

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THESE DE DOCTORAT

Spécialité: Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Benoit VIAUD

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Etude du potentiel de l'expérience
LHCb
pour la découverte de physique
au-delà du Modèle standard dans la
désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$**

Soutenue le 29 octobre 2003

Devant le jury composé de

M.	M. BAUBILLIER	Président du jury
M.	E. ASLANIDES	Directeur de thèse
M.	R. LE GAC	Directeur de thèse
M.	M. KNECHT	
M.	Y. KARYOTAKIS	Rapporteur
M.	O. SCHNEIDER	Rapporteur

Remerciements

Ultime étape de longues études universitaires, ces quelques paragraphes sont l'occasion pour moi de rendre hommage à tous ceux sans qui la réalisation de cette thèse, sinon impossible, aurait été plus difficile encore.

Je tiens à remercier Elie ASLANIDES pour son accueil au sein du Centre de Physique des Particules de Marseille. Je le remercie également d'avoir été mon directeur de thèse. Le regard qu'il porta sur mes travaux et ses conseils me furent précieux.

Beaucoup de reconnaissance également envers Renaud LE GAC, qui fut lui aussi mon directeur de thèse. Cette thèse doit beaucoup à son soutien, à ses conseils et à ses éclaircissements sur la physique de la violation de CP et de la physique des saveurs. Nos conversations me permirent également de garder un contact avec la vie culturelle, dont je fus tenu trop souvent éloigné par l'excès de physique inhérent à la délicate condition de doctorant.

Merci aux membres du jury, tout d'abord à Michel BAUBILLIER, qui en a accepté la présidence. Merci à Yannis KARYOTAKIS d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, et pour ses commentaires nombreux et avisés, qui permirent des améliorations considérables. Merci à Olivier SCHNEIDER d'avoir lui aussi été rapporteur de ma thèse. Ces commentaires furent également très fructueux. Merci aussi pour les précieux conseils qu'il m'offrit régulièrement durant ces trois dernières années. Merci enfin à Marc KNECHT d'avoir jugé la partie théorique de cette thèse. L'enseignement de la théorie quantique des champs que je reçus de lui durant le DEA facilita l'élaboration de ce chapitre.

Un grand merci bien-sûr à tous les membres du groupe LHCb du CPPM. Beaucoup de reconnaissance envers Andrei Tsaregorodtsev pour ses conseils, tant en matière de physique, qu'en matière de software. Grâce à lui, je fus rapidement autonome pour naviguer au milieu de l'imposant cadre informatique qui caractérise une expérience moderne de physique des hautes énergies. Nos conversations lors des longs trajets entre Marseille à Genève, comme nombre de moments partagés avec des collègues étrangers, élevèrent ma compréhension d'autres pays et d'autres cultures. Merci à Luisanna Tocco pour son soutien en fin de thèse. Une pensée également pour Pierre-Louis Liotard, Mohsine Menouni, Jean-Pierre Cachemiche et Pierre-Yves Duval. Je me souviens avec plaisir des bols d'airs que constituèrent nos repas à Genève, Cambridge et Rio. Merci aussi à Julien Cogan pour son aide morale et technique lors des derniers moments de ma thèse.

Un grand merci également à Jérôme Charles, qui contribua activement à mon apprentissage du versant théorique de la physique des saveurs et de la violation de CP. Merci en particulier pour sa disponibilité et son accueil toujours chaleureux. En espérant que notre collaboration se poursuivra ou reprendra un jour. Merci aussi à André Tilquin et Vadim Kostioukhine pour leur aide en matière de statistiques.

Merci à tous les autres membres du CPPM, pour avoir souvent rendu ma vie au labo plus simple, et plus joyeuse grâce à l'inébranlable bonne humeur du plus grand nombre! Merci notamment à Magalie d'avoir remonté plus d'une fois mon moral défaillant. Merci également à Mathilde pour son aide le jour de ma soutenance.

Qu'aurait été cette thèse sans le concours permanent de l'inimitable Olivier "Olax" Leroy? Que de chemin parcouru ensemble! Du CPPM à la rue Breteuil, de Barata Ribeiro à l'UFRJ, de Marseille à Genève, de la France au Brésil! Dans un monde baigné de vocabulax, peuplé

de syndrome de Schmoutix, d'UDM, de gousses, de mickeys-ESC, de Ray-Ban-carte-bleue, de Nevada-break, d'avocat-tomate, de super-pope, de sob-controle, de velocidade, de Pao de Acucar vertigineux, de male bleue, de Christ pas du tout redempteur, de liste de films, de drapeaux à damier et j'en oublie malheureusement. Merci donc et toute mon amitié pour l'enfant chéri d'Orvault-les-bouses. Merci aussi à Julie, en particulier pour ses délicieux repas, qui m'ont regonflé une ou deux fois le moral lors des dernières semaines.

Une pensée également pour les jeunes chercheurs du labos. Merci pour la physique que vous m'avez apprise ou fait aimé. Merci aussi pour les moments de déconnade passés avec vous, chers J-B, Manu, Fred Derue, Marco Labalme et Fred Henri-C. ! Une pensée particulière pour le Duperrax, parti franciser le rêve américain. Puisse-t-il marquer le nouveau monde de son caractère enjoué, de sa gouaille légendaire, et de son improbable dégaine.

Un grand merci également à nos collègues Carioca, qui ne comptèrent pas leurs efforts pour m'aider dans mon long apprentissage de la physique, pour me soutenir, ni pour me faire découvrir leur pays et leur culture. Merci donc à Leandro de Paula, Miriam Gandelman, Sandra Amato, Joao de Mello, Claudia Perreira Nunes, TaTiana Da Silva, Jose Helder Lopes et Bernard Maréchal. Muito obrigado e beijos...

J'en arrive maintenant à ma gratitude envers mes compagnons de galère pour avoir partagé avec moi durant ces longues années les moments de bonheur et les jours de souffrance. Amitiés à l'immense Matti Peez, le soutien inconditionnel de toujours ; à Stéphanie Baffioni, dont l'écoute et l'ouverture d'esprit apportent tant ; à Mireille Schneider pour son écoute, son soutien, sa cuisine et son coup de tondeuse si baroque ; à Jessica Levêque, pour sa sympathique bougonnerie et ses paroles d'encouragements et de réconfort sur la fin ; à Luc Hinz, le grand frère des thésards promo 2000-2003, pour la découverte des coins sympas de Marseille et de Lausanne, et tous les grands moments de culture et de rigolade passés ensemble ; à "Red-Nick-Che" Delerue, pour son aide concernant la physique, pour les conversations passionnantes, et pour sa défense infatigable des droits du thésard ; à Emmanuel Nezri pour les midis partagés devant Ken le Survivant ; à Pedro Barrillon, Fred Villeneuve-Séguier, Sébito, Olive, Beufa et autres Sékos de tous poils, notamment pour les incroyables moments qu'ils rendirent possibles, entre le BDM, la route Mandarine et le Sékoland ; à Sonia Karkar, pour tous les grands moments passés avec Matti, toutes les soirées incrust rue Sainte, le pont alimentaire qui me permit de survivre lors des dernier mois, et pour avoir prouvé qu'on peut être plus bordellique que moi ; à Alexis Cothenet pour sa joie de vivre communicative et les repas-rigolade au RU ou chez lui ; à Sebastien Corréard, Cedric Serfon, Vincent Garonne et Laëti, Aurélien Mendès, Anais Baudot, Arnaud Jacquier, Ian Stokes-Rees, et Jean-Fred Fontaine, pour les moments de rigolade au RU, dans les Calanques, au labo, au Formule 1, ou autour d'un Rhum arrangé (bonne chance à vous pour les prochaines années, et surtout bon courage) !

Merci aussi aux amis, restés en Bretagne, qui n'en ont pas moins continué de me soutenir : Nicole et Freddy, Zabeth et J-C, Stéphane S., Christophe et Bébé G., Gildas et Laëtitia L.H, Matthieu G., Olivier G., Rico L.G, Brioux G., l'équipe de loosos : Benoît R., Ludovic C., et les "évadés" Hervé L.Y. et Sébastien B., et enfin l'équipe des pourrisseurs de B.U. : Fabrice R., Christophe S., Thierry G., Franck D..

Je remercie enfin les membres de ma famille, tout particulièrement mes parents, pour leurs encouragements, leur soutien et leur amour sans faille, tout au long de mes études.

Merci, donc.

Table des matières

1	Introduction	7
2	Cadre théorique	9
2.1	Les particules	9
2.2	Le Modèle standard	11
2.2.1	L'interaction forte	11
2.2.2	L'interaction électrofaible	12
2.2.3	Les limites du Modèle standard	16
2.3	La symétrie CP	17
2.3.1	La parité P	17
2.3.2	Le renversement du temps T	18
2.3.3	La conjugaison de charge C	18
2.3.4	La charge-parité CP	18
2.3.5	Le système oscillant particule - antiparticule	19
2.3.6	Violation de CP	23
2.4	Description de la violation de CP par le Modèle standard	26
2.4.1	Mélange des saveurs et matrice CKM	26
2.4.2	Calcul des amplitudes hadroniques	28
2.4.3	Connaissance expérimentale de la violation de CP	35
2.5	Perspectives	37
3	L'expérience LHCb	41
3.1	Production de hadrons beaux au LHC	41
3.2	Mécanismes de production des hadrons beaux	42
3.3	Le détecteur LHCb classique	43
3.3.1	Détecteur de vertex	43
3.3.2	Trajectographe	44
3.3.3	Détecteurs à effet Cherenkov : RICH 1 et RICH 2	49
3.3.4	Calorimètres électromagnétique et hadronique	52
3.3.5	Système à muons	56
3.3.6	Système de déclenchement	58
3.3.7	Reconstruction des traces chargées	62
3.3.8	Identification des particules chargées	63
3.3.9	Reconstruction du vertex primaire	64
3.3.10	Reconstruction des vertex secondaires	65
3.3.11	Etiquetage de la saveur du méson beau	65
3.4	Le détecteur LHCb réoptimisé	67

3.4.1	Détecteur de vertex	69
3.4.2	Trajectographe	71
3.4.3	Détecteur à effet Cherenkov	71
3.4.4	Système à muons	74
3.4.5	Système de déclenchement	74
3.4.6	Reconstruction des traces chargées	74
3.4.7	Identification des particules chargées	76
3.4.8	Reconstruction des K_S^0	76
3.4.9	Etiquetage de la saveur du méson beau	78
3.4.10	Reconstruction du vertex primaire	79
3.5	Les logiciels de simulations et d'analyse	80
4	Sensibilité de LHCb à la physique au-delà du Modèle standard dans la désintégration	
	$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	83
4.1	Introduction	83
4.2	Méthode pour mettre en évidence de la physique au-delà du Modèle standard	83
4.2.1	Asymétries CP dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	83
4.2.2	Evaluation des erreurs théoriques	85
4.2.3	Physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	90
4.2.4	Mesure de l'asymétrie CP	95
4.2.5	Conclusions	96
4.3	La désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ à LHCb	96
4.3.1	Production annuelle de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	96
4.3.2	Caractéristiques typiques de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et bruits de fond potentiels	97
4.3.3	Conclusions	101
4.4	Potentiel du détecteur LHCb classique	101
4.4.1	Echantillons d'événements étudiés	101
4.4.2	Présélection et reconstruction	102
4.4.3	Sélection	112
4.4.4	Sélection des ϕ	112
4.4.5	Sélection des K_S^0	112
4.4.6	Sélection des B_d^0	114
4.4.7	Efficacité de la sélection	114
4.4.8	Potentiel pour la mise en évidence de physique au-delà du Modèle standard	121
4.4.9	Conclusions	124
4.5	Potentiel du détecteur LHCb réoptimisé	124
4.5.1	Sélection des événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	124
4.5.2	Comparaison avec LHCb classique	131
4.5.3	Prise en compte des bruits de fond spécifiques	132
4.5.4	Erreur statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$	133
4.5.5	Conclusions	133
4.6	Stratégies plus performantes pour l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	135
4.6.1	Augmentation de la rejection des bruits de fond	135
4.6.2	Amélioration de l'évaluation en utilisant une méthode basée sur la factorisation des coupures.	136
4.6.3	Evaluation à partir de la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0	145

4.6.4	Utilisation de coupures additionnelles	147
4.6.5	Sensibilité à la physique au-delà du Modèle standard	147
4.7	Conclusions	148
5	Apport des ajustements cinématiques contraints dans LHCb	153
5.1	Introduction	153
5.2	Ajustements cinématiques contraints avec les multiplicateurs de Lagrange : généralités	153
5.2.1	Traitement dans l'approximation linéaire	154
5.2.2	Traitement avec itérations	156
5.3	Ajustement cinématique de vertex contraint sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire	158
5.3.1	Les paramètres de l'ajustement	158
5.3.2	Performances	159
5.3.3	Conclusions	162
5.4	Ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse de la particule mère .	163
5.5	Conclusions	180
6	Conclusion	181
A	Constante de couplage de l'interaction forte et groupe de renormalisation	183
Annexes		183
B	Ajustement de la théorie complète sur la théorie effective lors d'expansion en produit d'opérateurs	187

Chapitre 1

Introduction

La physique des particules est à ce jour très bien décrite par le Modèle standard. Il laisse cependant plusieurs questions ouvertes, comme le nombre de générations de fermions et la hiérarchie des masses. De plus, il met en jeu de nombreux paramètres libres, et ne décrit pas la physique des particules comme le résultat d'une interaction unifiée. Il serait l'expression à basse énergie d'un modèle plus général. L'objectif principal des prochaines décennies est de tester très précisément ce modèle pour mettre en évidence d'éventuels phénomènes qu'il ne peut décrire. Dans ce but, la recherche du boson de Higgs, et celle de nouvelles particules, auront un rôle déterminant, ainsi que l'étude approfondie de la violation de la symétrie CP.

La violation de CP fut observée pour la première fois en 1964 [1], dans le système des kaons neutres. Le Modèle standard introduit le mélange des saveurs de quarks, décrit à l'aide de la matrice CKM, qui permet de rendre compte des effets violant CP observés dans le laboratoire. Cependant, il ne fournit pas d'explication quant à son origine. Par ailleurs, la violation de CP est nécessaire pour expliquer la quasi absence d'antimatière dans l'Univers actuel [2]. Or, le niveau de violation CP autorisé par le Modèle standard est insuffisant pour expliquer ce déficit [3]. L'étude approfondie de la violation de CP pourrait mettre à jour des phénomènes de physique au-delà du Modèle standard, tout en améliorant la compréhension de la physique des saveurs.

Depuis la fin du siècle dernier, l'étude des hadrons beaux fait l'objet de nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux. Des phénomènes de violation CP nombreux et de grande ampleur sont attendus dans le système $B^0 - \bar{B}^0$. C'est un endroit privilégié pour l'étude de cette symétrie. Les expériences Belle et BaBar ont mesuré pour la première fois la violation CP dans ce système [4, 5]. Le principal canal utilisé pour cette mesure est la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Elle donne accès au paramètre β du Modèle standard lorsque l'on mesure l'asymétrie CP correspondante. Le Modèle standard prédit que l'asymétrie CP dépendante du temps mesurée dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est égale à celle mesurée dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Cependant, de nombreux travaux théoriques prédisent que les phénomènes au-delà du Modèle standard affecteront beaucoup plus $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ que $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Une différence dans les asymétries mesurées entre ces deux canaux est une signature de processus au-delà du Modèle standard. Le but de cette thèse est d'évaluer la capacité de l'expérience LHCb [6] à découvrir ces processus en mesurant ce désaccord.

BaBar et Belle ont étudié l'asymétrie CP dépendante du temps dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Le résultat actuel est peu compatible avec celui obtenu dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Cependant, les imprécisions expérimentales sont à ce jour encore trop grandes pour conclure à un désaccord. Ce sera peut-être toujours le cas lorsque ces deux expériences s'achèveront. Il reviendra alors aux expériences du LHC de statuer sur la présence de nouvelle physique dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Le second chapitre de ce document rappelle les principaux aspects du Modèle standard en

insistant sur la description qu'il fournit de la violation de CP. Ce chapitre introduit aussi le formalisme général et les principales observables impliquées dans l'étude de cette violation.

Depuis l'été 2001, la collaboration LHCb procède à une réoptimisation de son détecteur. C'est pourquoi notre étude a eu lieu d'abord dans le cadre du détecteur non-réoptimisé, avant d'être menée dans celui du détecteur réoptimisé. Le troisième chapitre est dédié à la description de ces deux détecteurs. La reconstruction des objets physiques utilisés pour l'analyse d'un canal de désintégration γ est aussi présentée.

Le chapitre 4 expose l'essentiel de notre travail de thèse. Il commence par expliquer le principe et les fondements théoriques de la méthode utilisée pour la recherche de la nouvelle physique. Il présente ensuite l'étude des performances des détecteurs classique et réoptimisé vis à vis de cette méthode, pour aboutir à une évaluation de la sensibilité de l'expérience LHCb pour mettre en évidence de la nouvelle physique. Une erreur statistique importante sur le niveau des bruits de fond complique cette évaluation. Nous avons développé une méthode basée sur l'étude des corrélations entre les variables de coupures pour réduire cette erreur et optimiser l'analyse. Elle est également décrite dans ce chapitre.

Enfin, le chapitre 5 traite d'un ajustement cinématique contraignant à être nul le paramètre d'impact du méson beau par rapport à son vertex de production. Cet ajustement a été mis au point pour améliorer la précision de la reconstruction du temps de vie propre. Ce chapitre présente aussi une étude des performances d'un autre ajustement cinématique, qui reconstruit le vertex de désintégration d'une particule en utilisant une contrainte sur sa masse.

Chapitre 2

Cadre théorique

Nous décrivons dans ce chapitre le contexte théorique dans lequel ce travail de thèse s'inscrit. Nous commençons par présenter les particules observées à ce jour. Nous décrivons ensuite le Modèle standard qui décrit les interactions entre les particules. Puis, nous abordons le formalisme utilisé pour décrire le comportement d'un système particule-antiparticule, crucial pour l'étude de la violation de CP. La description fournie par le Modèle standard de la violation de CP est ensuite abordée, ainsi que les contraintes expérimentales posées sur cette description.

2.1 Les particules

Les particules élémentaires observées à ce jour sont présentées dans les tableaux 2.1 et 2.2. Elles sont classées selon plusieurs catégories. Tout d'abord, nous distinguons les fermions, de spin $1/2$, particules constituant la matière, et les bosons de jauge, de spin 1, qui véhiculent les interactions entre ces particules. Les fermions sont de deux sortes :

- les leptons, qui sont seulement sensibles aux interactions électrofaibles,
- les quarks, sensibles également à l'interaction forte.

La masse du neutrino est nulle. Cette particule est observé dans un seul état d'hélicité : gauche pour le neutrino et droit pour l'antineutrino. Enfin, les fermions sont répartis en trois familles, qui diffèrent par l'ordre de grandeur de la masse des particules de chaque doublets.

Le comportement des particules est régi par les quatre interactions :

- électromagnétique,
- faible,
- forte,
- gravitationnelle.

Les leptons électriquement chargés et les quarks sont sensibles à l'interaction électromagnétique, à l'interaction faible et à la gravitation. En revanche, les neutrinos sont sensibles uniquement à l'interaction faible, et seuls les quarks sont sensibles à l'interaction forte.

Pour décrire les particules et leurs interactions, un formalisme incluant à la fois leurs caractères quantiques et relativiste est nécessaire. Ce formalisme est la théorie quantique et relativiste des champs. Chaque particule est décrite par un champ. Le lagrangien qui décrit les interactions entre les particules est construit à partir de produits de ces champs. Les caractéristiques des champs et des lagrangiens sont en partie déduites des propriétés de transformation des

	Leptons	Quarks
Fermions	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$
	Interaction électrofaible	Interaction forte
Bosons	W^+, W^-, Z^0, γ	gluons

TAB. 2.1 – Les particules élémentaires observées à ce jour. Les lettre L et R désignent ici l'état d'hélicité, gauche ou droite, des particules.

	Masse MeV/ c^2	Spin	Charge électrique	Nombre leptonique	Nombre baryonique
Première famille					
ν_e	0	1/2	0	1	0
e^-	0.5109	1/2	-1	1	0
up	[1.5; 4.5]	1/2	2/3	0	1/3
down	[5; 8.5]	1/2	-1/3	0	1/3
Seconde famille					
ν_μ	0	1/2	0	1	0
μ^-	105.658	1/2	-1	1	0
c	$[1 \times 10^3; 1.4 \times 10^3]$	1/2	2/3	0	1/3
s	[80; 155]	1/2	-1/3	0	1/3
Troisième famille					
ν_τ	0	1/2	0	1	0
τ^-	1776.99 ± 0.29	1/2	-1	1	0
t	$(178.1 \pm 5.1) \times 10^3$	1/2	2/3	0	1/3
b	$[4 \times 10^3; 4.5 \times 10^3]$	1/2	-1/3	0	1/3
Bosons de jauge					
W	80.423 ± 0.039	1			
Z	91.1876 ± 0.0021	1	0		
γ	0	1	0		
g	0	1	0		

TAB. 2.2 – Quelques caractéristiques des particules élémentaires observées à ce jour. Les masses sont tirées de [8].

états quantiques et de l'invariance des probabilités de transition entre états quantiques, lors des transformations de Lorentz-Poincaré.

La construction d'un modèle décrivant une interaction est basée sur l'observation de quantités conservées. D'après le théorème de Noether, ces conservations impliquent que le lagrangien décrivant l'interaction est invariant lorsque les champs qui le composent subissent une transformation de jauge locale du type :

$$\psi(x) \rightarrow U\psi(x) = e^{-i\theta^\alpha(x)T_\alpha}\psi(x), \quad (2.1)$$

où pour un groupe agissant dans un espace de dimension N , $\alpha = 1, \dots, (N^2 - 1)$, et où les $\theta^\alpha(x)$, et T_α sont respectivement les paramètres et les générateurs de la transformation de jauge. Cette contrainte aide à préciser la forme du lagrangien.

2.2 Le Modèle standard

Nous présentons dans cette section le Modèle standard décrivant les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. On peut voir ce Modèle comme la généralisation de l'électrodynamique quantique, décrite par Feynman, Schwinger et Tomonaga au milieu du siècle dernier. L'électrodynamique quantique est construite en utilisant l'invariance de jauge. Ses succès spectaculaires en font une référence et suggèrent qu'il est pertinent de déduire le lagrangien d'une invariance de jauge également pour des interactions plus complexes.

Le Modèle standard comporte deux volets. En premier lieu le Modèle standard électrofaible, mis au point à la fin des années 60 par Glashow, Salam et Weinberg [9], qui offre une description unifiée des interactions faibles et électromagnétiques. En second lieu la chromodynamique quantique, qui décrit les interactions fortes.

2.2.1 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique, basée sur l'invariance sous le groupe de jauge $SU(3)_C$, où C désigne la charge de couleur. Seules les particules porteuses d'une couleur y sont sensibles. Chaque quark porte une couleur, qui peut prendre 3 valeurs différentes, rouge, bleu ou vert. Les huit gluons qui véhiculent cette interaction sont aussi porteur de couleur. Par contre, les hadrons, composés de quarks et de gluons sont neutres de couleur.

Le lagrangien de cette interaction est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} = & -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a \right) \left(\partial^\mu A^{a \nu} - \partial^\nu A^{a \mu} \right) - \frac{1}{2} \left(\partial^\mu A_\mu^a \right)^2 \\ & + \bar{\psi}_\alpha \left(\gamma^\mu \partial_\mu - m_\psi \right) \psi_\alpha - \frac{g_s^2}{4} F^{abe} F^{cde} A_\mu^a A_\nu^b A^c{}^\mu A^d{}^\nu \\ & - \frac{g_s}{2} F^{abc} \left(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a \right) A^{b \mu} A^{c \nu} - g_s \bar{\psi}_\alpha T_{\alpha\beta}^a \gamma^\mu \psi_\beta A_\mu^a, \end{aligned} \quad (2.2)$$

où les indices α concernent les trois couleurs possibles que les quarks peuvent porter, et où les indices a permettent de distinguer entre les 8 gluons A_μ^a mis en jeu par l'interaction. Pour être complet, il faut sommer ce lagrangien sur les 6 saveurs de quarks, une seule ayant étant représentée ici par l'intermédiaire de ψ .

