
- [140] A. Deandrea et A.D. Polosa, Eur. Phys. Jour. **22**, 677 (2002).
- [141] F. Ambrosino *et al.* (KLOE Collaboration), Phys. Lett. B **648**, 267 (2007). Ou encore plus récent: T. Capussela, pour la collaboration KLOE à EINN 2009, Milos (Grèce), septembre 2009.
- [142] S.E. Csorna *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 112002 (2003).
- [143] Dernière présentation sur le sujet: X. Prudent, “*Update on Measurement of the Branching Fraction of the Color-Suppressed Channels $\bar{B}^0$ to $D^{(*)0}h^0$, with $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η' and Measurement of the Longitudinal Fraction of the Channel $D^{*0}\omega$* ”, présentation au “BABAR Collaboration Meeting, Breco Session 3”, 10 février 2010; et mise à jour du document de support de l’analyse: X. Prudent et V. Tisserand, “*Measurement of the branching fractions of the color-suppressed decays $\bar{B}^0$ to $D^{(*)0}h^0$, with $h^0 = \pi^0, \eta, \omega$, ou η'* ”, odocument interne BABAR Analysis Document **BAD #1645v10**, 22 février 2010.
- [144] L. Lyons, D. Gibaut, et P. Clifford, “*How to combine correlated estimates of a single physical quantity*”, Nucl. Instr. and Methods A **270**, 110 (1988).
- [145] A. Bondar, T. Gershon et P. Krokovny, Phys. Lett. B **624**, 1 (2005).
- [146] P. Krokovny *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 081801 (2006).
- [147] A. Bondar et T. Gershon, Phys. Rev. D **70**, 091503 (2004).

- [148] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 121802 (2005).
- [149] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 032005 (2005). Thèse de Stéphane T’Jampens, Université de Paris XI Orsay, soutenue le 18 décembre 2002.
- [150] R. Itoh *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 091601 (2005).
- [151] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006).
- [152] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 072004 (2007).
- [153] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 112001 (2009) et Phys. Rev. D **80**, 112001 (2009). J. Dalseno *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 072004 (2009).
- [154] Y. Grossman et M. P. Worah, Phys. Lett. B **395**, 241 (1997).
- [155] R. Fleischer Phys. Lett. B **562**, 234 (2003) ou Nucl. Phys. B **659**, 321 (2003).
- [156] V. Tisserand, pour le groupe CKMfitter, “*Projections for a Global CKM Fit for 1 ab^{-1} at BABAR and in 2008*” et Chih-Hsiang Cheng, “*Angle β in B^0 Decays to Charm or Charmonium*”, au BABAR one ab^{-1} workshop, à SLAC, le 7 décembre 2006. Voir: www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/Workshops/2006/BaBarPhy1ab/Agenda.html. ou www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_talks.html.
- [157] T. Aushev *et al.*, “*Physics at Super B Factory*”, KEK Report 2009-12, arXiv:1002.5012 [hep-ex], février 2010. Et pour la physique de l’angle γ : présentation de P. Krokovny, “*Prospects for $\gamma(\phi_3)$ at the SuperKEKB*”, à la conférence CKM08, à Rome (septembre 2008).
- [158] Collaboration SuperB Collaboration, “*SuperB: A High-Luminosity Asymmetric e^+e^- Super Flavor Factory. Conceptual Design Report*”, INFN/AE-07/2, SLAC-R-856, arXiv:0709.0451 [hep-ex], septembre (2007). Et pour la physique de l’angle γ : présentation de F. Martinez, “*Prospects for γ at the Super Flavor Factory*”, à la conférence CKM08, à Rome (septembre 2008).
- [159] T. Gershon et T. Latham, “*Determination of $\cos(2\beta)$ and $\sin(2\beta)$ from time-dependent Dalitz-plot analysis of neutral B to $\tilde{D}_{CP}\pi^+\pi^-$* ”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #2164** (2010).
- [160] M. Rama, “*Measurement of the CKM angle γ (ϕ_3) using $B \rightarrow DK$ decays*”, basé sur les proceedings for FPCP 2009, Lake Placid, NY, USA, arXiv:1001.2842v1 [hep-ex], janvier 2010.
- [161] G. Punzi, “*Flavour physics at the Tevatron*”, Proceedings of invited plenary talk at the Europhysics Conference on High Energy Physics, Krakov, Poland, July 16-22, 2009 (EPS-HEP 2009), arXiv:1001.4886v1 [hep-ex] 27 Jan 2010. Et T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 031105(R) (2010).
- [162] M. Bona *et al.*, (UTfit group), JHEP **0803**, 49 et mise à jour en ligne à l’adresse: www.utfit.org.
- [163] M. Gronau et D. London, Phys. Lett. B **253**, 483 (1991); M. Gronau and D. Wyler, Phys. Lett. B **265**, 172 (1991);
- [164] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 051106 (2006).
- [165] Publication en préparation pour Phys. Rev. D: M. Karbach et G. Marchiori, “*Measurement of CP violation observables and parameters for the decay B to $\tilde{D}_{CP}K$ using the final BABAR dataset*”, document interne BABAR Analysis Document **BAD #2271** (mars 2010).
- [166] D. Atwood, I. Dunietz et A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997) and Phys. Rev. D **63**, 036005 (2001).
- [167] Y. Horii *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 071901 (R) (2008).
- [168] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 111101 (2007). Et Viola Sordini, thèse de doctorat des Universités de Roma la Sapienza et Paris XI Orsay (juin 2008), LAL 08-59.
- [169] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 251801 (2007).
- [170] A. Giri, Yu. Grossman, A. Soffer et J. Zupan, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003).
- [171] A. Poluektov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **70**, 072003 (2004); puis plus récemment Phys. Rev. D **73**, 112009 (2006) et K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), préparé

- pour la conférence Moriond EW 2008, à La Thuile (Italie), arXiv:0803.3375v1 (mars 2008) et A. Poluektov, pour la collaboration Belle, préparé pour la conférence EPS ICHEP09, à Cracovie (Pologne), PoS(EPS-HEP 2009)164. Voir également A. Poluektov *et al.* (Belle Collaboration), soumis à Phys. Rev. D, arXiv:1003.3360v1 [hep-ex] (2010).
- [172] Y. Grossman, A. Soffer et J. Zupan, Phys. Rev. D **72**, 031501(R) (2005). J. Zupan, “*A Theoretical Review of γ/ϕ_3 from B to DK*”, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements Volume **170**, 65-69, 2007 (Beauty 2006 proceedings).
 - [173] J. Charles, cours sur la “Combinaison des observables en physique des saveurs”, donné à School Of Statistics - SOS '08, à l'IPHC - Strasbourg Juin-Juillet 2008, voir le lien en ligne : indico.in2p3.fr/conferenceTimeTable.py?confId=750.
 - [174] Présentation de K. Trabelsi, pour le groupe CKMfitter, “*measurement(s) of γ/ϕ_3* ”, à la conférence CKM08, à Rome (septembre 2008), disponible en ligne sur la page des présentations du groupe CKMfitter: www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_talks.html.
 - [175] I. Dunietz, Phys. Lett. B **427**, 179 (1998). I. Dunietz and R.G. Sachs, Phys. Rev. D **37**, 3186 (1988). D.A. Suprun, C.-W. Chiang, and J.L. Rosner, Phys. Rev. D **65**, 054025 (2002).
 - [176] N. Joshi *et al.* (Belle Collaboration), arXiv:0912.2594v2 [hep-ex], janvier 2010, soumis à Phys. Rev. D. RC.
 - [177] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 112003 (2005) et Phys. Rev. D **73**, 111101 (2006). Et Thèse de Marie Legendre Université Denis Diderot Paris VII, soutenue le 1 avril 2005.
 - [178] F. Ronga *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 092003 (2006) et S. Bahinipati *et al.* (Belle Collaboration), préparé pour “34th International Conference On High Energy Physics (ICHEP 2008)”, arXiv:0809.3203v1 [hep-ex] (2008).
 - [179] I. Dunietz, Phys. Lett. B **270**, 75 (1991); R. Aleksan, T. Petersen et A. Soffer, Phys. Rev. D **67**, 096002 (2003); N. Sinha, Phys. Rev. D **70**, 097501 (2004); T. Gershon, Phys. Rev. D **79**, 051301(R) (2009), T. Gershon et M. Williams, Phys. Rev. D **80**, 092002 (2009); T. Gershon et A. Poluektov, Phys. Rev. D **81**, 014025 (2010).
 - [180] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 032004 (2005).
 - [181] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 221801 (2007).
 - [182] A. Buras, Présentation au “*Flavianet topical workshop: Low energy constraints on extensions of the Standard Model*”, arXiv:0910.1481v1 [hep-ph] (2009). Et présentation plénière sur “*Flavour Theory: 2009*”, à la conférence EPS HEP 09, à Cracovie (2009), PoS(EPS-HEP 2009)024.
 - [183] G. Isidori, Y. Nir et G. Perez, “*Flavor Physics Constraints for Physics Beyond the Standard Model*”, revue invitée soumise à Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, arXiv:1002.0900v1 [hep-ph] (2010). Ou encore Y. Grossman, Z. Ligeti et Y. Nir, “*Future prospects of B physics*”, Prog. Theor. Phys. **122**, 125-143 (2009).
 - [184] A. Powell, “*Strong Phase Measurements - Towards gamma at CLEO-c*”, présenté à Beauty 2009, 12th International Conference on B-Physics at Hadron Machines, Sept. 7-11th, Heidelberg (Allemagne), 2009 et proceedings disponibles sous arXiv:1001.1840 [hep-ex] (2010).
 - [185] D. Asner *et al.*, “*Physics at BES-III*”, arXiv:0809.1869 [hep-ex] et International Journal of Modern Physics A Volume: 24, Issue: 1 supp (2009).
 - [186] Présentation de V. Sordini, pour le groupe UFit, “*UTfit updated results on the CKM angle γ* ”, à la conférence CKM08, à Rome (septembre 2008), disponible en ligne sur la page des présentations du groupe UFit: www.utfit.org.
 - [187] V. Tisserand, “it CKMFitter: fits de la matrice CKM à la fin de l'hiver 2009 et sensibilité à la Nouvelle Physique au travers de la violation de CP et des saveurs lourdes”, séminaire à l'IPNL de Lyon (24 avril 2009) et au LAPP d'Annecy (le 12 juin 2009). transparents en ligne sur le site des conférences du LAPP: lappweb.in2p3.fr/LAPP2004/PHP/SE_ARCHIVES.php?Annee=2009.
 - [188] H. Flücher *et al.*, Groupe Gfitter, Eur. Phys. J. C **60**, 543 (2009) et arXiv:0811.0009 [hep-ph]. Accès en ligne au site du groupe: <http://gfitter.desy.de>.

- [189] Présentation de K. Trabelsi, pour le groupe CKMfitter, “*Determination of CKM parameters*”, à la conférence Beauty 2009, à l’Université de Heidelberg, en Allemagne (septembre 2009), disponible en ligne sur la page des présentations du groupe CKMfitter: www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_talks.html.
- [190] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [191] Symmetry Magazine (vol. 2 issue 10), dec05-jan06, <http://www.symmetrymagazine.org/cms/?pid=1000229>.
- [192] BUTSURI, Vol. 61, No. 9, September 2006, <http://wwwsoc.nii.ac.jp/jps/jps/butsuri/picture/cover-06-09e.html>.
- [193] O. Deschamps, S. Descotes-Genon, S. Monteil, V. Niess, S. T’Jampens, V. Tisserand. LPC-CF-2009-05, LPT-ORSAY-2009-43, LAPP-EXP-2009-03 et arXiv:0907.5135 [hep-ph] (2009). Bientôt soumis à Phys. Rev. D. Et exposé de S. Monteil (pour le groupe CKMfitter), “*CKM Fits : Standard Model and New Physics*” au Workshop: “*Hints for new physics in flavor decays 2009*”, les 20-21 Mars 2009, à KEK, Tsukuba (Japon) . Voir également la thèse d’habilitation à diriger des Recherches de S. Monteil, soutenue le 10 décembre 2009, à l’Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand.
- [194] voir les présentation de prix Nobel de physique (“Nobel Lecture”), le 8 décembre 2008, à Stockholm (Suède) sur le lien: nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/.
- [195] R. Itoh, “*CKM and Wilson Coefficient Fits with 10 ab^{-1}* ”, présentation au workshop “*B Factories and New Measurements*”, à Atami (Japon) en janvier 2008. Voir en ligne: superb.kek.jp/bnm2008/slide/7B-Itoh.pdf.
- [196] R. Cahn et G. Goldhaber, “*The Experimental Foundations of Particle Physics*”, 2nd Edition, Cambridge Eds. (2009).
- [197] P. Roudeau, “*Ten years of b-physics at LEP and elsewhere*”, cours donné à “the 29th International Meeting on Fundamental Physics”, à Sitges (Espagne), en février 2001 et publication LAL 01-39 (2001).
- [198] H. Höcker, H. Lacker, S. Laplace et F. Le Diberder, “*A New Approach to a Global Fit of the CKM Matrix*”, Eur. Phys. J. C **21**, 225-259 (2001).
- [199] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 2515 (2001). A. Abashian *et al.*, (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 2509 (2001).
- [200] A. Ceccuci, “*NA62: New Opportunities in Rare Kaon Decays*”, préparé pour les proceedings de la conférence internationale XLIV^{èmes} rencontres de Moriond sur la physique électrofaible (“*Moriond EW 09*”) et C. Smith “*NA 62 physics perspectives*”, préparé pour la conférence internationale XLV^{èmes} rencontres de Moriond sur la physique électrofaible (“*Moriond EW 2010*”). H. Nanjo, “*J-PARC E14 K⁰TO experiment for $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$* ”, PoS(KAON09)047. Et également le lien: j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p14-Yamanaka.pdf.
- [201] J. Ocariz (pour le groupe CKMfitter), “*Status of the CKM matrix as of Summer 2009 and sensitivity to New Physics*”, PoS(EPS-HEP 2009)159, pour la conférence HEP EPS 09, à Cracovie (Pologne), présnetation disponible en ligne sur la page des présentations du groupe CKMfitter: www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_talks.html. A Bevan, “*Flavour Physics at B-factories and other machines*”, PoS(EPS-HEP 2009)023.
- [202] A. Lenz and U. Nierste, JHEP 0706:072 (2007). et A. Lenz, arXiv:0802.0977v1 [hep-ph].
- [203] H. Lacker et A. Menzel (pour le groupe CKMfitter), “*Simultaneous Extraction of the Fermi constant and PMNS matrix elements in the presence of a fourth generation*”, arXiv:1003.4532 [hep-ph], mars 2010. B.Holdom, W.S.Hou, T.Hurth, M.L.Mangano, S.Sultansoy et G. Unel, “*Four Statements about the Fourth Generation*”, PMC Phys. A **3**, 4 (2009) et arXiv:0904.4698v2 [hep-ph].
- [204] G. Brooijmans, “*New physics searches*”, Cours présentés aux “*65th Scottish Universities Summer School in Physics (SUSSP65)*”, St. Andrews (Ecosse), août 2009. Et également G. Brooijmans *et al.*, “*New Physics at the LHC: A Les Houches Report. Physics at Tev Colliders 2007*

- *New Physics Working Group*”, février 2008. Publié idans “Les Houches 2007, Physics at TeV colliders” 363-489 e-Print: arXiv:0802.3715 [hep-ph].
- [205] Olivier Schneider “*Indirect New Physics searches with B decays at the LHC*”, présentation au symposium Hadron Collider Physics (HCP 2009), à Evian (France), en novembre 2009.
 - [206] S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285(1970).
 - [207] M.K. Gaillard et B.W. Lee, Phys. Rev. D **10**, 897 (1974); T. Cheng et L. Li, “*Gauge theory of elementary particle physics*”, Oxford Science Pubs. (1984).
 - [208] V. Barger, T. Han, D. Nanopoulos, R. Philips, Phys. Lett. B **194**, 312 (1987); H. Harari et Y. Nir, Phys. Lett. B **195**, 586 (1987); G. Alterelli et P. Franzini, Z. Phys. C **37**, 271 (1988).
 - [209] M. Ciuchini *et al.*, Phys. Lett. B **655**, 162 (2007) [arXiv:hep-ph/0703204v3]; Y. Nir, JHEP **0705**, 102 (2007) [arXiv:hep-ph/0703235v2]; A. Kagan et M. Sokoloff, Phys. Rev. D **80**, 076008 (2009).
 - [210] E. Lunghi et A. Soni, plb666 162 (2008); A.J. Buras et D. Guadagnoli, Phys. Rev. D **78**, 033005 (2008). Et également A. Buras, D. Guadagnoli et G. Isidori, arXiv:1002.3612v1 [hep-ph] (2010).
 - [211] J-T. Wei *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 171801 (2009). B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 031102 (2009). S. Malde pour les collaborations CDF et D0, “*Recent Heavy Flavour Results from TeVatron*”, présentation à la conférence internationale $XLV^{\text{èmes}}$ rencontres de Moriond sur la physique électrofaible (“*Moriond EW 2010*”).
 - [212] Heiko Lacker, pour la collaboration BABAR présentation sur le sujet : “*Direct CP asymmetries in B to K π , Forward Backward asymmetry in B K* ℓ , and D-Mixing*”, au “*Second Workshop on Beyond 3 Generation Standard Model New Fermions at the Crossroads of Tevatron and LHC*”, Janvier 2010, Taipei (Taïwan).
 - [213] M. Gronau, D. Pirjol, J. Zupan, soumis à Phys. Rev. D, arXiv:1001.0702v2 [hep-ph] (2010).
 - [214] M. Bona *et al.* (UTfit Collaboration), “*First Evidence of New Physics in $b \leftrightarrow s$ Transitions*”, arXiv:0803.0659 [hep-ph] (2008). Et J. Charles (pour le groupe CKMfitter), “*Status of the CKM Matrix and a simple New Physics scenario*”, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **185**, 17-21 (2008).
 - [215] S. Stone, “Status of the LHCb Upgrade”, Interplay of Collider and Flavour Physics, 3rd general meeting CERN, Genève (Suisse), Décembre 2009.
 - [216] J.M. Campbell, J.W. Huston et W.J. Stirling, “*Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*”, Rept. Prog. Phys. **70**, 89 (2007).
 - [217] M. Dorigo (pour les collaborations CDF et D0), “*Measurements of the Masses, Lifetimes and Decay Modes of Hadrons at Tevatron*”, à la conférence Rencontres de “Moriond QCD and High Energy Interactions”, La Thuile (Italie), 13-20 mars, 2010.
 - [218] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 011105(R) (2008) et Phys. Rev. D **80**, 071103(R) (2009).
 - [219] M. Krepes, “*Tevatron Experimental Issues at High Luminosities*”, présenté à Beauty 2009, 12th International Conference on B-Physics at Hadron Machines, Sept. 7-11th, Heidelberg(Allemagne), 2009.
 - [220] O. Schneider, “*The LHCb experiment and its expected physics performance*”, présentation à EuroFlavour 07, Université Paris-Sud XI, Orsay (France), novembre 2007.

Annexe A

Description du système de gaz de la DCH de *BABAR*

Cette annexe reproduit le document interne de *BABAR* qui décrit tous les composants du système de gaz de la DCH. la figure après ce document présente la version définitive du schéma des composants de ce système de gaz, tel qu'il était lors de la majorité de la prise des données.

The BaBar Drift Chamber Gas System

B. Aubert, M. Berthet, D.Boutigny, B. Camberlin, N.Charvin, I.De Bonis, J.M.Dubois,
J.M. Gaillard, A.Jeremie, Y.Karyotakis, R. Lafaye, J.P.Lees, J.Y. Nief, J.Orrit,
P.Letournel, P.Petitpas, V.Tisserand
LAPP Annecy - IN2P3 / CNRS

K. Abe, C. Hearty
University of British Columbia, Vancouver

P. Bloom
McGill University, Montreal

1. Introduction

The BaBar detector is composed of several subsystems. This document specifically describes the gas system for the BaBar Drift Chamber (DCH). It has been established in compliance with the SLAC-Preliminary Safety Assessment Document-BaBar SLAC-I-023-30000-000 (March 1996); the BaBar Hazard Classification is rated LOW.

The drift chamber represents a volume of 5m³ filled with a gas mixture of 80% He and 20% C₄H₁₀. Gas will flow at approximately 15 l/min, giving one volume change every 5 to 8 hours. The system is able to run in semi-closed mode, with 10–15% of the gas vented, or in a completely open mode, where all gas goes to vent. The characteristics of the gas (pressure, composition, purity and temperature) are crucial to the DCH operation and will be controlled carefully.

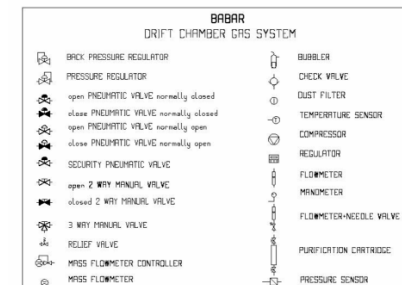
The BaBar Drift Chamber gas system is constructed with the following objectives in mind:

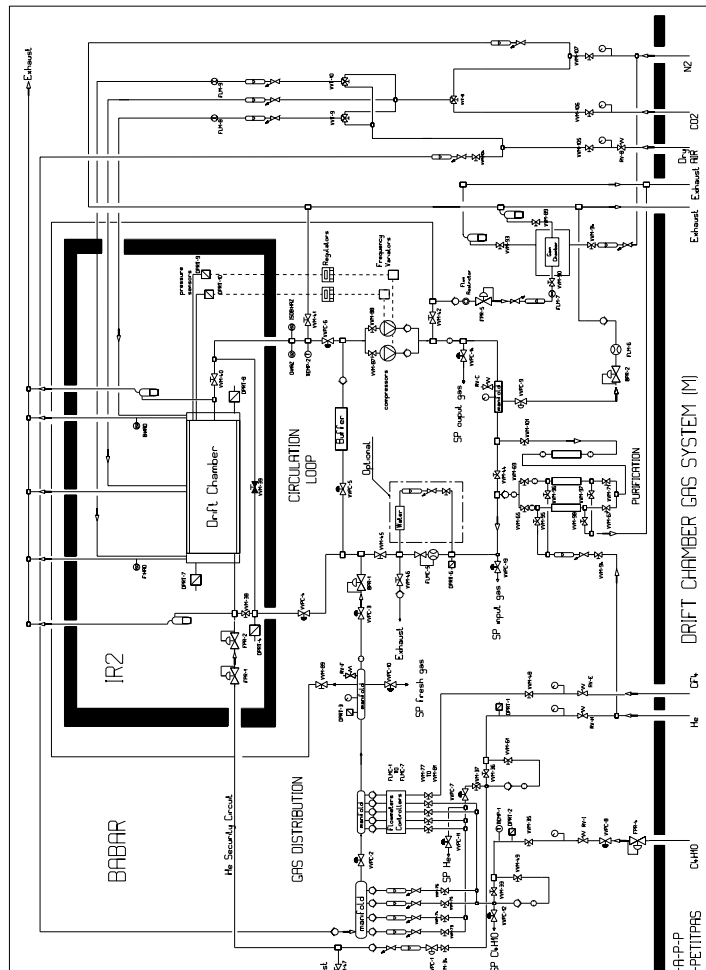
- Safety and long term reliability, including hardware safety control;
- Preparing the gas mixtures;
- Setting up the flows and pressures in the chamber;
- Gas recirculation and purification;
- Monitoring the different parameters delivered by the sensors.

The gas system is divided into few subsystems: distribution, circulation, analysis, monitoring, purification and safety control, over three locations: the gas pad, the gas hut (building 636) and racks B620D–9 and B620D–10 ("rack 10") on top the detector. Figure B1 is schematic of the complete system.

This document describes all the components and their functionality. More details are available on the web at <http://www.lapp.in2p3.fr/babar/dch/gas/gas.html>.

Figure 1. The drift chamber gas system (below and following page). Analysis sample points are labeled by "SP". Items in the box labeled "IR2" are located in racks 9 or 10 (B620D-10) except for the chamber itself; all other items are in the gas hut.





2. General Description

2.1 The gas supply

SLAC is responsible for the gas supply contract with local vendors, and for the pipes from bottles to the gas shack and from the shack to IR2. Specifications for the shack and its safety system are described elsewhere.

2.2 The Gas Distribution

Design considerations for this function are:

- Precise gas mixture 80% He and 20% C₄H₁₀ for data taking.
- Neutral gas input for shut downs, and chamber bulkheads.
- Water vapor input, for anti-aging properties (optional).
- Higher flow for purging.
- Possibility for a 3rd gas component.
- Manual or EPICS operation.

The fresh gas coming from the gas source is filtered and can be controlled for oxygen and humidity before mixture. All fresh gas pipes after the flowmeters converge on two static mixers from where the gas can flow to the chamber. A back pressure regulator ensures enough pressure (~300 mbar) in the gas input line for the analysis system. The gas input lines can be opened or closed by pneumatic valves. All pneumatic valves are equipped with a status sensor read out by the slow control computer.

2.3 Gas mixing station

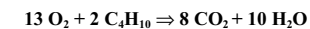
The system maintains the correct gas mixture, independently of temperature or atmospheric pressure, during data taking. It provides the possibility for a 3rd gas component, such as CF₄ or CO₂.

The gas mixture and flow control is obtained using mass flowmeters and rotameters. Depending on the running conditions a different set is used. The list of available flows is at the end of this document.

2.4 Purification system

As the presence of oxygen in the gas affects the drift chamber performance, we have installed an oxygen purification system.

The purification is based on the following catalysis reaction on Palladium:



The reaction is activated by heating the Palladium at 180° C. The produced water is absorbed in an alumino-silicate molecular sieve. The system is installed in a separate rack (B636-07) and is composed of the following elements:

- The Palladium cartridge is wrapped inside a thermal insulation jacket and is heated with a resistor during normal system operation.

- Two molecular sieve insulated cartridges. One cartridge is used during normal operation and is not heated. The second cartridge can be regenerated in 24 Hours by increasing its temperature up to 250° C while flushing Helium at 2 lt/mn. This flushing is performed through a dedicated circuit going to the exhaust.
- Filters have been installed before and after the cartridges in order to avoid any aluminosilicate dust, migrating in the gas system.
- The insulation ensures that there is no high temperature hazard. The only part that is hot is located at the very bottom of the Palladium cartridge and cannot be touched by mistake.
- The regeneration of the molecular sieve is performed manually. An increase of the water content of the gas after the purification system is the indication that the sieve is saturated and should be regenerated.