Les quatrième et cinquième termes du lagrangien 2.2 montrent que les gluons peuvent interagir entre eux. C'est le résultat de la nature non-abélienne du groupe $SU(3)$. Cette propriété

Fermions	Isospin faible	Hypercharge faible
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ e_R, μ_R, τ_R	$\frac{1}{2}$ 0	-1 -2
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ u_R, c_R, t_R d_R, s_R, b_R	$\frac{1}{2}$ 0 0	$\frac{1}{3}$ $\frac{4}{3}$ $-\frac{2}{3}$

TAB. 2.3 – *Isospin et hypercharge faible des fermions du Modèle standard.*

est responsable de la liberté asymptotique de l'interaction forte. La constante de couplage croît lorsque l'énergie mise en jeu dans une réaction décroît. Inversement, elle décroît à haute énergie. Ainsi les quarks au sein du hadron sont liés par une interaction très intense, et y restent confinés. Par contre, les contributions de haute énergie aux interactions entre les quarks à l'intérieur du hadron, correspondent à des quarks peu couplés les uns aux autres. Ils évoluent quasi-librement. Dans l'appendice A, nous abordons plus en détails la dépendance de la constante de couplage par rapport à l'énergie des processus, car les techniques mises en jeu, basées sur le groupe de renormalisation, sont nécessaires pour décrire les désintégrations de hadrons beaux.

2.2.2 L'interaction électrofaible

Le Modèle standard décrivant les interactions électrofaibles est l'œuvre de Glashow, Salam et Weinberg [9]. Cette théorie offre une description unifiée des interactions faibles et électromagnétiques.

On observe expérimentalement que l'interaction électrofaible traite différemment les particules d'hélicité gauche et droite. Chaque fermion est couplé au travers de son état d'hélicité gauche à un autre fermion par l'interaction faible. Un exemple est fourni par la radioactivité β où un neutrino est produit de concert avec un électron. L'interaction doit donc être décrite par un groupe de jauge s'appliquant à des doublets de champs gauches. L'interaction électrofaible affecte aussi les particules dans leur état d'hélicité droite, mais sans coupler entre eux des fermions différents. Cet aspect peut être décrit par un champ de jauge s'appliquant à des singlets de champs droits. Ainsi, le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, est choisi comme groupe de jauge pour construire la théorie des interactions électrofaibles. Ces interactions mélangent l'interaction d'isospin faible, subie par les fermions gauches uniquement, basée sur $SU(2)_L$, et l'interaction d'hypercharge faible Y , basée sur $U(1)_Y$. La valeur de l'isospin faible et de l'hypercharge faible pour chacun des fermions est donnée dans le tableau 2.3.

Le lagrangien décrivant l'interaction électrofaible a la structure suivante :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}.$$

Nous avons pour les fermions :

$$\mathcal{L}_{fermions} = \sum_{familles} \left(i(\bar{\nu}_e \bar{e})_L \gamma_\mu D_L^\mu \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + i\bar{e}_R \gamma_\mu D_R^\mu e_R + i(\bar{u} \bar{d})_L \gamma_\mu D_L^\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + i \sum_{u,d} \bar{q}_R \gamma_\mu D_R^\mu q_R \right) \quad (2.3)$$

avec les dérivées covariantes :

$$D_R^\mu = \partial^\mu + ig_1 \frac{Y_W}{2} B^\mu,$$

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W^{a\mu} + ig_1 \frac{Y_W}{2} B^\mu,$$

introduites pour permettre l'invariance du lagrangien sous le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans ces expressions, apparaissent les générateurs d'hypercharge faible et d'isospin faible Y_W , les constantes de couplage g_1 et g_2 , ainsi que les champs de jauge B^μ et W_a^μ . Pour le lagrangien des bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}.$$

2.2.2.1 Génération des masses

Le lagrangien $\mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions}$ respecte l'invariance de jauge sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, mais il décrit uniquement la propagation et l'interaction des champs. Il ne contient pas de terme décrivant les masses des fermions et des bosons de jauge, observées expérimentalement. Dans le cas des fermions, on pourrait tenter d'ajouter "à la main" des termes de masse $m\bar{\psi}\psi$, mais on briserait l'invariance de jauge, à cause du mélange des contributions des composantes de chiralité droite et gauche des champs, qui se transforment différemment sous l'action de ce groupe. Pour résoudre ce problème, nous introduisons dans le lagrangien un terme supplémentaire, invariant sous le groupe de jauge, mais pouvant briser cette symétrie pour introduire les masses. Ceci est possible grâce au mécanisme de Higgs, bâti sur l'union de l'invariance de jauge locale et de la brisure spontanée de symétrie :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_{L\mu})^\dagger (D_L^\mu) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.4)$$

où Φ est un doublet de $SU(2)_L$ contenant deux champs scalaires complexe :

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

Nous pouvons exprimer ce champ comme une variation autour de sa valeur moyenne dans le vide, qui correspond au minimum du potentiel suivant :

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2,$$

dont la forme est représentée sur la figure 2.1. Nous avons donc :

$$\Phi = \langle \Phi \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

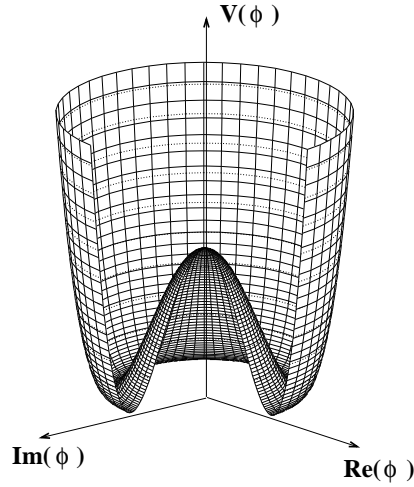


FIG. 2.1 – *Potentiel de Higgs introduit dans le Modèle standard.*

Il y a en fait une infinité de solutions équivalentes pour le minimum du potentiel, qui présente une symétrie circulaire (figure 2.1). Il faut choisir l'une d'entre elles pour construire le lagrangien. Nous sommes en présence d'une brisure spontanée de symétrie. Il est pratique de choisir la solution suivante :

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

où $v = \frac{2\mu}{\lambda^2}$. Le doublet de Higgs s'exprime alors :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ (v + \phi_3 + i\phi_4) \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Nous remplaçons Φ par cette expression dans le lagrangien 2.4. Les termes du type :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left(\left(-ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_W}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right)^\dagger \left(\left(-ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_W}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right) + \dots$$

sont alors exprimés en faisant apparaître les termes de masse pour les bosons :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left(\frac{v}{2\sqrt{2}} \right)^2 \left(2g_2^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{g_2 g_1 - g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} A_\mu A^\mu \right) + \dots$$

où

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2), \quad W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2),$$

et

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} (g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu), \quad A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} (g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu),$$

sont les bosons de jauge physiques, de masse :

$$M_W = \frac{1}{2}g_2v, \quad M_Z = \frac{1}{2}v(g_1^2 + g_2^2)^{\frac{1}{2}}, \quad M_\gamma = 0.$$

La brisure spontanée de symétrie, associée à l'invariance de jauge locale permet donc de fournir 3 bosons de jauge massifs, tout en gardant un non massif pour décrire le photon.

Si on construit le lagrangien 2.4 à partir de la solution 2.5 apparaissent des champs de masse nulle non physiques appelés bosons de Goldstone. Nous cherchons un lagrangien ne dépendant explicitement que des champs correspondant à des particules physiques. Nous l'obtenons grâce à son invariance sous les transformations de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, en redéfinissant le doublet de champs Φ sans modifier la physique sous jacente :

$$\Phi \rightarrow e^{-i\alpha^a(x)\frac{\sigma^a}{2}}\Phi. \quad (2.6)$$

Nous choisissons la valeur des paramètres $\alpha^a(x)$ telle que

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

On dit que l'on a ici fixé la jauge. Avec cette solution, les bosons de Goldstone disparaissent de l'expression explicite du lagrangien. Les degrés de liberté qui leur correspondent sont absorbés dans la redéfinition des champs de jauge, qui gagnent un troisième degré de liberté en devenant massifs. Il reste un seul champ de Higgs : $H(x)$.

L'introduction de ce champs de Higgs permet aussi de fournir des masses aux fermions, via le lagrangien de Yukawa :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & - \sum_{familles} \left(g_u \left((\bar{u}\bar{d})_L \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right) + g_d \left((\bar{u}\bar{d})_L \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right) \right) \\ & - \sum_{familles} g_e \left((\bar{\nu}_e\bar{e})_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

où $\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^*$, et où g_u , g_d et g_e sont les constantes du couplage entre le champ de Higgs et les fermions. La définition 2.7 de Φ , l'équation 2.8 implique des termes de masse pour les fermions :

$$-g_f \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{f}f, \quad m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}}$$

où f , g_f et m_f sont respectivement un champ de fermion, sa constante de couplage avec le boson de Higgs et sa masse.

Dans le lagrangien 2.8, les états propres de saveur de quarks mis en jeu dans la définition 2.3 sont égaux aux des états physiques des quarks, c'est-à-dire les états propres de masse. Ceci sera remis en cause dans la section 2.4 pour décrire la violation de CP, et mènera à l'introduction de la matrice CKM.

Fermions	Couplage vectoriel g_V	Couplage axial g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$g_1^2 + g_2^2$	$g_1^2 + g_2^2$
e, μ, τ	$3g_1^2 - g_2^2$	$-(-g_1^2 + g_2^2)$
u, c, t	$-\frac{5}{3}g_1^2 + g_2^2$	$g_1^2 + g_2^2$
d, s, b	$\frac{1}{3}g_1^2 - g_2^2$	$-(g_1^2 + g_2^2)$

TAB. 2.4 – Valeurs des couplages axiaux et vectoriels des fermions.

2.2.2.2 Forme explicite des interactions entre fermions et bosons de jauge

En insérant dans le lagrangien 2.3 l'expression explicite des dérivées covariantes, et en se ramenant aux expressions des bosons de jauge physiques, nous obtenons les termes du lagrangien décrivant les interactions individuelles entre les fermions et ces bosons.

Interactions par courants chargés

Pour les interactions par courants chargés, nous avons des termes de la forme :

$$\sum_{\text{familles}} -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu}_e \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} e W_\mu^+ + \bar{e} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \nu_e W_\mu^- + \bar{u} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d W_\mu^+ + \bar{d} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} u W_\mu^- \right).$$

Interactions électromagnétiques

Nous obtenons également de cette façon les termes décrivant les interactions électromagnétiques sous la forme :

$$\sum_{\text{familles}} -\frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \left(-\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{2} \bar{d} \gamma_\mu d \right) A^\mu,$$

où l'on identifie la charge électrique élémentaire $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$.

Interactions faibles par courants neutres

Nous obtenons enfin les termes décrivant les interactions par courant neutre :

$$\sum_f -\frac{1}{2\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \bar{f} \gamma_\mu \frac{g_V f - g_A f \gamma_5}{2} f Z^\mu,$$

où la somme est faite sur toutes les saveurs f de fermions. Interviennent ici les couplages vectoriels et axiaux résumés saveur par saveur dans le tableau 2.4. Nous remarquons que le couplage du neutrino au Z^0 est de la forme $(1 - \gamma_5)$, c'est à dire purement gauche.

2.2.3 Les limites du Modèle standard

Toutes les mesures faites jusqu'à ce jour lors d'expériences sur accélérateurs sont compatibles avec les prédictions du Modèle standard. Cependant, plusieurs éléments suggèrent que ce modèle

n'est pas la théorie fondamentale mais plutôt une très bonne approximation à basse énergie d'une théorie sous-jacente restant à déterminer

Parmi ces éléments, nous trouvons le grand nombre de paramètres libres du Modèle standard : 18. Ces paramètres sont indispensables à l'interprétation par le Modèle standard de toute observable, mais leurs valeurs ne sont pas fournies par ce modèle. Elle doivent être mesurées expérimentalement. Ces paramètres sont :

- les 2 paramètres du potentiel du champ Higgs μ et λ ;
- les constantes de couplage : g_1 , g_2 et g_s ;
- les masses des neuf fermions massifs ;
- les 4 paramètres indépendants de la matrice CKM (section 2.4).

Un second élément concerne l'unification des interactions à haute énergie. Pour rendre possible cette unification, les valeurs des constantes de couplage doivent se rejoindre à haute énergie, ce qui n'est pas le cas dans le cadre du Modèle standard. De plus, la description de la gravitation n'est pas incluse dans ce Modèle.

Un troisième élément concerne le nombre non expliqué de générations de fermions.

Par ailleurs, l'origine de la brisure spontanée de symétrie fournissant les masses des bosons et des fermions n'est pas comprise dans le cadre du Modèle standard. Le boson de Higgs nécessaire à cela n'est pas découvert à ce jour.

Enfin, comme nous le verrons en section 2.4, l'origine de la violation de CP n'est pas expliquée par le Modèle standard. De plus, sa description ne permet pas d'expliquer la prédominance actuelle dans l'Univers de la matière sur l'antimatière.

2.3 La symétrie CP

L'étude des symétries discrètes permet de mieux comprendre les interactions entre les particules. En particulier, la quasi disparition de l'antimatière dans l'Univers depuis sa création implique que les interactions traitent différemment les particules et les antiparticules. Comprendre la symétrie CP, qui relie les particules aux antiparticules, est donc primordial. Cette symétrie sera intensivement étudiée par l'expérience LHCb. Dans cette section, nous présentons les symétries discrètes P, C, T et CP. Nous exposons ensuite la phénoménologie d'un système oscillant méson-antiméson et nous montrerons comment la violation de CP se manifeste dans de telles symétries. Nous nous intéressons ensuite à la description de violation de CP par le Modèle standard.

2.3.1 La parité P

L'opération de parité transforme un système physique en un système physique de coordonnées spatiales opposées. La parité transforme également l'impulsion \vec{p} des particules en son opposée $-\vec{p}$, et laisse inchangé le spin \vec{s} des particules. L'hélicité $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ est alors changée en son opposée $-h$.

Pour un système quantique, cette transformation est représentée de la façon suivante :

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

où P est l'opérateur unitaire correspondant, $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ l'état quantique décrivant un système dans l'état propre d'impulsion \vec{p} et d'hélicité h , et η_P la parité intrinsèque du système. La parité appliquée deux fois est une identité : $P^2=1$. Cela implique $\eta_P = \pm 1$ pour un état propre de P .

La physique est invariante sous la transformation de parité si la probabilité pour un système décrit par $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ de dévoluer vers un état final donné $|f\rangle$, est la même que la probabilité de passer de $|\psi(-\vec{p}, -h)\rangle$ à $P|f\rangle$:

$$\langle f|U|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \langle Pf|U|\psi(-\vec{p}, -h)\rangle,$$

où U est l'opérateur décrivant l'évolution du système.

2.3.2 Le renversement du temps T

La transformation de renversement du temps T renverse la flèche du temps : $t \rightarrow -t$. Elle transforme aussi le spin et l'impulsion en leur opposés. Par ailleurs, l'état initial d'un système devient son état final sous l'effet de T . Pour un système quantique :

$$T|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T |\psi(-\vec{p}, h)\rangle,$$

où η_T est un facteur de phase dépendant du spin, et T l'opérateur anitunitaire représentant la transformation. L'invariance de la physique sous le renversement du temps peut s'exprimer par :

$$\langle f|U|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \langle \psi(-\vec{p}, h)|U|Tf\rangle.$$

Cette relation implique que la probabilité de la réaction entre particules $a + b \rightarrow c + d$ est égale à celle de la réaction $c + d \rightarrow a + b$.

2.3.3 La conjugaison de charge C

La conjugaison de charge C transforme une particule en son antiparticule. Les valeurs des charges définissant les particules sont changées en leur opposées. L'impulsion et l'hélicité sont inchangés :

$$C|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C |\psi(\vec{p}, h)\rangle.$$

où η_C est un facteur de phase.

2.3.4 La charge-parité CP

Les interactions fortes et électromagnétiques sont invariantes sous T , C et P . En revanche, en observant les désintégrations du pion du type $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$, on mesure seulement des neutrinos d'hélicité gauche, et des antineutrinos d'hélicité droite, et jamais de neutrinos d'hélicité droite, ni d'antineutrinos d'hélicité gauche. Ainsi, l'action de la parité ou de la conjugaison de charge sur l'état décrivant le neutrino ou l'antineutrino, mène à des états non physiques, ce qui constitue une violation de la parité et de la conjugaison de charge. Pour passer du neutrino à l'antineutrino, il faut employer le produit des opérateurs C et P . L'opérateur qui permet donc de relier la totalité des particules élémentaires connues à leurs antiparticules est CP . Nous avons :

$$CP|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_{CP} |\psi(-\vec{p}, -h)\rangle.$$

2.3.5 Le système oscillant particule - antiparticule

Nous décrivons maintenant les principales caractéristiques d'un système oscillant particule-antiparticule. Nous nous focalisons sur le cas du système B^0 - \bar{B}^0 .

Les mésons beaux sont créés à partir de processus mettant en jeu l'interaction forte. La beauté étant conservée par les interactions forte et électromagnétique, l'état quantique qui décrit les mésons est état propre de l'hamiltonien incluant ces interactions :

$$(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}}) |B^0\rangle = m_0 |B^0\rangle, \quad (\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}}) |\bar{B}^0\rangle = m_0 |\bar{B}^0\rangle,$$

où m_0 est la masse du méson, $\mathcal{H}_{\text{fortes}}$ le hamiltonien de l'interaction forte et $\mathcal{H}_{\text{électroma}}$ celui de l'interaction électromagnétique. Pour se désintégrer, le système doit faire appel à l'interaction faible, qui ne conserve pas la saveur. Cette évolution est alors décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = (\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}} + \mathcal{H}_{\text{faible}}) |\Psi(t)\rangle \quad (2.9)$$

L'interaction faible est d'intensité suffisamment petite par rapport à l'interaction forte et électromagnétique pour être traité comme une perturbation. Nous pouvons le faire en employant la démarche développée par Weisskopf et Wigner [10]. Dans ce cadre, le vecteur d'état du système est naturellement décrit dans la base des états propres de $(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})$, vers lesquels il peut évoluer :

$$|\Psi(t)\rangle = a(t) |B^0\rangle + b(t) |\bar{B}^0\rangle + \sum_f c_f(t) |f\rangle. \quad (2.10)$$

Nous simplifions le problème en adoptant la représentation de Dirac :

$$|\Psi(t)\rangle_D = e^{i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t} |\Psi(t)\rangle. \quad (2.11)$$

L'équation 2.9 devient alors :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle_D = V(t) |\Psi(t)\rangle_D. \quad (2.12)$$

où $V(t) = e^{i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t} \mathcal{H}_{\text{faible}} e^{-i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t}$. En tenant compte dans l'équation 2.12 de l'expression 2.10, nous obtenons les équations à résoudre :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \tilde{a}(t)}{\partial t} &= \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \tilde{b}(t) + \sum_f \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \tilde{c}_f(t) e^{i(m_0 - E_f)t} \\ i \frac{\partial \tilde{b}(t)}{\partial t} &= \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \tilde{b}(t) + \sum_f \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \tilde{c}_f(t) e^{i(m_0 - E_f)t} \\ i \frac{\partial \tilde{c}_{f'}(t)}{\partial t} &= \langle f' | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle \tilde{a}(t) e^{-i(m_0 - E_{f'})t} + \langle f' | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \tilde{b}(t) e^{-i(m_0 - E_{f'})t} \\ &\quad + \sum_f \langle f' | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \tilde{c}_f(t) e^{i(E_{f'} - E_f)t} \end{aligned} \quad (2.13)$$

avec :

$$\tilde{a}(t) = a(t) e^{i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t}, \quad (2.14)$$

$$\tilde{b}(t) = b(t) e^{i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t}, \quad (2.15)$$

$$\tilde{c}_f(t) = c_f(t) e^{i(\mathcal{H}_{\text{fortes}} + \mathcal{H}_{\text{électroma}})t}. \quad (2.16)$$

En intégrant la troisième équation de 2.13, et en reportant le résultat dans les deux premières, nous obtenons pour $\tilde{a}(t)$:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \tilde{a}(t)}{\partial t} &= \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \tilde{b}(t) \\ &- i \sum_f \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle e^{i(m_0 - E_f)t} \int_0^t dt' \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle e^{-i(m_0 - E_f)t'} \tilde{a}(t') \\ &- i \sum_f \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle e^{i(m_0 - E_f)t} \int_0^t dt' \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle e^{-i(m_0 - E_f)t'} \tilde{b}(t') \\ &- i \sum_f \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle e^{i(m_0 - E_f)t} \int_0^t dt' \sum_j \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | j \rangle e^{-i(E_f - E_j)t'} \tilde{c}_j(t'). \end{aligned}$$

Une équation similaire régit $\tilde{b}(t)$. L'approximation de Weisskopf et Wigner [10] suppose que la transition d'un état final vers un autre sous la seule action de l'interaction faible est beaucoup plus difficile que la transition du méson neutre vers un état final. Cela permet de négliger les termes $\langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | j \rangle$. Le dernier terme de l'équation ci-dessus, et donc la dépendance vis à vis des \tilde{c}_j , disparaissent alors. Grâce à cette simplification, nous pouvons décrire le problème à l'aide de l'équation matricielle suivante :

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} + i h_w A(t) + \sum_f D_f \int_0^t dt' A(t') e^{-i\omega_f(t-t')} = 0, \quad (2.17)$$

avec :

$$\begin{aligned} A(t) &= \begin{pmatrix} \tilde{a}(t) \\ \tilde{b}(t) \end{pmatrix}, \\ h_w &= \begin{pmatrix} \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle & \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \end{pmatrix}, \\ D_f &= \begin{pmatrix} \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle & \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | \bar{B}^0 \rangle \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

et

$$\omega_f = E_f - m_0.$$

L'équation 2.17 peut être résolue en utilisant sa transformée de Laplace [11]. On obtient :

$$A(t) = e^{-iWt} A(0)$$

où

$$W = h_w - P \left(\sum_f \frac{D_f}{\omega_f} \right) - i\pi \sum_f D_f \delta(\omega_f).$$

Nous avons alors :

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = W A(t), \quad (2.18)$$

qui donne l'équation de Schrödinger effective décrivant le système :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = (W + m_0) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H}^{\text{eff}} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

L'hamiltonien effectif ci-dessus peut être décomposé en deux parties :

$$\mathcal{H}^{\text{eff}} = \mathcal{M} - \frac{i}{2}\Gamma$$

où

$$\mathcal{M}_{ij} = m_0 \delta_{ij} + \langle i | \mathcal{H}_{\text{faible}} | j \rangle - \sum_f \text{P} \left(\frac{\langle i | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | j \rangle}{E_f - m_0} \right), \quad (2.20)$$

et

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_f \langle i | \mathcal{H}_{\text{faible}} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{\text{faible}} | j \rangle \delta(E_f - m_0), \quad (2.21)$$

avec $i, j = B^0, \bar{B}^0$.

L'invariance sous CPT impose :

$$\mathcal{H}_{11}^{\text{eff}} = \mathcal{H}_{22}^{\text{eff}} = \mathcal{H},$$

$$\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22} = \mathcal{M},$$

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma,$$

Par ailleurs, cet hamiltonien n'est pas hermitien :

$$\mathcal{M}_{ij}^* = \mathcal{M}_{ji}, \quad \Gamma_{ij}^* = \Gamma_{ji},$$

$$\mathcal{H}_{ij}^{\text{eff}*} \neq \mathcal{H}_{ji}^{\text{eff}},$$

ce qui permet la non-conservation de la somme des amplitudes de probabilité :

$$|a(t)|^2 + |b(t)|^2 \neq 1,$$

afin de prendre en compte la probabilité qu'au temps t le système se désintègre. Ce traitement perturbatif permet de nous limiter à l'étude de $a(t)$ et $b(t)$, les amplitudes de probabilités de trouver le système dans l'un des deux états qui nous intéressent le plus B^0 et \bar{B}^0 . La structure de l'équation 2.19 permet de déduire facilement les principaux aspects qualitatifs du comportement du système : oscillation, désintégration. Les aspects les plus complexes de l'évolution du système, qui permettent des prédictions quantitatives, sont eux regroupés de manière effective dans les éléments de \mathcal{H}^{eff} , dont dépendent les solutions de l'équation 2.19.

La solution de 2.19 donne l'évolution dans le temps d'un méson dont l'état initial est B^0 ou \bar{B}^0 :

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t) |B^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(t) |\bar{B}^0\rangle, \quad (2.22)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q} g_-(t) |B^0\rangle + g_+(t) |\bar{B}^0\rangle. \quad (2.23)$$

Dans cette expression,

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_{12}^* - \frac{\Gamma_{12}^*}{2}}{\mathcal{M}_{12} - \frac{\Gamma_{12}}{2}}}, \quad (2.24)$$

et

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left(e^{-i\lambda_+ t} \pm e^{-i\lambda_- t} \right). \quad (2.25)$$

Les valeurs propres de \mathcal{H}^{eff} sont :

$$\lambda_{\pm} = \mathcal{H} \pm \sqrt{\mathcal{H}_{21}^{\text{eff}} \mathcal{H}_{12}^{\text{eff}}}. \quad (2.26)$$

Lors de sa désintégration le système peut être mesuré dans l'un des états propres de masse, qui sont les états propres de \mathcal{H}^{eff} :

$$|B_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\frac{q}{p}|^2}} \left(|B^0\rangle \pm \frac{q}{p} |\bar{B}^0\rangle \right). \quad (2.27)$$

Ces deux états ont une masse et une durée de vie distinctes, déterminées à partir des valeurs propres de \mathcal{H}^{eff} :

$$\lambda_{\pm} = m_{\pm} - \frac{i}{2} \Gamma_{\pm}, \quad (2.28)$$

nous avons alors :

$$m_{\pm} = \mathcal{M} \pm \text{Re} \sqrt{\left(\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(\mathcal{M}_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right)}, \quad (2.29)$$

et

$$\Gamma_{\pm} = \Gamma \mp 2\text{Im} \sqrt{\left(\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(\mathcal{M}_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right)}, \quad (2.30)$$

Les expressions 2.22 à 2.30 illustrent le rôle des éléments du hamiltonien effectif. Les termes non diagonaux \mathcal{M}_{12} et \mathcal{M}_{21} mettent en jeu des processus d'interaction faible qui permettent les transitions $|B^0\rangle \rightarrow |\bar{B}^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle \rightarrow |B^0\rangle$, notamment via des états intermédiaires réel ou virtuels $|f\rangle$, communs aux deux mésons. La matrice Γ permet la désintégration du système. Les états intermédiaires $|f\rangle$ sont cette fois des états réels observables dans l'état final. Les éléments non diagonaux Γ_{12} et Γ_{21} permettent des transitions $|B^0\rangle \rightarrow |\bar{B}^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle \rightarrow |B^0\rangle$ via des états finaux communs aux deux mésons. Ils sont responsables de la différence entre les largeurs de désintégration des deux états physiques. Ces équations mettent également en évidence la levée de dégénérescence provoquée par l'interaction faible : les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$, de même masse et durée de vie, peuvent évoluer après leur création vers des états physiques de masse et de durée de vie distinctes.

Nous définissons les écarts de masses et de largeurs de désintégration entre les états physiques :

$$\Delta m = m_+ - m_-, \quad \Delta \Gamma = \Gamma_+ - \Gamma_-.$$

Γ_{12} dépend des amplitudes de transitions du méson beau vers les états finaux communs à $|\bar{B}^0\rangle$ et $|B^0\rangle$. Dans le cas des mésons $|B_d^0\rangle$, l'étude de ces amplitudes dans le cadre du Modèle standard prédit que le rapport $\frac{|\Gamma_{12}|}{\Gamma}$ est de l'ordre du pourcent. Expérimentalement, $\Delta m_d \simeq 0.75 \Gamma_{B_d^0}$, ce qui implique :

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \ll 1.$$

Cette propriété du système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ permet d'obtenir les expressions simplifiées :

$$\left| \frac{q}{p} \right| \simeq 1,$$

et

$$\Delta m_d = 2|M_{12}|,$$

qui seront utilisées dans la suite de cette thèse.

2.3.6 Violation de CP

La violation de CP peut être mise en évidence expérimentalement en mesurant l'asymétrie CP dépendante du temps :

$$A_{CP}(t) = \frac{N(B_d^0 \rightarrow f)(t) - N(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})(t)}{N(B_d^0 \rightarrow f)(t) + N(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})(t)}, \quad (2.31)$$

où $N(B_d^0 \rightarrow f)(t)$ est le nombre de désintégrations d'un méson initialement dans l'état $|B_d^0\rangle$ vers l'état final f à l'instant t . Au niveau théorique, cette asymétrie prend la forme :

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B_d^0 \rightarrow f)(t) - \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})(t)}{\Gamma(B_d^0 \rightarrow f)(t) + \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})(t)}, \quad (2.32)$$

où $\Gamma(B_d^0 \rightarrow f)(t)$ est le taux de désintégration dépendant du temps du méson vers l'état final f . Ce taux est proportionnel au carré de l'amplitude de transition $|\langle f|\mathcal{H}|B_d^0(t)\rangle|^2$, où est \mathcal{H} est l'hamiltonien décrivant la désintégration. A partir des équations 2.22 et 2.23, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \langle f|\mathcal{H}|B_d^0(t)\rangle &= g_+(t) \langle f|\mathcal{H}|B_d^0\rangle + \frac{q}{p} g_-(t) \langle f|\mathcal{H}|\bar{B}_d^0\rangle \\ &= g_+(t) A_f + \frac{q}{p} g_-(t) \bar{A}_f, \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}_d^0(t)\rangle &= \frac{p}{q} g_-(t) \langle \bar{f}|\mathcal{H}|B_d^0\rangle + g_+(t) \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}_d^0\rangle \\ &= \frac{p}{q} g_-(t) A_{\bar{f}} + g_-(t) \bar{A}_{\bar{f}}, \end{aligned} \quad (2.34)$$

ce qui permet d'écrire :

$$\Gamma(B_d^0 \rightarrow f)(t) \propto |g_+(t)|^2 + \left(\frac{|q| |\bar{A}_f|}{|p| |A_f|} \right)^2 + 2\text{Re} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} g_+^*(t) g_-(t) \right)$$

et

$$\begin{aligned} \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})(t) &\propto \left(\frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|}{|A_{\bar{f}}|} |g_+(t)| \right)^2 + \left(\frac{|p|}{|q|} |g_-(t)| \right)^2 \\ &\quad + 2 \left(\frac{|p|}{|q|} \right)^2 \text{Re} \left(\frac{p}{q} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_{\bar{f}}} g_+^*(t) g_-(t) \right). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Quand f est un état propre de CP, l'asymétrie CP dépendante du temps prend la forme :

$$A_{CP}(t) = \frac{A}{B}, \quad (2.36)$$

avec :

$$\begin{aligned}
A &= \left[1 - \left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right|^2 \right] |g_+(t)|^2 - \left[\left| \frac{p}{q} \right|^2 - \left| \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right|^2 \right] \\
&+ 2 \left[1 - \left| \frac{p}{q} \right|^2 \right] \text{Re} (g_+^*(t) g_-(t)) \text{Re} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \\
&+ \left[1 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 \right] \text{Im} (g_+^*(t) g_-(t)) \text{Im} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right)
\end{aligned} \tag{2.37}$$

et

$$\begin{aligned}
B &= \left[\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right|^2 + 1 \right] |g_+(t)|^2 + \left[\left| \frac{p}{q} \right|^2 + \left| \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right|^2 \right] \\
&+ 2 \left[1 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 \right] \text{Re} (g_+^*(t) g_-(t)) \text{Re} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \\
&- \left[1 - \left| \frac{p}{q} \right|^2 \right] \text{Im} (g_+^*(t) g_-(t)) \text{Im} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right)
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Il y aura violation de CP si au moins l'une des conditions suivantes est satisfaite :

- $\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1$;
- $\left| \frac{p}{q} \right|^2 \neq \left| \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right|^2$;
- $\left[1 - \left| \frac{p}{q} \right|^2 \right] \text{Re} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \neq 0$;
- $\text{Im} \left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \neq 0$.

La violation de CP est alors le résultat d'effets subtils dans les amplitudes de désintégration et dans l'oscillation. A l'aide d'exemples simples, on a coutume d'isoler trois modes de violation de CP :

- **la violation de CP directe** qui intervient de manière générale dans les cas où les amplitudes de désintégration instantanée de deux processus CP-conjugués ont une norme différente: $\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1$. Dans le cas particulier adopté ci-dessus, on a $\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1$. En toute généralité, les amplitudes de désintégration A_f et \bar{A}_f sont la somme de plusieurs amplitudes :

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \Phi_i)}, \quad \bar{A}_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i - \Phi_i)}$$

où Φ_i et δ_i sont respectivement les phases violant et conservant CP associées à chaque amplitude. Dans le cadre du Modèle standard les phases violant CP proviennent du secteur électrofaible de la théorie, d'où leur appellation de "phases faibles". Les phases conservant CP proviennent essentiellement de la contribution de processus dominés par l'interaction forte, d'où l'appellation de "phases fortes". La violation de CP directe apparaît si chaque amplitude est la somme d'au moins 2 termes de phases fortes et de phase faible différentes ;

- **la violation de CP dans l'oscillation** dans le cas où $\left|\frac{q}{p}\right| \neq 1$. En effet, le rapport $\left|\frac{q}{p}\right|$ apparaît dans les équations décrivant la probabilité de mesurer dans l'état $|B^0\rangle$ ($|\bar{B}^0\rangle$) un mésons initialement dans l'état $|\bar{B}^0\rangle$ ($|B^0\rangle$) :

$$|\langle \bar{B}^0 | B^0(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{|q|}{|p|} \right)^2 \left(e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} - 2e^{-\bar{\Gamma} t} \cos \Delta m t \right),$$

$$|\langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{|p|}{|q|} \right)^2 \left(e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} - 2e^{-\bar{\Gamma} t} \cos \Delta m t \right),$$

avec

$$\bar{\Gamma} = \frac{\Gamma_+ + \Gamma_-}{2}.$$

Ces deux probabilités sont différentes si $\left|\frac{q}{p}\right| \neq 1$, ce qui constitue une violation de T, qui se manifeste aussi dans l'asymétrie CP. Dans le cas des désintégrations vers un état final CP propre, d'après les équations 2.36 à 2.38, c'est l'unique possibilité d'avoir une asymétrie CP non nulle lorsque $\left|\frac{\bar{A}_f}{A_f}\right| = 1$, et $\text{Re} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right) = 0$ et $\text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right) = 0$;

- **la violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration** qui rend l'asymétrie CP non nulle même en l'absence de violation de CP dans l'oscillation et de violation de CP directe. L'asymétrie CP s'écrit alors :

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(t) = \frac{4 \text{Im} (g_+^*(t) g_-(t)) \text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right)}{B}.$$

Il faut donc $\text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right) \neq 0$ pour avoir violation de CP. C'est le cas sauf si la phase de $\frac{q}{p}$ est égale à l'opposée de celle de $\frac{\bar{A}_f}{A_f}$. Lorsque l'on calcule les carrés des amplitudes 2.33 et 2.34, cette différence de phase mène à un terme d'*interférence* différent d'un cas à l'autre, qui entraîne $|\langle f | \mathcal{H} | B_d^0(t) \rangle|^2 \neq |\langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B}_d^0(t) \rangle|^2$.

Dans la suite de cette thèse, nous nous intéressons essentiellement aux canaux de désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. La violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration est attendue dans les deux cas, et a été déjà observé dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Dans la suite, nous nous intéressons essentiellement à ces deux canaux de désintégration. Nous négligeons dans ce cadre la violation de CP dans l'oscillation. Mais nous prenons en compte l'éventuelle présence de violation de CP directe, et du fait que l'état final soit état propre de CP. Dans ce cadre, l'asymétrie CP dépendante du temps que nous chercheront à mesurer se réduit à :

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(t) = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\Delta m t) - 2 \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \sin(\Delta m t) \quad (2.39)$$

avec $\lambda = \eta_f \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}$, où η_f est la CP parité de l'état final. La mesure de cette asymétrie permet d'extraire les deux paramètres :

$$A^{\text{dir}} = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}, \quad A^{\text{mix}} = -2 \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2}, \quad (2.40)$$

qui mesurent respectivement la violation de CP directe et la violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et la désintégration. Par ce biais, on accède aux paramètres du modèle employé pour décrire la physique. Dans notre cas, cette mesure cherche à contraindre le Modèle standard ou à en vérifier la cohérence pour mettre en évidence d'éventuels phénomènes de nouvelle physique.

2.4 Description de la violation de CP par le Modèle standard

Dans cette section nous présentons l'interprétation de la violation de CP par le Modèle standard. Nous définissons le mélange des saveurs, avant de décrire les caractéristiques principales de la matrice CKM. La mesure des paramètres de cette matrice permet de tester la validité du Modèle standard, mais doit se faire par le biais d'observables, comme les asymétries CP. Ces observations dépendent aussi d'amplitudes de transition entre des états hadroniques, qui doivent être calculées. Le calcul de ces amplitudes via l'expansion en produit d'opérateurs (OPE) et l'hypothèse de factorisation fait l'objet de la section 2.4.2. Ces amplitudes évaluées, les paramètres de la matrice CKM peuvent être extraits. Nous exposons en section 2.4.3 leurs valeurs expérimentales actuelles, ainsi que les observables utilisées pour leur mesure.

2.4.1 Mélange des saveurs et matrice CKM

Le Modèle standard propose un mécanisme "naturel" pour décrire la violation CP au travers de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). L'idée de base est que les états d'interaction électrofaible des quarks d, s, et b sont différents des états physiques. Ces états physiques sont les états propres de l'interaction forte. Pour faire apparaître les états physiques dans les processus électrofaibles, il faut exprimer les états propres d'interaction en fonction des états physiques par l'intermédiaire d'une transformation unitaire. Elle est représentée par la matrice CKM :

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}^{\text{électrofaible}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}^{\text{phys}}$$

Dans le lagrangien électrofaible, les termes d'interaction par courant chargé :

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_q \bar{q}_L \gamma^\mu q_L W_\mu^+ + h.c.,$$

prennent la forme :

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}^{\text{phys}} W_\mu^+ + h.c.,$$

quand les champs de quarks sont exprimés en fonction des états physiques. En développant cette expression, on obtient dans le lagrangien les termes suivants :

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^+ \sum_{j=up} \sum_{i=down} V_{j,i} \bar{j}_L \gamma^\mu i_L + W_\mu^- \sum_{j=up} \sum_{i=down} V_{j,i}^* \bar{i}_L \gamma^\mu j_L \right)$$

où $V_{j,i}$ est un élément de la matrice CKM, et j et i les champs de quarks. Pour déterminer les conditions d'invariance du lagrangien électrofaible quand on applique l'opérateur CP, on écrit :

$$(CP)\mathcal{L}(CP)^{-1} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^+ \sum_{j=up} \sum_{i=down} V_{j,i}^* \bar{j}_L \gamma^\mu i_L + W_\mu^- \sum_{j=up} \sum_{i=down} V_{j,i} \bar{i}_L \gamma^\mu j_L \right)$$

Il y aura violation CP s'il existe des termes complexes dans la matrice CKM. En effet, les termes associés préalablement à $V_{j,i}$ le sont maintenant à $V_{j,i}^*$, et vice versa. Or, des considérations sur l'unitarité de la matrice CKM montrent qu'elle dépend de $(N-1)^2$ paramètres physiques indépendants, dont $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$ phases [12]. Dans ces expressions N est le nombre de familles de quarks. Avec 3 familles de quarks, la matrice CKM dépend de 4 paramètres indépendants, dont une phase. Cette dernière permet au Modèle standard de rendre compte de phénomènes violant CP.

La paramétrisation de Wolfenstein [13] à l'ordre 5 dans le paramètre λ permet d'écrire la matrice CKM de manière plus explicite :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \delta V, \quad (2.41)$$

avec

$$\delta V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A\lambda^5\frac{(\rho+i\eta)}{2} & -A\lambda^4\left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta\right) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Deux éléments de matrice vont ainsi permettre la violation de CP: $V_{td} = |V_{td}| \exp(-i\beta)$ et $V_{ub} = |V_{ub}| \exp(-i\gamma)$.

L'unitarité de cette matrice nous donne neuf relations. Parmi lesquelles, six permettent de tracer dans le plan complexe des triangles. Les triangles exploitables expérimentalement sont ceux dont les longueurs de tous les côtés sont d'ordre suffisamment faible en λ pour être mesurables. Les deux triangles remplissant ces conditions correspondent aux relations :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.43)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad (2.44)$$

Ces triangles sont représentés sur la Figure 2.2, où l'on a défini $\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$, et $\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$. Les paramètres β et γ sont des angles du triangle correspondant à la relation 2.43. Nous avons :

$$\sin(2\beta) = \frac{2\bar{\eta}(1-\bar{\rho})}{(1-\bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2},$$

$$\sin(2\gamma) = \frac{2\bar{\eta}\bar{\rho}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}.$$

Le mécanisme introduit ci-dessus permet de décrire la violation de CP. Cependant, ce mécanisme ne donne aucune explication quand à l'origine. Il n'est pas basé sur un principe plus fondamental que la non égalité des états propres de masse et d'interaction des quarks. Nous

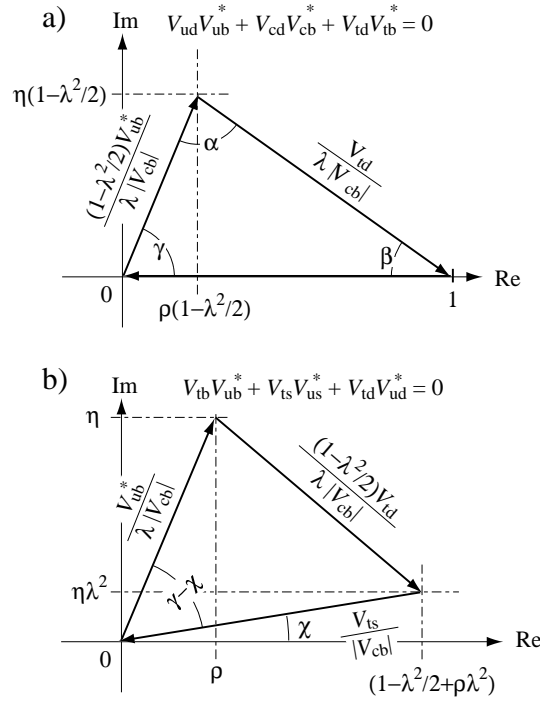


FIG. 2.2 – Les triangles d’unitarité correspondant aux relations d’unitarité $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ et $V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0$.

suspectons donc qu’il s’agisse en fait d’une description effective de phénomènes plus fondamentaux, lié au nombre de familles ou à la hiérarchie de masse entre ces familles. C’est pourquoi nous espérons qu’une étude précise de la violation de CP, pourra exhiber de tels phénomènes, et mettre en défaut le Modèle standard. Pour cela, on multiplie les mesures indépendantes d’observables décrites par le Modèle standard en fonction de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ pour contraindre le modèle. L’expression théorique de ces observables met généralement aussi en jeu des quantités liées à des amplitudes de transition entre états hadroniques. C’est le cas par exemple de l’asymétrie CP (équation 2.39). Le calcul de ces amplitudes est nécessaire à l’extraction de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$. Les méthodes qu’il met en jeu font l’objet de la section 2.4.2.

2.4.2 Calcul des amplitudes hadroniques

L’expression 2.39 montre que l’asymétrie CP dépendante du temps est une fonction des quantités λ , Δm , et $\frac{q}{p}$. Elles mettent en jeu des amplitudes de transitions impliquant l’oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et les amplitudes de désintégration $\mathcal{A}(B_d^0 \rightarrow f)$ et $\mathcal{A}(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})$. Pour calculer ces amplitudes, nous disposons du Modèle standard qui décrit les interactions entre les quarks. C’est précisément la physique que l’on cherche à comprendre lorsque l’on étudie la violation de CP et la dynamique des hadrons beaux. Cependant, nous observons expérimentalement des états où les quarks sont confinés au sein des hadrons. De plus, si on calcule des amplitudes comme celles de la figure 2.3, des termes du type $\alpha_s(\mu) \ln \frac{\mu^2}{-p^2}$ et $\alpha_s(\mu) \ln \frac{M_W^2}{-p^2}$, apparaissent. Dans cette expression, p est la somme des quadri-impulsions des particules de l’état initial, de l’ordre de m_b , et μ est l’échelle de renormalisation introduite lorsque l’on inclut la contribution de l’interaction forte. Si l’on

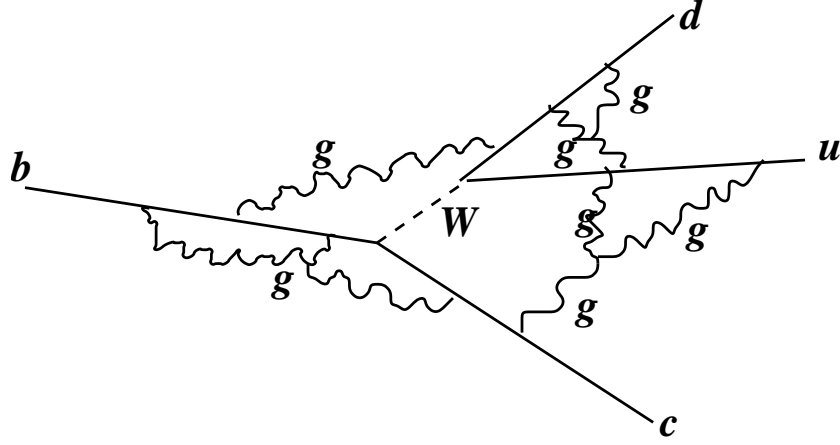


FIG. 2.3 – Représentation d’une désintégration en arbre W , avec échange des gluons des corrections QCD, illustrant le rôle primordial de l’interaction forte, liée à sa dynamique à basse énergie.

choisit μ proche de M_W^2 , pour obtenir une constante de couplage faible et compenser $\ln \frac{M_W^2}{-p^2}$, $\ln \frac{\mu^2}{-p^2}$ sera trop grand pour autoriser un calcul perturbatif. Il en sera de même si l’on choisit μ élevé pour réduire $\ln \frac{\mu^2}{-p^2}$, car $\alpha_s(\mu)$ sera alors trop grande. Il faut donc trouver un moyen de prendre en compte la dynamique à basse énergie des interactions fortes. L’outil qui rend ceci possible est l’“expansion en produit d’opérateurs” (OPE). Il simplifie le problème en décrivant séparément les aspects perturbatifs et non perturbatifs.

Nous illustrons le concept d’OPE à l’aide du diagramme “en arbre” du type de celui de la figure 2.4. Dans ce diagramme, les quarks q_1 et \bar{q}_2 sont de type u ou c, et q_3 est de type d ou s. L’amplitude de ce diagramme donnée par le Modèle standard est :

$$\mathcal{A} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} \frac{M_W^2}{k_W^2 - M_W^2} \bar{q}_3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2 \bar{q}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b, \quad (2.45)$$

où $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2}$ est la constante de Fermi, et k_W la quadri-impulsion du boson W . La quadri-impulsion k_W étant de l’ordre des énergies des quarks externes du diagramme, après un développement en puissances de $\left(\frac{k_W^2}{M_W^2}\right)$, l’amplitude devient :

$$\mathcal{A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} M_W^2 \bar{q}_3 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2 \bar{q}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b + \mathcal{O}\left(\frac{m_b^2}{M_W^2}\right). \quad (2.46)$$

Le premier terme de 2.46 peut être obtenu à partir du hamiltonien décrivant l’interaction locale :

$$\mathcal{H}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} \bar{q}_3 (x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2 (x) \bar{q}_1 (x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b (x), \quad (2.47)$$

où l’on trouve l’opérateur local $\bar{q}_3 (x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2 (x) \bar{q}_1 (x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b (x)$ et la constante de couplage effective $\frac{G_F}{\sqrt{2}}$. Les degrés de liberté du boson W n’apparaissent plus dans l’opérateur. Ils sont absorbés dans $\frac{G_F}{\sqrt{2}}$. On dit que la particule de masse très supérieure à l’énergie du processus est “intégrée hors de la théorie”.