2.5 Helium security line

The "Security line" is a separate He line that runs from the distribution rack to the chamber input manifold. When the chamber pressure drops below a threshold (~2.5 mbar) the line is opened and He flows until the pressure is above threshold. A rotometer sets the maximum flow rate to 4 lt/min, and a vent valve allows the line to be tested.

2.6 The chamber envelopes and the outer cylinder

The forward (~200 l) and backward (~1000 l) envelopes are flushed by CO₂ or Nitrogen. The gas in the rear bulkhead can be switched (via lockable valve) to dry air to allow work in this region. The gas in the forward bulkhead can independently be switched to air, but, as the suffocation risk does not exist in this region and to avoid any possible confusion, the valve is not lockable.

Operation during the 1999 cosmic run has shown that the relative pressure in the bulkheads stay well below the one in the chamber.

The outer cylinder is flushed with CO₂ or N₂ only.

Table 1 : Neutral gas flow in the envelopes

Region	Nitrogen flow	CO ₂ flow
Rear Bulkhead	0 – 40 NI / mn	0 – 33 NI / mn
Front Bulkhead	0 – 11 NI / mn	0 – 9.6 NI / mn
Outer Cylinder	0 – 6.4 NI / mn	0 – 5 NI / mn

2.7 The exhaust lines

There is no gas released in the shack or IR2 area under any condition; all vented gas goes to a special exhaust line which is permanently ventilated with Nitrogen in order to avoid air and isobutane mixture in a closed volume. The flow is set by rotameter (0 to 950 lt/h).

2.8 Adding water

We can add water vapor to the input gas if needed for chamber anti-aging properties. A quantity of gas controlled by a rotameter passes through a Plexiglas tank containing water at room temperature and is re-injected in the line, between two points with different pressures. This system is not installed at the moment.

2.9 Pipes and fittings

All pipes are made from stainless steel. Within the racks in the gas hut, 3/8" lines are used. The long runs from the gas hut to rack 10 are 1.5", with the exception of the security line, which is 3/4". The runs from rack 10 to the detector range in diameter from 3/4" to 1.5".

2.10 Layout

The distribution system occupies three racks. The first one (B636–06) is dedicated to the chamber gas, containing mass flowmeters, rotameters, pressure indicators and valves. The second rack (B636–04) contains all neutral gases and instrumentation. The third rack (B636–07) is dedicated to the purification system. Additional racks are used for the gas analysis system (B636–05) and the electrical system (B636–02).

3. The pressure loop and circulation

Running in semi closed mode, the gas needs to circulate between the input and output manifold of the chamber. The circulation is performed using a compressor installed at the output at the forward end plate. We have chosen an explosion proof compressor with capacity of 1 m³/hr produced by KNF, Germany. A second, spare compressor is installed in the system.

The chamber is run at 4 mbar above atmospheric pressure. A differential pressure transmitter measuring the pressure on the forward end plate, is connected to a regulator, which compares the measured pressure with the desired set point, and sends a signal to a frequency variator which acts on the compressor speed. Such a system has been running at CERN for many experiments. It has been tested on our system and the relative chamber pressure can be stabilized within ±0.02 mbar. This system is also duplicated. The pressure drop between the gas hut and detector is 1.6 mbar at a flow of 1 m³/hr [3].

The recirculated flow is controlled by a mass flowmeter. When the compressor runs, the pressure increases to 300 mbar in the loop between the compressor and the flowmeter. Using a back pressure regulator, we keep the pressure constant in the circulation loop, and at the same time we let some quantity of the gas, equal to the fresh gas supply (minus the leaks), to vent. This quantity is also measured.

Purification takes place on this high pressure line. Two sampling points, one checking the compressor output gas, and a second after purification are installed.

Two-way bubblers are installed on the input and output lines to allow gas to escape, via a dedicated 1.5" pipe, if the line pressure is greater than 15 mbar. The maximum safe chamber pressure is 30 mbar.

4. Gas monitoring and sampling

The performance of the drift chamber depends on the gas quality. We distinguish two types of measurements:

- Gas quality, temperature and pressure.
- Gain monitoring.

4.1 The gas quality measurements

The quality of the gas can be measured at five different locations ("sampling points") in the gas system: fresh input gas; circulating gas before and after purification; helium line; and isobutane line. Only the first three are used during normal running mode. To test the gas, the sample point is connected to a series of dedicated instruments measuring the isobutane concentration, humidity and oxygen presence. In addition, a small tank can be filled with a gas sample for an offline chromatograph or mass-spectrometer analysis. The analysis system is located in rack B636-05.

The analysis system is used to generate EPICS warnings and alarms and, during running mode, hardware alarms.

4.1.1 Mixture analysis

An infrared analyzer is used to determine the percentage of isobutane; the rest is assumed to be helium. If we run with three gases a second analyzer will be necessary.

We use an NGA2000 from Rosemount Analytical to control an analysis module, which has a resolution of less than 1% of full scale (full scale = 30%, but can be recalibrated). The system is calibrated with a reference gas ("SPAN gas") and N₂ for zeroing. The calibration operation should be repeated once per week.

4.1.2 Oxygen analyzer

We use a Teledyne model 3000TA oxygen analyzer, which has 6 scales from 0–1 ppm to 0–100,000 ppm, with a precision of $\pm 2\%$ for the 0–10 ppm scale. Our aim is to run the chamber with less than 50 ppm of O₂.

4.1.3 Humidity analyzer

We use a capacitive sensor from Xentaur, which is able to measure the dew point from -100° (fraction of ppm) to room temperature (percents).

4.2 Gain Measurements

A small test chamber is located on top of the rack B636-06 in order to monitor continuously the gain of the gas. It is possible to test either the fresh gas from the mixer or the gas from the circulation loop after the compressor.

The gain is characterized by the peak location in the ⁵⁵Fe spectrum observed in two cells. Changes in gain not explained by temperature and pressure variations are indication for bad quality data.

The gain chamber is inside a tight double Faraday cage flushed to the exhaust with neutral gas (N₂ or CO₂). This insures protection against electronic noise while avoiding any risk of isobutane accumulation in the cage.

The high voltage (1960 Volts and 900 Volts) is provided by a VME power supply located in the electric rack (B636-02).

The data acquisition is done with a dedicated PC reading a CAMAC crate. The analyzed spectra are sent to EPICS control system on a regular basis.

The monitoring chamber will be also part of the certification procedure for new isobutane bottles. In order to protect the monitoring chamber, the high voltage will not be turned on if the gas analyzers are not giving satisfactory indications of the gas quality.

5. Operation modes

There are three major running modes:

- REST
- RUNNING
- VME control

The selected mode is indicated by an LED on the front panel of the electronics rack or by an EPICS panel.

5.1 The REST mode

This mode is designed to keep the chamber in a safe situation regardless of atmospheric pressure variations. No fresh gas is supplied from the main circuit, the gas is not recirculated, and the chamber is connected to the He safety line to prevent under pressure. All the pneumatic valves are in their default position: VVPC_1 and VVPC_9 open; VVPC_2 to VVPC_8 closed, and the compressors off. This mode can be chosen at any time either from EPICS control panel or from a manual switch on the front of the electrical rack.

5.1.1 ALARM mode

The system switches to SAFE mode in case of an alarm or power failure, and a latched alarm signal is generated. The system requires the alarm to be acknowledged by pressing the REST mode button in EPICS or on the electronics front panel. "Safe" mode differs from "Rest" mode in the settings of manual valves.

5.2 Running mode

During data taking we use the RUNNING mode. Fresh gas is supplied (~2 lt/min) and recirculated (15 lt/min). The same quantity of gas as the fresh one is vented in order to renew the gas mixture. The system is designed to renew completely a chamber volume every 40 to 60 hours. This mode can be chosen after following specific procedures either from EPICS control panel or from a manual switch on the front of the electrical rack.

5.3 VME mode

This mode is reserved only for experts. Using the EPICS control panels the expert user can open or close any pneumatic valve (if allowed by the interlock system), start the compressor or choose specific sampling points. However, in order to facilitate the system operation, a few standard situations are programmed.

- Purging with He: High He flow (> 30 l/min) in order to establish a He atmosphere in the chamber after having expose it to air or isobutane. This operation lasts until the oxygen concentration is below 0.25 % and the isobutane content is below 1%.
- Mixture stabilization: The chamber is purged with a He isobutane mixture (~10 lt/min) in order to get the desired isobutane concentration. At the same time the purifiers are saturated. The gas is vented, not recirculated, and 1 to 2 days are necessary to achieve the right gas mixture.
- Purging racks and lines: Used to purge all pumping in the gas hut and rack 10.
- Open running: The gas circulation is stopped and the fresh gas escapes through the output bubbler. This operation is foreseen only as a test mode.

Checklists and procedure for each mode and the transitions between modes are given on the DCh safety web page.

6. Gas System Safety

The isobutane flammability range in air is 1.8-8.4%, so although the nominal 80% Helium and 20% Isobutane mixture is above the flammable limit under normal operations, it will form a flammable mixture if diluted in air [1].

The level of risk inside the gas racks in the gas shack, is classified between 0 and 2. Given the total gas volume present in the system we find a risk of 1 on a scale from 0 to 3 with increasing hazard classification. Risk 1 is defined as "risk of SMALL local flash fire or explosion" [2]. All instrumentation inside the gas racks is compatible with this risk.

The first and most important component of the safety system is the prevention of leaks:

- Pipes are from stainless steel welded and pressure tested by a certified technician. Swagelock or Conflat/Varian connectors are used when welding is not practical.
- bubblers and relief valves ensure that the chamber is not subjected to pressures greater than 15 mbar and that pressures elsewhere are below the tested limit. Relief valves vent to an exhaust line. The properties of the relief valves are summarized in Table 7.1.
- The leakrate through the endplates is 0.08 l/min; the leaks are contained by a secondary bulkhead. There are no measurable leaks through outer cylinder. A mylar wrap (open at the front end, where gas cannot accumulate) forms a secondary seal.
- We use explosion proof pneumatic valves. Status sensors are also explosion proof.
- Intrinsic security sensors are installed. They are allowed to run in an explosive atmosphere.
- The compressors are also explosion proof.

The second aspect of the safety system is to prevent explosive mixtures if there is a leak:

- The gas hut has ventilation and restrictors on the isobutane flow so that a flammable mixture cannot be formed in the hut.
- N₂ is flushed through the bulkheads and outer cylinder volume to displace O₂ and to dilute any gas leaks below the flammable limit.
- Nitrogen flows through the exhaust line.
- An oxygen sensor inhibits the isobutane flow.

Ignition sources are also restricted:

- Small amount of electrical material, compatible with zone 1 risk, are used. The electrical rack is separated by more than 1.5m from the gas equipment.
- High voltage and electronics power supplies are disabled by gas alarms.

Finally, sensors monitor the include pressures, temperatures and flows of the gas system. These are interlocked via hardware to the safety system and via EPICS to the slow control system. There are also two HAD sensors in rack B620D-10; two to monitor the isobutane content of the bulkhead CO₂, and one to monitor the chamber return gas. The return gas is also analyzed for oxygen content using a dedicated O₂ sensor. The alarms and responses generated by the safety system are discussed in greater detail in on the DCh safety web page.

Table 2 : Summary of relief valve properties. In addition, bubblers on the inlet and output lines ensure that the chamber pressure remains below 30 mbar for flow rates up to 8 times the maximum purge rate.

Name	Location	Nominal Line Pressure (bar)	Release Pressure (bar)
RV-I	Isobutane Line	1.5	2.4
RV-H	Helium Line	1.7	2.4
RV-E	3rd Gas Line	1.5	2.4
RV-F	Fresh Gas	0.2	1.7
RV-C	Circulation Loop	0.4	1.6
RV-A	Air Input	1.5	2.5

7. Programmable Automate (Nano-automate TSX07)

Three Schneider TSX07 process controllers ("nanoautomates") are used to control the gas system and handle alarms. This is a commercial device that is commonly used for automatic systems and is widely used at CERN as safety controllers for gas systems.

The nanoautomates are programmed in a graphical version of PL7. Two programs are used (there are two "masters" and one "slave") but all three communicate, giving a system with a total of 42 inputs and 30 outputs. The programming will be modified only by a qualified expert after the new version of the code has been certified in a test stand. The nanoautomate includes password protection to stop unauthorized modifications.

The controller repeatedly loops over the same algorithm, with a maximum cycle time of 150 ms. The program in RAM is protected against power failure by a 30-day battery and is compared against an EEPROM version to check for corruption. After a power failure, the TSX07 restart automatically and put the system in "safe" mode. (If the entire gas system power has gone off, the system will already have defaulted to safe mode).

The nanoautomate is discussed in greater detail on the safety web page, including a complete list of inputs, outputs and alarm modes.

8. Slow control

The slow control system is completely integrated in the global BaBar one. All instruments and valves are monitored via a VME crate and a CPU running VXWORKS and a SUN station running EPICS. An ACROMAG 9210 ADC (12 bit, 8 channels) is used to read in analog signals, which are all 0-10 V. The electro-valves are controlled by a 24V signal driven by a digital-output optically-isolated output register XYCOM 220). The valve position sensors are monitored by a Xycom 212 digital input module.

Data from the gain chamber will be digitized using a DAQ card in a PC. The method of transferring this information to EPICS is being studied.

9. Installation

The gas system occupies three areas:

- The gas supply area, outside the gas shack (building 636), where the gas supply and spare bottles are stored.
- The main gas racks located in building 636, which include distribution, monitoring, and electronics. Two of the main gas racks contain the distribution and return lines, and the gas analysis system. One rack contains the neutral gases, and the last one contains the VME crate and electrical equipment.
- Two racks on top of the detector (B620D-9 and B620D-10), for equipment installed on the input and output manifolds, which includes bulers, valves, pressure sensors, and HAD sensors.

10. Material list

10.1 Mass flowmeters

Type	Gas	Flow (Nlt/min)	To DoPurpose	Input	Output
HI-TEC F201AC	He	10	Open Syst	0-10V	0-10V
HI-TEC F201C	C4H10	2	Open Syst	0-10V	0-10V
HI-TEC F-200C	He	2	Semi closed	0-10V	0-10V
HI-TEC F-200C	C4H10	0.5	Semi closed	0-10V	0-10V
HI-TEC F-200C	CF4		Anti-aging	0-10V	0-10V
HI-TEC F-200C	Mixture	20	Control Circ	0-10V	0-10V
HI-TEC F-200C	Mixture	3	Control Output	0-10V	0-10V

10.2 Rotameters

Type	Gas	Purpose	Flow (Nlt/min)
Brooks SHORATE 1355E	He	Purging	80
Brooks SHORATE 1355E	N ₂ (CO ₂)	Purge Rear Bulkhead	40 (33)
Brooks SHORATE 1355E	N ₂ (CO ₂)	Purge Front Bulkhead	11 (9.6)
Brooks SHORATE 1355E	N ₂ (CO ₂)	Purge Outer Cylinder	6.4 (5)
Brooks SHORATE 1355E	He	Running	10
Brooks SHORATE 1355E	C4H10	Running	3
Brooks SHORATE 1355E	C4H10	Mixture stabilization	10
Brooks SHORATE 1355E	He	Security	10
Brooks SHORATE 1355E	N2	Exhaust flushing	16
Brooks SHORATE 1355E	Air	Flushing	21
Brooks SHORATE 1355E	He	Molecular Sieve Regen-eration	2

5% precision is required for these rotameters.

10.3 Compressor

Type	Maximum flow
Power Supply	Nb

KNF 143 ANE 30nl/min
110V/60Hz 2

Only one compressor is used under normal circumstances—the second is a spare. The compressors are explosion proof and can be coupled.

10.4 Pressure Transducers

Type	Purpose	Range(mbar) Resolution	/ Signal	Alarms
ROSEMOUNT 11516P3	DCH pressure and regulation	-5 to 10/0.5%	4-20mA	Min / Max
KELLER PR23	Fresh gas P	0-1200mb / 0.5%	—	Min
KELLER PR41	Inlet gas P	0-20mb / 0.5%	—	Min / Max
KELLER PR41	Front Bulkhead	0-20mb / 0.5%	—	Min / Max
KELLER PR41	Rear bulkhead	0-20mb / 0.5%	—	Min / Max
KELLER PR23	Circulation Loop	0-1200mb / 0.5%	—	Min
KELLER PR23	He pressure	0-2500mb / 0.5%	—	Min
KELLER PR23	isobutane pressure	0-2500mb / 0.5%	—	Min
KELLER PR23	Analysis Loop	0-1200mb / 0.5%	—	Min
KELLER PB	Atmospheric	900-1100		

All pressure transducer values are displayed on West 8010 channel display modules, which also produces a 0-10V output that is read into EPICS by a VME ADC.

10.5 Relief Valves

Type	Location	Nb
Nupro ss4pa4	He line, Fresh gas, Air input	3
Nupro ss4ca13	Isobutane line, 3rd component line, circulation loop	3

10.6 Gas Analysis

Instrument	Function	Output	Sensitivity
Teledyne 3000T	Oxygen Analyzer	4-20mA	0.5%FS
Xentaur	Humidity Analyzer	4-20 mA	
NGA 2000 Rosemount	Gas composition	0-10V	1% FS

10.7 Pipes

Stainless steel.

10.8 Valves

Valve	Type	Nb
Pneumatic	WHITEY SS43S4-PPW/S-EEXDIICT6	14
Manual	WHITEY SS43S4	86

All valves are intrinsically safe and are connected with SWAGELOCK fittings. All pneumatic valves are equipped with status sensors.

10.9 Pressure regulator

Type	Front pressure	Back pressure	Nb
TESCOM 44-2300	2-10mbar	200-1000 mbar	2
DUNGS FRS 505	500mbar	2-10mbars	1

10.10 Racks

Type	Dimensions(mm) HxLxW	Nb
EURORACK UNIVERSAL 21117-089	2020x600x900	4

There are 3 racks dedicated to the gas instrumentation, and a fourth one is dedicated to the electricity and readout electronics. The electronics rack contains the following items:

- VME crate
- Low voltage supplies
- Pneumatic valve control module
- Interface cards between gas instruments and readout electronics
- Electrical security equipment
- Mass flowmeter electronics
- Pressure displays
- Regulator and frequency variator
- The nano automates.

11. Contact Person

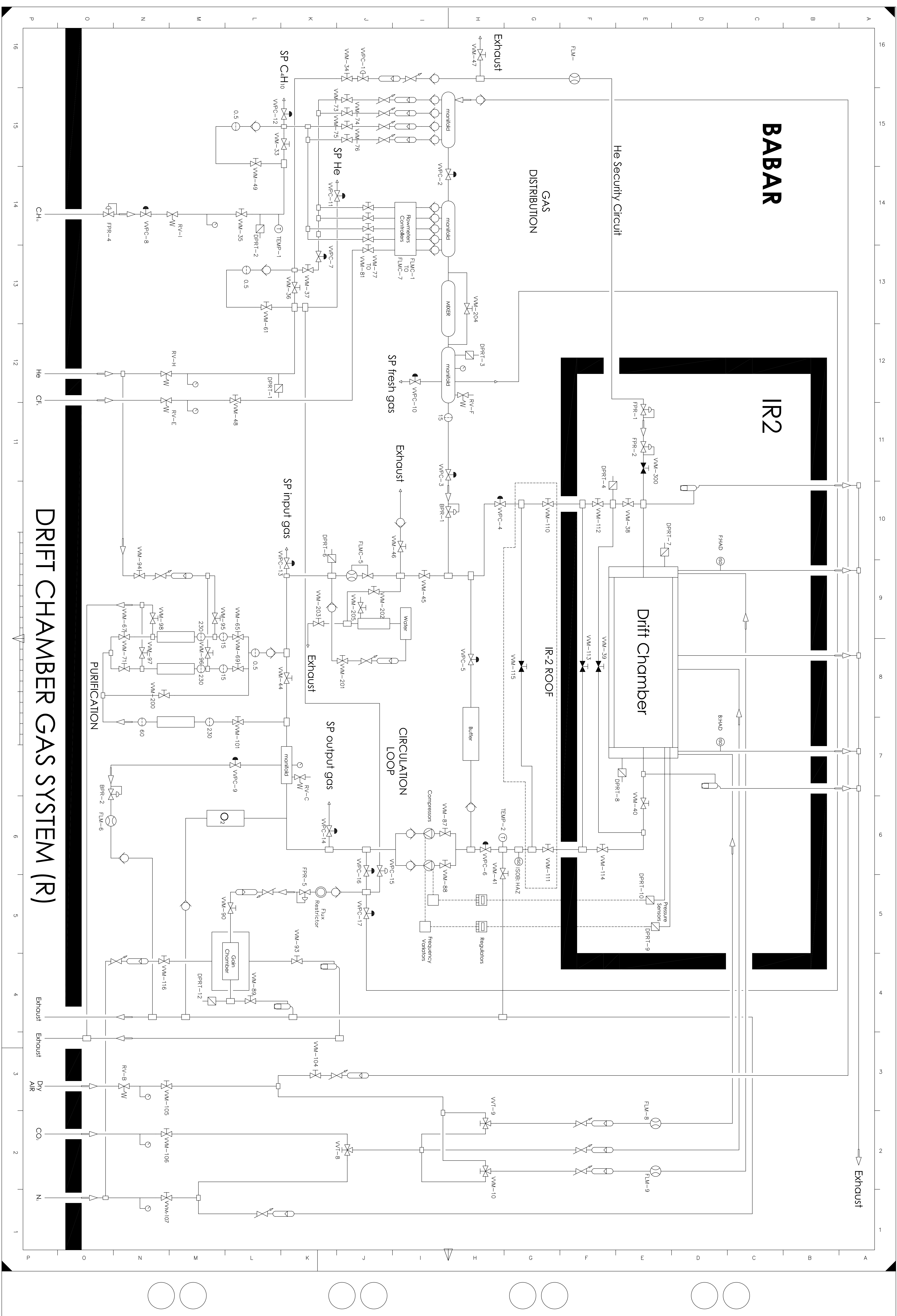
Additional information is available from
<http://wwwlapp.in2p3.fr/babar/dch/gas/gas.html> or from Yannis Karyotakis, PI of the
LAPP BaBar group, karyotakis@lapp.in2p3.fr.

12. Acknowledgments

We would like to thank M. Bosteels, D. Peach, C. Nuttall, G. Fetchenauer, and Ch. Schäfer from L3 and CERN who taught us a lot on gas systems, spent many hours with us showing different systems, and discussed with us the best solution for BaBar. We would also like to thank the people involved in the CLEO III detector gas system, especially B. Heltsley and Prof. M. Perl.

13. References

- [1] Executive Summary Fire Hazards Analysis for the BaBar Detector Project, November 1996.
- [2] CERN Flammable Gas Safety code, November 1996, G Rev.
- [3] Adam Boyarski, BaBar Note no TNDC 98-78



Annexe B

Publications sur les désintégrations en modes charmonium du B

Cette annexe reproduit les 3 publications les plus importantes que j'ai décrit dans le chapitre 3. Il s'agit des études sur la production des modes de désintégrations des mésons B en charmonium inclusif [44] (avec la production de J/ψ non-issus de mésons B), exclusif [3] et la première publication de *BABAR*, où le premier phénomène de violation de CP a été observé dans le système des mésons B , c'est à dire lors de la première mesure de $\sin(2\beta)$ vraiment significative lors du début de l'été 2001 [27].

De manière à limiter la taille de ce document, surtout dans sa version papier, le lecteur est invité à consulter les documents sur les serveurs internet aux liens suivants ("liens cliquables dans le document PDF") :

- *Study of Inclusive Production of Charmonium Mesons in B Decays*, B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 032002 (2003):

arXiv:hep-ex/0207097v3: <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0207097>

Phys. Rev. D: <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v67/i3/e032002>

- *Measurement of J/ψ production in continuum e^+e^- annihilations near the $\Upsilon(4S)$ with the *BABAR* detector.*, Vincent Tisserand, on behalf of the *BABAR* Collaboration PrHEP hep2001, 183 (2001), prepared for International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001), Budapest, Hungary, 12-18 Jul 2001 :

<http://cdsweb.cern.ch/record/855696/files/hep2001-183.pdf>

- *Measurement of branching fractions for exclusive B decays to charmonium final states*, B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration), Phys. Rev. D **65**, 032001 (2002):

arXiv:hep-ex/0107025v1: <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0107025>

Phys. Rev. D: <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v65/i3/e032001>

- *Observation of CP violation in the B^0 meson system*, B. Aubert *et al.* (*BABAR* Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001):

arXiv:hep-ex/0107013v1: <http://arxiv.org/abs/hepex/0107013>

Phys. Rev. Lett.: <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v87/i9/e091801>

Annexe C

Publications sur les désintégrations des B faisant intervenir des mésons charmés

Dans cette annexe je reproduit les divers papiers que j'ai écrit comme auteur principale ou comme contributeur direct et décrits au chapitre 5. Il y a le papier de revue sur les branchement des modes de $\bar{B}^0$ supprimés de couleur publié en 2004 [4] et sa mise à jour pour la thèse de Xavier Prudent et la conférence ICHEP 2008, à Philadelphie (Etats-Unis) [5]. Je donne également les 2 publications réalisées pour mesurer l'angle β avec ces mêmes désintégrations de $\bar{B}^0$ supprimées de couleur, dans le cas de l'étude de la désintégration Dalitz $\tilde{D} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ [7] et dans le cas des modes de $\tilde{D}$, états propres de CP [6]. Je donne également la copie du preprint sur la revue sur la mesure de l'angle γ aux usines à B , que j'ai écrit à l'issue de ma présentation à la conférence FPCP 2007, pour les collaborations BABAR et Belle, à Bled (Slovénie) [98]. Je présente aussi les articles des études des méthodes ADS et GLW pour les modes B^+ en $\tilde{D} K^{*-}$ [8] et le document interne préparé pour la conférence EPS HEP 2009, à Cracovie (Pologne) [9], sur la méthode ADS appliquée aux modes B^+ en $\tilde{D}^{(*)} K^-$, tout en rappelant que la version finale de ces résultats est en cours de revue finale dans BABAR, pour une soumission très prochaine à Phys. Rev. D.