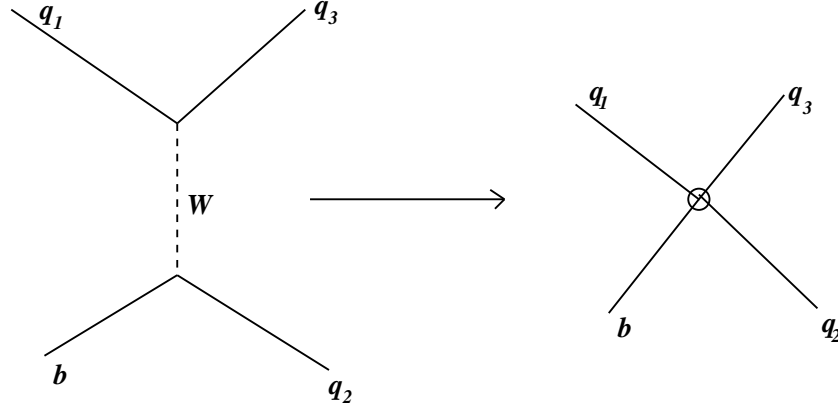


FIG. 2.4 – Diagramme en arbre W , où l'échange d'un W devient équivalente à une interaction ponctuelle.

Si l'énergie du processus était plus proche de M_W , il faudrait tenir compte des ordres suivants du développement en puissance. L'hamiltonien effectif 2.47 serait alors complété par d'autres opérateurs locaux, de plus grande dimension, de forme

$$\bar{q}_3(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2(x) \frac{(\partial)^{2n}}{M_W^{2n}} \bar{q}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b(x).$$

Cette démarche, appelée “expansion en produit d'opérateurs” (OPE), peut également s'appliquer à des topologies plus compliquées, comme celles de la figure 2.7. Dans notre cas, elle seront approximées par un opérateur local à $\mathcal{O}\left(\frac{m_b^2}{M_W^2}\right)$ près. D'autres particules lourdes, comme le quark t sont alors intégrées hors de la théorie. La possibilité d'approximer une amplitude par une série d'opérateurs locaux est a priori non-triviale. Un exposé plus détaillé est fourni par [14].

Les corrections dues à l'interaction forte jouent un rôle primordial. La figure 2.3 donne une représentation plus réaliste des désintégrations de hadrons, via les nombreux échanges de gluons qu'il faut considérer pour prendre en compte les propriétés de basse énergie de cette interaction. Pour expliquer la prise en compte de ces corrections, nous nous concentrons sur le premier ordre, où l'on rajoute une seule boucle de gluons aux diagrammes de la figure 2.4. La prise en compte de l'interaction forte oblige à considérer non plus un mais deux opérateurs locaux, de même structure en saveur, mais pas en couleurs, pour tenir compte des différentes topologies d'échange de gluons et donc de couleurs, pour construire la théorie effective qui doit reproduire la théorie complète à partir de ces opérateurs (figures 2.5 et 2.6). La structure :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} [C_1 \bar{q}_3^\alpha(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^\beta(x) \bar{q}_1^\beta(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b^\alpha(x) + \\ C_2 \bar{q}_3^\alpha(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^\alpha(x) \bar{q}_1^\beta(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b^\beta(x)], \end{aligned} \quad (2.48)$$

où α et β sont les indices de couleurs, se substitue au hamiltonien 2.47.

Les coefficients de Wilson C_1 et C_2 sont donc obtenus en “ajustant le Modèle standard sur la théorie effective” construite en intégrant le boson W . On impose que la théorie effective reproduise les résultats de la théorie complète pour $\mu \sim M_W$. Dans l'appendice B, nous donnons

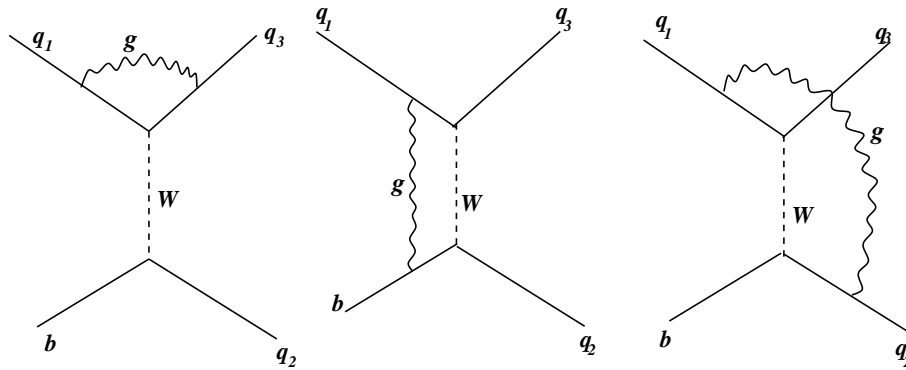


FIG. 2.5 – Série des diagrammes en arbres dans la théorie complète une fois incluses les corrections QCD à une boucle.

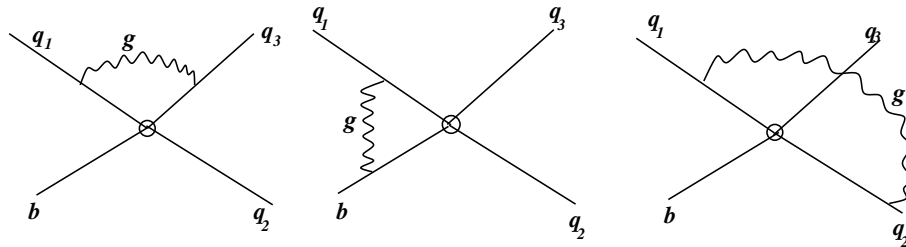


FIG. 2.6 – Série des diagrammes en arbres dans la théorie effective une fois incluses les corrections QCD à une boucle.

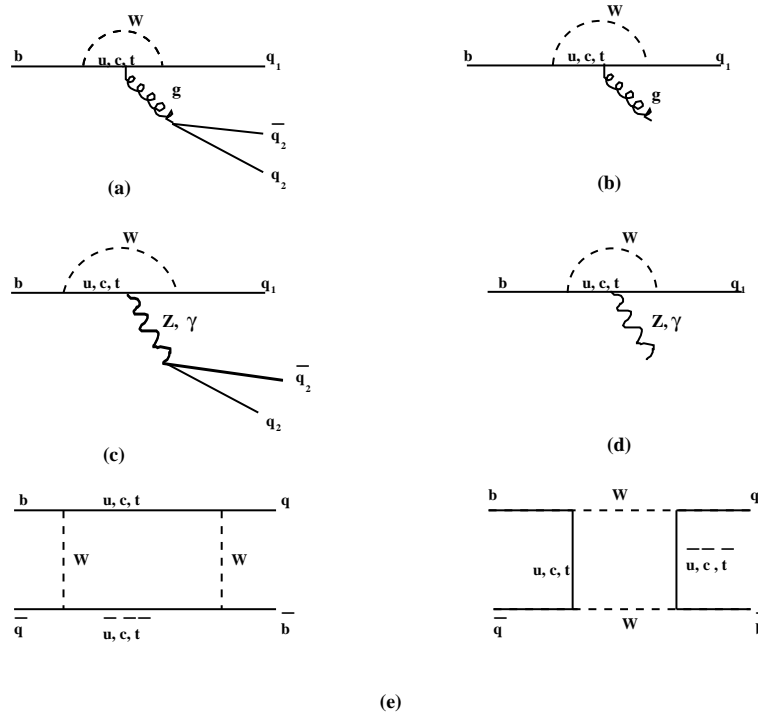


FIG. 2.7 – *Différentes topologies prédites par le Modèle standard prises en compte dans la construction de la théorie effective à basse énergie.*

des détails sur la détermination des coefficients de Wilson et la séparation de haute et de basse énergie.

A la suite de l'ajustement du Modèle standard sur la théorie effective, le hamiltonien effectif prend la forme :

$$\mathcal{H}^{\text{eff}} = \sum_i C_i(\mu) O_i(\mu).$$

Nous avons introduit l'échelle de renormalisation μ , qui provient des corrections d'interaction. Grâce à elle, l'hamiltonien effectif reproduit le résultat des amplitudes calculées avec la théorie complète en séparant les contributions de haute et de basse énergie. Les contributions des énergies comprises entre μ et M_W sont prises en compte dans les coefficients de Wilson $C_i(\mu)$. Les éléments de matrice hadroniques des opérateurs locaux $\langle O_i(\mu) \rangle$ tiennent compte des contributions des énergies inférieures à μ . Les $C_i(\mu)$ sont calculables perturbativement pour $\mu \sim M_W$. Grâce aux équations du groupe de renormalisation, on peut ensuite déterminer leur dépendance par rapport à μ , pour obtenir leur valeur lorsque l'on choisit $\mu \sim m_b$, pour faciliter la détermination des $\langle O_i(\mu) \rangle$.

En résumé, partant d'une théorie complète non prédictive, nous sommes arrivés à une théorie effective dont une partie des termes sont calculables perturbativement. Les difficultés sont repoussées dans les éléments de matrice hadroniques des opérateurs locaux. Ils sont délicats à traiter car ils sont non perturbatifs, et mettent en jeu des états de hadrons, et non de quarks libres. Cependant, grâce à la structure de l'OPE, on peut parfois s'en affranchir ou réduire leur rôle en combinant des observables dans lesquelles leur contributions se compensent.

Différentes techniques non perturbatives existent pour le calcul des $\langle O_{\pm}(\mu) \rangle$, mais le résultat est entaché d'une erreur. Elle est généralement la source dominante d'imprécision dans le calcul des amplitudes de désintégration. Parmi les techniques non perturbatives, l'hypothèse de factorisation est fréquemment utilisée dans le cas des désintégrations hadroniques à deux corps. Cette méthode consiste à approximer les éléments de matrice des opérateurs locaux par le produit de deux éléments de matrices de deux courants. Par exemple, dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$:

$$\langle \phi K^0 | \bar{s} \gamma_{\mu} s \bar{s} \gamma^{\mu} b | B_d^0 \rangle = \langle \phi | \bar{s} \gamma_{\mu} s | 0 \rangle \langle K^0 | \bar{s} \gamma^{\mu} b | B_d^0 \rangle. \quad (2.49)$$

Cette hypothèse se justifie en supposant qu'une paire $\bar{s}s$ singlet de couleur est créée lors de la désintégration du quark beau avec une énergie suffisante pour être peu influencée par l'interaction forte avec les autres quarks de la désintégration. Les deux courants $\bar{s} \gamma_{\mu} s$ et $\bar{s} \gamma^{\mu} b$ ont donc une évolution séparée.

Le calcul de l'élément de matrice se réduit alors essentiellement à celui de $F_1^{B \rightarrow K}(m_{\phi}^2) f_{\phi} m_{\phi}$, où $F_1^{B \rightarrow K}(m_{\phi}^2)$ est le facteur de forme de la transition $B \rightarrow K$, qui provient de $\langle K^0 | \bar{s} \gamma^{\mu} b | B_d^0 \rangle$, f_{ϕ} la constante de désintégration du ϕ , qui provient de $\langle \phi | \bar{s} \gamma_{\mu} s | 0 \rangle$, et m_{ϕ} la masse du ϕ .

L'avantage de l'approximation de factorisation provient du fait que $F_1^{B \rightarrow K}(m_{\phi}^2)$ est plus facile à calculer que l'élément de matrice complet par des méthodes comme la QCD sur réseau, les règles de somme de QCD, ou les théorie effectives de quarks lourds (HQET). Le facteur de forme peut aussi être déterminé à partir des mesures de désintégrations semileptoniques. Quant à la constante de désintégration f_{ϕ} , elle peut être déterminé expérimentalement à partir de désintégrations leptoniques ou semileptoniques. L'hypothèse de factorisation, et ses extensions introduisant sous forme de corrections les contributions dues aux échanges de gluons négligés entre les deux courants $\bar{s} \gamma_{\mu} s$ et $\bar{s} \gamma^{\mu} b$. Elle est fréquemment utilisée par les prédictions théoriques portant sur l'asymétrie CP ou le rapport du branchement du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ (voir par exemple [15, 16]).

On peut étendre la démarche présentée ci-dessus aux différentes topologies prédites par le Modèle standard. Nous introduisons plusieurs types d'opérateurs : principalement les opérateurs courant-courant issus des topologies en arbre (figure 2.4), et les topologies en pingouins d'interaction forte (figure 2.7 (a)), pingouins d'interaction électrofaible (figure 2.7 (c)), pingouins radiatifs forts (figure 2.7 (b)) et électrofaibles (figure 2.7 (d)). Nous trouvons aussi des diagrammes en boîte (figure 2.7 (e)). Ils interviennent notamment pour décrire l'oscillation des mésons beaux. Le hamiltonien effectif décrivant les transitions $|\Delta B| = 1$, $|\Delta C| = |\Delta U| = 0$, parmi lesquelles $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, prend alors la forme :

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=1} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=s,d} \left[\sum_{j=1}^2 C_j(\mu) (\xi_c O_j^{cq}(\mu) + \xi_u O_j^{uq}(\mu)) - \xi_t \left(\sum_{j=3}^{11} C_j(\mu) O_j(\mu) - \sum_{j=7}^{10} C_j^{EW}(\mu) O_j(\mu)^{EW} \right) \right],$$

où $\xi_r = V_{rb}^* V_{rq}$. Dans cette expression, nous trouvons

– les opérateurs locaux courant-courant :

$$\begin{aligned} O_1^{cq} &= \bar{q}_L^{\alpha} \gamma_{\mu} c_L^{\beta} \bar{c}_L^{\beta} \gamma^{\mu} b_L^{\alpha}, & O_2^{cq} &= \bar{q}_L^{\alpha} \gamma_{\mu} c_L^{\alpha} \bar{c}_L^{\beta} \gamma^{\mu} b_L^{\beta}, \\ O_1^{uq} &= \bar{q}_L^{\alpha} \gamma_{\mu} u_L^{\beta} \bar{u}_L^{\beta} \gamma^{\mu} b_L^{\alpha}, & O_2^{uq} &= \bar{q}_L^{\alpha} \gamma_{\mu} u_L^{\alpha} \bar{u}_L^{\beta} \gamma^{\mu} b_L^{\beta}, \end{aligned}$$

– les opérateurs locaux en pingouin :

$$O_3 = \sum_{f=u,d,s,c,b} \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\alpha \bar{f}_L^\beta \gamma^\mu f_L^\beta, \quad O_4 = \sum_{f=u,d,s,c,b} \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\beta \bar{f}_L^\beta \gamma^\mu f_L^\alpha, \quad O_5 = \sum_{f=u,d,s,c,b} \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\alpha \bar{f}_R^\beta \gamma^\mu f_R^\beta,$$

$$O_6 = \sum_{f=u,d,s,c,b} \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\beta \bar{f}_R^\beta \gamma^\mu f_R^\alpha, \quad O_8 = -\frac{g_s}{16\pi^2} m_b \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a T^a b_R,$$

– les opérateurs locaux en pingouin électrofaible :

$$O_7 = -\frac{e}{16\pi^2} m_b \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} b_R, \quad O_7^{ew} = \frac{3}{2} \sum_{f=u,d,s,c,b} e_f \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\alpha \bar{f}_R^\beta \gamma^\mu f_R^\beta,$$

$$O_8^{ew} = \frac{3}{2} \sum_{f=u,d,s,c,b} e_f \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\beta \bar{f}_R^\beta \gamma^\mu f_R^\alpha,$$

$$O_9^{ew} = \frac{3}{2} \sum_{f=u,d,s,c,b} e_f \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\alpha \bar{f}_L^\beta \gamma^\mu f_L^\beta, \quad O_{10}^{ew} = \frac{3}{2} \sum_{f=u,d,s,c,b} e_f \bar{q}_L^\alpha \gamma_\mu b_L^\beta \bar{f}_L^\beta \gamma^\mu f_L^\alpha,$$

– les opérateurs locaux pour les désintégrations semileptoniques :

$$O_9 = \frac{e^2}{16\pi^2} \bar{q}_L \gamma_\mu b_L \bar{l} \gamma^\mu l, \quad O_{10} = \frac{e^2}{16\pi^2} \bar{q}_L \gamma_\mu b_L \bar{l} \gamma^\mu \gamma_5 l,$$

$$O_{11} = \frac{e^2}{32\pi^2 \sin^2 \theta_W} \bar{q}_L \gamma_\mu b_L \bar{\nu} \gamma^\mu \nu,$$

où $G_{\mu\nu}^a$, $F_{\mu\nu}$, et e_q sont respectivement les tenseurs chromomagnétiques et électromagnétiques, et la charge électrique du quark q .

Le hamiltonien effectif décrivant l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ est :

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=2} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} (V_{tb}^* V_{td})^2 C^{|\Delta B|=2}(m_t, M_W, \mu) O(\mu), \quad (2.50)$$

avec

$$O = \bar{b} \gamma^\mu \gamma_5 d \bar{b} \gamma^\mu \gamma_5 d, \quad (2.51)$$

et

$$C^{|\Delta B|=2}(m_t, M_W, \mu) = M_W^2 S\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \eta_{B_d^0} b_{B_d^0}(\mu) \quad (2.52)$$

où $\eta_{B_d^0}$ et $b_{B_d^0}(\mu)$ contiennent les corrections QCD à courte distance, et où $S(x)$ est le résultat du calcul du diagramme en boîte :

$$S(x) = x \left[\frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{1-x} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-x)^2} \right] - \frac{3}{2} \left[\frac{x}{1-x} \right]^3 \ln x. \quad (2.53)$$

Le calcul de Δm requiert le calcul de :

$$\langle \bar{B}_d^0 | \bar{b} \gamma^\mu \gamma_5 d \bar{b} \gamma^\mu \gamma_5 d | B_d^0 \rangle. \quad (2.54)$$

Une hypothèse comparable à la factorisation, l’"insertion du vide" est employée pour évaluer cet élément de matrice hadronique. Elle consiste à insérer un ensemble complet d’états intermédiaires, et à supposer que la contribution de l’état du vide domine :

$$\langle \bar{B}_d^0 | \bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d\bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d | B_d^0 \rangle = \sum_I \langle \bar{B}_d^0 | \bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 | I \rangle \langle I | d\bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d | B_d^0 \rangle \quad (2.55)$$

$$= \langle \bar{B}_d^0 | \bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 | 0 \rangle \langle 0 | d\bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d | B_d^0 \rangle . \quad (2.56)$$

Cette approximation est valable si l’on peut négliger les échanges de gluons entre les quarks du B_d^0 et ceux du \bar{B}_d^0 . Le résultat s’écrit alors en fonction de la constante de désintégration du méson B_d^0 f_B et de sa masse :

$$\langle \bar{B}_d^0 | \bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d\bar{b}\gamma^\mu\gamma^5 d | B_d^0 \rangle = \frac{4}{3} f_{B_d^0}^2 m_{B_d^0}^2 B_{B_d^0}, \quad (2.57)$$

où $B_{B_d^0}$ est un facteur introduit pour tenir compte de l’erreur introduite par l’approximation d’"insertion du vide". La détermination théorique de $B_{B_d^0}$ fait appel à des techniques non perturbatives comme la QCD sur réseau. On obtient alors pour la différence de masse entre les état propres physiques du système B_d^0 - \bar{B}_d^0 :

$$\Delta m = 2|M_{12}| = \frac{\langle \bar{B}_d^0 | \mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=2} | B_d^0 \rangle}{m_{B_d^0}} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{tb}^* V_{td}|^2 M_W^2 S \left(\frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \eta_{B_d^0} b_{B_d^0}(\mu) f_{B_d^0}^2 m_{B_d^0} B_{B_d^0}. \quad (2.58)$$

Une expression identique, où s se substitue à d, décrit la différence de masse dans le système B_s^0 - \bar{B}_s^0 .

2.4.3 Connaissance expérimentale de la violation de CP

La violation de CP a été observée pour la première fois en 1964 dans le système des kaons neutres [1]. Ce système fut jusqu’en 2001 l’endroit privilégié pour l’étude de cette violation. La violation de CP dans l’interférence entre l’oscillation et la désintégration a depuis été mise en évidence dans le système des mésons beaux [4, 5]. Dans ce système, il existe beaucoup d’observables pour étudier la violation de CP car le nombre de canaux de désintégration est important. Par ailleurs, les effets attendus sont de grande ampleur. Il en résulte que les paramètres violant CP dans le Modèle standard feront l’objet de plusieurs déterminations indépendantes dont nous pourrions vérifier la cohérence. Nous donnons dans cette section un aperçu des connaissances expérimentales concernant la matrice CKM. Nous insistons particulièrement sur les observables décrites par le Modèle standard en fonction de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$. Leur mesure aboutit à une zone autorisée dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (figure 2.8). Le but cette approche est d’obtenir deux mesures aboutissant à deux zones incompatibles dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

Les normes des éléments de matrice CKM $|V_{ud}|$, $|V_{us}|$, $|V_{ub}|$, $|V_{cd}|$, $|V_{cs}|$, $|V_{cb}|$, et $|V_{tb}|$ peuvent être mesurées directement à partir de désintégrations dominées par des diagrammes en arbres. Les relations d’unitarité permettent ensuite de déduire $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$, et de contraindre plus $|V_{tb}|$ et $|V_{cs}|$. A ce jour, les valeurs suivantes sont obtenues [8] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} [0.9741, 0.9756] & [0.219, 0.226] & [0.0025, 0.0048] \\ [0.219, 0.226] & [0.9732, 0.9748] & [0.038, 0.044] \\ [0.004, 0.014] & [0.037, 0.044] & [0.9990, 0.9993] \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

Nous donnons maintenant quelques exemples d'observables, pour la plupart liées aux angles et aux côtés du triangle d'unitarité, permettant la mesure de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$. La mesure de ces deux paramètres aide à acquérir une vision quantitative du schéma fourni par le Modèle standard pour décrire la violation de CP. Cette mesure est également utile pour tester la validité de cette description, et rechercher des phénomènes de nouvelle physique. En effet, le Modèle standard sera remis en cause si la zone du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ autorisée par une observable est incompatible avec celles prédites par les autres observables.

2.4.3.1 Mesure de $\sin(2\beta)$

La mesure de l'angle β peut être effectuée via la mesure de l'asymétrie CP dépendante du temps dans le canal de désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, ainsi que d'autres canaux contenant des mésons $c\bar{c}$ [4, 5]: $B_d^0 \rightarrow \psi(2S)K_s^0$, $B_d^0 \rightarrow \chi_{c1}K_s^0$, $B_d^0 \rightarrow \eta_c K_s^0$, $B_d^0 \rightarrow \eta_c K_L^0$, et $B_d^0 \rightarrow \eta_c K^{*0}$. Dans ce cas, l'asymétrie prend la forme de l'équation 2.39, et $A_{\bar{f}}$ est dominée, à une erreur théorique près très faible (voir Chapitre 4), par une seule amplitude, de phase faible nulle. Nous avons alors $|\lambda| = 1$, et la seule phase violant CP provient de l'oscillation B_d^0 - $B_{\bar{d}}^0$, ce qui permet un accès direct à $\sin(2\beta)$:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \eta_f \sin(2\beta) \sin(\Delta m t) \quad (2.60)$$

La valeur actuelle est $\sin(2\beta) = 0.736 \pm 0.049$ [17]. Avec

$$\sin(2\beta) = \frac{2\bar{\eta}(1-\bar{\rho})}{(1-\bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2},$$

On obtient la zone autorisée dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ illustrée sur la figure 2.8.

2.4.3.2 Mesure de $|\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d}|$

Le rapport entre la différence de masse des états physiques dans le système B_s^0 - $B_{\bar{s}}^0$ et la différence de masse dans le cas B_d^0 - $B_{\bar{d}}^0$ est, d'après l'équation 2.58 :

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{m_{B_s}}{m_{B_d}} \xi^2 \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2,$$

où

$$\xi = \frac{f_{B_s^0} \sqrt{B_{B_s^0}}}{f_{B_d^0} \sqrt{B_{B_d^0}}},$$

contient les erreurs théoriques. Sa valeur est $\xi = 1.18 \pm 0.12$ [18]. Comme $|V_{ts}| \sim |V_{cb}|$, la mesure de ce rapport contraint la longueur du côté du triangle d'unitarité adjacent aux angles β et α :

$$\frac{|V_{td}|}{\lambda |V_{cb}|} = \left((1-\rho)^2 + \eta^2 \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Les mesures disponibles à ce jour aboutissent à [17]:

$$\Delta m_d = 0.502 \pm 0.006 \text{ps}^{-1},$$

et à une borne à 95 % de niveau de confiance pour Δm_s :

$$\Delta m_s > 14.4 \text{ps}^{-1}.$$

2.4.3.3 Mesure de V_{ub}

La mesure du coté du triangle d'unitarité adjacent aux angles γ et α :

$$\frac{|V_{ub}|}{\lambda|V_{cb}|} = (\rho^2 + \eta^2)^{\frac{1}{2}},$$

nécessite la mesure de V_{ub} et de V_{cb} . Ces mesures sont faites via la mesure de désintégrations semi-leptoniques inclusives et exclusives de mésons beaux. Les mesures actuelles aboutissent à [19]:

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = (0.086 \pm 0.008).$$

2.4.3.4 Mesure de ϵ_K

La dernière observable que nous abordons est ϵ_K , qui provient de l'étude du système des kaons neutres, et est défini par le rapport d'amplitudes de transition suivant :

$$\epsilon_K = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi\pi)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi\pi)}.$$

Les mesures disponibles à ce jour fournissent la valeur suivante [8] :

$$|\epsilon_K| = (2.282 \pm 0.017) \times 10^{-3}.$$

Les contraintes obtenues dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ sont représentées sur la figure 2.8 [8], où les zones correspondant à chaque observable sont superposées. Si nous les interprétons dans le cadre du Modèle standard, on obtient [18] :

$$\bar{\rho} = 0.178 \pm 0.046,$$

$$\bar{\eta} = 0.341 \pm 0.028.$$

Nous constatons par ailleurs que toutes les mesures sont compatibles entre elles, et ne remettent pas en cause à ce jour la description donnée par le Modèle standard. Nous remarquons par ailleurs l'apport apporté par les mesures dans le système des mésons beaux.

Cette conclusion pourrait être remise en cause dans les prochaines années. En effet, les expériences installées auprès du TeVatron, puis celles installées auprès du LHC, dont LHCb, devraient améliorer de manière significative la mesure de Δm_s et réaliser une mesure directe de l'angle γ . Le Modèle standard sera remis en cause si les résultats sont incompatibles entre eux. Une telle situation est illustrée par la figure 2.9.

2.5 Perspectives

Toutes les observations faites à ce jour en physique des particules sont compatibles avec les prédictions du Modèle standard. Les expériences qui seront conduites lors des dix prochaines années continueront à contraindre ce modèle pour tenter de le mettre en faute. L'étude de la violation de CP dans le système des mésons beaux tiendra un rôle primordial dans ce cadre. Les expériences installées auprès du TeVatron, puis celles installées auprès du LHC, en particulier LHCb, devraient améliorer de manière significative la mesure de Δm_s , et remettre en cause le Modèle standard si le résultat est incompatible avec la zone du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ actuellement autorisée.

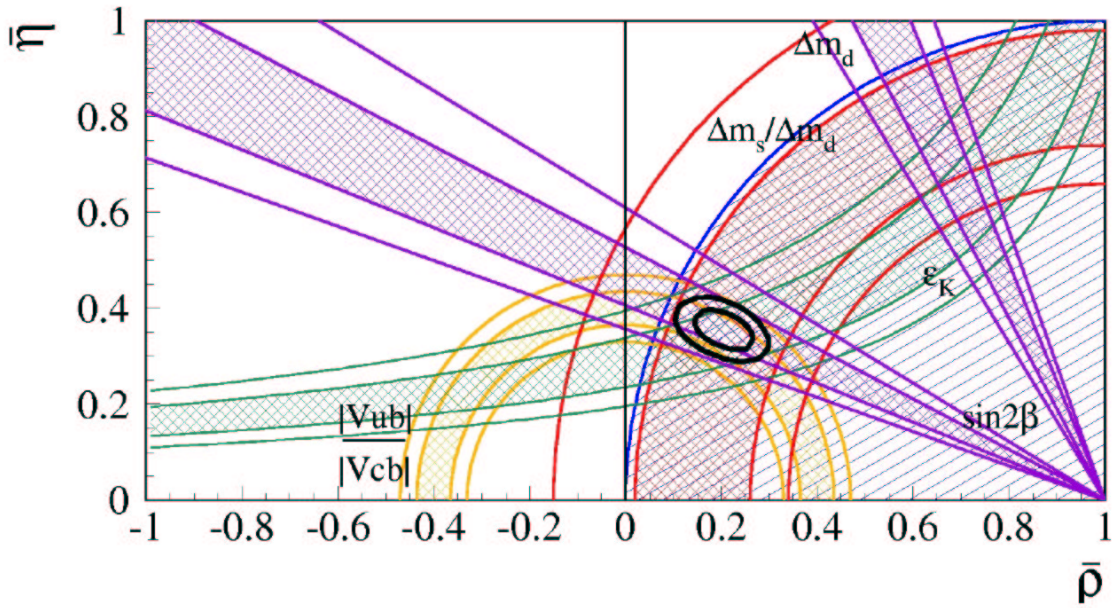


FIG. 2.8 – Les zones autorisées dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ par la mesure de ϵ_K , V_{ub} , $|\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d}|$, $\sin(2\beta)$, et leur recouvrement, qui donne la zone la mesure actuelle de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ [21, 22].

La même conclusion pourrait aussi être atteinte grâce à la mesure directe par ces expériences de l'angle γ . Les expériences BaBar et Belle pourraient également, à un degré moindre, contribuer à cette mesure.

Les mesures indépendantes d'observables égales dans le cadre du Modèle standard, peuvent également en cas de désaccord le remettre en cause. C'est le cas de l'asymétrie CP dépendante du temps mesurée dans les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. D'après le Modèle standard, cette asymétrie est égale dans les deux cas, et donne accès à $\sin(2\beta)$. Un désaccord expérimental signifierait la présence de nouvelle physique. Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié le potentiel de LHCb pour la mesure d'un tel désaccord. Cette étude ainsi qu'une description détaillée des prédictions du Modèle standard et de certains modèles de nouvelle physique concernant l'écart éventuel entre $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est présenté au chapitre 4.

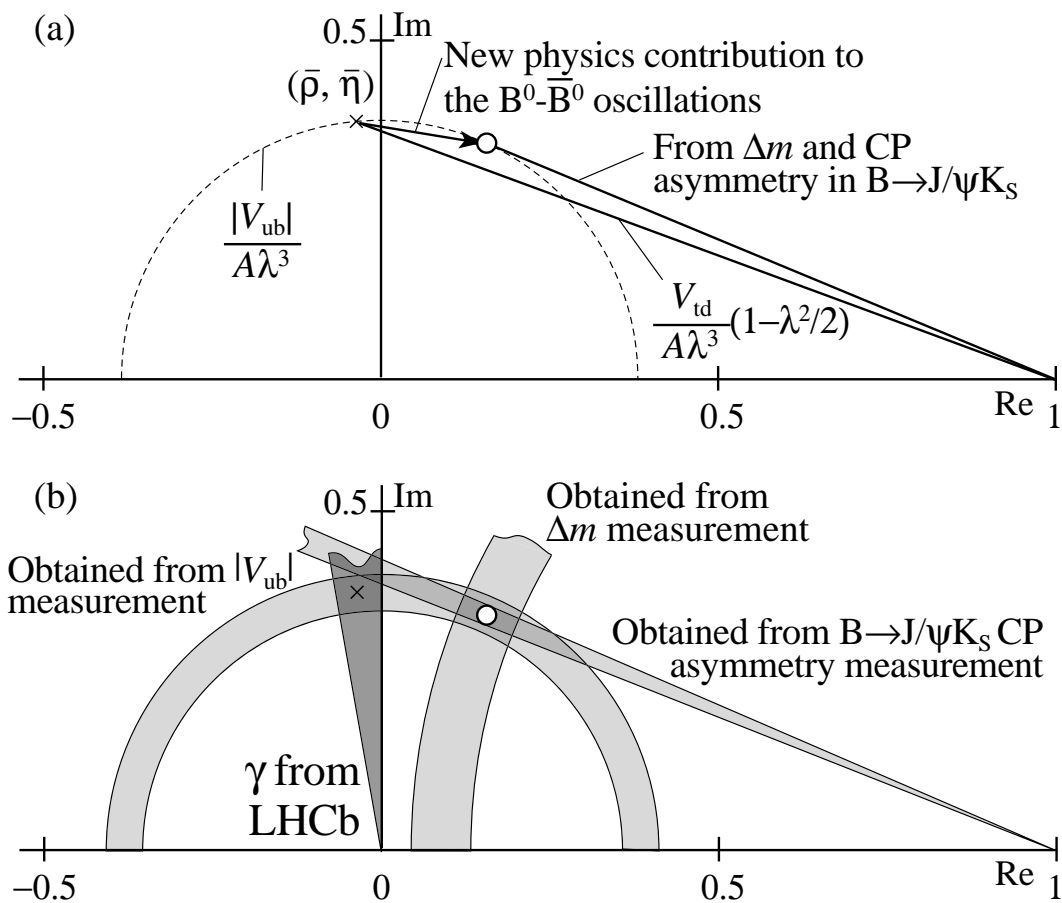


FIG. 2.9 – Exemple de découverte de nouvelle physique en 2008 : la mesure de γ est incompatible avec la zone déduites de toutes les autres mesures.

Chapitre 3

L'expérience LHCb

LHCb mesurera précisément la violation de CP intervenant dans de nombreux canaux de désintégration des mésons beaux. Elle exploitera la grande quantité de mésons beaux qui seront produits dans les collisions proton-proton à très haute énergie : 14 TeV dans le centre de masse. Les protons seront accélérés par le Grand Collisionneur de Hadrons, le LHC, en construction au CERN à Genève.

Dans ce chapitre, nous décrivons le LHC, puis les processus de production des quarks beaux dans la collision proton-proton à 14 TeV, puis l'expérience LHCb, et les méthodes de mesure des désintégrations de mésons beaux.

Nous présentons le détecteur "LHCb classique" étudié jusqu'en août 2001, dont les performances étaient insuffisantes pour remplir les objectifs physiques de l'expérience. Nous présentons ensuite le détecteur issu de la réoptimisation menée depuis deux ans, appelé "LHCb réoptimisé". Par ailleurs, l'environnement informatique est devenu orienté objet et les méthodes de reconstruction sont devenues plus complètes et réalistes. Nous concluons en présentant la simulation des événements étudiés. L'essentiel de notre travail a été effectué dans le cadre du détecteur classique, avant d'être adapté dans le cadre réoptimisé.

3.1 Production de hadrons beaux au LHC

Le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV, après avoir accéléré des faisceaux à une énergie de 7 TeV chacun. La luminosité nominale au LHC sera de 10^{34} cm⁻²s⁻¹. Le choix du proton plutôt que de l'électron est dû en partie à la perte d'énergie par rayonnement synchrotron qui rendrait difficile l'accélération des électrons jusqu'à l'énergie choisie. Par ailleurs, le proton est préféré à l'antiproton car l'efficacité de production des antiprotons est trop faible pour atteindre la luminosité prévue.

Pour atteindre une énergie de 7 TeV, les protons sont accélérés en plusieurs étapes. Tout d'abord, un LINAC accélère des paquets de 10^{11} protons jusqu'à une énergie de 50 MeV. Ces paquets sont ensuite accélérés par le Booster jusqu'à une énergie de 1.4 GeV, et sont injectés dans le PS. Ce dernier leur confère une énergie de 26 GeV et les transmet au SPS, qui les accélère jusqu'à une énergie de 450 GeV, avant de les injecter dans le LHC.

Le LHC sera installé dans le tunnel de 27 km de circonférence où était installé le Large Electron Positron Collider jusqu'en 2000. Il sera constitué de 1232 dipôles supraconducteurs refroidis à une température de 1.9 K. Ces dipôles, d'une longueur de 14 mètres, produiront un champ magnétique de 8.4 Tesla.

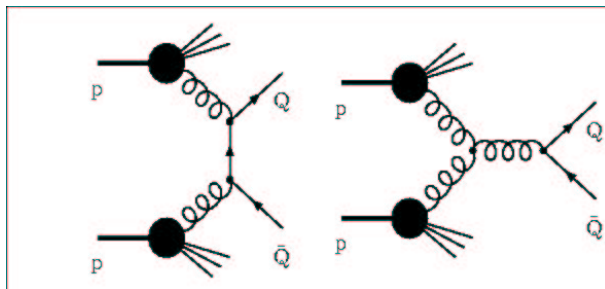


FIG. 3.1 – Exemple de processus contribuant à la production de quarks beaux.

Dans le LHC, les paquets de protons sont espacés de 25 ns, pour une fréquence moyenne de croisement de 40 MHz. Cependant, les fréquences de révolution du PS, du SPS et du LHC sont non multiples les unes des autres. Certains paquets parmi les 3564 circulant dans le LHC sont donc vides. Dans LHCb, la fréquence de croisement de faisceau avec des paquets non vides est de 30 MHz.

Le long de l’anneau, 4 régions de croisement des paquets sont occupées par des expériences : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb. Cette dernière sera située au point d’interaction IP8.

A la luminosité nominale de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 23 interactions proton-proton auront lieu en moyenne par croisement de faisceau. Ces interactions seront distribuées le long de l’axe du faisceau selon une gaussienne d’écart type égal à ~ 5 cm. Pour faciliter la recherche du vertex de production du méson B, limiter le niveau du bruit de fond dû aux nombreuses particules produites lors de chaque collision, et réduire la quantité de radiations à supporter pour les détecteurs, la luminosité à l’IP8 sera limitée à : $2 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.2 Mécanismes de production des hadrons beaux

La production de quarks b dans une collision proton-proton est un phénomène régi par l’interaction forte. Les aspects non perturbatifs de la chromodynamique quantique (QCD), le fait que les états initiaux et finaux de ce processus soient des hadrons et non des quarks libres, et la connaissance imprécise de la constante de couplage de QCD aux énergies du LHC rendent difficile le calcul de la section efficace de production d’une paire $b\bar{b}$. Elle est généralement divisée en une partie dure et une partie molle. La partie dure est calculée perturbativement en faisant appels à des diagrammes comme ceux de la figure 3.1. Ces calculs ont été réalisés jusqu’à l’ordre suivant l’ordre dominant [20]. La non prise en compte des ordres plus élevés augmente l’imprécision du résultat, et peut expliquer en partie les désaccords observés à l’échelle du TeV entre les prédictions théoriques et les mesures. Dans toute cette thèse, nous adoptons la valeur couramment employée pour la section efficace de production d’une paire $b\bar{b}$: $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ [23].

A l’énergie typique du LHC, les fonctions de structure des partons sont telles que la probabilité pour deux partons d’interagir est d’autant plus élevée que leurs impulsions sont différentes. Le référentiel de centre de masse de l’interaction parton-parton est en mouvement rapide par rapport au référentiel du détecteur. Cela explique pourquoi les quarks b sont très majoritairement produits avec un angle faible par rapport au faisceau, caractéristique qui a décidé des grandes lignes de la géométrie asymétrique du détecteur de LHCb.

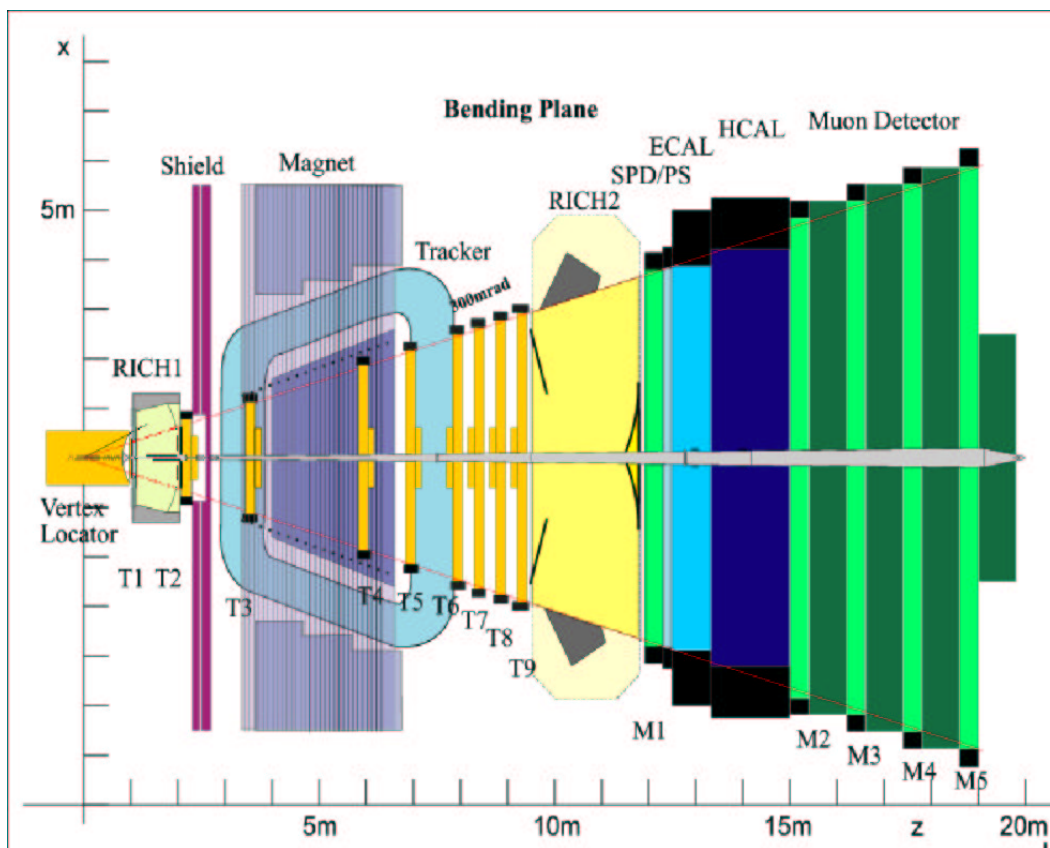


FIG. 3.2 – Le détecteur LHCb classique, dans le plan (x,z) dans lequel les particules sont déviées par le champ magnétique.

3.3 Le détecteur LHCb classique

Le détecteur LHCb classique montré sur la figure 3.2 comprend plusieurs sous-détecteurs. À partir du point d'interaction, nous avons : un détecteur de vertex (VELO), un premier détecteur à effet Cherenkov (RICH 1), un trajectographe composé d'un aimant dipolaire et de 9 stations, un second détecteur à effet Cherenkov (RICH 2), un calorimètre électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL), et un détecteur de muons. Nous allons détailler dans les prochaines sections ces différents sous-détecteurs. L'acceptance du détecteur va de 10 mrad à 300(250) mrad dans le plan horizontal(vertical).

3.3.1 Détecteur de vertex

Une reconstruction précise des trajectoires des particules, du vertex primaire de l'interaction proton-proton, du vertex de désintégration des hadrons beaux et de leur durée de vie propre est cruciale pour la mesure des canaux de désintégration étudiés par LHCb. Le VELO [24], joue en ce sens un rôle primordial. Il participe à la reconstruction utilisée dans l'analyse complète hors-ligne et au système de déclenchement de niveau 1, qui calcule le paramètre d'impact des particules chargées par rapport au vertex primaire. Il est aussi utilisé pour identifier les événements

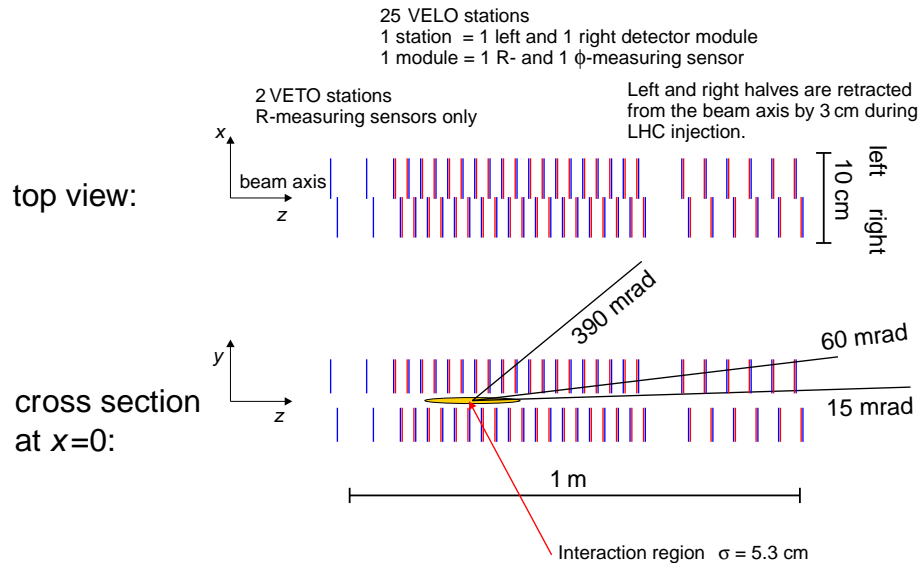


FIG. 3.3 – Répartition des stations du VELO le long de l'axe du faisceau. En haut, vue du dessus, qui illustre le recouvrement des moitiés droite et gauche de ces stations. En bas, vue de côté.

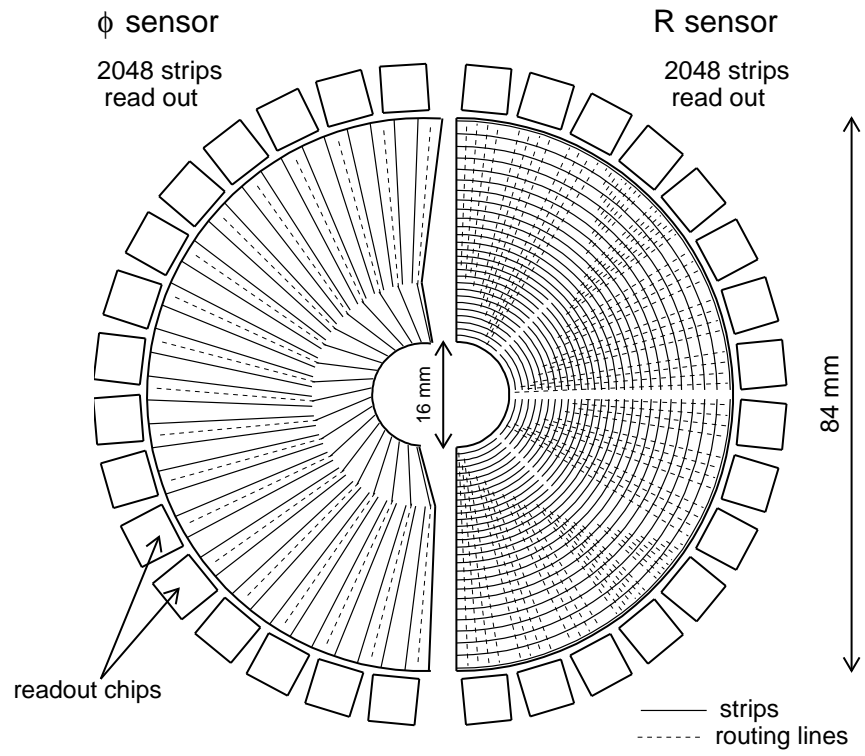
contenant plusieurs interactions proton-proton au niveau zéro du système de déclenchement.

Le VELO, schématisé sur la figure 3.3, est constitué de 25 stations qui entourent le faisceau, réparties de $z = -17.5$ cm à $z = 75$ cm. Il assure une couverture complète de l'acceptance angulaire du détecteur. Les stations supportent des surfaces sensibles circulaires faites de “capteurs en R” sur une face, et de “capteurs en ϕ ” sur l'autre (figure 3.4). Ces surfaces sensibles s'étendent entre un rayon interne de 8 mm et un rayon externe de 42 mm par rapport au faisceau. Le capteur en R est fait de pistes de silicium concentriques, alors que le capteur en ϕ est fait de pistes de silicium quasi radiales. Un impact sur chaque type de capteur permet une mesure en 3 dimensions des points de passage des particules.

L'écart entre les pistes augmente lorsque l'on s'éloigne du faisceau, pour équilibrer la densité de mesures sur l'ensemble de la surface des capteurs. Cet écart varie de ~ 40 μm à ~ 95 μm , ce qui permet une résolution de quelques dizaines de microns sur la position des points de mesure. De plus, les impacts de particules mesurés dans le VELO sont proches de leurs vertex de création. Le VELO permet donc une reconstruction précise de la trajectoire des particules, et évite d'avoir à les extrapoler sur de longues distances pour reconstruire les vertex. Ainsi, la position du vertex primaire de l'interaction proton-proton, celle du vertex de désintégration des hadrons beaux et donc leur temps de vie propre sont déterminés plus précisément. Une résolution d'une trentaine de microns sur le paramètre d'impact des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c est obtenue. Par ailleurs, la résolution sur le temps de vie propre du méson beau dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ est de l'ordre de 45 fs. Dans le cas du $B_d^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+ K^-) K_S^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-)$ elle est d'environ 300 ps et deux fois meilleure lorsque les pions issus du K_S^0 sont mesurés dans VELO.