De manière à limiter la taille de ce document, surtout dans sa version papier, le lecteur est invité à consulter les documents sur les serveurs internet aux liens suivants ("liens cliquables dans le document PDF") :

- *Charmed-B decays at BABAR*, Vincent Tisserand, for the BABAR collaboration, Eur Phys J C **33**, s01, s229 (2004), prepared for the International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2003), Aachen, Germany, 17-23 Jul 2003:

<http://www.springerlink.com/content/hn0buqk13nablyjn/fulltext.pdf>

- *Measurement of Branching Fractions of Color-Suppressed Decays of the $\bar{B}^0$ Meson to $D^{(*)0} \pi^0$, $D^{(*)0} \eta$, $D^{(*)0} \omega$, and $D^0 \eta'$* , B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **69**, 032004 (2004):

arXiv:hep-ex/0310028v1: <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0310028>

Phys. Rev. D: <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v69/i3/e032004>

- *Measurement of the color-suppressed decays $\bar{B}^0$ to $D^{(*)0} \pi^0 / \omega / \eta / \eta'$ branching fractions*, B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), To appear in the Proceedings for International Conference on High Energy Physics, Philadelphia, 2008 (ICHEP 2008):

arXiv:0808.0697v1 [hep-ex]: <http://arxiv.org/abs/0808.0697>

- *Measurement of the Time-Dependent CP Asymmetry in $\bar{B}^0$ to $D_{CP}^{(*)0} h^0$ Decays*, B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 081801 (2007):

- arXiv:hep-ex/0703019v2: <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0703019>
 Phys. Rev. Lett.: <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v99/i8/e081801>
- *Measurement of $\cos(2\beta)$ in $\bar{B}^0$ to $D^{(*)}h^0$ Decays with a Time-Dependent Dalitz Plot Analysis of $D \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$* , B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 081801 (2007):
 arXiv:0708.1544v1 [hep-ex]: <http://arxiv.org/abs/0708.1544>
 Phys. Rev. Lett.: <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v99/i23/e231802>
 - *Measurement of the CKM-angle γ at BABAR*, Vincent Tisserand for the (BABAR Collaboration), Pos(HEP 2005) 251, Prepared for International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2005), Lisbon, Portugal, 21-27 Jul 2005:
http://pos.sissa.it/archive/conferences/021/251/HEP2005_251.pdf
 - *Measurements of the CKM angle ϕ_3/γ* , Vincent Tisserand for the (BABAR and Belle Collaborations), ECONFC070512:009, 2007, prepared for the proceedings of the 5th Flavor Physics and CP Violation Conference (FPCP 2007), Bled, Slovenia, 12-16 May 2007:
 arXiv:0706.2786v1 [hep-ex] <http://arxiv.org/abs/0706.2786>
 - *Measurement of CP violation observables and parameters for the decays $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$* , B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 092001 (2009):
 arXiv:0909.3981v1 [hep-ex]: <http://arxiv.org/abs/0909.3981>
 Phys. Rev. D: <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v80/i9/e092001>

Search for $b \rightarrow u$ Transitions in $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ and $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} K^-$

The BABAR Collaboration

September 3, 2009

Abstract

We report an updated study of the suppressed decays $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ and $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} K^-$, where $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$ or $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \gamma$, and $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. These decays are sensitive to the CKM angle γ due to interference between the $b \rightarrow c$ transition $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^-$ followed by the doubly Cabibbo-suppressed decay $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, and the $b \rightarrow u$ transition $B^- \rightarrow \bar{D}^{(*)0} K^-$ followed by the Cabibbo-favored decay $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, which are of the same order and have a relative weak phase of γ . We also report an analysis of the doubly Cabibbo-suppressed decays $B^- \rightarrow D^{0(*)} \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$). Our results are based on 467 million $T(4S) \rightarrow B\bar{B}$ decays collected with the BABAR detector at SLAC. We measure the ratios $\mathcal{R}_{K\pi}$ of the suppressed ($[K^+ \pi^-]_D K^- / \pi^-$) to favored ($[K^- \pi^+]_D K^- / \pi^-$) branching fractions as well as the CP asymmetry $A_{K\pi}^{(*)}$ of those modes. We see for the first time indications of a signal for the $B \rightarrow D^0 K$ and $B \rightarrow D^{*0} \pi^0 K$ suppressed modes, for which we measure:

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_{K\pi}(DK) &= (1.4 \pm 0.6_{stat} \pm 0.3_{syst}) \times 10^{-2}, \\ \mathcal{R}_{K\pi}(D_{\pi^0}^{*0} K) &= (1.8 \pm 0.9_{stat} \pm 0.4_{syst}) \times 10^{-2}, \\ A_{K\pi}(D^0 K) &= -0.70 \pm 0.35_{stat}^{+0.09}_{-0.14} \text{ syst}, \\ A_{K\pi}^*(D_{\pi^0}^{*0} K) &= +0.77 \pm 0.35_{stat} \pm 0.12_{syst}.\end{aligned}$$

These results are used to extract information about the value of the ratios r_B and r_B^* of the $b \rightarrow u$ to $b \rightarrow c$ amplitudes in $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ and $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} K^-$ transitions, $r_B = (10.7^{+5.1}_{-5.4})\%$ and $r_B^* = (11.6^{+3.3}_{-5.1})\%$.

Submitted to the 2009 Europhysics Conference on High Energy Physics, EPS HEP 2009, 16-22 July 2009, Krakow, Poland

SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Stanford, CA 94309

Work supported in part by Department of Energy contract DE-AC03-76SF00515.

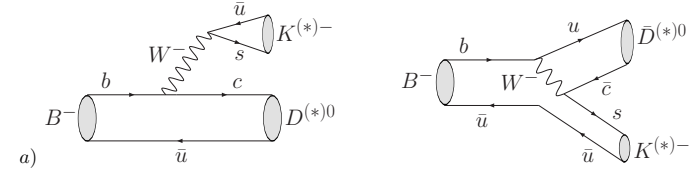


Figure 1: Feynman diagrams for $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^{(*)-}$ and $\bar{D}^{(*)0} K^{(*)-}$. The latter is CKM and color suppressed with respect to the former. The CKM-suppression factor is $|V_{ub}V_{cs}^*/V_{cb}V_{us}^*| \approx 0.4$. The naive color-suppression factor is $\frac{1}{3}$.

1 INTRODUCTION

The angle γ of the unitarity triangle is related to the complex phase of the CKM matrix element V_{ub} through $V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma}$. A theoretically clean source of information on the angle γ is provided by $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ and $B^- \rightarrow \bar{D}^{*0} K^-$ decays (and charge conjugates). These decays exploit the interference between $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^-$ and $B^- \rightarrow \bar{D}^{(*)0} K^-$ (Fig. 1) that occurs when the $D^{(*)0}$ and the $\bar{D}^{(*)0}$ decay to common final states.

In the Atwood-Dunietz-Soni (ADS) method [1], the D^0 from the favored $b \rightarrow c$ amplitude, originated either directly from a $B^- \rightarrow D^0 K^-$ decay, or indirectly from a $B^- \rightarrow D^{*0} K^-$, $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ or $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ decay chain, is reconstructed in the doubly Cabibbo-suppressed final state $K^+ \pi^-$, while the $\bar{D}^0$ from the $b \rightarrow u$ suppressed amplitude is reconstructed in the favored final state $K^+ \pi^-$. The overall effective branching ratio for these final states, which we denote as $[K^+ \pi^-]_D K^-$ ($B^- \rightarrow D^0 K^-$) and $[K^+ \pi^-]_{D^*} K^-$ ($B^- \rightarrow D^{*0} K^-$), is expected to be small ($\sim 10^{-7}$), but the two interfering diagrams are of the same order of magnitude and large CP asymmetries are therefore possible. The favored decay mode $B^- \rightarrow [K^- \pi^+]_D K^-$ is used to normalize the measurement and assuming no CP violation in the normalization modes, we define the charge-specific ratios for B^+ and B^- decay rates to the ADS final states as

$$\mathcal{R}_{K\pi}^{\pm} \equiv \frac{\Gamma([K^{\mp} \pi^{\pm}]_D K^{\pm})}{\Gamma([K^{\pm} \pi^{\mp}]_D K^{\pm})} = r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos(\pm\gamma + \delta), \quad (1)$$

where $r_B = |A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)/A(B^- \rightarrow D^0 K^-)| \approx 10\%$ [6, 7, 8] and $r_D = |A(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)/A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)| = (5.78 \pm 0.08)\%$ [10] are the suppressed to favored B and D amplitude ratios. The rates in Equation 1 depend on the relative weak phase γ and the relative strong phase $\delta \equiv \delta_B + \delta_D$ between the interfering amplitudes, where δ_B and δ_D are strong phase differences between the two B and D decay amplitudes, respectively. The main experimental observables are the charge-averaged decay rate and the direct CP asymmetry, which can be written as

$$\mathcal{R}_{K\pi} \equiv \frac{1}{2} (\mathcal{R}_{K\pi}^+ + \mathcal{R}_{K\pi}^-) = r_B^2 + r_D^2 + 2 r_B r_D \cos(\gamma) \cos(\delta) \quad (2)$$

$$A_{K\pi} \equiv \frac{\mathcal{R}_{K\pi}^- - \mathcal{R}_{K\pi}^+}{\mathcal{R}_{K\pi}^- + \mathcal{R}_{K\pi}^+} = 2 r_B r_D \sin(\gamma) \sin(\delta) / \mathcal{R}_{K\pi}. \quad (3)$$

As it can be seen from Eq. 2, $\mathcal{R}_{K\pi}$ is highly sensitive to r_B^2 . The treatment for the $D^{*0}K$ mode is identical to the D^0K one, but the parameters r_b^* and δ_B^* are not necessarily expected to be numerically the same as those of the $\bar{D}^0K$ mode. Taking into account the effective strong phase difference of π between the D^* decays in $D\gamma$ and $D\pi^0$ [3], we define the charge-specific ratios for D^* as:

$$\mathcal{R}_{K\pi, D^0\pi^0}^{*\pm} \equiv \frac{\Gamma([K^\mp\pi^\pm]_{D^* \rightarrow D^0\pi^0} K^\pm)}{\Gamma([K^\pm\pi^\mp]_{D^* \rightarrow D^0\pi^0} K^\pm)} = r_B^{*2} + r_D^2 + 2r_B^*r_D \cos(\pm\gamma + \delta^*), \quad (4)$$

$$\mathcal{R}_{K\pi, D^0\gamma}^{*\pm} \equiv \frac{\Gamma([K^\mp\pi^\pm]_{D^* \rightarrow D^0\gamma} K^\pm)}{\Gamma([K^\pm\pi^\mp]_{D^* \rightarrow D^0\gamma} K^\pm)} = r_B^{*2} + r_D^2 - 2r_B^*r_D \cos(\pm\gamma + \delta^*), \quad (5)$$

with $r_B^* = |A(B^- \rightarrow \bar{D}^{*0}K^-)/A(B^- \rightarrow D^{*0}K^-)|$ and $\delta^* \equiv \delta_B^* + \delta_D$, where δ_B^* is the strong phase difference between the two B decay amplitudes. The charge averaged ratios for $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ and $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ are then:

$$\mathcal{R}_{K\pi, D^0\pi^0}^* \equiv \frac{1}{2} (\mathcal{R}_{K\pi, D^0\pi^0}^{*+} + \mathcal{R}_{K\pi, D^0\pi^0}^{*-}) = r_B^{*2} + r_D^2 + 2r_B^*r_D \cos(\gamma) \cos(\delta^*) \quad (6)$$

$$\mathcal{R}_{K\pi, D^0\gamma}^* \equiv \frac{1}{2} (\mathcal{R}_{K\pi, D^0\gamma}^{*+} + \mathcal{R}_{K\pi, D^0\gamma}^{*-}) = r_B^{*2} + r_D^2 - 2r_B^*r_D \cos(\gamma) \cos(\delta^*) \quad (7)$$

In the analysis presented in this paper, we also reconstruct the doubly Cabibbo-suppressed (DCS) decays $B^- \rightarrow [K^+\pi^-]_D \pi^-$, which are used as a test bench for the $B^- \rightarrow [K^+\pi^-]_D K^-$ ADS analysis. In the $D\pi$ case, we expect that the ratio $r_B^{(D\pi)}$ of the V_{ub} to V_{cb} amplitudes is suppressed by a factor $V_{us}/V_{ud} \times V_{cd}/V_{cs}$ compared to the DK case, if we assume the same color suppression factor for both decays. One expects therefore $r_B^{(D\pi)} \approx r_B \times \tan^2 \theta_c \approx 5 \times 10^{-3} \ll r_D$, where θ_c is the Cabibbo angle and where we have assumed $r_B = 10\%$. One can then write, neglecting higher order terms, $\mathcal{R}_{K\pi}^{(D\pi)} \simeq r_D^2$ and $A_{K\pi}^{(D\pi)} \simeq 2r_B \tan^2 \theta_c / r_D \sin(\gamma) \sin(\delta)$. Hence, the maximum asymmetry achievable for $D\pi$ DCS decays is $2r_B \tan^2 \theta_c / r_D \approx 18\%$.

2 THE BABAR DATASET

The results presented in this paper are based on $467 \times 10^6 \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ decays, corresponding to an integrated luminosity of 426 fb^{-1} . The data were collected between 1999 and 2007 with the BABAR detector [4] at the PEP-II B Factory at SLAC [5]. In addition, a 44 fb^{-1} off-resonance data sample, with center-of-mass (CM) energy 40 MeV below the $\Upsilon(4S)$ resonance, is used to study backgrounds from continuum events, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$, or c).

This analysis is an update of the previous BABAR ADS analysis from Ref. [6], which used $232 \times 10^6 B\bar{B}$ pairs. Other new features in this analysis include a multi-dimensional fit involving the Neural Network output used to discriminate the signal from the continuum background, rather than a simple cut on this variable as was done in the previous analysis. Finally, we also include a measurement of the ratio of the doubly Cabibbo-suppressed to Cabibbo-favored $D^{(*)0}\pi$ decays rates,

$$\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)D\pi} \equiv \frac{\Gamma(B^\pm \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]_{D^{(*)}} \pi^\pm)}{\Gamma(B^\pm \rightarrow [K^\pm\pi^\mp]_{D^{(*)}} \pi^\pm)}, \quad (8)$$

3 ANALYSIS METHOD

3.1 Basic Requirements

We reconstruct $B^- \rightarrow D^{(*)0}K^-$ and $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$ with the D^0 decaying to $K^-\pi^+$ (favored decay) and $K^+\pi^-$ (suppressed decay). For decays involving a D^{*0} , both $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ and $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ are reconstructed. Charged kaon and pion candidates must satisfy K and π identification criteria that are typically 85% efficient, depending on momentum and polar angle. The misidentification rates are at the few percent level. We select D^0 candidates with an invariant mass within $20 \text{ MeV}/c^2$ (about 3 standard deviations) of the known D^0 mass [2]. All D^0 candidates are mass and vertex constrained. For modes with $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ and $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$, the mass difference Δm between the D^{*0} and the D^0 must be within $4 \text{ MeV}/c^2$ ($\simeq 4\sigma$) and $15 \text{ MeV}/c^2$ ($\simeq 2\sigma$), respectively, of the expectation for D^{*0} decays ($142.2 \text{ MeV}/c^2$).

For the ADS decays $B^\pm \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]_D K^\pm$, backgrounds arise from $B^\pm \rightarrow [\pi^\mp K^\pm]_D K^\pm$ (in which the K and π in the D^0 decay are misidentified as π and K) and from $B^\pm \rightarrow [K^\mp K^\pm]_D \pi^\pm$ (when the $K^\mp$ and the $\pi^\pm$ have an invariant mass within $20 \text{ MeV}/c^2$ of the nominal D^0 mass). The first background is suppressed, but not totally, by the particle identification cuts applied to the charged K and π , while the second background is not affected by these cuts since it involves true K and π . To eliminate the first background, we recompute the invariant mass (M_{switch}) of the h^+h^- pair in $D^0 \rightarrow h^+h^-$ switching the particle identification assumptions (π vs. K) on the h^+ and the h^- . We veto any candidates with M_{switch} within $20 \text{ MeV}/c^2$ of the known D^0 mass [2]. To eliminate the second background, we also veto any candidate where the KK invariant mass is within $20 \text{ MeV}/c^2$ of the known D^0 mass. To ensure the same selection efficiencies, these cuts are applied both to $B^\pm \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]_D K^\pm$ (suppressed) and to $B^\pm \rightarrow [K^\pm\pi^\mp]_D K^\pm$ (favored) candidates. After those cuts, we expect from the Monte Carlo simulation only two events from $B^\pm \rightarrow [\pi^\mp K^\pm]_D K^\pm$ and $B^\pm \rightarrow [K^\mp K^\pm]_D \pi^\pm$ mimicking the $B^\pm \rightarrow [K^\mp\pi^\pm]_D K^\pm$ ADS signal in our data, and no such events in the $D^{*0}K$ analysis. These veto cuts are 88% efficient on signal decays.

We identify B candidates using two nearly independent kinematic variables that are customarily used when reconstructing B -meson decays at the $\Upsilon(4S)$. These variables are the energy-substituted mass, $m_{\text{ES}} \equiv \sqrt{(s/2 + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_B)^2 / E_0^2 - p_B^2}$ and energy difference $\Delta E \equiv E_B^* - \frac{1}{2}\sqrt{s}$, where E and p are energy and momentum, the asterisk denotes the CM frame, the subscripts 0 and B refer to the $\Upsilon(4S)$ and B candidate, respectively, and s is the square of the CM energy. For signal events $m_{\text{ES}} = m_B$ and $\Delta E = 0$ within the resolution of about 2.6 and 17 MeV respectively (here m_B is the known B mass). In the analysis strategy chosen, we require that all events have a $|\Delta E| < 40 \text{ MeV}$ and fit the m_{ES} spectra to extract the number of signal events.

The average multiplicity (number of $B \rightarrow D^{(*)0}K$ candidates reconstructed per selected event) is about 1.4 in $B \rightarrow D^0K$ signal Monte Carlo events and about 2 for $B \rightarrow D^{*0}K$ signal Monte Carlo events. The large multiplicity is mostly due to the cross-feed between the D^0K and the $D^{*0}K$ final states. For all events with multiple $B \rightarrow D^{(*)0}K$ candidates, we retain only one candidate per event, based on the smallest $|\Delta E|$. This method does not bias the sample since ΔE is not used in the fits. After this arbitration, less than 0.5% of the $B \rightarrow D^0K$ ($B \rightarrow D^{*0}K$) signal Monte Carlo events are reconstructed as $B \rightarrow D^{*0}K$ ($B \rightarrow D^0K$). About 10% of the $B \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}K$ events selected are reconstructed as $B \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0}K$ and about 2% of the $B \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0}K$ events selected are reconstructed as $B \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}K$.

The same algorithm is used for $B \rightarrow D^{(*)0}\pi$ (the two analysis are run independently. A summary of the selection efficiencies for the suppressed (ADS) modes $[K^\pm\pi^\mp]_D h^\mp$ ($h=K, \pi$) and the favored

Channel	efficiency (%)		$\epsilon_{ADS}/\epsilon_{CAB} (\times 10^{-2})$
	$\epsilon_{ADS} ([K^\pm \pi^\mp]_D h^\mp)$	$\epsilon_{CAB} ([\pi^\pm K^\mp]_D h^\mp)$	
$D^0 K$	26.5 ± 0.1	26.6 ± 0.1	99.5 ± 0.5
$D^{*0} K$	13.3 ± 0.1	13.2 ± 0.1	100.0 ± 1.1
$D_{D^0 \pi^0}^0 K$	17.4 ± 0.1	17.5 ± 0.1	99.4 ± 0.8
$D^0 \pi$	27.0 ± 0.1	27.5 ± 0.1	98.1 ± 0.5
$D^{*0} \pi$	14.3 ± 0.1	14.9 ± 0.1	96.2 ± 0.9
$D_{D^0 \pi^0}^{*0} \pi$	18.8 ± 0.1	19.6 ± 0.1	96.1 ± 0.7

Table 1: Summary of the final selection efficiencies. For $B \rightarrow D^{(*)}\pi$, $\epsilon_{ADS}/\epsilon_{CAB}$ is slightly lower than one due to different particle identification cuts applied at the pre-selection level

(CAB) modes $[\pi^\pm K^\mp]_D h^\mp$ is given in Table 1.

3.2 Neural Network

After these initial requirements, backgrounds are overwhelmingly from continuum events, especially $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, with $\bar{c} \rightarrow \bar{D}^0 X$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and $c \rightarrow DX$, $D \rightarrow K^- + \text{anything}$. The continuum background is reduced by using neural network techniques. To select the discriminating variables used in the Neural Network (NN), we rely on a specific study done in the previous version of this analysis [6], and we consider the following quantities:

1. Two Legendre moments $L_0 = \sum_i p_i$ and $L_2 = \sum_i p_i \cos^2 \theta_i$ calculated in the CM frame. Here, p_i is the momentum and θ_i is the angle with respect to the thrust axis of the B candidate of tracks and clusters not used to reconstruct the B meson. These variables are sensitive to the shape of the event, separating jet-like continuum events from more spherical $B\bar{B}$ events.
2. $|\cos \theta_T|$, where θ_T is the angle in the CM frame between the thrust axes of the B candidate and the detected remainder of the event. The distribution of $|\cos \theta_T|$ is approximately uniform for signal and strongly peaked at one for continuum background.
3. $\cos \theta_B$, where θ_B is the polar angle of the B candidate in the CM frame. In this variable, the signal follows a $\sin^2 \theta_B$ distribution, while the background is approximately uniform.
4. The charge difference ΔQ between the sum of the charges of tracks in the D^0 or D^{*0} hemisphere and the sum of the charges of the tracks in the opposite hemisphere excluding the tracks used in the reconstructed B . The partitioning of the event in two hemispheres is done in the CM frame. For signal, the average charge difference is $\langle \Delta Q \rangle = 0$, whereas for the $c\bar{c}$ background $\langle \Delta Q \rangle \approx \frac{1}{3} \times Q_B$, where Q_B is the charge of the B candidate.
5. $Q_B \cdot Q_K$, where Q_K is the sum of the charges of all kaons not in the reconstructed B . In many signal events, there is a charged kaon among the decay products of the other B in the event. The charge of this kaon tends to be highly correlated with the charge of the B . Thus, signal events tend to have $Q_B \cdot Q_K \leq -1$. On the other hand, most continuum events have no kaons outside of the reconstructed B , and therefore $Q_K = 0$.
6. A quantity $m_{K\ell}$, defined to be zero if there are no leptons (e or μ) in the event, and equal to the invariant mass of this lepton and the kaon from B (bachelor K) if a lepton is found.

Continuum events have fewer leptons than signal events. Furthermore, a large fraction of leptons in $c\bar{c}$ events are from $D \rightarrow K\ell\nu$, where K is the bachelor kaon, so that the average $m_{K\ell}$ in $c\bar{c}$ events is lower than in B signal events.

7. The time difference Δt between the reconstructed B candidate and the other B : this distribution is peaked at 0, with most events having $|\Delta t| < 2ps$, for continuum background, while it is less peaked and can extend beyond $5ps$ for $B^\pm \rightarrow D^{(*)0}h^\pm$ signal events.

The neural network (NN) is trained with simulated continuum and signal $[K^\pm \pi^\mp]_D K^\mp$ ADS events. Only $D^0 K^\mp$ ADS candidates are used in the training, but the NN is used afterward in the analysis for all the $D^{(*)0}h^\mp$ channels. The distributions of the NN outputs for signal enriched control samples ($D^0 K$ and $D^0 \pi$ CAB), are compared with expectations from the Monte Carlo simulation in Figure 2. The agreement is satisfactory. In the same plot, the NN outputs for background control samples (off-peak data) are compared with expectations from continuum $q\bar{q}$ Monte Carlo. Since we do not expect these distributions to be exactly the same for the different background samples, they are shown separately for the $[K^\pm \pi^\mp]_D K^\mp$, $[\pi^\pm K^\mp]_D K^\mp$, $[K^\pm \pi^\mp]_D \pi^\mp$ and $[\pi^\pm K^\mp]_D \pi^\mp$ channels. To increase the statistics, the m_{ES} and ΔE requirements on the off-resonance and continuum Monte Carlo events have been kept loose, and the $D^0 h^\pm$ and $D^{*0} h^\pm$ contributions have been summed, after checking that they were in agreement with each other. Good agreement between data and the simulation is observed in all the channels. Good agreement between the $D^{(*)0}K$ and the $D^{(*)0}\pi$ background neural net distributions is also visible on Figure 2, while on the contrary the background NN distribution of suppressed decays is clearly different from the background NN distribution of favored decays. We have also examined the distributions of all variables used in NN, and found good agreement between the simulation and the data control samples. Finally, we examined the NN distributions in the signal Monte Carlo for the different B signal channels, ADS and CAB separately ($D\pi$, $D^*\pi$, DK , D^*K) and did not observe any significant difference between these channels.

3.3 Fitting for event yields and $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)}$

The ratios $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)}$ are extracted by performing an extended unbinned maximum likelihood fit to the set of variables m_{ES} , NN and $IADS$, where $IADS$ is a discrete variable equal to 0 for opposite sign ADS (DCSD) $B^\mp \rightarrow [K^\pm \pi^\mp]_{D^{(*)}} K^\mp$ ($B^\mp \rightarrow [K^\pm \pi^\mp]_{D^{(*)}} \pi^\mp$) events and to 1 for same sign $B^\mp \rightarrow [K^\mp \pi^\pm]_{D^{(*)}} K^\mp$ ($B^\mp \rightarrow [K^\mp \pi^\pm]_{D^{(*)}} \pi^\mp$). We write the extended likelihood $\mathcal{L}$ as

$$\mathcal{L} = \frac{\exp^{-N'}}{N!} N'^N \prod_{j=1}^N f(\mathbf{x}_j | \theta, N'),$$

where the vector $\mathbf{x}$ indicates the variables (m_{ES} , NN and $IADS$) and θ indicates a set of four parameters which are fitted from the data itself: the mean and width of the Gaussian describing the m_{ES} spectrum of the B signal, the shape parameter ζ and the endpoint parameter m_0 of the function describing the combinatorial background m_{ES} shape [9]. N is the total number of signal and background events, $N = \sum_i N_i$ and N' is the expectation value for the total number of events. The sum runs over the different signal and background categories i which will be detailed below. The pdf $f(\mathbf{x}_j | \theta, N')$ is written as the sum over the different signal and background categories

$$f(\mathbf{x}_j | \theta, N') = \frac{\sum_i N_i f_i(\mathbf{x}_j | \theta)}{N'}$$

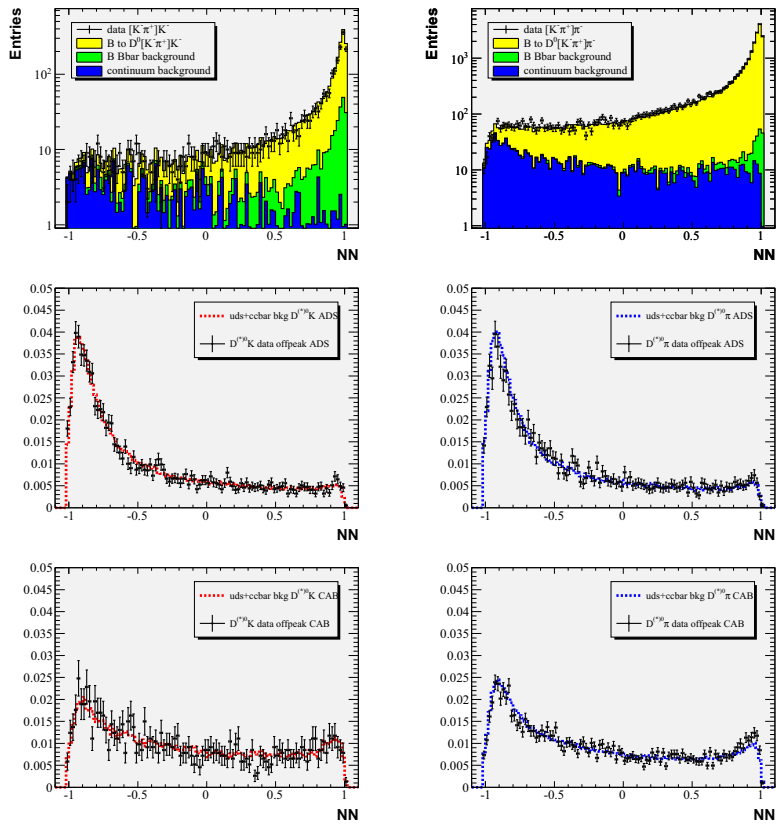


Figure 2: Neural Net output spectra for $D^{(*)0}K$ (left column) and $D^{(*)0}\pi$ (right column). Top: $D^{(*)0}h^\pm$ CAB candidates, signal enriched by a cut on the ΔE , m_{ES} signal region. Colored plain histograms are Monte Carlo expectations, points with error bars are on-peak data. Middle: $D^{(*)0}h^\pm$ ADS background. Bottom: $D^{(*)0}h^\pm$ CAB background. For middle and bottom plots, the dotted line histogram shows the distribution of simulated continuum events and the histogram with errors show the distribution of off-resonance events. They are normalized to unity. To increase the statistics, the m_{ES} and ΔE requirements on the off-resonance and continuum Monte Carlo events have been kept loose, and $D^0h^\pm$ and $D^{*0}h^\pm$ contributions have been summed.

The fit is performed separately on each of the $D^{(*)}\pi$ or $D^{(*)}K$ samples, to extract the fraction of DCS ($D\pi$) or ADS (DK) events in this sample. For each category, $f_i(\mathbf{x}|\theta)$ is described as the product $F(m_{ES}) \times G(NN) \times H(IADS)$ of an m_{ES} component $F(m_{ES})$, a NN component $G(NN)$ and a two-bins histogram $H(IADS)$ set to (1,0) for the ADS category and (0,1) for the CAB category. The NN distributions are all modelled by a histogram with 102 bins between -1.02 and 1.02. The fitted parameters of interest are the number of Cabibbo allowed decays N_{CAB} and the ratio $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)} = N_{ADS}/(c \times N_{CAB})$, where N_{ADS} is the number of suppressed events and c is the ratio of ADS to CAB selection efficiencies. For $B \rightarrow D^{(*)}K$, we find that the factor c is consistent with unity within the statistical accuracy of the simulation (Table 1) and set it to this value. For $B \rightarrow D^{(*)}\pi$, c is slightly lower than one due to different particle identification cuts applied at the pre-selection level and we use therefore the values of Table 1 in the analysis.

The following signal and background categories are used to describe each sample in the fits:

1. The Cabibbo-favored $B^- \rightarrow D^{(*)0}[K^-\pi^+]K^-$ (or π^-) signal. Its m_{ES} spectrum is described by a gaussian $\mathcal{G}_{sig}(m_{ES})$ whose mean and width are determined from the fit to data. The NN pdf $\mathcal{NN}_{sig}$ is constructed from the NN spectra of the $B \rightarrow D^0h^\pm$ signal Monte Carlo.
2. The ADS (or DCSD) $B^- \rightarrow D^{(*)0}[K^+\pi^-]K^-$ (or π^-) signal. Its m_{ES} and NN spectra have the same parametrizations $\mathcal{G}_{sig}(m_{ES})$ and $\mathcal{NN}_{sig}$ that the Cabibbo-favored signal.
3. The CAB combinatorial background from $c\bar{c}$ and $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) events into $[K^-\pi^+]K^-$ (DK) or $[K^-\pi^+]\pi^-$ ($D\pi$). Its m_{ES} component is described by a threshold combinatorial background function [9] $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(m_{ES})$ whose shape parameter $\zeta_{q\bar{q}}$ is floated in the fit. The NN pdf $\mathcal{NN}_{q\bar{q}}^{(CAB)}$ is constructed from the NN spectra of $[K^-\pi^+]K^-$ (DK) or $[K^-\pi^+]\pi^-$ ($D\pi$) candidates in the $q\bar{q}$ continuum Monte Carlo (Fig. 2, last row), where the ΔE requirement has been extended to $|\Delta E| < 200$ MeV and the D^0K and $D^{*0}K$ (or $D^0\pi$ and $D^{*0}\pi$) samples have been summed together to increase the statistics.
4. The ADS combinatorial background from $c\bar{c}$ and $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) events into $[K^+\pi^-]K^-$ (DK) or $[K^+\pi^-]\pi^-$ ($D\pi$). Its m_{ES} component is parameterized by the same threshold function ($\mathcal{A}_{q\bar{q}}(m_{ES})$) that for the CAB component. The NN pdf $\mathcal{NN}_{q\bar{q}}^{(ADS)}$ is constructed from the NN spectra of $[K^+\pi^-]K^-$ (DK) or $[K^+\pi^-]\pi^-$ ($D\pi$) candidates in the $q\bar{q}$ continuum Monte Carlo (Fig. 2, middle row).
5. The CAB combinatorial background from $B\bar{B}$ events into $[K^-\pi^+]K^-$ (DK) or $[K^-\pi^+]\pi^-$ ($D\pi$). Its m_{ES} component is described by a threshold combinatorial background function [9] ($\mathcal{A}_B^{(CAB)}(m_{ES})$) with shape parameter $\zeta_B^{(CAB)}$ fixed to its value fitted in $B\bar{B}$ generic Monte Carlo $[K^-\pi^+]K^-$ (or π^-) events with CAB signal removed. The NN pdf used to describe this background is the pdf $\mathcal{NN}_{sig}$ describing the NN spectra of the $B \rightarrow D^0h^\pm$ signal Monte Carlo, which is in fairly good agreement with the NN spectra of $B\bar{B}$ background. The number of $B\bar{B}$ CAB combinatorial background events is floated in the $D^0h^\pm$ fits but fixed in the $D^{*0}h^\pm$ fits (see below).
6. The ADS combinatorial background from $B\bar{B}$ events into $[K^+\pi^-]K^-$ (DK) or $[K^+\pi^-]\pi^-$ ($D\pi$). Its m_{ES} component is described by a threshold combinatorial background function [9] ($\mathcal{A}_B^{(ADS)}(m_{ES})$) with shape parameter $\zeta_B^{(ADS)}$ fixed to its value fitted in the $B\bar{B}$ generic Monte Carlo $[K^-\pi^+]K^-$ (or π^-) events with ADS signal removed. The NN pdf used to describe this background is the pdf $\mathcal{NN}_{sig}$ describing the NN spectra of the $B \rightarrow D^0h^\pm$ signal Monte

Table 2: Charmless background channels and branching fractions, channels affected by this background, expected number of events before reconstruction and expected number of reconstructed $D^0 h^\pm$ candidates from these sources assuming a reconstruction efficiency of 0.26%

mode	background to	$\mathcal{B}[\text{PDG}]$	N events	N events $\times \epsilon$ ($\epsilon = 0.26\%$)
$\pi^+ \pi^- \pi^+$	none	$(1.62 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	7571	negligible
$K^+ \pi^- \pi^+$	$D^0 \pi$ CAB	$(5.5 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	25705	66.8
$K^- \pi^+ \pi^+$	$D^0 \pi$ DCSD	$< 1.8 \times 10^{-6}$	<841	<2.2
$K^+ \pi^- K^+$	$D^0 K$ CAB	$< 1.3 \times 10^{-6}$	<608	<1.6
$K^- \pi^+ K^+$	$D^0 K$ ADS	$(5.0 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	2337	6.1
$K^- K^+ K^+$	none	$(3.37 \pm 0.22) \times 10^{-5}$	15750	negligible

Carlo. The number of $B\bar{B}$ ADS combinatorial background events is floated in the $D^0 h^\pm$ fits but fixed in the $D^{*0} h^\pm$ fits (see below).

- The peaking background (in m_{ES}) from $B\bar{B}$ events in the CAB component. This background is discussed in more details in the following section. For $D^0 h^\pm$, its m_{ES} spectra are described by the same gaussian shape $\mathcal{G}_{\text{sig}}(m_{\text{ES}})$ as the signal and its NN spectra by the same NN pdf $\mathcal{NN}_{\text{sig}}$ as well. It is therefore indistinguishable from the signal and its rate has to be fixed to the Monte Carlo predictions. For $D_{D^0 \pi^0}^* K^\pm$ CAB and ADS events and for $D_{D^0 \gamma}^* K^\pm$ ADS events, the peaking component is also described by the same gaussian $\mathcal{G}_{\text{sig}}(m_{\text{ES}})$ as the signal. For $D_{D^0 \pi^0, D^0 \gamma}^* \pi^\pm$ CAB and ADS events, and for $D_{D^0 \gamma}^* K^\pm$ CAB events, the m_{ES} component has to be described by an asymmetric gaussian whose parameters are determined by the fit, separately for each $D^* K$ or $D^* \pi$ decay channel, using $B\bar{B}$ generic Monte Carlo events with CAB signal removed.
- The peaking background (m_{ES}) from $B\bar{B}$ events in the ADS component. It is parameterized exactly in the same way as the previous component.

To summarize, we fit for the number of signal events N_{CAB} , the ratio $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)} = N_{\text{ADS}}/(c \times N_{\text{CAB}})$ of suppressed to favored events, the number of CAB and ADS $q\bar{q}$ combinatorial background events, $N_{\text{ADS}}^{(q\bar{q})}$ and $N_{\text{CAB}}^{(q\bar{q})}$, and for $D^0 h^\pm$ the number of CAB and ADS $B\bar{B}$ combinatorial background events, $N_{\text{ADS}}^{(B\bar{B})}$ and $N_{\text{CAB}}^{(B\bar{B})}$. We fix to their Monte Carlo expectations the numbers of ADS and CAB $B\bar{B}$ peaking background, $N_{\text{ADS}}^{(B\bar{B}, pk)}$ and $N_{\text{CAB}}^{(B\bar{B}, pk)}$, as well as the $B\bar{B}$ combinatorial background events for $D^{*0} h^\pm$. The other parameters fitted are the reconstructed B mass and resolution, m_B and σ_{mB} , and the $q\bar{q}$ continuum background shape parameter, $\zeta_{q\bar{q}}$.

4 STUDY OF $B\bar{B}$ BACKGROUNDS

We studied $B\bar{B}$ background for every signal category ($D^0 \pi$, $D^{*0} \pi$, $D^0 K$, $D^{*0} K$, suppressed or favored) using Monte Carlo simulations. We identified three main classes of peaking background events affecting the $D^{(*)0} \pi$ and $D^{(*)0} K$ analysis:

- Charmless B decays $B^- \rightarrow h^+ h^- h^+$ ($h = \pi, K$). We list in Table 2 the 3-body charmless decays affecting our analysis, their branching fractions [2] and the number of expected events

before and after selection in the affected modes. Because of the particle identification criteria used in the analysis only decays with the same final state contribute to the background. These events are indistinguishable from the $\bar{D}K$ signal if the $K^- \pi^+$ invariant mass is consistent with the D -mass. From the number of charmless events selected in the generic $B\bar{B}$ Monte Carlo and the value of the branching fractions used to generate these decays in the simulation, we estimate the efficiency of $B^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ events to be reconstructed as a $[K^- \pi^+]_D \pi^-$ candidate as $0.26 \pm 0.02\%$, and the efficiency of $B^- \rightarrow K^+ \pi^- K^-$ events to be reconstructed as a $[K^+ \pi^-]_D K^-$ ADS candidate as $0.18 \pm 0.09\%$. Because of the large statistical error on the $K^- \pi^+ \pi^-$ efficiency and because the $D\pi$ and DK selections have the same efficiencies, we will assume in the following that the selection efficiency of $B^- \rightarrow K^+ \pi^- K^-$ events to be reconstructed as a $[K^+ \pi^-]_D K^-$ is 0.26%, which is a conservative assumption. For this efficiency, a peaking background of 6.1 events from $B^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$ is predicted in the $B^\pm \rightarrow [K^\mp \pi^\pm]_D K^\pm$ ADS channel. From a fit to data selected in the D^0 mass sidebands, we cross-check this prediction and find 6.5 ± 4 peaking events, in good agreement with the Monte Carlo prediction. To be conservative, we therefore assign an error of 4 events to the charmless peaking background to $B^\pm \rightarrow [K^\mp \pi^\pm]_D K^\pm$ ADS. Because of the tight Δm cut applied to the D^{*0} decay products, the $B^\pm \rightarrow D^{*0} h^\pm$ channels are not affected by charmless peaking backgrounds.

- Events of the type $B^- \rightarrow D^0 h^-$: this background is estimated by running the selection on a sample of $B^- \rightarrow D^0 h^-$ signal Monte Carlo events properly renormalised to the data integrated luminosity, and fitting the m_{ES} spectra of the selected events to the sum of a gaussian signal and a combinatorial background. We find that a peaking background of 2 ± 0.2 events of this type is predicted in the $B^\pm \rightarrow [K^\mp \pi^\pm]_D K^\pm$ ADS channel. These events are decays $B^- \rightarrow [K^- K^+]_D \pi^-$ failing the D mass veto and DCS decays $B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_D \pi^-$ where the π^- is misidentified as a K^- . For the $D^{*0} K$ channels, the $B^- \rightarrow [K^- K^+]_D \pi^-$ contribution is suppressed by the Δm cut on the $D^* D$ mass difference, and the DCS $D^{*0} \pi$ contribution is negligible. Another background of the same type is events $B^- \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^{(*)}} \pi^-$ where the bachelor π^- is misidentified as a K^- , which fake the CAB signal $B^- \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^{(*)}} K^-$. This contribution is predicted by the Monte Carlo and has been verified in the data by fitting the ΔE spectrum of $D^{(*)0} K$ candidates in the m_{ES} signal region, which shows a second peak due to $D^{(*)0} \pi$ candidates and shifted by $\sim 50 \text{ MeV}$ respective to the signal.
- Other decays: we found several other sources of peaking backgrounds, including $B^0 \rightarrow D^{*+} h^-$ misreconstructed as $B^- \rightarrow D^{*0} h^-$, semi-leptonic decays $B^0 \rightarrow D^{*-} e^+ \nu_e$ ($D^{*-} \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$) where the e^+ is missed, faking the DCSD signal $B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_{D^{(*)}} \pi^-$, and decays $B^- \rightarrow D^{(*)0} \rho^+$ faking the CAB signal $B^- \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^{(*)}} \pi^-$.

A summary of the $B\bar{B}$ background studies is given in Tables 3 and 4, for $B \rightarrow D^{(*)0} \pi$ and $B \rightarrow D^{(*)0} K$, respectively. For each channel, the m_{ES} spectra of events selected in the $B\bar{B}$ Monte Carlo simulation (after removing the corresponding signal) were fitted by the sum of a combinatorial background component and a peaking component, using the same parametrization described in Sec. 3.3. The total number of $B\bar{B}$ background events predicted by the simulation and the average number of events predicted for the peaking component only are given in Tables 3 and 4, as well as the main sources of peaking events. The number of signal events expected are also given for comparison. For the $B \rightarrow D^{*0} K$ ADS channels, no physical source of peaking background component is identified, although a non-zero peaking component is found when fitting the m_{ES} spectrum

Table 3: Average numbers of signal and $B\bar{B}$ background events expected for $D^{(*)0}\pi$. $N_{B\bar{B}}(all)$ is the sum of the peaking and non peaking components.

mode	signal	$N_{B\bar{B}}(all)$	$N_{B\bar{B}}(peaking)$	peaking sources
$D\pi$ DCSD	86	50	10.6 ± 3	$B^0 \rightarrow D_0^{*+} e \nu_e$
$D_{D^0\pi^0}^0$ DCSD	31	54	29 ± 9	$B^0 \rightarrow D_0^{*+}, D_1^{*+} e \nu_e$ + other
$D_{D^0\gamma}^0\pi$ DCSD	25	158	47 ± 7	$B^0 \rightarrow D_0^{*+}, D_1^{*+} e \nu_e, B^0 \rightarrow D^{(*)0}\rho^0$
$D\pi$ CAB	24240	537	222 ± 10	$B^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$
$D_{D^0\pi^0}^0\pi$ CAB	8931	1128	1128 ± 58	$B^+ \rightarrow D^{*0}\rho^+, B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$
$D_{D^0\gamma}^0\pi$ CAB	7242	3657	3657 ± 104	$B^+ \rightarrow D^{*0}\rho^+, B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+, B^+ \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi^+$

Table 4: Average numbers of signal and $B\bar{B}$ background events expected for $D^{(*)0}K$. The ADS signal is computed for $r_B = 10\%$ and no interference term ($\cos \gamma \times \cos \delta = 0$)

mode	signal	$N_{B\bar{B}}(all)$	$N_{B\bar{B}}(peaking)$	peaking sources
D^0K ADS	26.3	84	8.1 ± 4	$B^+ \rightarrow D^0 h^+(2), B^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^-$ (6.1)
$D_{D^0\pi^0}^{*0}K$ ADS	8.5	20	2.7 ± 1.6	none id. (compatible with 0)
$D_{D^0\gamma}^{*0}K$ ADS	6.8	74	6.0 ± 2.4	none id. (compatible with 0)
DK CAB	1944	354	299 ± 11	$B^+ \rightarrow D^0 \pi^+$
$D_{D^0\pi^0}^{*0}K$ CAB	618	183	127 ± 8	$B^+ \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi^+$
$D_{D^0\gamma}^{*0}K$ CAB	503	393	393 ± 35	$B^+ \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0}\pi^+, B^+ \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}K^+, \text{ other}$

of generic $B\bar{B}$ data. We use the fitted value of the peaking component when extracting the final results, and move it by its statistical error to compute the corresponding systematic errors.

5 RESULTS

5.1 Results for $B \rightarrow D^{(*)0}\pi$

The results for $B \rightarrow D^{(*)0}\pi$ are displayed in Figs 3 to 5 and are summarized in Table 5. A clear signal is observed in the $B \rightarrow D^0\pi$ and in the $B \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi$ DCSD modes, with significance vs null signal hypothesis of 7σ and 4.8σ , respectively (statistical only). For $B \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0}\pi$ DCS decays, the signal fitted is only 2σ away from zero, mostly because of the large peaking background component. The values fitted for $\mathcal{R}_{K\pi}$ are in good agreement with the world average of $R_D = r_D^2 = \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)/\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$, $R_D = (0.336 \pm 0.008) \times 10^{-2}$ [10] ($\mathcal{R}_{K\pi} \approx r_D^2$ if the $b \rightarrow u$ component to $B \rightarrow D\pi$ DCS decays is neglected, as discussed at the end of Sec.1).

The sources of systematic error on the $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)}$ measurements which we have considered are listed below:

1. NN shape from signal: to estimate the related systematics, we refitted the data using a NN extracted from $B \rightarrow D^0K$ signal Monte Carlo instead of $B \rightarrow D^0\pi$ signal Monte Carlo

Table 5: Summary of fit results for $D^{(*)0}\pi$.

Mode	$\bar{D}\pi$	$\bar{D}^*\pi, \bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\pi^0$	$\bar{D}^*\pi, \bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\gamma$
Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^*$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi} = 3.3 \pm 0.6$	$\mathcal{R}_{K\pi}^* = 3.2 \pm 0.9$	$\mathcal{R}_{K\pi}^* = 2.7 \pm 1.4$
No. of signal events N_{ADS}	79.8 ± 13.8	28.3 ± 7.7	18.7 ± 9.7
No. of normalization events N_{CAB}	24662 ± 160	9296 ± 102	7214 ± 105
B^+ Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}^+$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^{*+}$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi}^+ = 3.2 \pm 0.8$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = 3.5 \pm 1.2$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = 4.6 \pm 2.2$
B^- Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}^-$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^{*-}$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi}^- = 3.4 \pm 0.8$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = 2.9 \pm 1.2$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = 1.0 \pm 1.8$
Asymmetry $A_{K\pi}$	$+0.03 \pm 0.17$	-0.09 ± 0.27	-0.65 ± 0.55

2. NN shape from the B background: from a study on generic $B\bar{B}$ Monte Carlo, it appears that the NN spectra of B background events in the m_{ES} , ΔE signal box are similar to the signal (but suffer from very low statistics), while the NN spectra of background events in an enlarged m_{ES} , ΔE region differ significantly from the signal and show less peaking close to 1. In the nominal fit we assumed that both the peaking and the non peaking $B\bar{B}$ background components could be described by the $B \rightarrow D^0\pi$ signal NN pdf. To estimate the related systematic error, we used $B\bar{B}$ generic background events selected in a $\Delta E, m_{ES}$ enlarged window $|\Delta E| < 200 MeV$ and $m_{ES} > 5.20 GeV/c^2$ to build the NN pdf of the non-peaking part of the $B\bar{B}$ background (keeping the signal NN pdf to describe the peaking part of this background) and repeated the fits, taking the difference of the results as the associated systematic uncertainty.
3. NN shape from the continuum background: to account for possible differences between the simulation and the data, we used the NN spectra from off-peak data instead of uds and $c\bar{c}$ Monte Carlo to model this component.
4. Shape of the $B\bar{B}$ ARGUS background: we tested different values of the ζ shape parameter.
5. Peaking component in the B background: we varied the peaking component by $\pm 1\sigma$, where σ is either the statistical error from a fit to generic $B\bar{B}$ Monte Carlo or the uncertainty on the branching fraction for known sources of peaking background.
6. uncertainty on the number of $B\bar{B}$ combinatorial background events: in the $D^*\pi$ fits where this component has been fixed, we let it float and take the difference with the nominal fit as a systematic error.

The resulting systematic errors are summarized in Table 6. We get as a final result:

$$\mathcal{R}_{K\pi}(D^0\pi) = (3.3 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{syst}) \times 10^{-3}$$

$$\mathcal{R}_{K\pi}(D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi) = (3.2 \pm 0.9_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}$$

$$\mathcal{R}_{K\pi}(D_{D^0\gamma}^{*0}\pi) = (2.7 \pm 1.4_{stat} \pm 2.2_{syst}) \times 10^{-3}$$

A separate fit to B^+ and B^- candidates also provides a measurement of the corresponding asymmetries. We get the following results:

$$\begin{aligned}
A_{K\pi}(D^0\pi) &= 0.03 \pm 0.17_{stat} \pm 0.04_{syst} \\
A_{K\pi}(D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi) &= -0.09 \pm 0.27_{stat} \pm 0.05_{syst} \\
A_{K\pi}(D_{D^0\gamma}^{*0}\pi) &= -0.65 \pm 0.55_{stat}^{+0.20}_{-0.24} \pm 0.24_{syst}
\end{aligned}$$

where the uncertainties are dominated by the statistical error. No significant asymmetry is observed for the $D\pi$ DCS decays.

Table 6: Summary of systematic errors for $D^{(*)0}\pi$.

error source	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ $D^0\pi$	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ $D_{D^0\pi^0}^{*0}\pi$	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ $D_{D^0\gamma}^{*0}\pi$
signal NN	-3%	-2%	-7%
$B\bar{B}$ background NN	-3%	+3%	+30%
$u\bar{d}s\bar{c}$ background NN	-3%	-2%	-11%
$B\bar{B}$ comb. bkg shape (m_{ES})	+7%	+3%	+7%
peaking background DCSD	-6%	-5%	-11%
peaking background CAB	$\pm 7\%$	$+23\%$	-74%
float $B\bar{B}$ comb. bkg	-	$\pm 3\%$	$\pm 4\%$
Combined	$\pm 11\%$	$\approx \pm 25\%$	$\approx \pm 80\%$

5.2 Results for $B \rightarrow D^{(*)0}K$

Table 7: Summary of fit results for $D^{(*)0}K$.

Mode	$\bar{D}K$	$\bar{D}^*K, \bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\pi^0$	$\bar{D}^*K, \bar{D}^* \rightarrow \bar{D}\gamma$
Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^*$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi} = 13.6 \pm 5.5$	$\mathcal{R}_{K\pi}^* = 17.6 \pm 9.3$	$\mathcal{R}_{K\pi}^* = 13 \pm 14$
No. of signal events N_{ADS}	23.9 ± 9.7	10.3 ± 5.5	5.9 ± 6.4
No. of normalization events N_{CAB}	1755 ± 48	587 ± 28	455 ± 29
B^+ Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}^+$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^{*+}$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi}^+ = 24.4 \pm 9.0$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = 4.9 \pm 7.9$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = 9 \pm 16$
B^- Ratio of rates, $\mathcal{R}_{K\pi}^-$ or $\mathcal{R}_{K\pi}^{*-}$ (10^{-3})	$\mathcal{R}_{K\pi}^- = 4.3 \pm 5.7$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = 37 \pm 18$	$\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = 19 \pm 23$
Asymmetry $A_{K\pi}$	-0.70 ± 0.35	$+0.77 \pm 0.35$	$+0.36 \pm 0.94$

The results for $B \rightarrow D^{(*)0}K$ are displayed in Figs 6 to 11 and are summarized in Table 7. Indications of a suppressed signal are observed in the $B \rightarrow D^0K$ and in the $B \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0}K$ ADS modes, with a significance of 2.9σ and 2.4σ , respectively. The significances (statistical only) are estimated as $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{max})}$, where $\mathcal{L}_{max}$ is the maximum likelihood and $\mathcal{L}_0$ is the likelihood when the signal yield is constrained to 0 (Fig. 12). If we account for the systematic errors, the significances become 2.6σ and 2.2σ , respectively. For $B \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0}K$ ADS, no significant signal is observed.