3.3.2 Trajectographe

Le trajectographe [25, 26] participe avec le VELO à la recherche et à la reconstruction des trajectoires des particules chargées et à la mesure de leur impulsion. Il joue aussi un rôle impor-

FIG. 3.4 – Vue schématique des capteurs en R et ϕ .

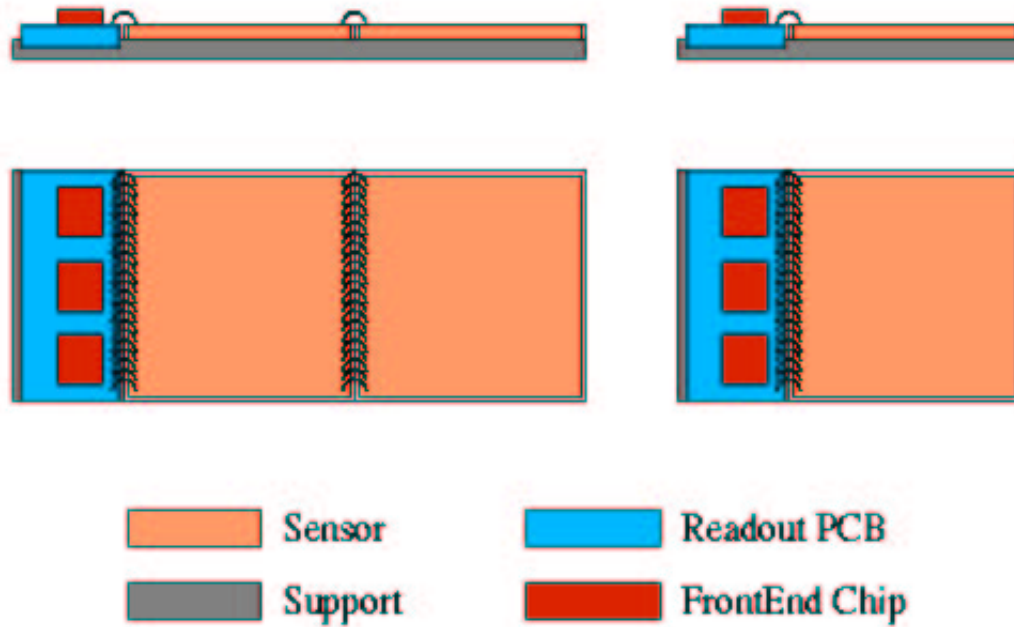


FIG. 3.5 – Pavé du trajectographe interne, à deux ou un capteurs de silicium.

tant dans l'identification des particules, puisque les détecteurs à effet Cherenkov ont besoin de connaître la trajectoire et l'impulsion des traces associées aux anneaux Cherenkov mesurés. Le trajectographe est constitué de 9 stations réparties entre le VELO et les calorimètres (figure 3.2). Il est baigné dans un champ magnétique d'environ 1 Tesla généré par un aimant dipolaire. Ce champ permet de mesurer l'impulsion des particules en incurvant leur trajectoire dans le plan (x,z) . Un blindage magnétique isole le premier détecteur à effet Cherenkov pour permettre un bon fonctionnement des détecteurs de photons qu'il emploie. Le champ est par conséquent très faible en $z < 200$ cm. Orienté majoritairement selon y , il augmente ensuite pour atteindre son maximum de ~ 1 T en $z=500$ cm. Il décroît ensuite, mais reste de l'ordre de 0.1-0.2 T dans les dernières stations du trajectographe, T8 et T9. Le champ intégré est de ~ 4 Tm. La forme de ce champ est dictée par les procédures de reconstruction des traces. En effet, il est suffisamment grand au centre du trajectographe pour dévier les particules chargées d'une manière significative. Il reste cependant suffisamment faible dans le VELO et les stations T7-T10 pour permettre d'y rechercher des segments de trajectoires, à la base de la reconstruction des particules chargées, en utilisant des paramétrisations simples comme des lignes droites ou des paraboles.

La densité de passage de particules s'élève rapidement lorsque l'on se rapproche du faisceau. C'est pourquoi le trajectographe est constitué de deux sous-détecteurs : le trajectographe interne et le trajectographe externe.

L'élément de base du trajectographe interne est un pavé comportant un ou deux capteurs parcourus de pistes de silicium (figure 3.5). Chaque capteur, épais de $300 \mu\text{m}$, comporte 384 pistes de silicium, espacées de $198 \mu\text{m}$. La taille de ces capteurs est fixe : 11×7.8 cm. La résolution des impacts des particules est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ en x et y . Les pavés sont assemblés pour former les 4 parties rectangulaires (figure 3.6) qui constituent une couche du trajectographe interne. Leur disposition exacte varie d'une station à l'autre du fait de la forme conique du tube

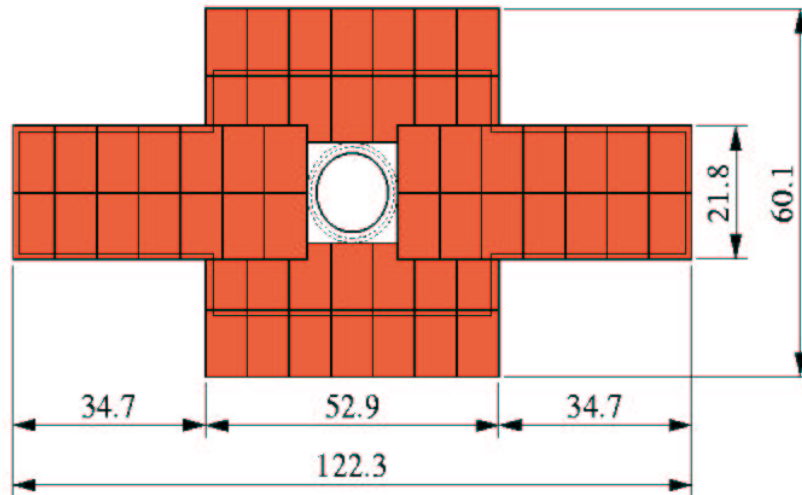


FIG. 3.6 – Disposition d'une station du trajectographe interne, représentée dans le plan (x,y) transverse au faisceau. On montre ici une couche x dans la station T4. On distingue les 4 parties, et les pavés dont elles sont formées.

à vide. Chaque station du trajectographe interne est faite de 4 de ces couches. D'une couche à l'autre, l'orientation des pistes de silicium varie pour permettre une mesure tridimensionnelle et sans ambiguïtés des points d'impact des particules. Ainsi, la première et la dernière couche contiennent des pistes verticales (couche x), tandis que les couches intermédiaires voient leurs pistes inclinées de ± 5 degrés par rapport à la verticale (couches u et v). Cette structure est appelée (x,u,v,x) .

Les stations T2 à T9 comportent aussi un trajectographe externe. Chaque station regroupe 4 doubles couches de "détecteurs à pailles" (figure 3.7). Les détecteurs à pailles atteignent une longueur de 2.4 m dans T9, et sont orientés de façon à obtenir à nouveau une structure en (x,u,v,x) . Ils sont par ailleurs réunis en modules (fig 3.8). Au centre de chaque tube, se trouve une anode filiforme en tungsten-or, d'un diamètre de $25 \mu\text{m}$. Un mélange gazeux, $\text{Ar}(75\%)/\text{CF}_4(15\%)/\text{CO}_2(10\%)$ emplit le tube. Les particules chargées ionisent ce gaz, et les charges recueillies sur les électrodes permettent de détecter le passage de ces particules, après un temps de dérive maximal d'une quarantaine de microsecondes. La résolution sur la position de l'impact est de $200 \mu\text{m}$ en x et y .

Le trajectographe permet d'atteindre une très bonne résolution sur l'impulsion des traces :

$$\frac{p^{\text{reconstruit}} - p^{\text{vrai}}}{p^{\text{vrai}}} \sim 0.3\%.$$

Le trajectographe permet également aux algorithmes de reconnaissance de forme, chargés d'associer entre eux les points de mesure dus à une même trace, d'être performants. A titre d'exemple, ces algorithmes reconstruisent dans environ 80 % des cas les 4 traces de l'état final de $B_s^0 \rightarrow D_s K$, lorsque celles-ci sont jugées utilisables par l'analyse complète du canal [27].

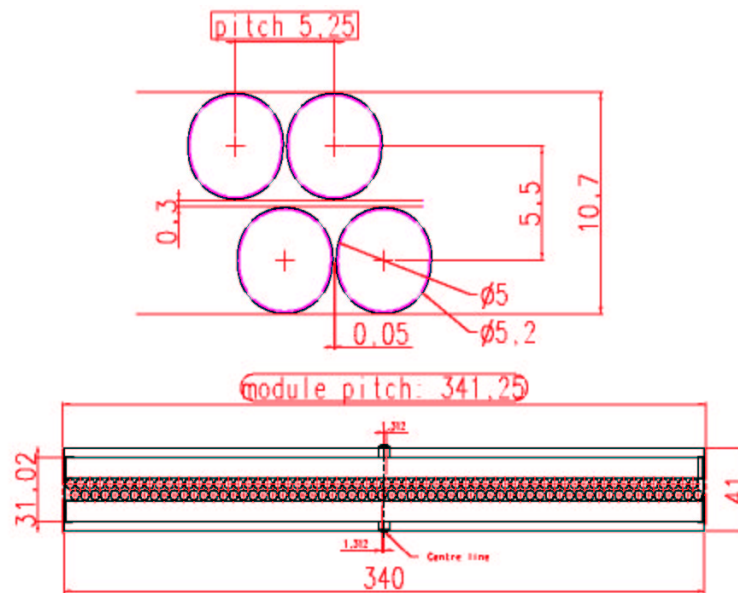


FIG. 3.7 – Vue transverse d'un module de détecteur à pailles du trajectographe externe.

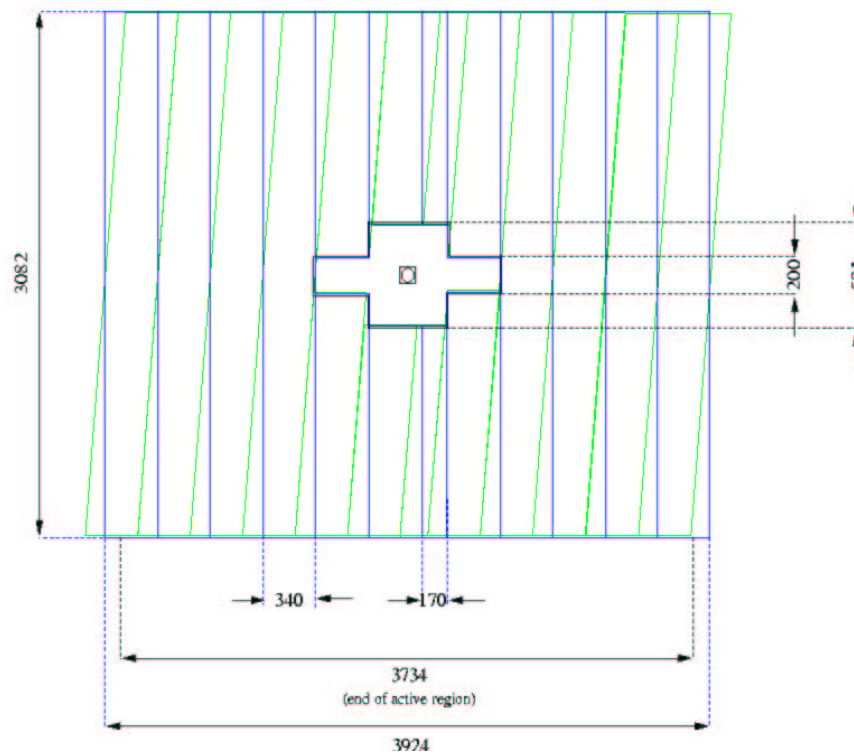


FIG. 3.8 – Station 4 du trajectographe externe. Les rectangles verticaux sont les modules de détecteur à pailles. La figure représente aussi les modules inclinés de 5 degrés.

3.3.3 Détecteurs à effet Cherenkov : RICH 1 et RICH 2

L'identification des particules est l'un des aspects les plus importants de l'expérience LHCb. En effet, parmi les canaux que LHCb cherchera à étudier, plusieurs ont des pions et/ou des kaons chargés dans l'état final: $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$, $B_d^0 \rightarrow \pi \pi$, $B_d^0 \rightarrow K \pi$, $B_s^0 \rightarrow \phi \phi$, $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Pour lutter efficacement contre les bruits de fond, il est nécessaire de pouvoir distinguer les pions chargés des kaons chargés. L'identification des particules est également précieuse pour l'étiquetage de la saveur des mésons beaux. Il peut être obtenu en cherchant un kaon chargé de forte impulsion transverse. Deux détecteurs à imagerie d'anneaux Cherenkov, RICH 1 et RICH 2 [28], participent à l'identification des particules chargées.

Le principe utilisé par les RICH est basé sur l'effet Cherenkov : lorsqu'une particule traverse un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, elle émet des photons vers l'avant. La direction d'émission de ces photons forme un angle θ_c avec celle de la trajectoire de la particule chargée :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta},$$

où n est l'indice de réfraction optique du milieu traversé et où $\beta = v/c = p/\sqrt{p^2 + m^2}$, avec v la vitesse de la particule, c celle de la lumière dans le vide, p la norme de l'impulsion de la particule et m sa masse. En mesurant cet angle et en utilisant l'impulsion de la particule reconstruite dans le trajectographe, on obtient la masse et donc la nature de la particule.

A haute impulsion, la dépendance de β par rapport à la masse de la particule diminue. Il est alors plus difficile de distinguer les pions des kaons en mesurant l'angle Cherenkov. Des difficultés apparaissent également à basse impulsion, puisque l'effet Cherenkov disparaît si la vitesse de la particule est inférieure à $\frac{c}{n}$. Pour mener à bien l'identification des particules chargées dans une gamme d'impulsion allant de 2 à 150 GeV/c, nous utilisons donc plusieurs milieux d'indices optiques différents.

Le premier détecteur, RICH 1 ($z=1$ m à $z=2$ m), se concentre sur l'identification des particules dont l'impulsion varie entre 2 et ~ 80 GeV/c. Il contient deux milieux radiateurs (figure 3.9):

- un aérogel d'indice $n = 1.03$, épais de 5 cm, placé au niveau de la fenêtre d'entrée du RICH 1 ;
- du gaz C_4F_{10} , d'indice $n = 1.0014$, qui emplit le reste du RICH 1.

L'ouverture angulaire du RICH 1 couvre l'acceptance complète du détecteur. Les photons Cherenkov sont réfléchis à l'aide de miroirs sphériques vers les plans de détection placés hors de l'acceptance car les détecteurs de photons dégraderaient la reconstruction des trajectoires et impulsions des particules.

Le second détecteur, RICH 2 (figure 3.10), se concentre sur les particules de plus haute impulsion. Il s'étend de $z=10$ m à $z=12$ m. Pour séparer les pions et les kaons de plus de 100 GeV/c, il emploie un gaz, le CF_4 , d'indice optique très proche de 1 : $n = 1.0005$. Avec un tel indice, une longueur de radiateur plus grande est nécessaire pour collecter suffisamment de photons Cherenkov. Elle est fixée à 167 cm.

Afin de ne pas détériorer la reconstruction des trajectoires et des impulsions, le RICH 2 est placé en aval du trajectographe (figure 3.2). Par ailleurs, les trajectoires des particules de haute impulsion font généralement un angle faible avec le faisceau. Se placer en un z élevé permet une meilleure séparation angulaire de ces particules. Pour limiter la longueur du détecteur, nous adoptons une configuration avec un double jeu de miroirs (figure 3.10). Cette configuration

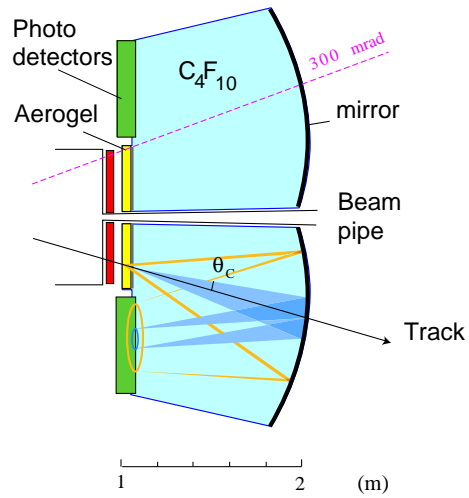


FIG. 3.9 – *Vue Schématique du RICH 1, dans le plan (z,y) , illustrant le principe de détection en représentant l'émission et la focalisation de la lumière Cherenkov.*

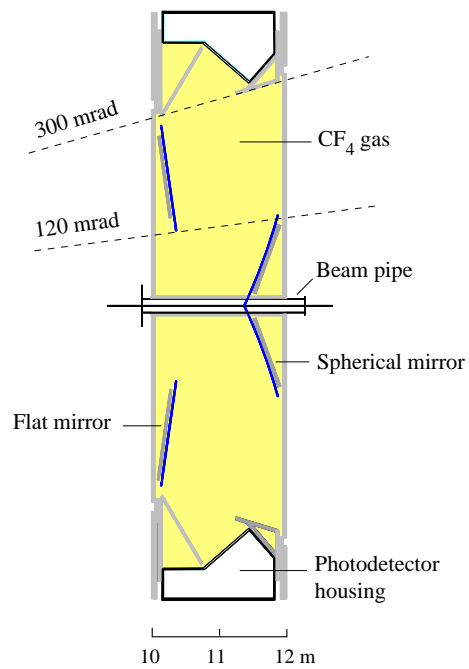


FIG. 3.10 – *Vue Schématique du RICH 2, dans le plan (y,z) .*

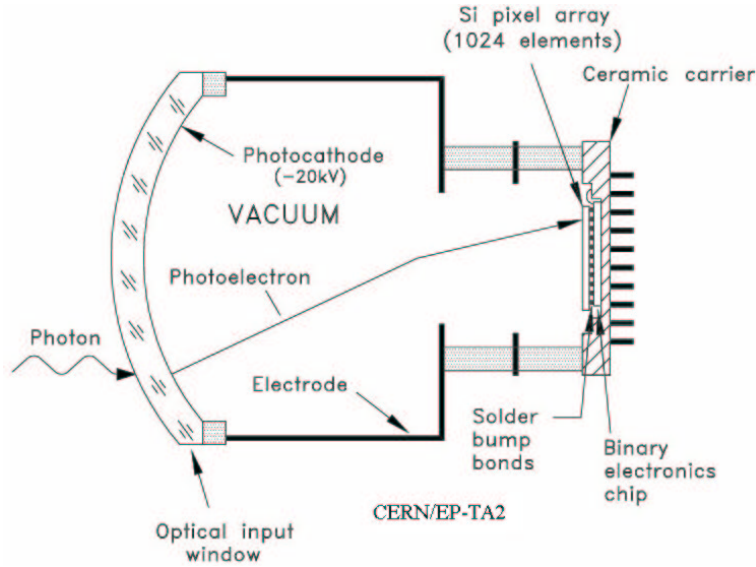


FIG. 3.11 – Représentation schématique des HPD. Les trajectoires des photo-électrons sont illustrées.

présente une acceptation externe plus faible que le RICH 1, $120 \text{ mrad} \times 100 \text{ mrad}$, ce qui ne pose pas problème puisque les particules étudiées sont produites à bas angle.

Les miroirs sont faits de verre poli de 6 mm d'épaisseur, recouverts de 900 nm d'aluminium et de 200 nm de quartz.

Les plans de détection des photons mettent en jeu des Détecteurs de Photons Hybrides (HPD) à pixels (figure 3.11). Leur fenêtre d'entrée, d'un diamètre de 83 mm, est recouverte sur

Rec	Nature vraie de la particule						\mathcal{P}
	e	μ	π	K	p	X	
e	97.4	0.7	24.6	1.4	0.5	3.1	0.76
μ	4.0	8.7	69.5	2.0	0.5	4.9	0.10
π	2.5	1.3	545.7	3.3	0.7	5.1	0.98
K	0.3	0.1	12.7	70.6	4.8	4.3	0.76
p	0.2	0.0	1.7	4.3	35.9	0.0	0.85
X	9.9	0.8	19.8	3.2	0.0	55.6	0.62
ε	0.85	0.76	0.81	0.83	0.85	0.76	

TAB. 3.1 – Résultats de l'identification des traces chargées, appliquée à des traces issues d'événements passant le système de déclenchement et la sélection complète du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Chaque trace donne une entrée dans la table. X désigne les traces en dessous du seuil dans tous les radiateurs. Les colonnes donnent le type de particule reconstruite, \mathcal{P} est la pureté et ε l'efficacité. L'échantillon correspond à 500k traces, mais a été normalisé à 1000.

sa face interne d'une photocathode émettant des photo-électrons lors de l'impact d'un photon Cherenkov. Ces électrons voyagent quelques centimètres avant d'être détectés par une matrice de 1024 pixels de silicium, de dimension $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ chacun. Ces pixels constituent l'élément de base de la reconstruction des anneaux Cherenkov.

En utilisant un ajustement basé sur une méthode de maximum de vraisemblance, que nous décrivons en 3.3.8, nous obtenons les performances du tableau 3.1.

3.3.4 Calorimètres électromagnétique et hadronique

Les calorimètres électromagnétique et hadronique [29] ont pour fonctions principales l'identification des hadrons, des électrons et des photons, ainsi que la mesure de leurs position et leur énergie. Ces informations sont utilisées en premier lieu par le système de déclenchement de niveau zéro. Les informations laissées dans les calorimètres doivent donc être reconstruites très rapidement, mais avec une précision suffisante pour assurer une distinction satisfaisante entre les particules issues de désintégrations de mésons beaux et les autres. Ces contraintes ont en partie guidé la conception des calorimètres.

Une contribution importante à l'étude de la violation de CP, et à la recherche de nouvelle physique dans ce secteur peut venir de canaux de désintégration mettant en jeu des photons ou des pions neutres, tels $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, ou $B_d^0 \rightarrow K^{0*}\gamma$. Une reconstruction "hors-ligne" précise de ces canaux est donc souhaitable. C'est la deuxième tâche essentielle des calorimètres.

Le calorimètre électromagnétique s'étend de $z=12.490$ m à $z=13.325$ m. C'est un calorimètre à échantillonnage, qui présente une géométrie en "Shashlik" : il est constitué de modules individuels contenant chacun une alternance de couches de plomb et de scintillateurs, épaisses respectivement de 2 mm et 4 mm. Chaque module a une longueur d'environ 80 cm, et sa surface transverse au faisceau est un carré de 121 mm de coté (figure 3.12). Ces modules sont empilés pour former le détecteur complet (figure 3.13). Le signal émis dans les scintillateurs est collecté par des fibres à décalage de longueur d'onde, qui pénètrent dans le module et le traversent de part en part. Elles sont reliées à des photomultiplicateurs à l'arrière du détecteur. Le calorimètre électromagnétique est divisé en cellules transverses, correspondant à l'élément de base de la détection, qui définissent la résolution spatiale du détecteur. Chacune d'entre elles est reliée à un lot de fibres bien défini. Le calorimètre présente par ailleurs 3 régions transverses, afin de faire face à la variation de la densité de particules en fonction de la distance au faisceau. Il y a 9 cellules par module dans la région interne, 4 cellules par module dans la région intermédiaire, et une seule cellule par module dans la région externe.

L'épaisseur du ECAL est déterminée pour que les gerbes électromagnétiques soient le plus souvent entièrement contenues dans le détecteur. Pour cela, une épaisseur de 25 longueurs de radiation a été choisie. La résolution en énergie du ECAL est :

$$\sigma^{ECAL}(E)/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\%,$$

si l'énergie est exprimée en GeV.