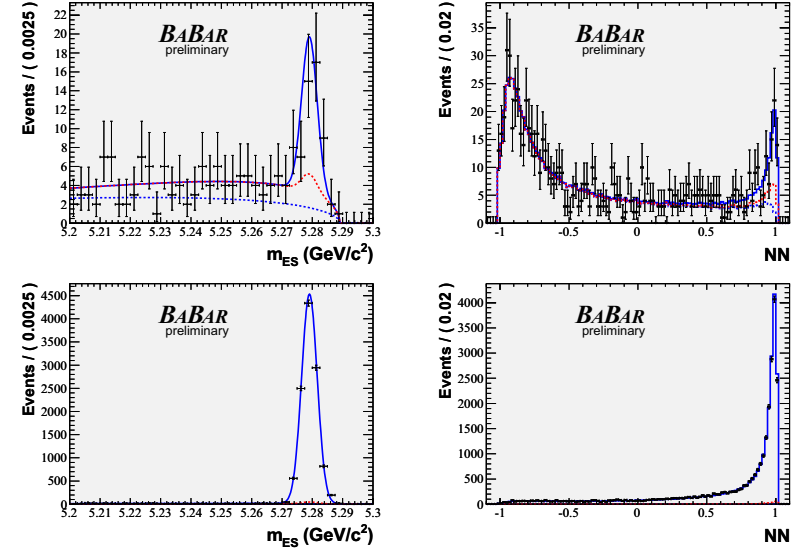


Figure 3: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D^0\pi$ DCS decays (top) and $D^0\pi$ CAB decays (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875 \text{ GeV}/c^2$ (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

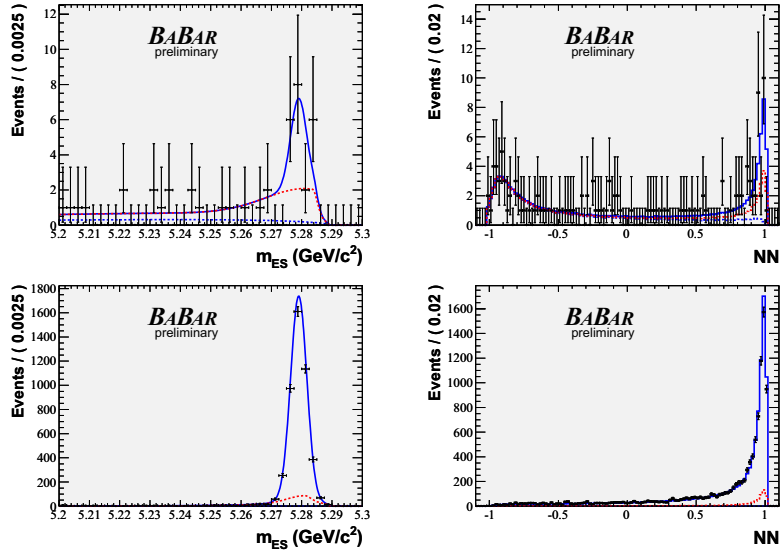


Figure 4: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D^{*0}_{D^0\pi^0}\pi$ DCS decays (top) and $D^{*0}_{D^0\pi^0}\pi$ CAB decays (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875$ GeV/c² (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

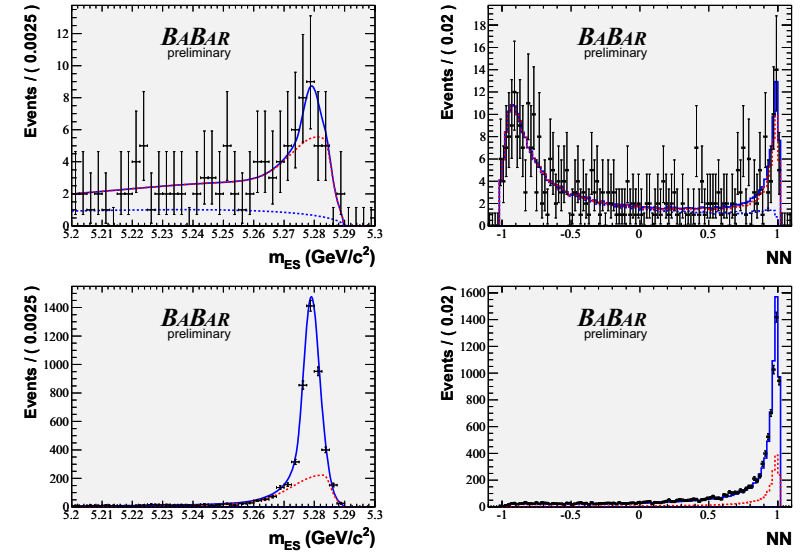


Figure 5: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D^{*0}_{D^0\gamma}\pi$ DCS decays (top) and $D^{*0}_{D^0\gamma}\pi$ CAB decays (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875$ GeV/c² (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

The systematic errors have been estimated by testing different fit models and recomputing $\mathcal{R}_{K\pi}$, as explained in section 5.1. A summary of the different systematic uncertainties is given in Table 8. The uncertainties on the NN describing the $B\bar{B}$ combinatorial background and the uncertainties on the $B\bar{B}$ peaking background are the two main uncertainties. For $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$, we find for the ratio of the suppressed (ADS) to favored (CAB) amplitudes

$$\mathcal{R}_{K\pi}(D^0 K) = (1.4 \pm 0.6_{stat} \pm 0.3_{syst}) \times 10^{-2}.$$

Expressed in term of event yields, the fit result is 23.9 ± 9.7 ADS suppressed events. The results of fits to separate $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ and $B^- \rightarrow D^0 K^-$ data samples are given in Table 7. Projections of the fits to B^+ and B^- data are shown in Fig. 7. We fit $\mathcal{R}_{K\pi}^+ = (2.4 \pm 0.9_{stat} \pm 0.3_{syst}) \times 10^{-2}$ for the B^+ sample, corresponding to 21.8 ± 7.9 events. On the contrary, no significant ADS signal is observed for the B^- sample, and we fit $\mathcal{R}_{K\pi}^- = (0.4 \pm 0.6_{stat} \pm 0.2_{syst}) \times 10^{-2}$. The systematic errors are estimated using the same method as previously, separately for B^+ and B^- events. The main systematic error on the asymmetry $A_{K\pi}^{(DK)}$ is from the uncertainty on the number of peaking B background events for the ADS channel, while the other sources of systematic uncertainty mostly cancel in the asymmetry calculation. The final result for the asymmetry is:

$$A_{K\pi}(D^0 K) = \frac{(\mathcal{R}_{K\pi}^- - \mathcal{R}_{K\pi}^+)}{(\mathcal{R}_{K\pi}^- + \mathcal{R}_{K\pi}^+)} = -0.70 \pm 0.35_{stat} \pm 0.09_{-0.14}^{+0.09} syst$$

For $B^\pm \rightarrow D_{D^0\pi^0}^* K^\pm$, we find for the ratio of the suppressed (ADS) to favored (CAB) amplitudes

$$\mathcal{R}_{K\pi}(D_{D^0\pi^0}^* K) = (1.8 \pm 0.9_{stat} \pm 0.4_{syst}) \times 10^{-2}.$$

Expressed in term of event yields, the fit result is 10.3 ± 5.5 ADS suppressed events. The results of fits to separate $B^+ \rightarrow D^{*0} K^+$ and $B^- \rightarrow D^{*0} K^-$ data samples are given in Table 7. Projections of the fits to B^+ and B^- data are shown in Fig. 9. We fit $\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = (3.7 \pm 1.8_{stat} \pm 0.9_{syst}) \times 10^{-2}$ for the B^+ sample, corresponding to 10.2 ± 4.8 events. On the contrary, no significant ADS signal is observed for the B^- sample, and we fit $\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = (0.5 \pm 0.8_{stat} \pm 0.3_{syst}) \times 10^{-2}$. The systematic errors are estimated using the same method as previously, separately for B^+ and B^- events. The main systematic error on the asymmetry $A_{K\pi}^{(DK)}$ is from the uncertainty on the number of peaking B background events for the ADS channel, while the other sources of systematic uncertainty mostly cancel in the asymmetry calculation. The final result for the asymmetry is:

$$A_{K\pi}(D_{D^0\pi^0}^* K) = \frac{(\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} - \mathcal{R}_{K\pi}^{*+})}{(\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} + \mathcal{R}_{K\pi}^{*+})} = +0.77 \pm 0.35_{stat} \pm 0.12_{syst}$$

For $B \rightarrow D_{D^0\gamma}^* \pi$, we have no significant signal (Fig 10) and fit

$$\mathcal{R}_{K\pi}^*(D_{D^0\gamma}^* K) = (1.3 \pm 1.4_{stat} \pm 0.7_{syst}) \times 10^{-2}.$$

Expressed in terms of yields, this result corresponds to 5.9 ± 6.4 events $D_{D^0\gamma}^* K$ ADS. We fit 211 ± 19 Cabibbo-favored B^- events and 244 ± 20 Cabibbo-favored B^+ events, and find for the suppressed to favored ratios $\mathcal{R}_{K\pi}^{*-} = (190 \pm 230 \pm 117) \times 10^{-4}$ and $\mathcal{R}_{K\pi}^{*+} = (87 \pm 160 \pm 66) \times 10^{-4}$ (Fig. 11). Expressed in term of event yields, these results correspond to 4 ± 5 ADS B^- events and 2 ± 4 ADS B^+ events. The corresponding asymmetry is

$$A_{K\pi}^*(D_{D^0\gamma}^* K) = +0.36 \pm 0.94_{stat} \pm 0.25_{-0.41}^{+0.25} syst$$

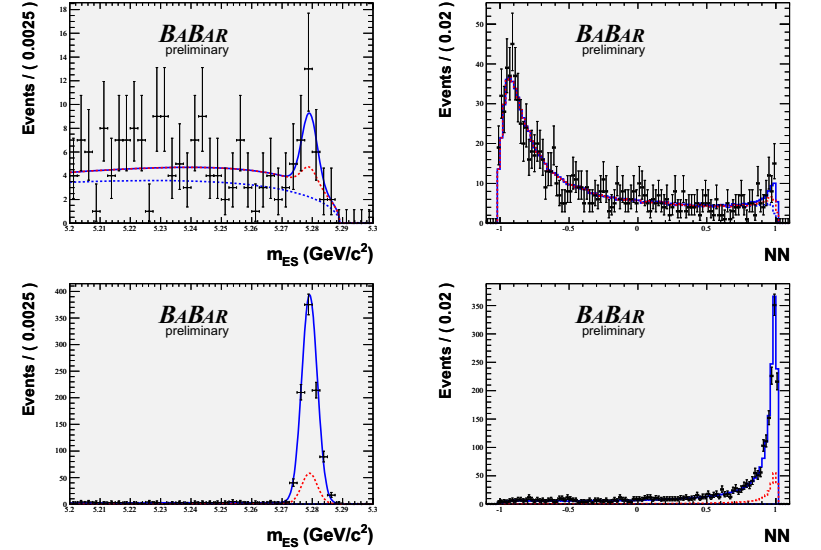


Figure 6: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D^0 K$ ADS (top) and $D^0 K$ CAB (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875 \text{ GeV}/c^2$ (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

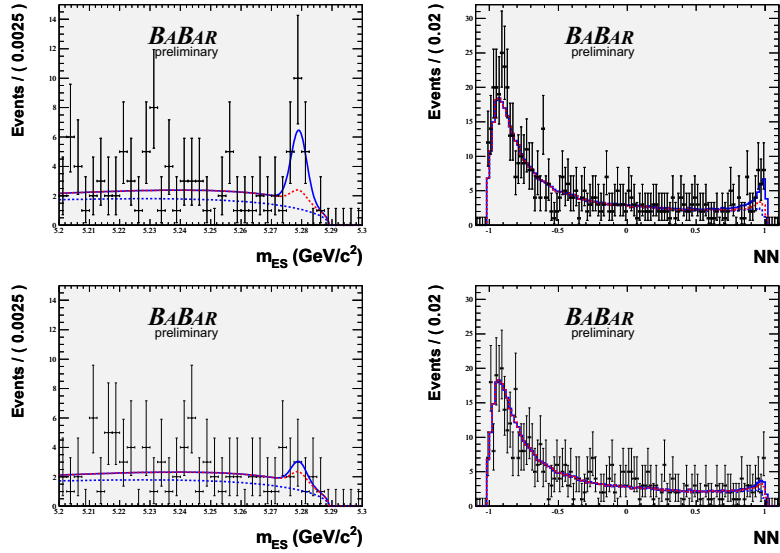


Figure 7: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ ADS (top) and $B^- \rightarrow D^0 K^-$ ADS (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875$ GeV/c² (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

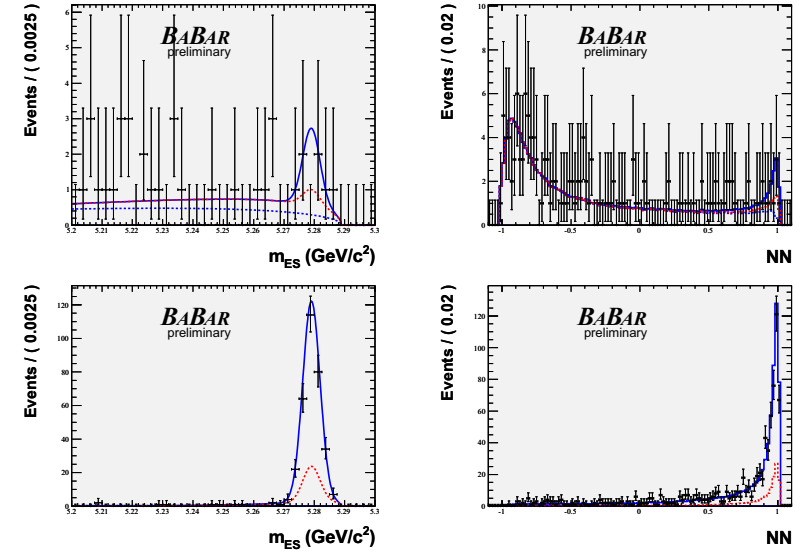


Figure 8: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0 K$ ADS (top) and $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0 K$ CAB (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875$ GeV/c² (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

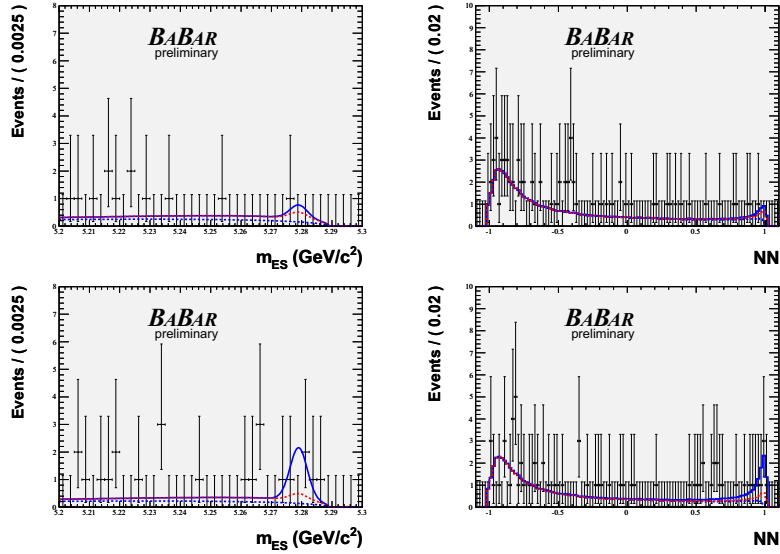


Figure 9: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $B^+ \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0} K^+$ ADS (top) and $B^- \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0} K^-$ ADS (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875 \text{ GeV}/c^2$ (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

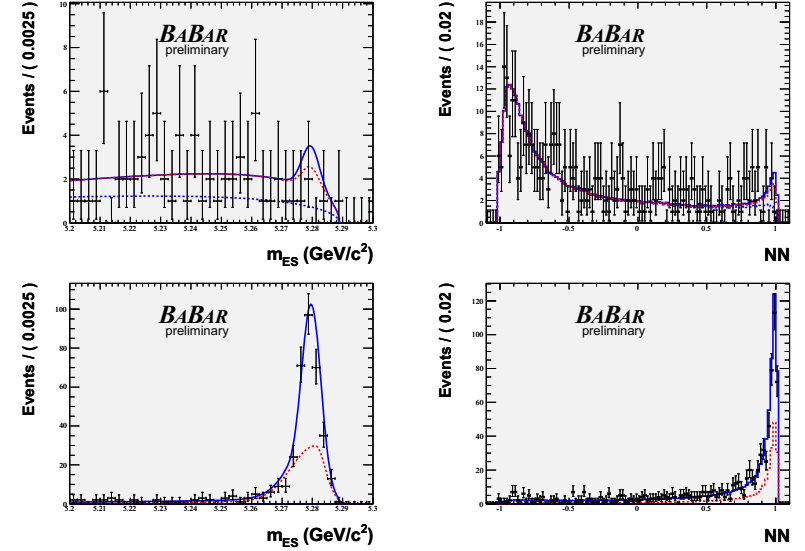


Figure 10: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $D_{D^0\gamma}^{*0} K$ ADS (top) and $D_{D^0\gamma}^{*0} K$ CAB (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875 \text{ GeV}/c^2$ (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

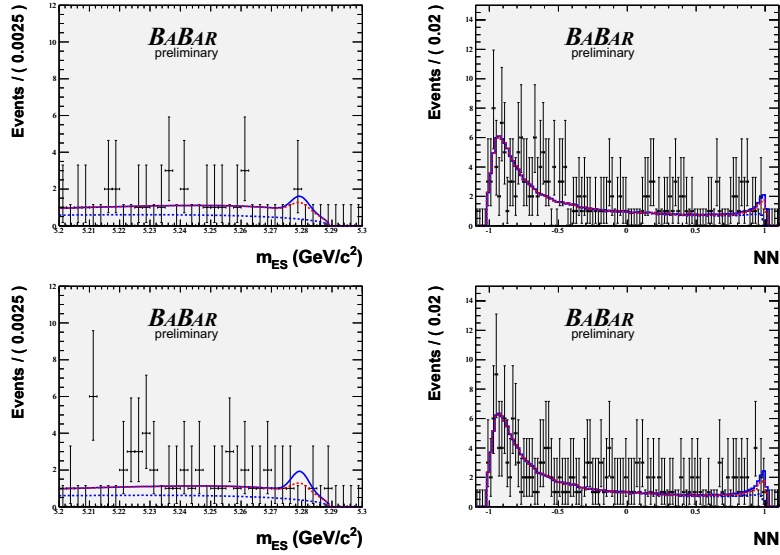


Figure 11: Projections on m_{ES} (left) and NN (right) of the fit results for $B^+ \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0} K^+$ ADS (top) and $B^- \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0} K^-$ ADS (bottom), for a signal enriched region $NN > 0.94$ (m_{ES} projections) or $5.2725 < m_{ES} < 5.2875 \text{ GeV}/c^2$ (NN projections). Points with error bars: data. Blue curve (solid): fit result (total). Blue curve (dashed): continuum background component. Red curve(dashed): sum of $B\bar{B}$ combinatorial and peaking background components.

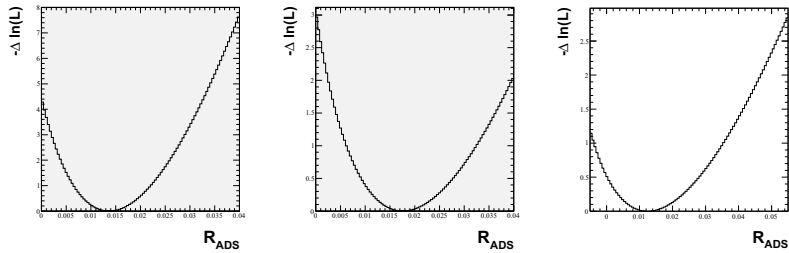


Figure 12: Likelihood variation vs $\mathcal{R}_{K\pi}^{(*)}$ for $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$ (left), $B^\pm \rightarrow D_{D^0\pi^0}^{*0} K^\pm$ (center) and $B^\pm \rightarrow D_{D^0\gamma}^{*0} K^\pm$ (right).

Table 8: Summary of systematic uncertainties for $D^{*0}K$.

error source	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ D^0K	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ $D_{D^0\pi^0}^{*0}K$	$\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ $D_{D^0\gamma}^{*0}K$
signal NN	+4%	+2%	+8%
$B\bar{B}$ background NN	-7%	+14%	+28%
$udsc$ background NN	-4%	+3%	-5%
$B\bar{B}$ comb. bkg shape (m_{ES})	$\pm 4\%$	$\pm 5\%$	$\pm 6\%$
peaking background ADS	$\pm 16\%$	$\pm 15\%$	$\pm 41\%$
peaking background CAB	$\pm 3\%$	$\pm 4\%$	$\pm 9\%$
float $B\bar{B}$ comb. bkg	-	-10%	0%
Combined	$\pm 20\%$	$\pm 24\%$	$\pm 51\%$

6 DISCUSSION

We use the ADS results and a frequentist statistical approach [12] to extract information on r_B and r_B^* . We do not present any constraints on γ since the ADS method is rather insensitive to the value of this parameter. In this technique a χ^2 is calculated using the differences between the measured and theoretical values (including systematic errors) of the various ADS quantities from Eqs. 2 and 3. The 2 pairs of ADS observables ($\mathcal{R}_{K\pi, D^0\pi^0}^*$, $A_{K\pi, D^0\pi^0}^*$) and ($\mathcal{R}_{K\pi, D^0\gamma}^*$, $A_{K\pi, D^0\gamma}^*$) are used to extract r_B^* , while accounting for the relative phase difference in the two D^{*0} decays [3]. The values of r_D and δ_D are taken from Ref. [10] and [11], respectively: $r_D = (5.78 \pm 0.08)\%$ and $\delta_D = (202^{+11}_{-12}(\text{stat})^{+9}_{-11}(\text{syst}))^\circ$, where we have accounted for a phase shift of 180° in the definition of δ_D between Ref. [11] and this analysis. They are varied within their uncertainties, while we allow $0 \leq r_B^{(*)} \leq 1$, $-180^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$, and $-180^\circ \leq \delta_B^{(*)} \leq 180^\circ$. The minimum of the χ^2 for the $r_B^{(*)}$, γ , $\delta_B^{(*)}$, r_D , and δ_D parameter space is calculated first ($\chi_{\min}^2$). We then scan the range of $r_B^{(*)}$ minimizing the χ^2 (χ_m^2) by varying $\delta_B^{(*)}$, γ , r_D , and δ_D . A confidence level for r_B is calculated using $\Delta\chi^2 = \chi_m^2 - \chi_{\min}^2$ and one degree of freedom. We assume Gaussian measurement uncertainties.

The results of this procedure are shown in Fig. 13 for the C.L. curve as a function of $r_B^{(*)}$. The results are summarized in Tab. 9. For the $B^- \rightarrow D[K^+\pi^-]K^-$ ADS channel, we find the minimum χ^2 at $r_B = (10.7^{+5.1}_{-5.4})\%$ (a 1σ interval of $[5.3, 15.8]\%$) and a 2σ interval of $[0.9, 19.3]\%$ (excluding 0 at 99% C.L.). This leads to the upper limit: $r_B < 18\%$ at 90% C.L., to be compared to 23% (19%) at 90% C.L. for the corresponding ADS analysis as performed by BaBar [6] (Belle [8]) with $232(657) \times 10^6$ $B\bar{B}$ pairs. Similarly, for the $B^- \rightarrow D^*[K^+\pi^-]K^-$ ADS channel we find $r_B^* = (11.6^{+3.3}_{-5.1})\%$ (a 1σ interval of $[6.5, 14.9]\%$) and a 2σ interval of $[0.7, 17.6]\%$ (excluding 0 at 98.2% C.L.). This leads to the upper limit: $r_B^* < 16.6\%$ at 90% C.L., to be compared to 16% at 90% C.L. for the corresponding ADS analysis as performed by BaBar [6] with 232×10^6 $B\bar{B}$ pairs.

Using the above procedure we also determine confidence intervals for $\delta_B^{(*)}$. Figures 14 and 15 show that when constraining γ and $r_B^{(*)}$ within the intervals as determined by the BaBar GGSZ paper [7] and by the CKMfitter group global fit to all the various GLW, ADS, and GGSZ BaBar and Belle measurements [12] for $r_B^{(*)}$, one can constraint without any ambiguity the sign of the strong phases $\delta_B^{(*)}$ (thanks to our ADS and asymmetry observables measurements). With the BaBar GGSZ

Parameter	1 σ meas.	2 σ interval	90% C.L. upper limit
r_B	$(10.7^{+5.1}_{-5.4})\%$	$[0.9, 19.3]\%$	$< 18\%$
r_B^* from			
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$(12.2^{+4.6}_{-6.6})\%$	$[0.8, 21.1]\%$	$< 19.5\%$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	$(11.1 \pm 11.1)\%$	$[0., 27.]\%$	$< 25.4\%$
all D^{*0} decays	$(11.6^{+3.3}_{-5.1})\%$	$[0.7, 17.6]\%$	$< 16.6\%$

Table 9: Constraints on $r_B^{(*)}$ from the combined $B^- \rightarrow D^{(*)}[K^+\pi^-]K^-$ ADS measurements.

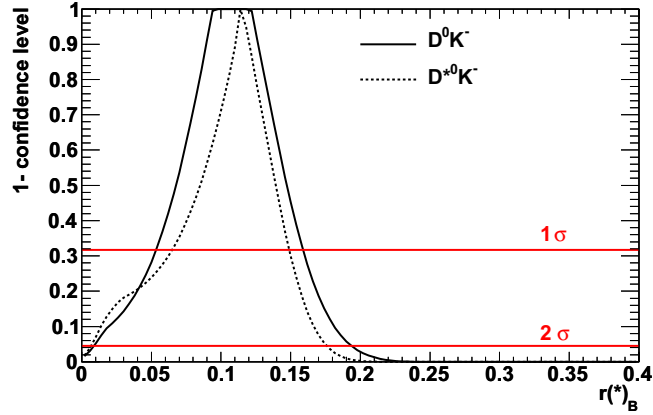


Figure 13: Constraints on $r_B^{(*)}$ from the combined $B^- \rightarrow D^{(*)}[K^+\pi^-]K^-$ ADS measurements. The solid (dotted) curve shows the 1 minus the confidence level to exclude the abscissa value as a function of $r_B^{(*)}$ derived from the this ADS measurement. The horizontal lines show the exclusion limits at the 1, and 2 standard deviation levels.

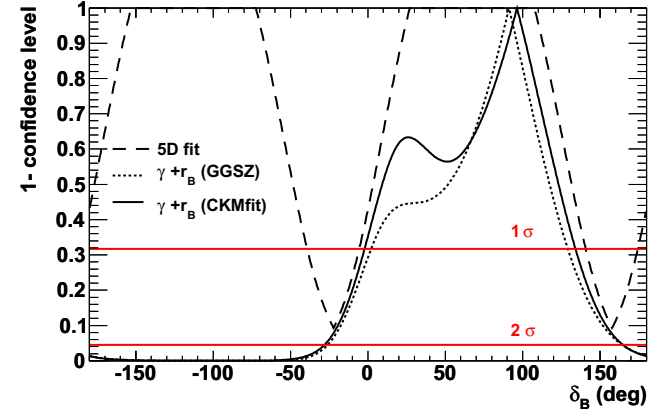


Figure 14: Constraints on δ_B from the combined $B^- \rightarrow D[K^+\pi^-]K^-$ ADS measurements. The dashed curve shows the 1 minus the confidence level to exclude the abscissa value as a function of δ_B , derived from our ADS measurement only following the minimization technique described in the text ("5D fit"). The solid curve is the corresponding constraints when one uses the independent values of γ and r_B from the BaBar 2008 GGSZ analysis [7], choosing the solution with $0 < \gamma < 180^\circ$. The dotted is a cross-check when using the CKMfitter group determination of these parameters [12]. The horizontal lines show the exclusion limits at the 1, and 2 standard deviation levels.

paper constraints on r_B and γ , choosing the solution with $0 < \gamma < 180^\circ$, one gets the 95% C.L. exclusion interval for δ_B : $[-180., -28]^\circ \cup [164, 180]^\circ$, clearly in favor of a positive sign for the strong phase ($A_{K\pi} < 0$) and in good agreement with the value of the strong phase fitted in the GGSZ analysis. Respectively, one gets the 95% C.L. exclusion interval for δ_B^* : $[-18, 155]^\circ$, clearly in favor of a positive sign for the strong phase ($A_{K\pi}^* > 0$) and also in good agreement with the value of the strong phase fitted in the GGSZ analysis.

Alternatively, Fig.16 shows the ADS analysis 2D confidence intervals for r_B vs δ_B and r_B^* vs δ_B^* when constraining γ to the value fitted in the BaBar GGSZ analysis [7], choosing the solution with $0 < \gamma < 180^\circ$. Again these contours are in good agreement with similar contours obtained from the GGSZ analysis.

7 SUMMARY

In summary, using a data sample of 426 million $B\bar{B}$ pairs, we present an updated search of the decays $B^- \rightarrow D^{(*)0}K^-$ where the neutral D meson decays into the $K^+\pi^-$ final state (ADS). The analysis method developed is first tested successfully on the doubly Cabibbo-suppressed mode $B^- \rightarrow D^{(*)0}\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ and allows measurements of the suppressed to favored branching

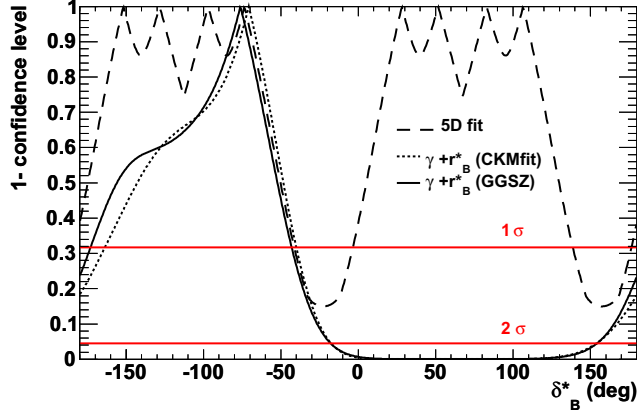


Figure 15: Constraints on δ_B from the combined $B^- \rightarrow D^*[K^+\pi^-]K^-$ ADS measurements. The dashed curve shows the 1 minus the confidence level to exclude the abscissa value as a function of δ_B^* , derived from our ADS measurement only following the minimization technique described in the text ("5D fit"). The solid curve is the corresponding constraints when one uses the independent values of γ and r_B^* from the BaBar 2008 GGSZ analysis [7], choosing the solution with $0 < \gamma < 180^\circ$. The dotted is a cross-check when using the CKMfitter group determination of these parameters [12]. The horizontal lines show the exclusion limits at the 1, and 2 standard deviation levels.

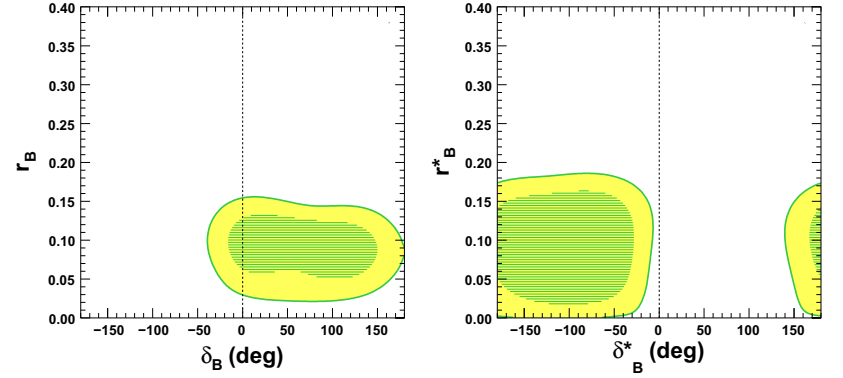


Figure 16: 1σ (hashed) and 2σ contours on r_B vs δ_B and r_B^* vs δ_B^* obtained when fixing γ to the value fitted in the GGSZ analysis, choosing the solution with $0 < \gamma < 180^\circ$.

fraction ratios $\mathcal{R}_{K\pi}(D^0\pi) = (3.3 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{syst}) \times 10^{-3}$, $\mathcal{R}_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\pi^0}\pi) = (3.2 \pm 0.9_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}$ and $\mathcal{R}_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\gamma}\pi) = (2.7 \pm 1.4_{stat} \pm 2.2_{syst}) \times 10^{-3}$, in good agreement with the ratio R_D of the suppressed to favored $D^0 \rightarrow K\pi$ decay rates, $R_D = (3.36 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ [10]. Both the branching fraction ratios and the CP asymmetries measured for those modes, $A_{K\pi}(D^0\pi) = (3 \pm 17_{stat}) \times 10^{-2}$, $A_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\pi^0}\pi) = (9 \pm 27_{stat}) \times 10^{-2}$ and $A_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\gamma}\pi) = (65 \pm 55_{stat}) \times 10^{-2}$, are consistent with the expectations discussed in Section 1.

We see for the first time indications of a signal for the $B \rightarrow D^0K$ and $B \rightarrow D^{*0}_{D^0\pi^0}K$ ADS modes, with a statistical significance of 2.9σ and 2.4σ (2.6σ and 2.2σ when accounting for the systematic uncertainties), respectively. The ratio of the suppressed (ADS) to favored branching fractions are measured to be $\mathcal{R}_{K\pi}(DK) = (1.4 \pm 0.6_{stat} \pm 0.3_{syst}) \times 10^{-2}$ and $\mathcal{R}_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\pi^0}K) = (1.8 \pm 0.9_{stat} \pm 0.4_{syst}) \times 10^{-2}$ for $B \rightarrow D^0K$ and $B \rightarrow D^{*0}_{D^0\pi^0}K$, respectively. The separate measurement of $\mathcal{R}_{K\pi}$ for B^+ and B^- events indicates large CP asymmetries, with $A_{K\pi}(D^0K) = -0.70 \pm 0.35_{stat} \pm 0.09_{syst}$ for $B \rightarrow D^0K$ and $A_{K\pi}^*(D^{*0}_{D^0\pi^0}K) = +0.77 \pm 0.35_{stat} \pm 0.12_{syst}$ for $B \rightarrow D^{*0}K$, $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$. For the $B \rightarrow D^{*0}_{D^0\gamma}K$ ADS mode, we see no statistically significant evidence of a signal. We measure $\mathcal{R}_{K\pi}(D^{*0}_{D^0\gamma}K) = (1.3 \pm 1.4_{stat} \pm 0.5_{syst}) \times 10^{-2}$ and $A_{K\pi}^*(D^{*0}_{D^0\gamma}K) = +0.36 \pm 0.94_{stat} \pm 0.25_{syst}$. These results are used to extract the following constraints on $r_B^{(*)}$:

$$r_B = (10.7^{+5.1}_{-5.4})\%,$$

$$r_B^* = (11.6^{+3.3}_{-5.1})\%.$$

8 ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful for the extraordinary contributions of our PEP-II colleagues in achieving the excellent luminosity and machine conditions that have made this work possible. The success of this project also relies critically on the expertise and dedication of the computing organizations that support *BABAR*. The collaborating institutions wish to thank SLAC for its support and the kind hospitality extended to them. This work is supported by the US Department of Energy and National Science Foundation, the Natural Sciences and Engineering Research Council (Canada), the Commissariat à l’Energie Atomique and Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France), the Bundesministerium für Bildung und Forschung and Deutsche Forschungsgemeinschaft (Germany), the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italy), the Foundation for Fundamental Research on Matter (The Netherlands), the Research Council of Norway, the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, Ministerio de Educación y Ciencia (Spain), and the Science and Technology Facilities Council (United Kingdom). Individuals have received support from the Marie-Curie IEF program (European Union) and the A. P. Sloan Foundation.

References

- [1] D. Atwood, I. Dunietz, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997); Phys. Rev. **D63**, 036005 (2001).
- [2] The Review of Particle Physics, C. Amsler et al., Physics Letters **B667**, 1 (2008).
- [3] A. Bondar and T. Gershon, Phys. Rev. **D70**, 091503(R) (2004).
- [4] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. and Methods **A479**, 1 (2002).
- [5] PEP-II Conceptual Design Report, SLAC-0418 (1993).
- [6] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. **D72**, 032004 (2005).
- [7] *BABAR* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. **D** 78, 034023 (2008).
- [8] Belle Collaboration, Y. Horii *et al.*, Phys. Rev. **D** 78, 071901(R) (2008).
- [9] The function is $f(m_{ES}) \propto m_{ES} \sqrt{1-x^2} \exp[-\zeta(1-x^2)]$, where $x = 2m_{ES}/m_0$; ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. **C48**, 543 (1990).
- [10] E.Barberio *et al.*, "Averages of b-hadron and c-hadron Properties at the end of 2007", arXiv:0808.1297.
- [11] CLEO Collaboration, J.L.Rosner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 221801 (2008)
- [12] J. Charles *et al.*, Eur. Phys. J. **C41**,1 (2005) and updates at URL: <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter>

Annexe D

Publications au sein du groupe CKMfitter

Dans cette annexe je présente les documents que je veux voir ici et décrits au chapitre 6, en rapport avec mes activités sur le groupe CKMfitter. Je donne notamment la copie du proceedings que j'ai écrit à l'issue de ma présentation à la conférence Moriond EW 2009, sur l'état de la matrice CKM et des tests de sensibilité à la Nouvelle Physique [107].

De manière à limiter la taille de ce document, surtout dans sa version papier, le lecteur est invité à consulter les documents sur les serveurs internet aux liens suivants ("*liens cliquables dans le document PDF*") :

- *CKM fits as of winter 2009 and sensitivity to New Physics*, Vincent Tisserand, for the CKM-fitter group, proceedings for the Moriond 2009 EW session:

arXiv:0905.1572v2 [hep-ph] : <http://arxiv.org/abs/0905.1572>

Je donne également le document qui explique comment les moyennes des divers calculs LQCD est effectué par notre groupe CKM et les divers documents qui montrent quels données ont été utilisées (et références associées), pour notre étude de l'historique de la matrice CKM en fonction des années 1995, 2001, 2002, 2004 (voir la publication [30], qu'il n'est pas question de reproduire ici !), 2006, 2009, 2010 (c'est simplement les valeurs de 2009 mises à jour pour le nouveau résultat de *BABAR* [101]) et les perspectives pour la fin 2013 et la fin 2017.

Je ne souhaite pas fournir également le papier [193] sur les études des contraintes sur le modèle 2DHM-II, qui est l'oeuvre principalement de mes collègues du groupe CKMfitter du LPC de Clermont-Ferrand, sous l'égide de S. Monteil, du fait que je n'ai contribué que sur certains points précis et ponctuels (références de résultats expérimentaux de données de *BABAR* et *CLEO* récentes) et à des petits points techniques, propres à l'utilisation des logiciels de CKMfitter. Je signale toutefois que ce travail est en cours d'être soumis à Phys. Rev. D.

Average of lattice QCD inputs for CKM fits

August 28, 2009

The CKMfitter group

Several hadronic inputs are required for the fits presented by CKMfitter, and we mostly rely on lattice QCD simulations to estimate these quantities. The presence of results from different collaborations with various statistics and systematics make it all the more necessary to combine them in a careful way. We explain below the procedure that we have chosen to determine these lattice averages.

1 Method of averaging

We collect the relevant calculations of the quantity that we are interested in: we take only unquenched results with 2 or 2+1 dynamical fermions, even those from proceedings without a companion article (flagged with a star). In these results, we separate the error estimates into a Gaussian part and a flat part that is treated à la Rfit. The Gaussian part collects the uncertainties from purely statistical origin, but also the systematics that can be controlled and treated in a similar way (e.g., interpolation or fitting in some cases). The remaining systematics constitute the Rfit error. If there are several sources of error in the Rfit category, we add them linearly ¹.

The Rfit model is simple but also very strict. It amounts to assuming that the theoretical uncertainty is rigorously constrained by a mathematical bound that is our only piece of information. If Rfit is taken *stricto sensu* and the individual likelihoods are combined in the usual way (by multiplication), the final uncertainty can be underestimated, in particular in the case of marginally compatible values.

We correct this effect by adopting the following averaging recipe. The central value is obtained by combining the whole likelihoods. Then we combine the Gaussian uncertainties by combining likelihoods restricted to their Gaussian part. Finally we assign to this combination the smallest of the individual Rfit uncertainties. The underlying idea is twofold:

- the present state of art cannot allow us to reach a better theoretical accuracy than the best of all estimates

¹keeping in mind that in many papers in the literature, this combination is done in quadrature and the splitting between different sources is not published.

- this best estimate should not be penalized by less precise methods (as it would happen be the case if one would take the dispersion of the individual central values as a guess of the combined theoretical uncertainty).

It should be stressed that the concept of a theoretical uncertainty is ill-defined, and the combination of them even more. Thus our approach is only one among the alternatives that can be found in the literature. In contrast to some of the latter, ours is algorithmic and can be reproduced.

2 Decay constants

2.1 Light mesons

f_K

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
ETMC09	[1]	2	158.1	0.8	3.1
MILC07	[2]	2+1	156.5	0.4	$^{+1.0}_{-2.7}$
HPQCD07	[3]	2+1	157	0.6	3.3
RBC/UKQCD08	[4]	2+1	149.6	3.6	6.3
Laiho08*	[5]	2+1	153.9	1.7	6.5
Our average			155.5	0.3	1.9

f_K/f_π

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
ETMC09	[1]	2	1.210	0.006	0.024
MILC07	[2]	2+1	1.197	0.003	$^{+0.006}_{-0.013}$
NPLQCD07	[6]	2+1	1.218	0.002	$^{+0.024}_{-0.011}$
HPQCD07	[3]	2+1	1.189	0.002	0.014
RBC/UKQCD08	[4]	2+1	1.205	0.018	0.062
Laiho08*	[5]	2+1	1.191	0.016	0.026
Our average			1.205	0.0013	0.0095

2.2 Charmed mesons

f_{D_s}

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
CP-PACS00	[7]	2	267	13	$^{+27}_{-17}$
MILC02	[8]	2	241	5	$^{+41}_{-30}$
ETMC09	[1]	2	244	3	9
HPQCD03	[9]	2+1	290	20	64
HPQCD07	[3]	2+1	241	1.4	5.3
FNAL-MILC09*	[10]	2+1	249	2.5	24
Our average			246.3	1.1	5.3

f_{D_s}/f_D

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
CP-PACS00	[7]	2	1.182	0.039	$^{+0.087}_{-0.046}$
MILC02	[8]	2	1.14	0.01	$^{+0.06}_{-0.07}$
ETMC09	[1]	2	1.24	0.03	0.01
HPQCD07	[3]	2+1	1.164	0.006	0.020
FNAL-MILC09*	[10]	2+1	1.200	0.012	0.039
Our average			1.186	0.0046	0.01

2.3 Beauty mesons

f_{B_s}

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
CP-PACS01	[11]	2	242	9	$^{+53}_{-34}$
MILC02	[8]	2	217	6	$^{+58}_{-31}$
JLQCD03	[12]	2	215	9	$^{+19}_{-15}$
HPQCD03	[9]	2+1	260	7	39
FNAL-MILC09*	[10]	2+1	243	6	22
HPQCD09+	[22]	2+1	231	5	30
Our average			228	3	17

f_{B_s}/f_B

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
CP-PACS01	[11]	2	1.179	0.018	0.023
MILC02	[8]	2	1.16	0.01	$^{+0.08}_{-0.04}$
JLQCD03	[12]	2	1.13	0.03	$^{+0.17}_{-0.02}$
FNAL-MILC09*	[10]	2+1	1.245	0.028	0.049
HPQCD09	[22]	2+1	1.226	0.020	0.033
Our average			1.199	0.008	0.023

3 Semileptonic form factors

3.1 $K \rightarrow \pi \ell \nu$

$f_+(0)$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
RBC06	[14]	2	0.968	0.009	0.006
RBC-UKQCD07	[15]	2+1	0.9644	0.0033	0.0048
Our average			0.9644	0.003	0.0048

3.2 $D \rightarrow \pi \ell \nu$

$f_+(0)$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
MILC04	[16]	2+1	0.64	0.03	0.15
Our average			0.64	0.03	0.15

3.3 $D \rightarrow K \ell \nu$

$f_+(0)$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
MILC04	[16]	2+1	0.73	0.03	0.16
Our average			0.73	0.03	0.16

4 Meson mixing

4.1 Kaon mixing

$B_K^{\overline{\text{MS}}}(2\text{GeV})$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
JLQCD08	[17]	2	0.537	0.004	0.072
HPQCD/UKQCD06	[18]	2+1	0.618	0.018	0.179
RBC/UKQCD07	[19]	2+1	0.524	0.010	0.052
Our average			0.525	0.0036	0.052

4.2 $B_{d,s}$ mixing

$\hat{B}_{B_s}$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
JLQCD03	[12]	2	1.299	0.034	$^{+0.122}_{-0.095}$
HPQCD06	[20]	2+1	1.168	0.105	0.140
RBC/UKQCD07*	[21]	2+1	1.21	0.05	0.05
Our average			1.23	0.03	0.05

$\hat{B}_{B_s}/\hat{B}_{B_d}$

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
JLQCD03	[12]	2	1.017	0.016	$^{+0.076}_{-0.017}$
Our average			1.05	0.02	0.05

$f_{B_s}\sqrt{\hat{B}_{B_s}}$ (MeV)

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
JLQCD03	[12]	2	245	10	$^{+24}_{-17}$
HPQCD09	[22]	2+1	266	7	38
Our average			257	6	21

ξ

Reference	Article	N_f	Mean	Stat	Syst
JLQCD03	[12]	2	1.14	0.03	$^{+0.17}_{-0.02}$
HPQCD09+	[22]	2+1	1.258	0.026	0.043
Our average			1.258	0.020	0.043

References

- [1] B. Blossier *et al.*, JHEP **0907** (2009) 043 [arXiv:0904.0954 [hep-lat]].
- [2] C. Bernard *et al.*, PoS **LAT2007**, 090 (2007) [arXiv:0710.1118 [hep-lat]].
- [3] E. Follana, C. T. H. Davies, G. P. Lepage and J. Shigemitsu [HPQCD Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 062002 (2008) [arXiv:0706.1726 [hep-lat]].
- [4] C. Allton *et al.* [RBC-UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 114509 (2008) [arXiv:0804.0473 [hep-lat]].
- [5] C. Aubin, J. Laiho and R. S. Van de Water, arXiv:0810.4328 [hep-lat].
- [6] S. R. Beane, P. F. Bedaque, K. Orginos and M. J. Savage, Phys. Rev. D **75**, 094501 (2007) [arXiv:hep-lat/0606023].
- [7] A. Ali Khan *et al.* [CP-PACS Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 034505 [arXiv:hep-lat/0010009].

- [8] C. Bernard *et al.* [MILC Collaboration], Phys. Rev. D **66**, 094501 (2002) [arXiv:hep-lat/0206016].
- [9] M. Wingate, C. T. H. Davies, A. Gray, G. P. Lepage and J. Shigemitsu, Phys. Rev. Lett. **92**, 162001 (2004) [arXiv:hep-ph/0311130].
- [10] C. Bernard *et al.*, PoS **LATTICE2008** (2008) 278 [arXiv:0904.1895 [hep-lat]].
- [11] A. Ali Khan *et al.* [CP-PACS Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 054504 (2001) [arXiv:hep-lat/0103020].
- [12] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 212001 (2003) [arXiv:hep-ph/0307039].
- [13] A. Gray *et al.* [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 212001 (2005) [arXiv:hep-lat/0507015].
- [14] C. Dawson, T. Izubuchi, T. Kaneko, S. Sasaki and A. Soni, Phys. Rev. D **74** (2006) 114502 [arXiv:hep-ph/0607162].
- [15] P. Boyle [RBC Collaboration and UKQCD Collaboration], PoS **LAT2007** (2007) 005 [arXiv:0710.5880 [hep-lat]].
- [16] C. Aubin *et al.* [Fermilab Lattice Collaboration and MILC Collaboration and HPQCD Collab], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 011601 [arXiv:hep-ph/0408306].
- [17] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Phys. Rev. D **77** (2008) 094503 [arXiv:0801.4186 [hep-lat]].
- [18] E. Gamiz, S. Collins, C. T. H. Davies, G. P. Lepage, J. Shigemitsu and M. Wingate [HPQCD Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **73**, 114502 (2006) [arXiv:hep-lat/0603023].
- [19] D. J. Antonio *et al.* [RBC Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 032001 (2008) [arXiv:hep-ph/0702042].
- [20] E. Dalgic *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 011501 (2007) [arXiv:hep-lat/0610104].
- [21] C. Albertus *et al.* [RBC and UKQCD Collaborations], PoS **LAT2007**, 376 (2007).
- [22] E. Gamiz, C. T. H. Davies, G. P. Lepage, J. Shigemitsu and M. Wingate [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. D **80**, 014503 (2009) [arXiv:0902.1815 [hep-lat]].

RETROSPECTIVE RESULTS ON THE CKM MATRIX
AND THE UNITARITY TRIANGLE

Based on results available
around 1995

P r e l i m i n a r y

January 15th, 2010

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides a retrospective collection of inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. Experimental and theoretical information available at the time of the first observation of the top quark, are used. The statistical method employed is the frequentist approach *R*fit. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

*CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC *B* FACTORIES*
By CKMfitter Group
Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^a*Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr*

^b*Centre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr*

^c*Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr*

^d*Humboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de*

^e*High Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp*

^f*Laboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr*

^h*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr*

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $	0.9736 ± 0.0010	[1]	*	-
$ V_{us} $	0.2205 ± 0.0018	[1]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.3 \pm 0.4 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	[2, 3]	*	*
$ V_{cd} $	(0.224 ± 0.016)	[1]	*	-
$ V_{cs} $	(1.01 ± 0.18)	[1]	*	-
$ V_{cb} $	$(41 \pm 3 \pm 2) \times 10^{-3}$	[1]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.265 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	[1]	*	-
Δm_d	$(0.471 \pm 0.031) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
Δm_s	$> 6.5 \text{ ps}^{-1}$	[8]	*	-
$\bar{m}_c(m_c)$	$(1.3 \pm 0.3) \text{ GeV}$	[1]	-	*
$\bar{m}_t(m_t)$	$(174 \pm 16) \text{ GeV}$	[5, 6]	-	*
B_K	0.8 ± 0.2	[7]	-	*
η_{cc}	1.38 ± 0.53	[9]	-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04	[10]	-	*
η_{tt}	0.574 ± 0.004	[11]	-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007	[11]	-	*
$f_{B_d} \sqrt{B_d}$	$(200 \pm 40) \text{ MeV}$	[12]	-	*
ξ	1.14 ± 0.20	[12]	-	*

Table 1: *Inputs to the standard CKM fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

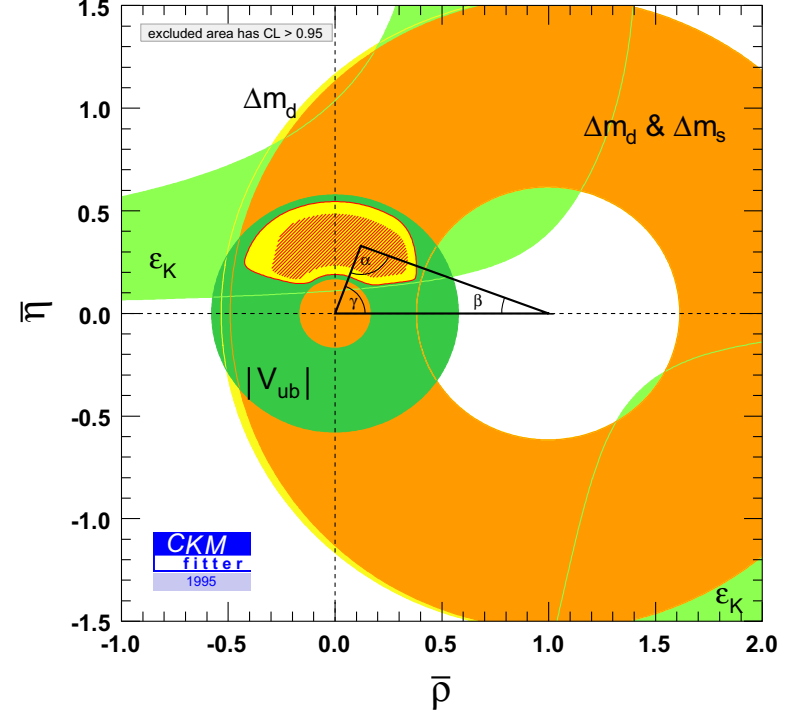


Figure 1: Constraints on the $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ plane including results available by 1995 in the global CKM fit. These are: the first measurement of the top quark mass, the first evidence for exclusive $b \rightarrow u$ decays, and a limit on the B_s mixing, with numerical values summarised in Table 1. The red hashed region of the global combination corresponds to 68%CL.