Le calorimètre hadronique (HCAL) s'étend de $z=13.330$ m à $z=14.980$ m. Il est divisé en une moitié inférieure et une moitié supérieure. Chaque moitié contient 13 modules, couvrant toute la largeur en x , et haut de 260 mm. Chaque module comporte 8 sous-modules, qui constituent l'élément de base de la détection (3.14). Un sous-module a une hauteur de 260 mm en y , et une profondeur en z de 1286 mm. Selon la direction x , il est constitué de 26 périodes identiques de 20 mm de large en x . Chaque période est l'assemblage de 2 plaques de scintillateurs de 6 mm d'épaisseur s'étendant sur quasiment toute la profondeur en z et sur lesquelles sont collées des plaques d'espaceurs d'acier de 4 mm de large (figure 3.15). Le signal est collecté par des fibres à décalage de longueur d'onde, qui courent le long des tuiles de scintillateur. L'épaisseur du HCAL

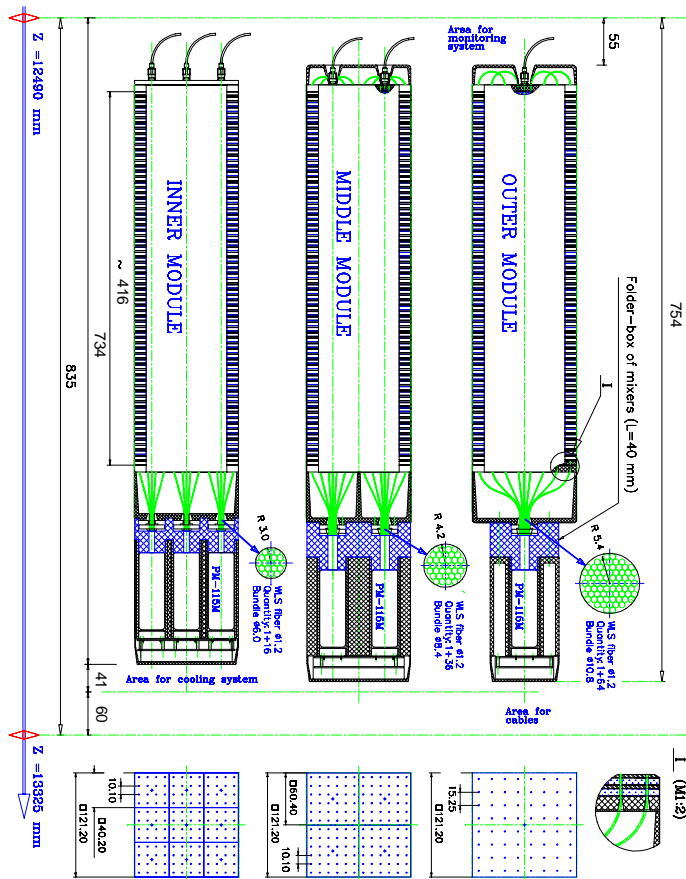


FIG. 3.12 – Modules de l'ECAL pour les régions interne, intermédiaire et externe. On remarque à l'arrière des modules les lots de fibres et les photomultiplicateurs auxquels elles sont reliées.

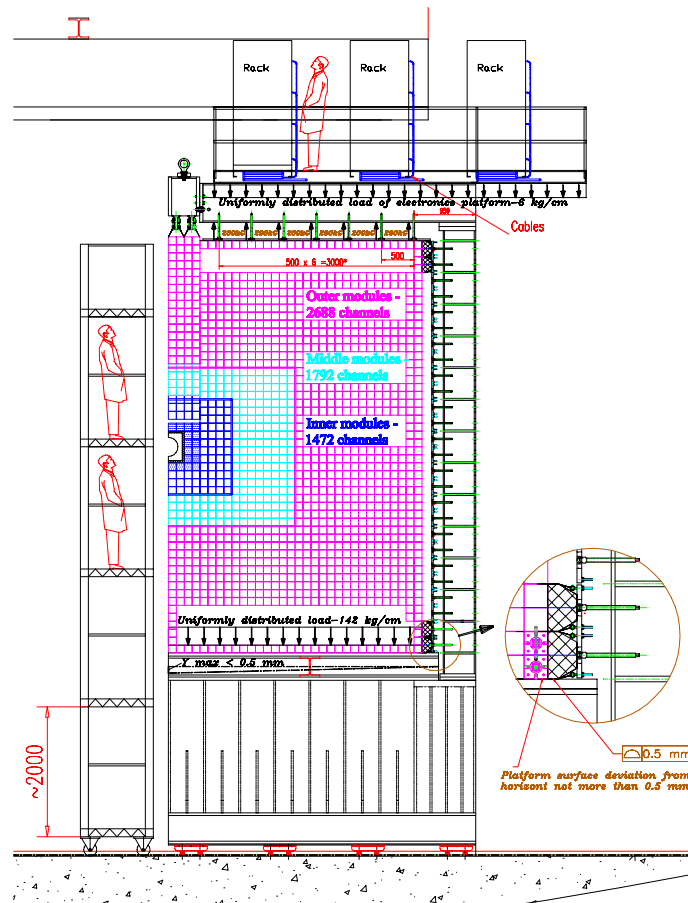


FIG. 3.13 – Vue de la face d'entrée, perpendiculaire au faisceau, de l'ECAL. Une moitié du détecteur est représentée ici.

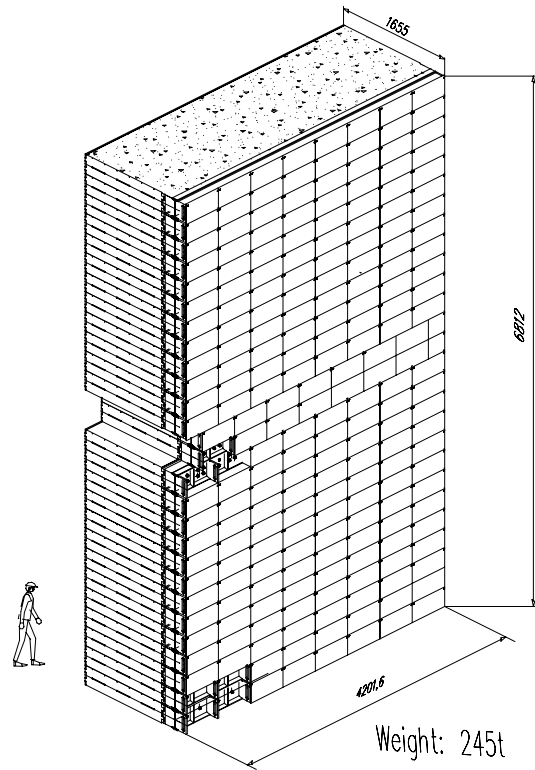


FIG. 3.14 – *Vue d'une moitié du HCAL. Sur la surface perpendiculaire au faisceau, on distingue des rectangles, qui correspondent chacun à un sous-module.*

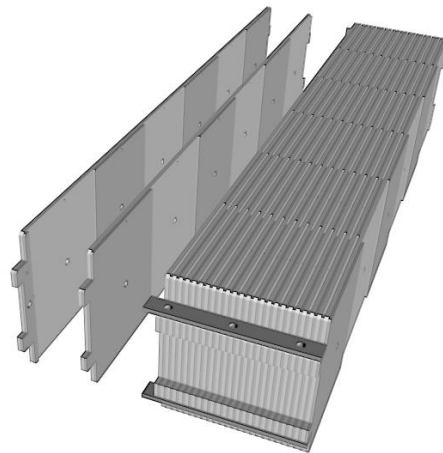


FIG. 3.15 – *Un sous-module du HCAL. Deux plaques de scintillateurs, et d'espaceurs collés, sont représentées détachées. On distingue l'alternance entre scintillateurs et espaceurs.*

est de 5.6 longueurs d'interaction nucléaire et sa résolution en énergie est de :

$$\sigma^{HCAL}(E)/E = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%,$$

si l'énergie est exprimée en GeV.

Devant l'ECAL, en $z=12320$ mm, se trouve le détecteur à pavés scintillants, le SPD, et un détecteur à pied de gerbe, le PS. Le SPD a pour but de séparer les particules chargées des particules neutres. En effet, seules les particules chargées induiront un signal dans le scintillateur. Le PS permet de distinguer des hadrons les particules électromagnétiques : photons, électrons et positons. En effet, le SPD et le PS sont séparés par un mur de 12 mm de plomb, correspondant à 2 longueurs de radiations pour l'ensemble PS, SPD et mur. Les particules électromagnétiques ont une probabilité bien plus grande d'initier dans cette zone une gerbe qui sera détectée par le PS. Ces deux détecteurs sont constitués d'un damier de pavés en scintillateur de 15 mm d'épaisseur. Trois régions sont définies suivant la distance au faisceau. La taille des pavés varie selon la région, et est du même ordre dans les deux détecteurs : une quarantaine de millimètres dans la région interne, une soixantaine dans la région intermédiaire, et environ 120 dans la région externe. La lumière émise par ces scintillateurs est, comme pour l'ECAL et l'HCAL, collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde, reliées à des photomultiplicateurs. Ces fibres sont enroulées en hélices dans l'épaisseur du pavé.

3.3.5 Système à muons

Le système à muons est le sous-détecteur situé le plus en aval dans le détecteur LHCb (figure 3.2). Il a un rôle primordial dans le système de déclenchement de niveau zéro, qui recherche des muons d'impulsion transverse élevée. Le système de déclenchement à muons est basé sur un algorithme indépendant de reconstruction des trajectoires et atteint une précision relative de 20 % sur l'impulsion transverse des muons, dès le niveau 0. Ce sous-détecteur participe aussi à l'identification des muons et à l'étiquetage de la saveur des mésons beaux.

Le système à muons est constitué de 5 stations. La première, M1, se trouve en $z=12.1$ m, devant les calorimètres. M2 se trouve en $z=15.2$ m, M3 en $z=16.4$ m, M4 en $z=17.6$ m, et M5 en $z=18.8$ m. Elles sont séparées par des absorbeurs en fer.

En tenant compte des calorimètres, l'ensemble du système compte 20 longueurs d'interaction nucléaire.

Chaque station est subdivisée en régions, numérotées de 1 à 4 en s'éloignant du faisceau. Par ailleurs, pour décrire les autres niveaux de subdivision des stations, il convient de distinguer la "disposition logique" de la "disposition physique". Chaque région est un damier de pavés logiques qui sont obtenus par le croisement de canaux horizontaux et verticaux. Ces canaux sont obtenus en regroupant des éléments de détection formés de "pads" et de "strips". La figure 3.16 illustre cette organisation des stations à muons, qui permet de réduire le nombre de canaux d'électronique à traiter. La taille des pavés logiques varie selon les stations et les régions. La dimension en x des pavés logiques est plus petite que celle en y , pour faciliter une reconstruction optimale de l'impulsion transverse des muons en mesurant leur déviation par le champ magnétique. La variation de la dimension en y des pavés d'une station est déterminée en imposant la projectivité des pavés par rapport au point d'interaction.

La détection des muons est assurée par des "Chambres Proportionnelles Multifils" (MWPC figure 3.17) dans les régions internes (52 % de la surface totale du système à muons). L'essentiel

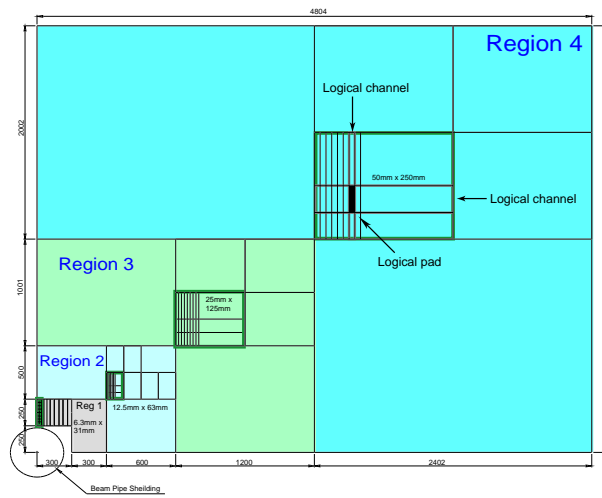


FIG. 3.16 – Vue de face d'un quart de la station à muons M2. L'intersection de deux canaux logiques pour former un pavé logique est illustrée.

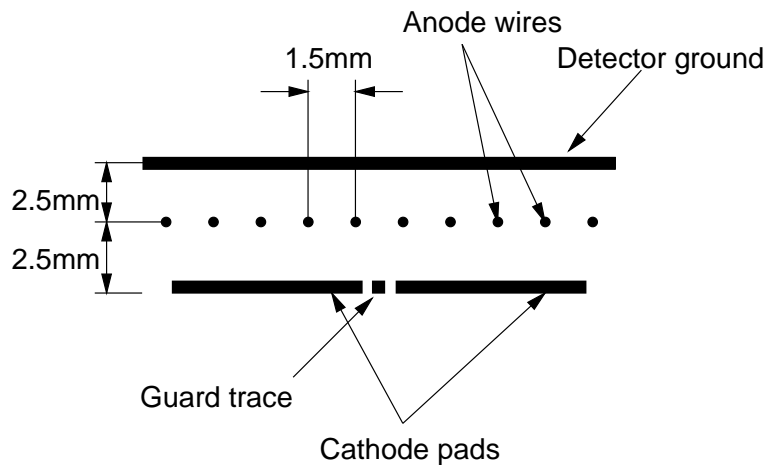


FIG. 3.17 – Vue schématique d'un gap de chambre MWPC.

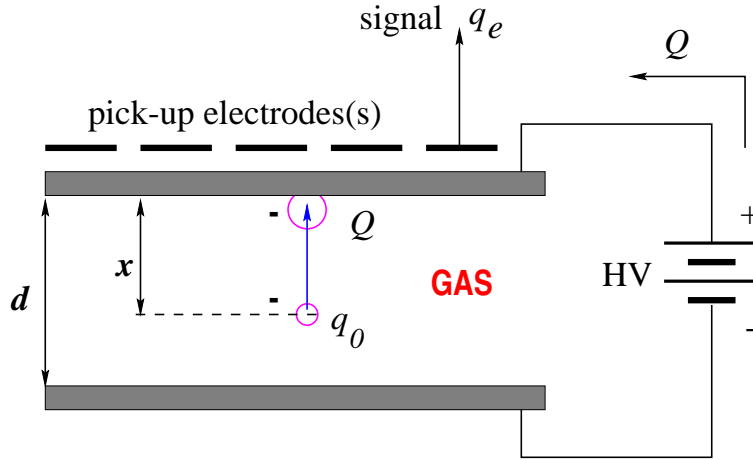


FIG. 3.18 – Principe de fonctionnement d’une RPC. Les clusters primaires d’électrons, en se propageant dans le gaz sur une distance x , créent une avalanche de charge Q . Une charge q_e est induite dans les électrodes de lecture par couplage capacitif.

du reste de la surface est couverte par des “Chambres à Plaques Résistives”¹ (figure 3.18).

La MWPC est faite de fils d’anode tendus entre deux plaques dont l’une est couverte de pavés jouant le rôle de cathode. Des signaux de signe opposé sur l’anode et la cathode apparaissent lorsqu’un muon ionise le gaz Ar(40 %)/CO₂(50 %)/CF₄(10 %) compris entre les deux plaques. Dans chaque chambre, cette structure, appelée “gap”, est répétée 4 fois.

Les RPC sont faites de deux plaques parallèles, formant des électrodes résistives entre lesquelles un champ électrique intense et constant est maintenu. Un mélange gazeux, C₂H₂F₄(95)/C₄H₁₀(4) / SF₆(1) est présent entre les plaques. Le passage d’une particule est détecté grâce à des électrodes externes en forme de pistes, situées à proximité de l’une des plaques, dans lesquelles un signal est induit par couplage capacitif.

La figure 3.19 résume les performances du système de déclenchement de niveau zéro en fonction de la coupure sur l’impulsion transverse du muon. La figure 3.20, illustre l’efficacité d’identification des muons pour le cas d’événements B_s⁰ → μμ passant le niveau zéro du système de déclenchement, et les coupures de l’analyse complète du canal. Cette efficacité est proche de 90 % dans la plus grande partie du spectre en impulsion transverse. Une partie des pertes est due à des événements dans lesquels les muons ne sont pas reconstruits par le système à muons.

3.3.6 Système de déclenchement

Au LHC, les paquets de protons se croisent à la fréquence de 40 MHz. Il est impossible de reconstruire complètement et de stocker tous ces événements. Cependant, la fréquence des collisions donnant lieu à un événement visible² dans le détecteur est 10 MHz [37]. Par ailleurs, une paire de hadrons beaux est créée lors d’une collision visible sur 125 environ, et la plupart des désintégrations qui nous intéressent ont un rapport de branchement inférieur à 10⁻³. Il est donc

1. En septembre 2002, la collaboration LHCb a décidé d’abandonner l’utilisation des RPC.

2. Une interaction est dite visible si elle produit au moins deux particules chargées laissant suffisamment d’impacts dans le VELO et les stations T1 à T3 pour être restructuribles.

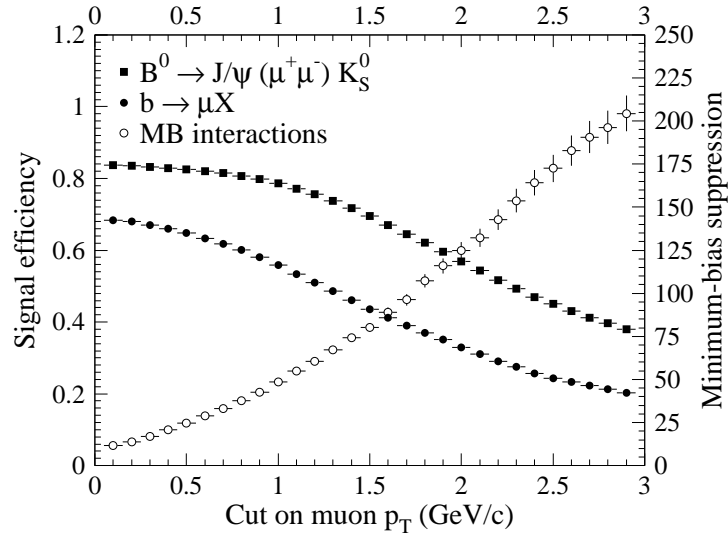


FIG. 3.19 – *Efficacité du système de déclenchement pour les canaux indiqués et suppression des événements de bruit de fond correspondant à une collision proton-proton générique (minimum bias), en fonction de la coupure sur l'impulsion transverse du muon. Ces efficacités sont calculées par rapport au nombre de muons dans l'acceptance de M3, provenant directement de la désintégration d'un B. Notons que la procédure qui reconstruit les muons pour le système de déclenchement ne peut reconstruire tous les muons issus d'un B et ayant un impact dans la station M3, qui ne laissent pas systématiquement les informations nécessaires dans les autres stations. L'efficacité est donc inférieure à 1 même sans coupure sur l'impulsion transverse.*

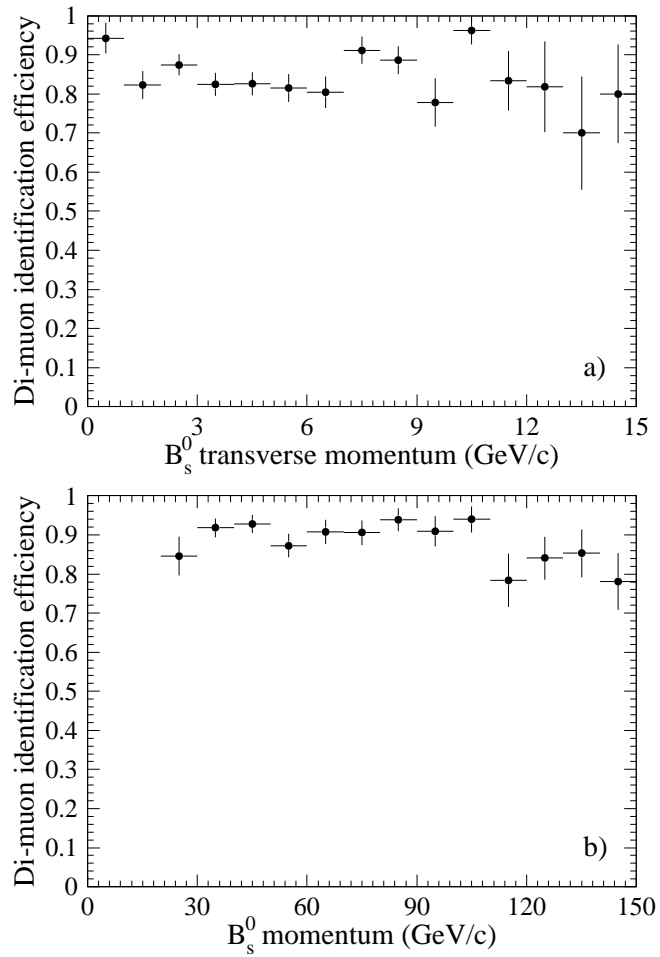


FIG. 3.20 – Probabilité d'identifier les 2 muons issus de $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ en fonction (a) de l'impulsion transverse du B_s et (b) de l'impulsion totale du B_s .

Mode de désintégration	niveau 0	niveau 1
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.76	0.48
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S$	0.72	0.42
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S$	0.88	0.50
$B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$	0.54	0.56
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	0.51	0.39

TAB. 3.2 – *Efficacités des deux premiers niveaux du système de déclenchement pour des événements reconstruits par les analyses complètes hors-ligne, et correctement étiquetés de saveurs. L’efficacité du niveau 1 est calculée pour les événements passant le niveau 0. Les 4 premières lignes sont issues de [6].*

nécessaire de stocker uniquement une faible fraction des événements. Choisir ces événements est le rôle du système de déclenchement.

Le système de déclenchement de l’expérience LHCb exploite deux caractéristiques typiques des désintégrations de mésons beaux : vertex de la désintégration éloigné du vertex primaire, impulsions transverses des traces élevées. La division du système de déclenchement en 4 niveaux lui permet d’utiliser au mieux les informations du détecteur et les méthodes de reconstruction applicables dans le temps qui lui est accordé pour donner sa réponse. Il est ainsi flexible et peut sélectionner efficacement la plupart des canaux de désintégration intéressants. La principale contrainte que doit satisfaire le système de déclenchement est d’avoir une efficacité de détection maximale des événements sélectionnés par les analyses complètes hors-ligne de ces canaux, tout en respectant un taux de déclenchement donné.

Le niveau zéro du système de déclenchement utilise les calorimètres et le détecteur à muons pour rechercher respectivement des électrons, des hadrons et des muons de haute impulsion transverse. Ce niveau met également en jeu les stations du VELO les plus en amont pour identifier les événements dans lesquels plusieurs interactions proton-proton ont lieu lors du même croisement de faisceau. Le temps de latence du niveau zéro est de 4 μ s. Cette période est nécessaire pour numériser et collecter les signaux laissés dans les détecteurs, et pour exécuter les algorithmes de sélection. Elle tient compte du temps de vol des particules et de la longueur des câbles. Le niveau zéro est chargé de réduire de 40 MHz à 1 MHz la fréquence des événements à étudier.

Lorsque la réponse du niveau zéro est positive, le niveau 1 est exécuté. Il est basé sur la recherche de traces de paramètre d’impact élevé par rapport au vertex primaire. Un temps de latence d’environ 1 ms est nécessaire pour collecter des points de mesure dans les stations du VELO, les combiner pour former des segments de traces, utiliser ces segments pour reconstruire le vertex primaire, et rechercher un segment de haut paramètre d’impact par rapport à ce vertex. Le niveau 1 réduit le taux d’événements à 40 kHz.

Les niveaux 2 et 3, trop préliminaires, ne sont pas utilisés dans l’analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ présenté au prochain chapitre. Le niveau 2 est essentiellement un raffinement du niveau 1, possible grâce à un plus grand temps disponible pour reconstruire les traces et les vertex. Le niveau 3 bénéficie à nouveau d’une reconstruction plus accomplie de l’événement, et exécute des algorithmes spécifiques de certains canaux de désintégration recherchés, versions simplifiées des algorithmes complets utilisés par les sélections hors-ligne. Ces deux derniers niveaux doivent permettre de ramener le taux d’événements à environ 200 Hz.

Le tableau 3.2 résume les performances des deux premiers niveaux.

3.3.7 Reconstruction des traces chargées

Nous utilisons le terme “trace” pour désigner l’ensemble des points définissant la trajectoire d’une particule chargée ainsi que son impulsion et sa charge. Etant donnée la géométrie du détecteur, la direction z est privilégiée. Une trace est décrite par le “vecteur d’état” $\mathbf{v}=(x,y,S_x,S_y,q/p)$ exprimé en un z donné, où x et y sont les coordonnées transverses de la position de la trace, S_x et S_y les pentes de l’impulsion de la trace, q sa charge et p le module de son impulsion. Nous décrivons ici la construction de ce vecteur.