References

- [1] L. Montanet *et al.* [Particle Data Group], Phys. Rev. D **50**, 1173 (1994) and 1995 off-year partial update for the 1996 edition.
- [2] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Phys. Lett. B **255**, 297 (1991).
- [3] J. E. Bartelt *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **71**, 4111 (1993).
- [4] J. P. Alexander *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996).
- [5] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [arXiv:hep-ex/9503002].
- [6] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [arXiv:hep-ex/9503003].
- [7] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **47**, 465 (1996) [arXiv:hep-lat/9510012].
- [8] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **356**, 409 (1995).
- [9] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. B **419**, 292 (1994) [arXiv:hep-ph/9310311].
- [10] S. Herrlich and U. Nierste, Phys. Rev. D **52**, 6505 (1995) [arXiv:hep-ph/9507262].
- [11] A. J. Buras, M. Jamin and P. H. Weisz, Nucl. Phys. B **347**, 491 (1990).
- [12] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **47**, 433 (1996) [arXiv:hep-lat/9510033].

RETROSPECTIVE RESULTS ON THE CKM MATRIX AND THE UNITARITY TRIANGLE

Based on results available
around 2001

P r e l i m i n a r y

January 15th, 2010

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides a retrospective collection of inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. Experimental and theoretical information available in 2001, at the eve of the first results on CP violation from the B-factories, are used. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

*CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC B FACTORIES*

By CKMfitter Group

Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^aLaboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr

^bCentre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr

^cLaboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr

^dHumboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de

^eHigh Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp

^fLaboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr

^hLaboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $	0.97394 ± 0.00089	[1]	*	-
$ V_{us} $	0.2200 ± 0.0025	[1]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.49 \pm 0.23 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	[2]	*	*
$ V_{cd} $	(0.224 ± 0.014)	[1]	*	-
$ V_{cs} $	(0.969 ± 0.058)	[1]	*	-
$ V_{cb} $	$(40.76 \pm 0.50 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	[1]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.271 \pm 0.017) \times 10^{-3}$	[1]	*	-
Δm_d	$(0.487 \pm 0.014) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
Δm_s	$> 14.0 \text{ ps}^{-1}$	[4]	*	-
$\overline{m}_c(m_c)$	$(1.3 \pm 0.1) \text{ GeV}$	[1]	-	*
$\overline{m}_t(m_t)$	$(166 \pm 5) \text{ GeV}$	[1]	-	*
B_K	$0.87 \pm 0.06 \pm 0.13$	[3]	*	*
η_{cc}	1.38 ± 0.53	[5]	-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04	[6]	-	*
η_{tt}	0.574 ± 0.004	[7]	-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007	[7]	-	*
$f_{B_d}\sqrt{B_d}$	$(230 \pm 28 \pm 28) \text{ MeV}$	[8]	*	*
ξ	$1.16 \pm 0.03 \pm 0.05$	[8]	*	*

Table 1: *Inputs to the standard CKM fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

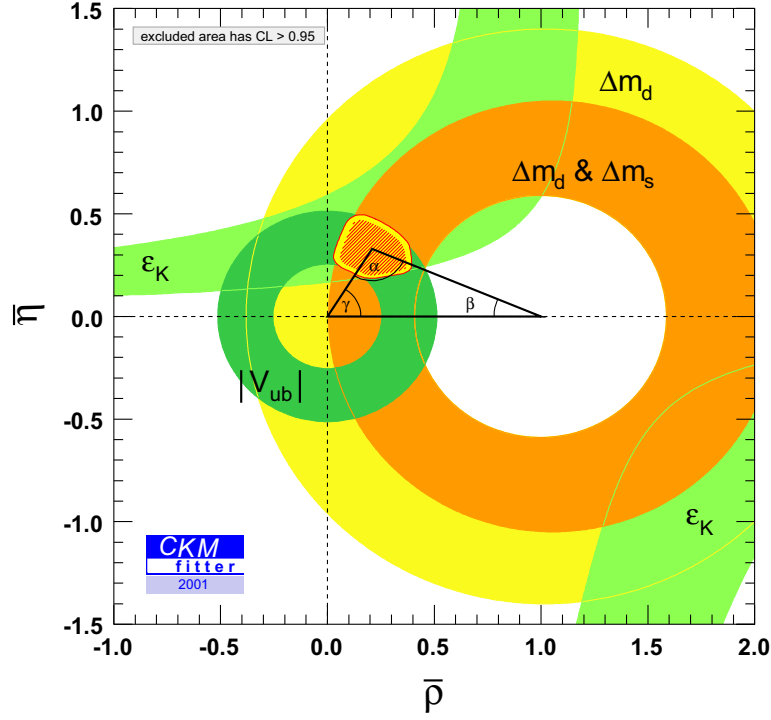


Figure 1: Constraints on the $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ plane including results available by 2001 in the global CKM fit. The experimental inputs correspond to all information available on the eve of the first results on CP violation from the B-factories, with numerical values summarised in Table 1. The red hashed region of the global combination corresponds to 68%CL.

References

- [1] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group], Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000).
- [2] J. P. Alexander *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996).
- [3] L. Lellouch, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94**, 142 (2001) [arXiv:hep-lat/0011088].
- [4] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **356**, 409 (1995).
- [5] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. B **419**, 292 (1994) [arXiv:hep-ph/9310311].
- [6] S. Herrlich and U. Nierste, Phys. Rev. D **52**, 6505 (1995) [arXiv:hep-ph/9507262].
- [7] A. J. Buras, M. Jamin and P. H. Weisz, Nucl. Phys. B **347**, 491 (1990).
- [8] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **47**, 433 (1996) [arXiv:hep-lat/9510033].

RETROSPECTIVE RESULTS ON THE CKM MATRIX
AND THE UNITARITY TRIANGLE

Based on results available
around 2002

P r e l i m i n a r y

January 15th, 2010

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides a retrospective collection of inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. Experimental and theoretical information available in 2002, including the first results on CP violation from the B-factories, are used. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC *B* FACTORIES
By CKMfitter Group
Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^a*Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr*

^b*Centre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr*

^c*Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr*

^d*Humboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de*

^e*High Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp*

^f*Laboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr*

^h*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr*

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $	0.97394 ± 0.00089	[1]	*	-
$ V_{us} $	0.2200 ± 0.0025	[1]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.49 \pm 0.23 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	[3]	*	*
$ V_{cd} $	(0.224 ± 0.014)	[1]	*	-
$ V_{cs} $	(0.969 ± 0.058)	[1]	*	-
$ V_{cb} $	$(40.76 \pm 0.50 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	[1]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.271 \pm 0.017) \times 10^{-3}$	[1]	*	-
Δm_d	$(0.487 \pm 0.014) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
Δm_s	$> 14.0 \text{ ps}^{-1}$	[5]	*	-
$\sin(2\beta)_{[\overline{cc}]}$	0.48 ± 0.16	[2]	*	-
$\overline{m}_c(m_c)$	$(1.3 \pm 0.1) \text{ GeV}$	[1]	-	*
$\overline{m}_t(m_t)$	$(166 \pm 5) \text{ GeV}$	[1]	-	*
B_K	$0.87 \pm 0.06 \pm 0.13$	[4]	*	*
η_{cc}	1.38 ± 0.53	[6]	-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04	[7]	-	*
η_{tt}	0.574 ± 0.004	[8]	-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007	[8]	-	*
$f_{B_d}\sqrt{B_d}$	$(230 \pm 28 \pm 28) \text{ MeV}$	[9]	*	*
ξ	$1.16 \pm 0.03 \pm 0.05$	[9]	*	*

Table 1: *Inputs to the standard CKM fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

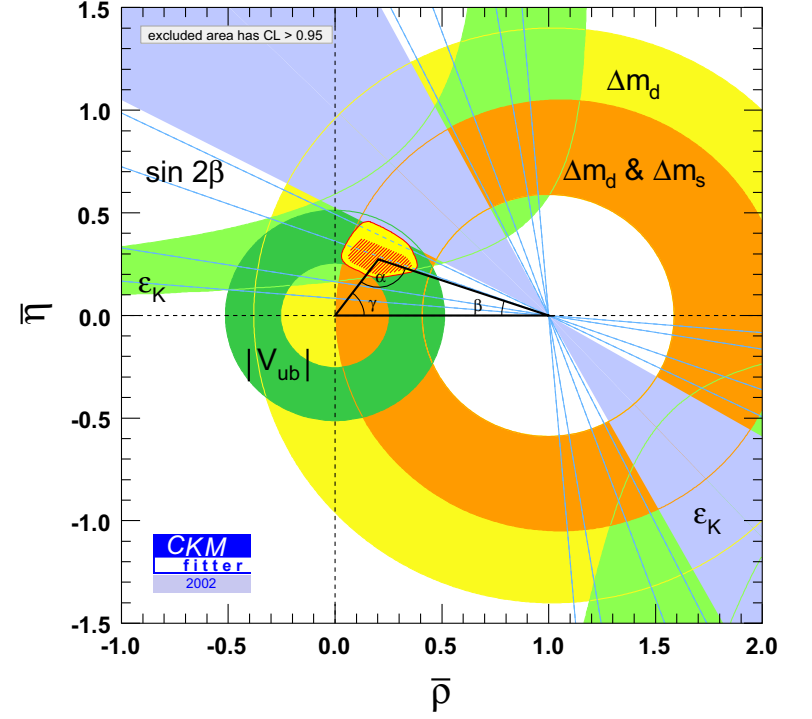


Figure 1: Constraints on the $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ plane including results available by 2002 in the global CKM fit. The experimental inputs correspond to all information, including the first results on CP violation from the B-factories, with numerical values summarised in Table 1. The red hashed region of the global combination corresponds to 68%CL.

References

- [1] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group], Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000).
- [2] A. Hocker, H. Lacker, S. Laplace and F. Le Diberder, Eur. Phys. J. C **21**, 225 (2001) [arXiv:hep-ph/0104062].
- [3] J. P. Alexander *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996).
- [4] L. Lellouch, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94**, 142 (2001) [arXiv:hep-lat/0011088].
- [5] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **356**, 409 (1995).
- [6] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. B **419**, 292 (1994) [arXiv:hep-ph/9310311].
- [7] S. Herrlich and U. Nierste, Phys. Rev. D **52**, 6505 (1995) [arXiv:hep-ph/9507262].
- [8] A. J. Buras, M. Jamin and P. H. Weisz, Nucl. Phys. B **347**, 491 (1990).
- [9] S. Aoki *et al.* [JLQCD Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **47**, 433 (1996) [arXiv:hep-lat/9510033].

Observable	central $\pm$ CL $\equiv 1\sigma$	$\pm$ CL $\equiv 2\sigma$	$\pm$ CL $\equiv 3\sigma$
λ	$0.2259^{+0.0029}_{-0.0028}$	$+0.0048$ -0.0036	$+0.0052$ -0.0040
A	$0.806^{+0.032}_{-0.023}$	$+0.066$ -0.045	$+0.082$ -0.059
$\bar{\rho}$	$0.214^{+0.049}_{-0.057}$	$+0.153$ -0.109	$+0.195$ -0.156
$\bar{\eta}$	$0.337^{+0.030}_{-0.024}$	$+0.064$ -0.069	$+0.098$ -0.097
J [10^{-5}]	$2.91^{+0.30}_{-0.23}$	$+0.71$ -0.60	$+1.03$ -0.77
$\sin 2\alpha$	$-0.32^{+0.30}_{-0.21}$	$+0.57$ -0.55	$+0.80$ -0.64
$\sin 2\alpha$ (meas. not in fit)	$-0.29^{+0.56}_{-0.47}$	$+0.79$ -0.65	$+0.96$ -0.69
$\sin 2\beta$	$0.725^{+0.037}_{-0.036}$	$+0.073$ -0.073	$+0.109$ -0.109
$\sin 2\beta$ (meas. not in fit)	$0.70^{+0.14}_{-0.10}$	$+0.16$ -0.17	$+0.18$ -0.22
α (deg)	$99.2^{+6.7}_{-8.6}$	$+20.8$ -16.6	$+27.8$ -23.6
α (deg) (meas. not in fit)	98^{+16}_{-16}	$+26$ -23	$+31$ -29
β (deg)	$23.2^{+1.6}_{-1.5}$	$+3.2$ -2.9	$+5.0$ -4.2
$\gamma \simeq \delta_{\text{PDG}}$ (deg)	$57.5^{+8.7}_{-6.8}$	$+16.7$ -20.6	$+23.8$ -26.3

Table 1: Results of the global CKM fit as of ICHEP 2004, Beijing, China.

UPDATED RESULTS ON THE CKM MATRIX AND THE UNITARITY TRIANGLE

Including results presented up to
ICHEP 06, Moscow, Russia
and BEAUTY 06, Oxford, England

P r e l i m i n a r y

October 4, 2006

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides the collection of up-to-date inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

*CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC B FACTORIES*
By CKMfitter Group
Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, A. Höcker^g, R. Itoh^h, A. Jantsch^e, H. Lacker^e, J. Malcès^f,
S. Monteil^c, J. Ocariz^f, A. Robert^c, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^h

^a*Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr*

^b*Centre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr*

^c*Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24, avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr, arobert@in2p3.fr*

^e*Technische Universität Dresden,
Institut für Kern- und Teilchenphysik, D-01062 Dresden, Germany
e-mail: h.lacker@physik.tu-dresden.de, A.Jantsch@physik.tu-dresden.de*

^f*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies
4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France
(UMR 7585 du CNRS-IN2P3 associée aux Universités Paris VI et VII)
e-mail: malcles@lpnhep.in2p3.fr, ocariz@in2p3.fr*

^g*CERN, PH Department
CH-1211 Geneva 23, Switzerland
e-mail: andreas.hocker@cern.ch*

^h*High Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp*

References

- [1] Results presented at the San Diego CKM workshop, <http://ckm2005.ucsd.edu/hep-ph/0512039>
- [2] Particle Data Group (W.-M. Yao *et al.*), Journal of Physics **G 33**, 1 (2006)
- [3] The Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), Summer 2006 averages, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [4] For the inclusive average we are taking the BLNP number. The DGE result is very close to. The theoretical error on the inclusive average is obtained by adding linearly the contributions from weak annihilation, subleading shape functions and the HQE uncertainty on m_b .
We use only branching fractions measured for $B \rightarrow \pi \ell \nu$, we average the results obtained from the two unquenched Lattice calculations and the LCSR calculation for the form factor quoted by HFAG [3] in such a way that the smallest theoretical error is kept.
Also for the average between the inclusive and exclusive result we keep the smallest theoretical error.
- [5] O. Buchmüller and H. Flächer, Fit to Moment Measurements from $B \rightarrow X_c \ell \nu$ and $B \rightarrow X_s \gamma$ Decays using Heavy Quark Expansions in the Kinetic Scheme, Phys. Rev. **D 73**, 073008 (2006) (hep-ph/0507253 (2005))
- [6] Average of η_{+-} between KTeV and KLOE:
KTeV collaboration (T. Alexopoulos *et al.*), Phys. Rev. D, volume 70 092006,
KLOE collaboration (F. Ambrosino *et al.*), hep-ex/0603041 (2006)
 ε_K calculated from η_{+-} and $Re(\epsilon'/\epsilon)$ [2]
- [7] For this only the recent CDF measurement (hep-ex/0609040) has been used as it currently dominates the world average which still needs to be determined by HFAG.
- [8] B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-06/037, hep-ex/0608002 (2006). Belle also reported a Dalitz and an isospin (pentagon) analysis (hep-ex/0609003), but these results are not used in our Summer 06 results. The averaging is in progress.
- [9] The Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), Winter 2006 averages, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [10] The CDF Collaboration, the D0 Collaboration, and the Tevatron Electroweak Working Group, Combination of CDF and D0 Results on the Top-Quark Mass, hep-ex/0603039 (2006)
- [11] B. Aubert *et al.*, BABAR-CONF-06/028, hep-ex/0608019 (2006)
. Belle Collaboration, T. Browder's talk at ICHEP 06:
[http://ichep06.jinr.ru/reports/287_8s5_15p18\(1\).ppt](http://ichep06.jinr.ru/reports/287_8s5_15p18(1).ppt)
- [12] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. **B419**, 292 (1994)
- [13] U. Nierste, private communication (2003)
- [14] G. Buchalla, A.J. Buras and M.E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996)

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $ (nuclei)	0.97377 ± 0.00027	[1]	*	-
$ V_{us} $ ($K_{\ell 3}$)	0.2257 ± 0.0021	[2]	*	-
$ V_{ub} $	$(4.10 \pm 0.09 \pm 0.39) \times 10^{-3}$	[3, 4]	*	*
$ V_{cb} $ (incl.)	$(41.70 \pm 0.70) \times 10^{-3}$	[2]	*	-
$ V_{cb} $ (excl.)	$(39.7 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	[3]	*	-
$ \varepsilon_K $	$(2.221 \pm 0.008) \times 10^{-3}$	[6]	*	-
Δm_d	$(0.507 \pm 0.004) \text{ ps}^{-1}$	[3]	*	-
Δm_s	CDF measurement	[7]	*	-
$\sin(2\beta)_{ c\bar{c} }$	0.675 ± 0.026	[3]	*	-
$S_{\pi\pi}^{+-}$	-0.59 ± 0.09	[3]	*	-
$C_{\pi\pi}^{+-}$	-0.39 ± 0.07	[3]	*	-
$C_{\pi\pi}^{00}$	$-0.36^{+0.33}_{-0.31}$	[3]	*	-
$B_{\pi\pi}$ all charges	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$S_{\rho\rho,L}^{+-}$	-0.13 ± 0.19	[3]	*	-
$C_{\rho\rho,L}^{+-}$	-0.06 ± 0.14	[3]	*	-
$B_{\rho\rho,L}$ all charges	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0 \rightarrow 3\pi$	Time-dependent Dalitz analysis	[8]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	Inputs to GLW analysis	[9]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	Inputs to ADS analysis	[9]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	GGSZ Dalitz analyses	[9]	*	-
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$	Experimental likelihoods	[11]	*	-
$\bar{m}_c(m_c)$	$(1.24 \pm 0.037 \pm 0.095) \text{ GeV}$	[5]	*	*
$\bar{m}_t(m_t)$	$(162.3 \pm 2.2) \text{ GeV}$	[10]	*	-
m_{K^+}	$(493.677 \pm 0.016) \text{ MeV}$	[2]	-	-
Δm_K	$(3.4833 \pm 0.0066) \times 10^{-12} \text{ MeV}$	[2]	-	-
m_{B_d}	$(5.2794 \pm 0.0005) \text{ GeV}$	[2]	-	-
m_{B_s}	$(5.3696 \pm 0.0024) \text{ GeV}$	[2]	-	-
m_W	$(80.423 \pm 0.039) \text{ GeV}$	[2]	-	-
G_F	$1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	[2]	-	-
f_K	$(159.8 \pm 1.5) \text{ MeV}$	[2]	-	-
B_K	$0.79 \pm 0.04 \pm 0.09$	[1]	*	*
$\alpha_s(m_Z^2)$	0.1176 ± 0.0020	[2]	-	*
η_{cc}	Calculated from $\bar{m}_c(m_c)$ and α_s	[13]	-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04	[12]	-	*
η_{tt}	0.5765 ± 0.0065	[12, 13]	-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007	[14]	-	*
f_{B_d}	$(191 \pm 27) \text{ MeV}$	[1]	*	-
B_d	1.37 ± 0.14	[1]	*	-
$\xi^{(a)}$	$1.24 \pm 0.04 \pm 0.06$	[1]	*	*

^(a) anticorrelated theory error with $f_{B_d}\sqrt{B_d}$.

Table 1: *Inputs to the standard CKM fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

Observable	central $\pm \pm CL \equiv 1\sigma$	$\pm \pm CL \equiv 2\sigma$	$\pm \pm CL \equiv 3\sigma$
λ	$0.22717^{+0.00100}_{-0.00101}$	$^{+0.00200}_{-0.00202}$	$^{+0.00300}_{-0.00304}$
A	$0.806^{+0.014}_{-0.014}$	$^{+0.029}_{-0.028}$	$^{+0.044}_{-0.042}$
$\bar{\rho}$	$0.195^{+0.022}_{-0.055}$	$^{+0.044}_{-0.110}$	$^{+0.067}_{-0.138}$
$\bar{\eta}$	$0.326^{+0.027}_{-0.015}$	$^{+0.053}_{-0.030}$	$^{+0.074}_{-0.046}$
J [10^{-5}]	$2.91^{+0.25}_{-0.14}$	$^{+0.51}_{-0.28}$	$^{+0.72}_{-0.42}$
$\sin 2(\alpha)$	$-0.31^{+0.32}_{-0.13}$	$^{+0.62}_{-0.25}$	$^{+0.75}_{-0.38}$
$\sin 2(\alpha)$ (meas. not in fit)	$-0.34^{+0.25}_{-0.14}$	$^{+0.72}_{-0.27}$	$^{+0.88}_{-0.38}$
$\sin 2(\beta)$	$0.695^{+0.018}_{-0.016}$	$^{+0.041}_{-0.033}$	$^{+0.066}_{-0.050}$
$\sin 2(\beta)$ (meas. not in fit)	$0.823^{+0.016}_{-0.085}$	$^{+0.031}_{-0.146}$	$^{+0.045}_{-0.172}$
α (deg)	$99.0^{+4.0}_{-9.4}$	$^{+8.0}_{-17.9}$	$^{+12.6}_{-22.0}$
α (deg) (meas. not in fit)	$100.0^{+4.5}_{-7.3}$	$^{+8.9}_{-21.2}$	$^{+13.1}_{-26.2}$
α (deg) (dir. meas.)	$92.6^{+10.7}_{-9.3}$	$^{+27.1}_{-15.7}$	$^{+35.8}_{-20.6}$
β (deg)	$22.03^{+0.72}_{-0.62}$	$^{+1.69}_{-1.27}$	$^{+2.76}_{-1.93}$
β (deg) (meas. not in fit)	$27.70^{+0.78}_{-3.94}$	$^{+1.59}_{-6.41}$	$^{+2.41}_{-7.40}$
β (deg) (dir. meas.)	$21.23^{+1.03}_{-0.99}$	$^{+2.09}_{-1.96}$	$^{+3.20}_{-2.90}$
$\gamma \simeq \delta$ (deg)	$59.0^{+9.2}_{-3.7}$	$^{+18.0}_{-7.3}$	$^{+22.3}_{-11.3}$
$\gamma \simeq \delta$ (deg) (meas. not in fit)	$59.0^{+9.3}_{-3.8}$	$^{+18.1}_{-7.4}$	$^{+22.3}_{-11.5}$
$\gamma \simeq \delta$ (deg) (dir. meas.)	60^{+38}_{-24}	$^{+62}_{-39}$	$^{+90}_{-51}$
$\sin \theta_{12}$	$0.22715^{+0.00102}_{-0.00100}$	$^{+0.00202}_{-0.00201}$	$^{+0.00301}_{-0.00302}$
$\sin \theta_{13}$ [10^{-3}]	$3.682^{+0.107}_{-0.078}$	$^{+0.264}_{-0.158}$	$^{+0.434}_{-0.238}$
$\sin \theta_{23}$ [10^{-3}]	$41.61^{+0.62}_{-0.63}$	$^{+1.24}_{-1.25}$	$^{+1.88}_{-1.87}$
R_u	$0.3798^{+0.0107}_{-0.0090}$	$^{+0.0256}_{-0.0182}$	$^{+0.0418}_{-0.0274}$
R_t	$0.868^{+0.060}_{-0.025}$	$^{+0.118}_{-0.049}$	$^{+0.146}_{-0.075}$
Δm_d (ps^{-1}) (meas. not in fit)	$0.52^{+0.14}_{-0.10}$	$^{+0.23}_{-0.22}$	$^{+0.31}_{-0.26}$
Δm_s (ps^{-1}) (meas. not in fit)	$18.9^{+5.7}_{-2.8}$	$^{+12.1}_{-5.5}$	$^{+16.1}_{-7.2}$
ϵ_K [10^{-3}] (meas. not in fit)	$1.90^{+1.14}_{-0.40}$	$^{+1.59}_{-0.55}$	$^{+1.95}_{-0.69}$
$\xi_{SU(3)}^{\Delta m_{s,d}}$ (lattice value not in fit)	$1.158^{+0.096}_{-0.064}$	$^{+0.198}_{-0.168}$	$^{+0.260}_{-0.211}$
f_{B_d} (MeV) (lattice value not in fit)	187^{+11}_{-11}	$^{+23}_{-21}$	$^{+37}_{-30}$
B_K (lattice value not in fit)	$0.87^{+0.14}_{-0.23}$	$^{+0.24}_{-0.31}$	$^{+0.34}_{-0.35}$
m_c (GeV/c^2) (meas. not in fit)	$0.97^{+0.85}_{-0.48}$	$^{+0.98}_{-0.48}$	$^{+1.12}_{-0.48}$
m_t (GeV/c^2) (meas. not in fit)	138^{+26}_{-16}	$^{+62}_{-29}$	$^{+90}_{-39}$

Table 2: *Fit results.*

Observable	central $\pm \pm CL \equiv 1\sigma$	$\pm \pm CL \equiv 2\sigma$	$\pm \pm CL \equiv 3\sigma$
$\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ [10^{-11}]	$2.38^{+0.53}_{-0.36}$	$^{+1.04}_{-0.57}$	$^{+1.49}_{-0.76}$
$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ [10^{-11}]	$7.4^{+2.0}_{-2.0}$	$^{+2.9}_{-2.4}$	$^{+3.5}_{-2.6}$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\mu)$ [10^{-5}]	$8.7^{+1.3}_{-2.0}$	$^{+2.8}_{-2.9}$	$^{+4.6}_{-3.5}$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ [10^{-7}]	$4.15^{+0.56}_{-0.64}$	$^{+1.25}_{-1.30}$	$^{+2.09}_{-1.66}$
$ V_{ud} $	$0.97385^{+0.00024}_{-0.00023}$	$^{+0.00047}_{-0.00047}$	$^{+0.00071}_{-0.00070}$
$ V_{us} $	$0.22715^{+0.00101}_{-0.00100}$	$^{+0.00201}_{-0.00201}$	$^{+0.00301}_{-0.00303}$
$ V_{ub} $ [10^{-3}]	$3.683^{+0.106}_{-0.079}$	$^{+0.263}_{-0.158}$	$^{+0.434}_{-0.239}$
$ V_{ub} $ [10^{-3}] (meas. not in fit)	$3.59^{+0.17}_{-0.18}$	$^{+0.31}_{-0.36}$	$^{+0.51}_{-0.52}$
$ V_{cd} $	$0.22703^{+0.00102}_{-0.00100}$	$^{+0.00202}_{-0.00201}$	$^{+0.00301}_{-0.00303}$
$ V_{cs} $	$0.97299^{+0.00024}_{-0.00023}$	$^{+0.00047}_{-0.00047}$	$^{+0.00071}_{-0.00070}$
$ V_{cb} $ [10^{-3}]	$41.61^{+0.62}_{-0.63}$	$^{+1.21}_{-1.25}$	$^{+1.88}_{-1.87}$
$ V_{cb} $ [10^{-3}] (meas. not in fit)	$42.6^{+3.4}_{-1.9}$	$^{+4.7}_{-3.7}$	$^{+6.0}_{-5.1}$
$ V_{td} $ [10^{-3}]	$8.20^{+0.59}_{-0.27}$	$^{+1.18}_{-0.53}$	$^{+1.48}_{-0.78}$
$ V_{ts} $ [10^{-3}]	$40.96^{+0.60}_{-0.62}$	$^{+1.21}_{-1.23}$	$^{+1.84}_{-1.84}$
$ V_{tb} $	$0.999127^{+0.000026}_{-0.000026}$	$^{+0.000052}_{-0.000052}$	$^{+0.000076}_{-0.000080}$
$ V_{td}/V_{ts} $	$0.2003^{+0.0146}_{-0.0059}$	$^{+0.0286}_{-0.0115}$	$^{+0.0354}_{-0.0176}$
$ V_{ud}V_{ub}^* $ [10^{-3}]	$3.586^{+0.104}_{-0.076}$	$^{+0.257}_{-0.154}$	$^{+0.423}_{-0.232}$
$\arg[V_{ud}V_{ub}^*]$ (deg)	$59.0^{+9.2}_{-3.7}$	$^{+17.9}_{-7.4}$	$^{+22.2}_{-11.3}$
$\arg[-V_{ts}V_{tb}^*]$ (deg)	$1.003^{+0.085}_{-0.046}$	$^{+0.169}_{-0.092}$	$^{+0.234}_{-0.143}$
$ V_{cd}V_{cb}^* $ [10^{-3}]	$9.45^{+0.14}_{-0.15}$	$^{+0.29}_{-0.29}$	$^{+0.44}_{-0.44}$
$\arg[-V_{cd}V_{cb}^*]$ (deg)	$0.0323^{+0.0027}_{-0.0016}$	$^{+0.0056}_{-0.0032}$	$^{+0.0079}_{-0.0048}$
$ V_{td}V_{tb}^* $ [10^{-3}]	$8.19^{+0.60}_{-0.26}$	$^{+1.18}_{-0.52}$	$^{+1.49}_{-0.77}$
$\arg[V_{td}V_{tb}^*]$ (deg)	$-22.01^{+0.64}_{-0.70}$	$^{+1.28}_{-1.68}$	$^{+1.94}_{-2.74}$
$\text{Re}\lambda_c$	$-0.22091^{+0.00092}_{-0.00093}$	$^{+0.00186}_{-0.00185}$	$^{+0.00279}_{-0.00276}$
$\text{Im}\lambda_c$ [10^{-4}]	$-1.312^{+0.063}_{-0.112}$	$^{+0.126}_{-0.229}$	$^{+0.189}_{-0.324}$
$\text{Re}\lambda_t$ [10^{-4}]	$-3.09^{+0.13}_{-0.22}$	$^{+0.26}_{-0.48}$	$^{+0.38}_{-0.65}$
$\text{Im}\lambda_t$ [10^{-4}]	$1.313^{+0.112}_{-0.063}$	$^{+0.228}_{-0.127}$	$^{+0.323}_{-0.190}$
β_s (deg)	$1.005^{+0.086}_{-0.045}$	$^{+0.169}_{-0.092}$	$^{+0.235}_{-0.143}$
$\sin(2\beta_s)$	$0.0351^{+0.0030}_{-0.0016}$	$^{+0.0059}_{-0.0032}$	$^{+0.0082}_{-0.0050}$

Table 3: *Fit results.*

UPDATED RESULTS ON THE CKM MATRIX
AND THE UNITARITY TRIANGLE

Including results presented up to
Beauty 09

P r e l i m i n a r y

October 5th, 2009

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides the collection of up-to-date inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC *B* FACTORIES

By CKMfitter Group

Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^a*Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr*

^b*Centre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr*

^c*Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr*

^d*Humboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de*

^e*High Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp*

^f*Laboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr*

^h*Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr*

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $ (nuclei)	0.97425 ± 0.00022	[1]	*	-
$ V_{us} $ ($K_{\ell 3}$)	0.2246 ± 0.0012	[2]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.79 \pm 0.09 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	[3, 4]	*	*
$ V_{cb} $	$(40.59 \pm 0.37 \pm 0.58) \times 10^{-3}$	[3]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.229 \pm 0.010) \times 10^{-3}$	[5]	*	-
Δm_d	$(0.507 \pm 0.005) \text{ ps}^{-1}$	[3]	*	-
Δm_s	$(17.77 \pm 0.12) \text{ ps}^{-1}$	[6]	*	-
$\sin(2\beta)_{[c\bar{c}]}$	0.671 ± 0.023	[3]	*	-
$S_{\pi\pi}^{+-}, C_{\pi\pi}^{+-}, C_{\pi\pi}^{00}$	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$B_{\pi\pi}$ all charges	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$S_{\rho\rho,L}^{+-}, C_{\rho\rho,L}^{+-}, S_{\rho\rho}^{00}, C_{\rho\rho}^{00}$	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$B_{\rho\rho,L}$ all charges	Inputs to isospin analysis	[3]	*	-
$B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0 \rightarrow 3\pi$	Time-dependent Dalitz analysis	[7, 8]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	Inputs to GLW analysis	[3]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	Inputs to ADS analysis	[3]	*	-
$B^- \rightarrow D^{(*)} K^{(*)-}$	GSZ Dalitz analysis	[3]	*	-
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$	$(1.73 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	[9]	*	-
$\bar{m}_c(m_c)$	$(1.286 \pm 0.013 \pm 0.040) \text{ GeV}$	[12]	*	*
$\bar{m}_t(m_t)$	$(165.02 \pm 1.16 \pm 0.11) \text{ GeV}$	[10]	*	*
B_K	$0.721 \pm 0.005 \pm 0.040$	[16]	*	*
$\alpha_s(m_Z^2)$	0.1176 ± 0.0020	[5]	-	*
η_{cc}	Calculated from $\bar{m}_c(m_c)$ and α_s	[17]	-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04	[18]	-	*
η_{tt}	0.5765 ± 0.0065	[17, 18]	-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007	[19]	-	*
f_{B_s}	$(228 \pm 3 \pm 17) \text{ MeV}$	[16]	*	*
B_s	$1.23 \pm 0.03 \pm 0.05$	[16]	*	*
f_{B_s}/f_{B_d}	$1.199 \pm 0.008 \pm 0.023$	[16]	*	*
B_s/B_d	$1.05 \pm 0.02 \pm 0.05$	[16]	*	*

Table 1: *Inputs to the standard CKM fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

References

- [1] I.S. Towner and J.C. Hardy, Phys. Rev. **C 79**, 055502 (2009), arXiv:0812.1202 [nucl-ex].
- [2] FlaviaNet Working Group on Kaon Decays, arXiv:0801.1817 [hep-ph].
- [3] The Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), Winter 2009 averages, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>, and references therein.
- [4] For the inclusive average we are taking the BLNP number. (The DGE result is very close to the BLNP result. The uncertainties between BLNP and DGE are hard to compare.) The theoretical error on the inclusive average is obtained by adding linearly the contributions from weak annihilation, subleading shape functions and the HQE uncertainty on m_b . We use only branching fractions measured for $B \rightarrow \pi \ell \nu$. We average the results obtained from the two unquenched Lattice calculations and the LCSR calculation for the form factor quoted by HFAG [3] in such a way that the smallest theoretical error is kept. Also for the average between the inclusive and exclusive result we keep the smallest theoretical error.
- [5] Particle Data Group (C. Amsler *et al.*), Phys. Lett. **B 667**, 1 (2008).
- [6] For this only the CDF measurement (Phys. Rev. Lett. **97**, 242003 (2006)) has been used as it currently dominates the world average which still needs to be determined by HFAG.
- [7] B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. **D 76**, 012004 (2007), hep-ex/0703008.
- [8] A. Kusaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 221602 (2007), hep-ex/0701015.
- [9] B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. **D 77**, 011107(R) (2008); arXiv:0708.2260 [hep-ex]
B. Aubert *et al.*, arXiv:0809.4027 [hep-ex]
K. Ikado *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 251802 (2006), hep-ex/0604018.
I. Adachi *et al.*, arXiv:0809.3834 [hep-ex].
- [10] The world average of the top quark mass measurements performed at the Tevatron [11] interpreted as a pole mass is translated into $m_t(m_t)$ in the $\overline{\text{MS}}$ at 1-loop order.
- [11] The Tevatron Electroweak Working Group and for the CDF and D0 collaborations, “Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark”, arXiv:0808.1089v1 [hep-ex].
- [12] We take $\bar{m}_c(m_c) = (1.286 \pm 0.013) \text{ GeV}$ from an analysis by Kuhn and Steinhauser [13]. We assign an additional theoretical uncertainty of 0.040 GeV in order to take into account: a) an observed difference in analyses with participation of the same authors for the central value when using a somehow different extraction method [14, 15], and b) in order to take into account a likely over-optimistic error range for the gluon condensate in this analysis. This input is consistent with $\bar{m}_c(m_c) = (1.265 \pm 0.060 \pm 0.050) \text{ GeV}$ translated from the kinetic charm mass obtained from fits to data from lepton energy and hadronic mass moments in $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays combined with photon energy moments measured in $B \rightarrow X_s \gamma$ decays: $m_c^{\text{kin}} = (1.165 \pm 0.050) \text{ GeV}$ [3].
- [13] J. H. Kuhn, M. Steinhauser and C. Sturm, Nucl. Phys. B **778** (2007) 192 [arXiv:hep-ph/0702103].
- [14] I. Allison *et al.* [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. D **78** (2008) 054513 [arXiv:0805.2999 [hep-lat]].

- [15] M. Steinhauser, “Precise Determinations of the Charm Quark Mass, arXiv:0809.1925 [hep-ph].
- [16] CKMfitter group Beauty09 average (August 28, 2009).
- [17] U. Nierste, private communication (2003).
- [18] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. **B 419**, 292 (1994).
- [19] G. Buchalla, A.J. Buras and M.E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996).

PROSPECTIVE RESULTS ON THE CKM MATRIX AND THE UNITARITY TRIANGLE

Based on results and uncertainties expected to be available
around 2013

P r e l i m i n a r y

January 15th, 2010

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides a prospective collection of inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. Experimental and theoretical information expected to be available around 2013, including realistic extrapolations of experimental and theoretical uncertainties, are used. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC *B* FACTORIES
By CKMfitter Group
Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^aLaboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr

^bCentre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr

^cLaboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr

^dHumboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de

^eHigh Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp

^fLaboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr

^hLaboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $	0.97434 ± 0.00022	[1]	*	-
$ V_{us} $	0.2250 ± 0.0012	[1]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.52 \pm 0.09 \pm 0.41) \times 10^{-3}$	[1]	*	*
$ V_{cb} $	$(41.94 \pm 0.37 \pm 0.58) \times 10^{-3}$	[1]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.229 \pm 0.010) \times 10^{-3}$	[1]	*	-
Δm_d	$(0.507 \pm 0.005) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
Δm_s	$(17.76 \pm 0.12) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
β	21.3 ± 0.5	[1, 2]	*	-
α	92.5 ± 5.0	[1, 3]	*	-
γ	66.2 ± 5.0	[1, 4]	*	-
$B(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$	$(0.81.2 \pm 0.35) \times 10^{-4}$	[1, 5]	*	-
$\bar{m}_c(m_c)$	$(1.286 \pm 0.013 \pm 0.040) \text{ GeV}$		*	*
$\bar{m}_t(m_t)$	$(165.02 \pm 1.16 \pm 0.11) \text{ GeV}$		*	*
B_K	0.721 ± 0.014	[6]	x	x
η_{cc}	1.38 ± 0.53		-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04		-	*
η_{tt}	0.574 ± 0.004		-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007		-	*
f_{B_s}	$(228 \pm 7) \text{ MeV}$	[6]	x	x
B_s	1.23 ± 0.02	[6]	x	x
f_{B_s}/f_{B_d}	1.199 ± 0.018	[6]	x	x
B_s	1.050 ± 0.015	[6]	x	x

Table 1: *Prospective inputs to the standard CKM fit. Central values of observables are meaningless; they have been adjusted to be in perfect agreement with the global fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

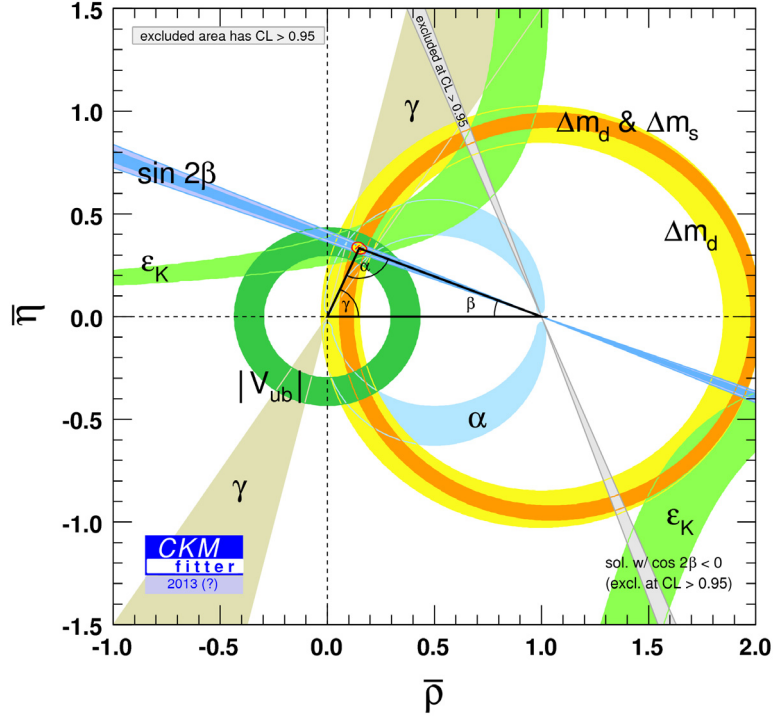


Figure 1: Constraints on the $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ plane including results available by 2013 in the global CKM fit. The experimental inputs correspond to all information, including the first results on CP violation from the B-factories, with numerical values summarised in Table 1. The red hashed region of the global combination corresponds to 68%CL.

References

- [1] Central values of observables are meaningless; they have been adjusted to be in perfect agreement with the global fit.
- [2] Expected 0.5 degrees uncertainty on the CKM angle β , from final measurements at the B-factories.
- [3] Expected 5 degrees uncertainty on the CKM angle α , from combining measurements at the B-factories and at LHCb.
- [4] Expected 5 degrees uncertainty on the CKM angle γ , from measurements at LHCb.
- [5] Expected uncertainty on the Btau nu decay rate, from final measurements at the B-factories.
- [6] Prospective for BESIII, [arXiv:0809.1869](https://arxiv.org/abs/0809.1869)

PROSPECTIVE RESULTS ON THE CKM MATRIX AND THE UNITARITY TRIANGLE

Based on results and uncertainties expected to be available
around 2017

P r e l i m i n a r y

January 15th, 2010

The CKMfitter Group

Abstract

This document provides a prospective collection of inputs to the global CKM analysis, and numerical results obtained with the use of the fit package CKMfitter. Experimental and theoretical information expected to be available around 2017, including realistic extrapolations of experimental and theoretical uncertainties, are used. The statistical method employed is the frequentist approach *Rfit*. Detailed background information on the methodology and the treatment of experimental and theoretical uncertainties is provided in:

*CP VIOLATION AND THE CKM MATRIX:
ASSESSING THE IMPACT OF THE ASYMMETRIC B FACTORIES*
By CKMfitter Group
Eur. Phys. J. **C41**, 1-131, 2005 [hep-ph/0406184]

The CKMfitter Group

J. Charles^b, O. Deschamps^c, S. Descotes-Genon^f, R. Itoh^e, H. Lacker^d, S. Monteil^c,
V. Niess^c, J. Ocariz^h, S. T'Jampens^a, V. Tisserand^a, K. Trabelsi^e

^aLaboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
(UMR 5814 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université de Savoie)
e-mail: tisserav@lapp.in2p3.fr, tjamp@lapp.in2p3.fr

^bCentre de Physique Théorique,
Campus de Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France
(UMR 6207 du CNRS associée aux Universités d'Aix-Marseille I et II
et Université du Sud Toulon-Var; laboratoire affilié à la FRUMAM-FR2291)
e-mail: charles@cpt.univ-mrs.fr

^cLaboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand
Université Blaise Pascal
24 Avenue des Landais F-63177 Aubiere Cedex
(UMR 6533 du CNRS-IN2P3 associée à l'Université Blaise Pascal)
e-mail: odescham@in2p3.fr, monteil@clermont.in2p3.fr

^dHumboldt-Universität zu Berlin,
Institut für Physik, Newtonstr. 15,
D-12489 Berlin, Germany
e-mail: lacker@physik.hu-berlin.de

^eHigh Energy Accelerator Research Organization, KEK
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan
e-mail: ryosuke.itoh@kek.jp, karim.trabelsi@kek.jp

^fLaboratoire de Physique Théorique
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France
(UMR 8627 du CNRS associée à l'Université de Paris-Sud 11)
e-mail: Sebastien.Descotes-Genon@th.u-psud.fr

^hLaboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies,
IN2P3/CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6
et Université Denis Diderot Paris 7, F-75252 Paris, France
e-mail: Ocariz@in2p3.fr

Parameter	Value $\pm$ Error(s)	Reference	Errors	
			GS	TH
$ V_{ud} $	0.97434 ± 0.00022	[1]	*	-
$ V_{us} $	0.2250 ± 0.0012	[1]	*	-
$ V_{ub} $	$(3.50 \pm 0.11 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	[1, 2]	*	*
$ V_{cb} $	$(41.94 \pm 0.37 \pm 0.58) \times 10^{-3}$	[1, 3]	*	*
$ \varepsilon_K $	$(2.229 \pm 0.010) \times 10^{-3}$	[1]	*	-
Δm_d	$(0.507 \pm 0.005) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
Δm_s	$(17.76 \pm 0.12) \text{ ps}^{-1}$	[1]	*	-
β	21.3 ± 0.5	[1, 4]	*	-
α	92.5 ± 3.0	[1, 5]	*	-
γ	66.2 ± 3.0	[1, 6]	*	-
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$	$(0.81.2 \pm 0.08) \times 10^{-4}$	[1, 7]	*	-
$\bar{m}_c(m_c)$	$(1.286 \pm 0.013 \pm 0.040) \text{ GeV}$		*	*
$\bar{m}_t(m_t)$	$(165.02 \pm 1.16 \pm 0.11) \text{ GeV}$		*	*
B_K	0.721 ± 0.014	[8]	x	x
η_{cc}	1.38 ± 0.53		-	*
η_{ct}	0.47 ± 0.04		-	*
η_{tt}	0.574 ± 0.004		-	*
$\eta_B(\overline{\text{MS}})$	0.551 ± 0.007		-	*
f_{B_s}	$(228 \pm 7) \text{ MeV}$	[8]	x	x
B_s	1.23 ± 0.02	[8]	x	x
f_{B_s}/f_{B_d}	1.199 ± 0.018	[8]	x	x
B_s	1.050 ± 0.015	[8]	x	x

Table 1: *Prospective inputs to the standard CKM fit. Central values of observables are meaningless; they have been adjusted to be in perfect agreement with the global fit. If not stated otherwise: for two errors given, the first is statistical and accountable systematic and the second stands for systematic theoretical uncertainties. The last two columns indicate Rfit treatment of the input parameters: measurements or parameters that have statistical errors (we include here experimental systematics) are marked in the “GS” column by an asterisk; measurements or parameters that have systematic theoretical errors are marked in the “TH” column by an asterisk. Upper part: experimental determinations of the CKM matrix elements. Middle upper part: CP-violation and mixing observables. Middle lower part: parameters used in SM predictions that are obtained from experiment. Lower part: parameters of the SM predictions obtained from theory.*

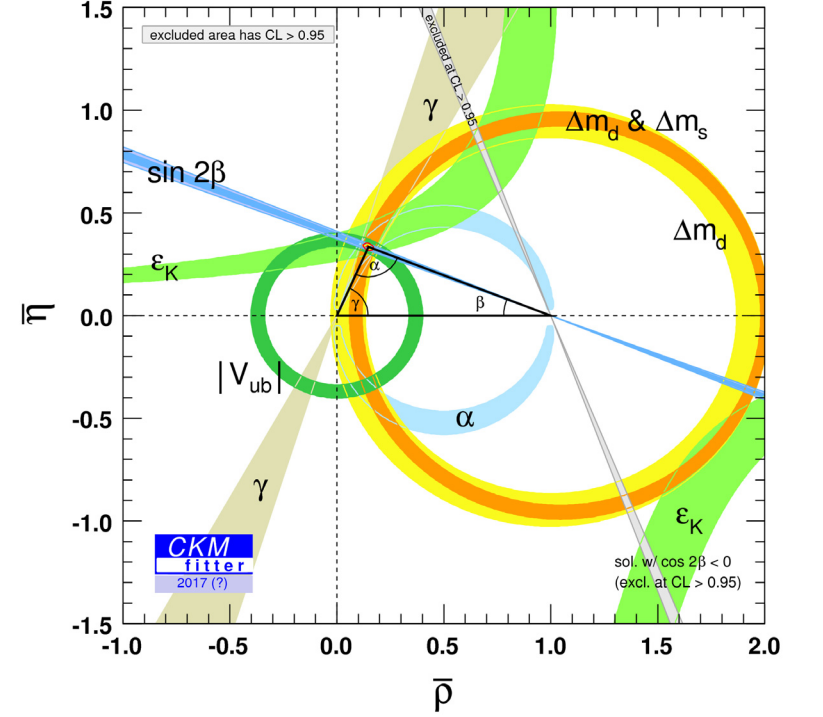


Figure 1: Constraints on the $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ plane including results available by 2017 in the global CKM fit. The experimental inputs correspond to all information, including the first results on CP violation from the B-factories, with numerical values summarised in Table 1. The red hashed region of the global combination corresponds to 68%CL.

References

- [1] Central values of observables are meaningless; they have been adjusted to be in perfect agreement with the global fit.
- [2] Expected uncertainties on the CKM matrix element $|V_{ub}|$: 3% experimental, 4% theoretical.
- [3] Expected uncertainty on the CKM matrix element $|V_{cb}|$: 1.5% experimental.
- [4] Expected 0.5 degrees uncertainty on the CKM angle β , from final measurements at the B-factories.
- [5] Expected 3 degrees uncertainty on the CKM angle α , from final measurements at LHCb.
- [6] Expected 3 degrees uncertainty on the CKM angle γ , from final measurements at LHCb.
- [7] Expected uncertainty on the Btauu decay rate, from final measurements at a super B-factory.
- [8] Prospective for BESIII, [arXiv:0809.1869](#)

Résumé :

Je présente 10 ans de travaux de recherche sur la physique du B et de la violation de CP , dans le cadre de l'expérience *BABAR*, à SLAC et du groupe d'interprétation phénoménologique et statistique de ces mesures : CKMfitter. Je place ces travaux dans la perspective du potentiel de physique de l'expérience LHCb, au CERN.

Depuis 1998, j'ai participé à la fin de la construction du détecteur *BABAR*, notamment de sa chambre à fils et de son système de gaz, à sa mise en route et à sa prise de données jusqu'au mode de croisière et à la fin de son fonctionnement en 2008. Je décris les activités de calibration et d'études des données que j'ai menées pour la reconstruction et la sélection des électrons et les neutres dans *BABAR*.

Je présente les mesures que j'ai effectuées sur la physique des modes B en charmonium, qui ont servi à observer pour la première fois la violation de CP dans les mésons B , par la mesure du paramètre $\sin(2\beta)$. Dans le cadre du groupe des désintégrations des mésons B en modes charmés, je présente les mesures que j'ai effectuées sur les modes supprimés de couleur, pour comprendre la phénoménologie des désintégrations des B et pour mesurer l'angle CKM β , dans 2 approches alternatives aux modes charmonium. Enfin je décris les mesures de l'angle CKM γ , par recherche de violation directe de CP , dans les modes B^- en $\tilde{D}^{(*)}K^-$ et $\tilde{D}K^{*-}$, où $\tilde{D} = D^0$ ou $\bar{D}^0$.

Mots-clés :

Physique des Saveurs, Violation de CP , triangle d'unitarité et matrice CKM, désintégrations des mésons B en charmonium et charme ouvert, suppression de couleur, angles β et γ , *BABAR*, chambre à fils, particules neutres, statistique fréquentiste, CKMfitter, Nouvelle Physique et LHCb.

Abstract :

I present 10 years of research on B Physics and CP violation at the *BABAR* experiment at SLAC and with the phenomenological and statistical CKMfitter interpretation group of these measurements. I introduce these works in view of the perspectives of the physics potential of the LHCb experiment at CERN.

Since 1998, I participated to the end of the construction of the *BABAR* detector, including its drift chamber and its gas system. I was also involved in the commissioning of that detector in the phase of its first operation and until the factory mode of data taking was achieved through the end of its operation in 2008. I describe the calibrations and the data studies that I have undertaken for the reconstruction and selection of electrons and the neutral particles in *BABAR*.

I present the analyzes that I have performed on the physics of charmonium B decays that were used to observe CP violation in the B system for the first time, especially while measuring the $\sin(2\beta)$ parameter. Within the framework of the *BABAR* physics group on open charm B decays, I present measurements that I have performed on color suppressed decays, to understand the phenomenology of the disintegrations of the B mesons and to measure the CKM angle β in 2 alternative approaches to charmonium modes. Finally I describe measurements of the CKM angle γ , by research of direct CP violation, in B^- to $\tilde{D}^{(*)}K^-$ and $\tilde{D}K^{*-}$ charged modes, where $\tilde{D}$ stands for a D^0 or a $\bar{D}^0$.

Keywords :

Flavor Physics, CP , Unitary Triangle d'unitarité and CKM matrix, charmonium and open charmed B mesons decays, color suppression, angles β and γ , *BABAR*, Drift Chamber, Neutral Particles, Frequentist Statistics, CKMfitter, New Physics and LHCb.