Dans les simulations que nous employons pour évaluer le potentiel du détecteur, la recherche des traces est parfaite. En d’autres termes, aucun algorithme de reconnaissance de forme n’est employé pour associer entre eux les points de mesure dus à la même particule. A la place, ces points de mesure sont rassemblés en utilisant l’information Monte-Carlo issue du générateur et de GEANT [31].

Nous utilisons un “filtre de Kalman” [32] pour reconstruire les paramètres de la trace à partir des points collectés ci-dessus. Comme il s’agit d’une étape capitale dans la reconstruction du signal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, nous donnons ici une description de cette méthode, très utilisée en physique des particules. Le filtre de Kalman est un ensemble d’équations fournissant une solution itérative, non biaisée et de convergence rapide, à la méthode des moindres carrés. Par opposition aux méthodes globales qui déterminent les paramètres en ajustant tous les points de mesure en même temps, le filtre de Kalman améliore progressivement la connaissance des paramètres de la trace. Pour cela, on part d’une première évaluation du vecteur \mathbf{v} , au point de mesure le plus en aval de la trace. Lors d’une première phase, dite de prédiction, on extrapole ce vecteur au plan de détection le plus proche qui contient un autre point de mesure de la trace. Lors d’une seconde phase, dite de filtrage, l’évaluation de \mathbf{v} au z de ce plan est affinée en incluant cette nouvelle mesure. La procédure est répétée de plan de détection en plan de détection jusqu’au point de mesure de la trace le plus en amont.

On représente la phase de prédiction à l’aide de l’équation :

$$\tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1} = f_i(\tilde{\mathbf{v}}_{i-1}),$$

pour prédire le vecteur \mathbf{v} au plan de mesure i à partir de son évaluation au plan $i - 1$. La fonction f_i dépend du modèle utilisé pour décrire la trace. Souvent, un modèle linéaire est utilisé :

$$\tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1} = F_i \tilde{\mathbf{v}}_{i-1},$$

où $F_i = \partial f_i / \partial \tilde{\mathbf{v}}_i$ est la matrice de propagation. On propage également la matrice de covariance du vecteur d’état de la trace :

$$C_i^{i-1} = F_i C_{i-1} F_i^T + Q_i$$

où Q_i est un terme qui augmente la valeur des erreurs prédites dans la matrice en modélisant les perturbations subies par la particule lorsque par exemple elle traverse de la matière située dans la zone d’extrapolation.

En toute généralité, les mesures concrètes dans les plans de détection ne sont pas faites dans le même système de coordonnées que celui utilisé pour \mathbf{v} . Au lieu de mesurer un point de passage de la trajectoire avec (x,y) , on mesure les coordonnées en (x,u) dans le trajectographe, et en (r,ϕ) dans le VELO. Nous définissons \mathbf{m}_i le vecteur contenant la mesure concrète du passage de la particule dans le plan i . Ce vecteur est relié au vecteur d’état \mathbf{v}_i de la façon suivante :

$$\mathbf{m}_i = h_i(\mathbf{v}_i) = H_i \mathbf{v}_i,$$

où $H_i = \partial h_i / \partial \mathbf{v}_i$ est la matrice de projection des paramètres de la trace dans l'espace des mesures concrètes. La minimisation du χ^2 ci-dessous aboutit à une meilleure évaluation de \mathbf{v}_i en combinant les informations obtenues antérieurement lors de l'évaluation de \mathbf{v}_{i-1} avec celles apportées par la nouvelle mesure concrète en i :

$$\chi^2 = (\mathbf{m}_i - H_i \mathbf{v}_i)^T V_i^{-1} (\mathbf{m}_i - H_i \mathbf{v}_i) + (\tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1} - \mathbf{v}_i)^T (C_i^{i-1})^{-1} (\tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1} - \mathbf{v}_i)$$

où V_i est matrice de covariance des mesures concrètes en i . On obtient :

$$\tilde{\mathbf{v}}_i = \tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1} + C_i^{i-1} H_i^T (V_i + H_i C_i^{i-1} H_i^T)^{-1} (\mathbf{m}_i - H_i \tilde{\mathbf{v}}_i^{i-1}). \quad (3.1)$$

La nouvelle évaluation des paramètres de la trace en i est donc égale à l'ancienne, corrigée par un terme proportionnel à l'écart entre le point de passage prédit et le point de passage mesuré, pondéré par les matrices d'erreurs de la prédiction et de la mesure.

Cette procédure est poursuivie en ajoutant une à une toutes les mesures trouvées dans d'autres plans de détection. Au dernier plan de mesure, on applique cette méthode dans l'autre sens, pour atteindre une connaissance optimale du vecteur d'état de la trace en chacun des plans de détection concernés. En effet, si on ne fait que le premier passage, ce vecteur au plan i bénéficie seulement des mesures faites dans les plans précédents. Réappliquer le filtre de Kalman en sens inverse lui permet de bénéficier de toutes les informations.

Le filtre de Kalman a plusieurs avantages sur les méthodes d'ajustement global, parmi lesquels :

- une plus grande facilité pour introduire dans l'ajustement les mesures faites dans les différents sous-détecteurs, sous leur forme concrète ;
- un temps de calcul plus court grâce à l'inclusion progressive des mesures et au fait qu'à chaque étape, une seule matrice doit être inversée (équation 3.1). De plus, dans le cas de LHCb, cette matrice est de dimension inférieure à celle du vecteur d'état de la trace ;
- la possibilité de modéliser plus facilement des perturbations survenant lors de la traversée de matière ;
- la possibilité de réaliser à la fois la procédure de reconnaissance de forme en même temps que l'ajustement du vecteur d'état de la trace³.

La méthode du filtre de Kalman nécessite une première estimation du vecteur d'état de la trace. Dans notre cas, nous l'obtenons grâce à une méthode appelée “ p_T kick” dont une explication est donnée dans [27]. Cette méthode évalue l'impulsion avec une résolution de l'ordre de 1 %.

3.3.8 Identification des particules chargées

Pour reconstruire la nature des particules chargées, nous faisons l'hypothèse que toutes les particules qui traversent les RICH sont des pions. Sous cette hypothèse, connaissant la trajectoire et l'impulsion des traces, nous pouvons prédire le nombre de photons Cherenkov qui vont être émis par une trace, ainsi que les pixels des HPD qu'ils vont exciter. En considérant

3. Cette possibilité a été étudiée pour LHCb [27], mais est jusqu'ici peu utilisée : de manière générale, d'autres méthodes de reconnaissance de forme sont appliquées avant le filtre de Kalman. Dans le cas classique, le Monte-Carlo est utilisé pour regrouper les mesures dues à une même particule. Dans le cadre réoptimisé, plusieurs méthodes, présentées en section 3.5, ont été mises au point.

l'événement dans sa globalité, nous avons donc une prédiction du nombre total de photons et de leur répartition sur les pixels, que l'on peut comparer à ce qui est effectivement mesuré. Cette comparaison permet de former une fonction de vraisemblance. Nous cherchons le maximum de cette fonction de vraisemblance en faisant varier l'hypothèse de masse associée à chaque trace. Cette approche globale est préférée aux approches locales qui traitent les traces les unes après les autres en cherchant quels photons Cherenkov leur correspondent. Le bruit de fond principal est alors constitué des photons émis par les autres traces. Cette méthode est décrite plus en détail dans [28, 33].

Les performances de l'identification est basée sur la variable :

$$\ln(\mathcal{L}(\mathcal{K})/\mathcal{L}(\pi)) = \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$$

où $\ln \mathcal{L}(\mathcal{K})$ et $\ln \mathcal{L}(\pi)$ sont respectivement les logarithmes des vraisemblances de l'hypothèse kaons et de l'hypothèse pions pour une trace donnée [28]. Cette variable correspond à la signification de la séparation entre les deux hypothèses. Pour notre part, dans l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ présentée au chapitre 4, nous utilisons un autre estimateur, le "niveau de confiance" de l'hypothèse sur la nature de la trace. Cet estimateur est construit pour chaque trace à partir de la vraisemblance de chacune des hypothèses, $\mathcal{L}(\mathcal{K})$, $\mathcal{L}(\pi)$, $\mathcal{L}(\mu)$, $\mathcal{L}(e)$, et $\mathcal{L}(p)$. L'estimateur est construit de manière à être une probabilité normée variant dans $[0; 1]$. La distribution de cet estimateur a un pic en 1 lorsque l'hypothèse correspond à la vraie nature de la particule, et en 0 dans le cas contraire.

3.3.9 Reconstruction du vertex primaire

La position du vertex est reconstruite en minimisant une variable de χ^2 qui somme les carrés des significances du paramètre d'impact par rapport à ce vertex de toutes les traces reconstruites dans le VELO. Le calcul de la signification nécessite un calcul d'erreur, qui exploite les connaissances sur le détecteur et sur la diffusion multiple. Ce calcul nécessite une estimation préalable de l'impulsion des traces. Cette estimation est disponible pour les traces mesurées simultanément par le VELO et le trajectographe. Par contre, les traces mesurées uniquement dans le VELO sont d'impulsion inconnue. Une approximation de leur impulsion est obtenue à partir de l'angle de la trace par rapport au faisceau, en supposant que l'impulsion transverse est égale à l'impulsion transverse moyenne des traces de ce type.

On recommence plusieurs fois l'ajustement en évinçant la trace dont la signification du paramètre d'impact par rapport à l'estimation du vertex obtenue à l'issue de l'itération précédente est la plus grande. La procédure s'arrête lorsqu'on atteint une limite inférieure sur le nombre de traces restantes, ou lorsque le χ^2 est stabilisé.

A la luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le nombre moyen d'interactions proton-proton visibles par événement est de 1.234 pour des événements génériques, et de 1.420 lorsqu'une paire de quarks beaux est produite dans l'une des collisions. Il y a donc parfois plusieurs vertex primaires lors d'un même croisement de faisceaux. Pour limiter les imprécisions par la suite, il faut être capable de retrouver tous ces vertex primaires. On peut chercher les vertex primaires supplémentaires en utilisant les traces rejetées dans la procédure ci-dessus. Cependant, la version de l'algorithme que nous utilisons n'effectue pas cette tâche. La résolution sur la position du vertex primaire d'où provient effectivement le méson beau n'est pas très dégradée dans ce cas, car la procédure privilégie les vertex à haute multiplicité de traces, et le vertex de production du méson beau implique environ deux fois plus de traces que les autres vertex primaires. Cette

résolution est d'environ $45 \mu\text{m}$ selon la direction du faisceau dans les événements où il n'y a qu'un vertex primaire.

3.3.10 Reconstruction des vertex secondaires

Dans la procédure d'ajustement d'un vertex secondaire, les paramètres mesurés (x_i, y_i, z_i) de chacune des traces sont extrapolés depuis leur point de mesure le plus en amont vers une position (x_e, y_e, z_e) donnée [34]. Les matrices de covariances sont également extrapolées, en tenant compte de la matière traversée. On minimise ensuite le χ^2 suivant en fonction de (x, y, z) :

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i^n (x - x_i - S_{x_i}(z - z_i))^2 + \left(V_i^{-1}(z_e) \right)_{xx} + \\ & \sum_i^n (y - y_i - S_{y_i}(z - z_i))^2 \left(V_i^{-1}(z_e) \right)_{yy} + \\ & 2 \sum_i^n (x - x_i - S_{x_i}(z - z_i)) \left(V_i^{-1}(z_e) \right)_{xy} (y - y_i - S_{y_i}(z - z_i)) \end{aligned}$$

qui peut être vu comme une distance de moindre approche moyenne entre les traces, pondérée par les erreurs sur les coordonnées extrapolées.

3.3.11 Etiquetage de la saveur du méson beau

L'identification de la saveur initiale des mésons B_d^0 et B_s^0 est indispensable pour étudier l'oscillation des saveurs et l'asymétrie CP. L'un des facteurs contribuant à l'erreur sur la mesure d'une asymétrie CP est le pouvoir d'étiquetage, défini par :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{tag}} (1 - 2\omega)^2,$$

où ϵ_{tag} est l'efficacité d'étiquetage (fraction des événements de signal sélectionnés pour lesquels la procédure d'étiquetage donne une réponse), et ω est la fraction de mauvais étiquetage (fraction des événements pour lesquels l'étiquetage est faux, quand une réponse est donnée).

Dans le cadre de LHCb classique, l'étiquetage est fourni par une méthode d'étiquetage du hadron beau produit conjointement à celui constituant le signal ("opposite side tagging"). Il s'agit de rechercher un lepton chargé produit lors d'une désintégration semi-leptonique du hadron beau accompagnant, ou un kaon chargé si ce dernier s'est désintégré selon le schéma $b \rightarrow c \rightarrow s$. La charge du lepton ou du kaon permet de connaître la saveur du hadron beau à l'instant de sa désintégration. Ces particules sont recherchées en se basant sur deux caractéristiques typiques des particules issues de la désintégration d'un hadron beau : impulsion transverse et paramètre d'impact par rapport au vertex primaire élevés. Pour la recherche de leptons chargés, l'algorithme identifie des candidats en se basant sur les informations issues des RICH, des calorimètres, et du système à muons. Il applique ensuite des coupures suivantes :

- au moins une mesure dans le VELO ;
- impulsion transverse $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$;

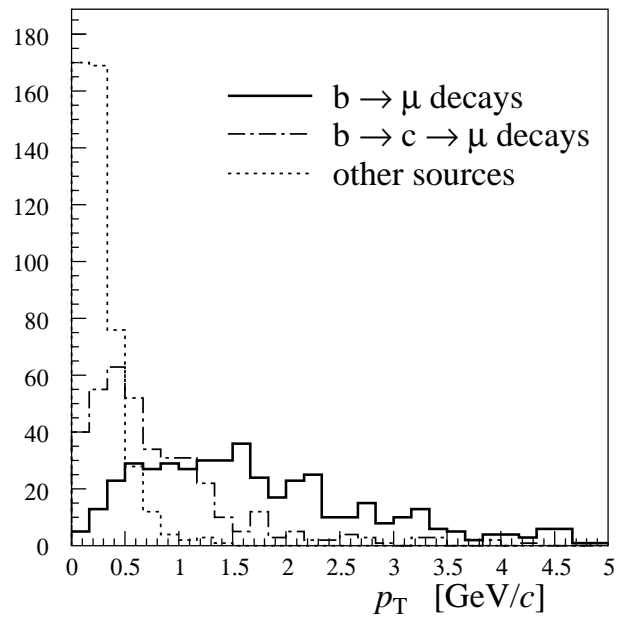


FIG. 3.21 – Distribution en p_T des muons issus de $b \rightarrow \mu$, de $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ ou d'une autre source.

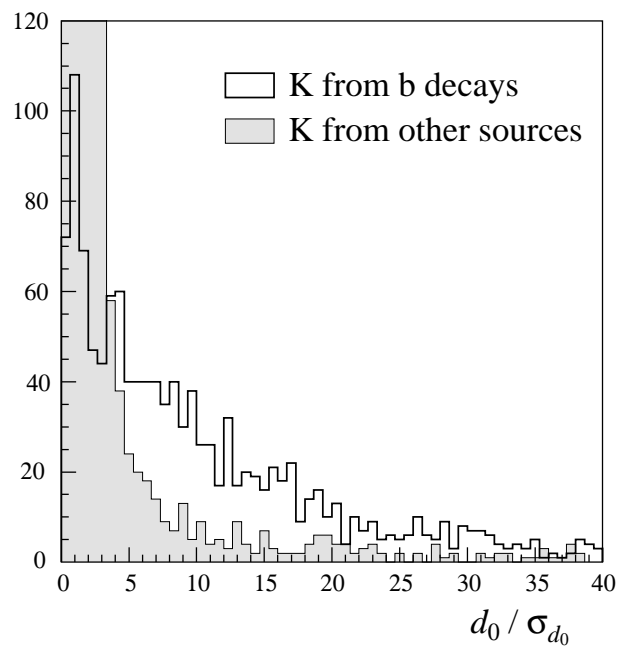


FIG. 3.22 – Distribution de la signficance d_0/σ_{d_0} du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire pour des kaons chargés de $p_T > 0.8 \text{ GeV}/c$, pour des kaons issus de la désintégration d'un hadron beau (blanc) et pour ceux provenant d'une autre source (foncé).

- sélection du candidat de plus haut p_T .

La figure 3.21 montre la pertinence de la coupure sur p_T .

Pour la recherche de kaons chargés, l'identification fournie par le RICH permet une première sélection, suivie de coupures sur :

- au moins une mesure dans le VELO ;
- paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, $d_0 < 30.0$ mm ;
- signification du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, $d_0/\sigma_{d_0} > 3.0$;
- impulsion transverse $p_T > 0.4$ GeV/ c ;
- sélection du candidat de plus haut p_T .

La figure 3.22 illustre le pouvoir de réjection de d_0/σ_{d_0} .

Lors d'un même événement, jusqu'à 3 réponses peuvent être fournies : étiquetage par électron, par muon, ou par kaon. Le choix est effectué selon la hiérarchie suivante : muon, électron, kaon.

Les performances de la procédure d'étiquetage sont similaires d'un canal de désintégration à l'autre. On obtient [6] :

$$\epsilon_{\text{tag}} = 0.40, \quad \omega = 0.30$$

$$\epsilon_{\text{eff}} = 6.4\%.$$

3.4 Le détecteur LHCb réoptimisé

Le détecteur LHCb décrit en 1998 dans le Technical Proposal (TP, [6]) comportait entre le point d'interaction et la dernière station du trajectographe une quantité de matière correspondant à 40 % de longueur de radiation et à 10 % de longueur d'interaction nucléaire. Entre 1998 et 2001, la conception et l'optimisation de chacun des sous-détecteurs s'est poursuivie. Elle a été accompagnée d'une forte augmentation de la quantité de matière. Le détecteur mis en jeu en 2001 dans le Rapport Technique (TDR) décrivant le trajectographe externe [26] présente 60 % de longueur de radiation, et 20 % de longueur d'interaction nucléaire, entre le point d'interaction et la dernière station du trajectographe.

L'augmentation de la quantité de matière à traverser détériore la capacité de détections des électrons et des photons, et accroît "l'occupance" des stations du trajectographe. Avec l'augmentation de la fraction d'interaction nucléaire, le nombre de hadrons "reconstructibles", c'est-à-dire traversant de part en part le trajectographe, diminue car un plus grand nombre d'entre eux interagissent trop tôt. L'efficacité de l'algorithme de reconnaissance de forme, lorsqu'il est appliqué aux particules chargées reconstructibles ne varie pas quand on passe du détecteur décrit dans le TP au détecteur tel qu'il était conçu en 2001. Dans le cas de la désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, cette efficacité est de l'ordre de 95 % pour chaque trace de l'état final. Cependant, avec 20 % de longueur d'interaction nucléaire au lieu de 10 %, la probabilité pour un hadron chargé d'atteindre les dernières stations du trajectographe passe de 85 – 90 % à 70 – 80 %. Ainsi, les 4 traces de l'état final de $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$ sont toutes reconstructibles simultanément dans seulement ~ 3.5 % des cas avec le détecteur de 2001, contre ~ 6 % à l'époque du TP. A cause de cette baisse du nombre de traces reconstructibles, le nombre d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$ reconstruits et utilisables pour une mesure de physique décroît de plus 40 %. Cette détérioration des performances de LHCb touche tous les canaux de désintégration comportant un grand nombre de traces chargées dans l'état final. Le détecteur classique n'est alors plus en mesure de remplir aussi bien les objectifs physiques visés par la collaboration LHCb, et une

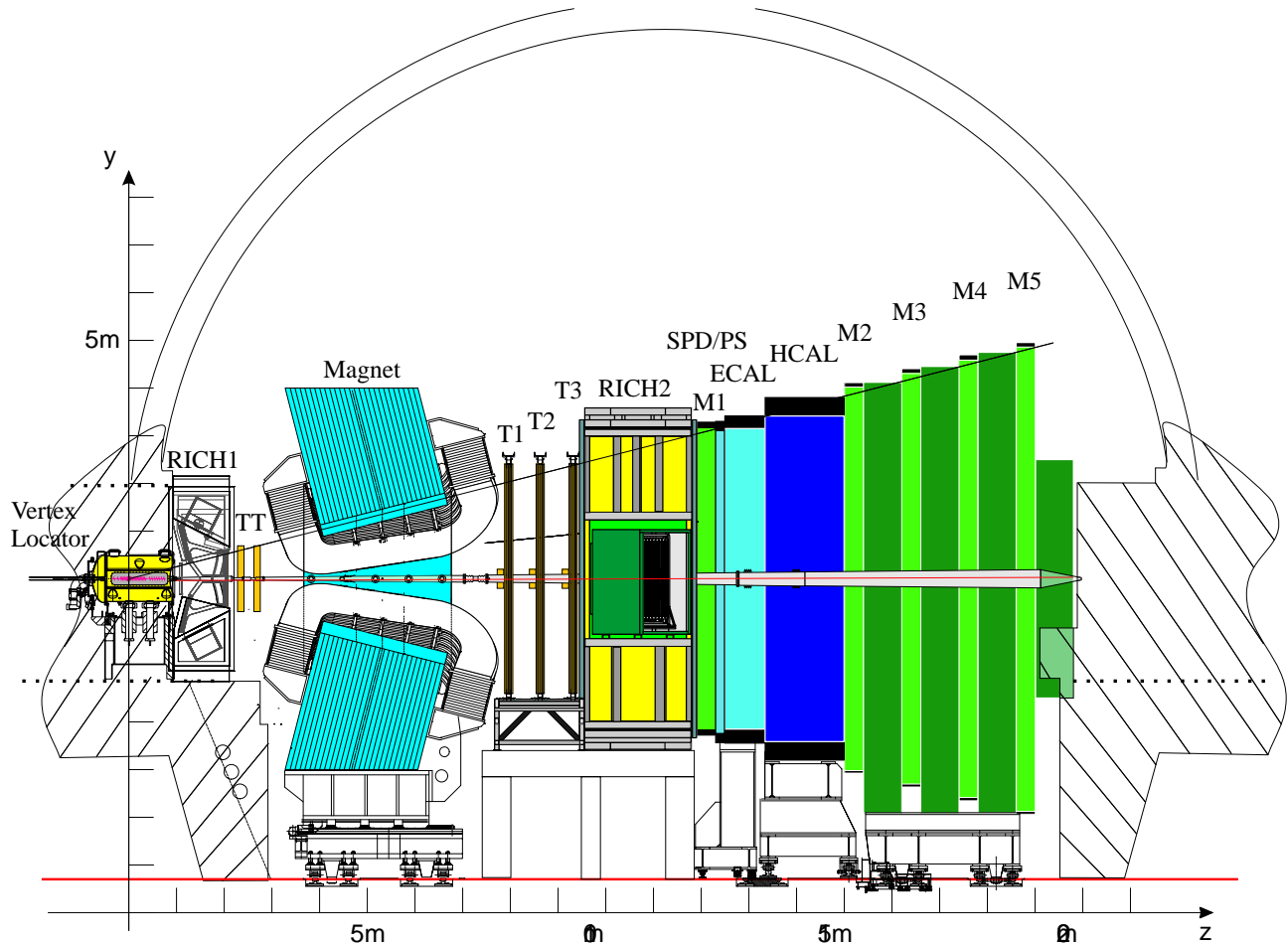


FIG. 3.23 – Le détecteur LHCb réoptimisé.

réoptimisation est indispensable. Elle implique principalement une modification du VELO, du trajectographe, du RICH1 et de la station M1 du système à muons.

La réoptimisation de l'expérience LHCb concerne également le niveau 1 du système de déclenchement. Ses performances peuvent en effet être significativement améliorées en ajoutant aux mesures faites dans le VELO une estimation de l'impulsion transverse des traces de grand paramètre d'impact. Cette estimation nécessite l'introduction d'un champ magnétique dans la région du RICH1. La nécessité de protéger de ce champ les détecteurs de photons guide en grande partie la réoptimisation de ce sous-détecteur.

La réoptimisation du détecteur LHCb (figure 3.23) est décrite dans [23]. Cette réoptimisation permet de ramener la quantité de matière en amont du RICH 2 à 40 % de longueur de radiation, et à 12 % de longueur d'interaction nucléaire, ce qui est équivalent aux chiffres du TP. Elle permet finalement de retrouver les performances du TP.

L'objet de cette section est de fournir une nouvelle description des éléments du détecteur et des techniques de reconstruction touchés par la réoptimisation.

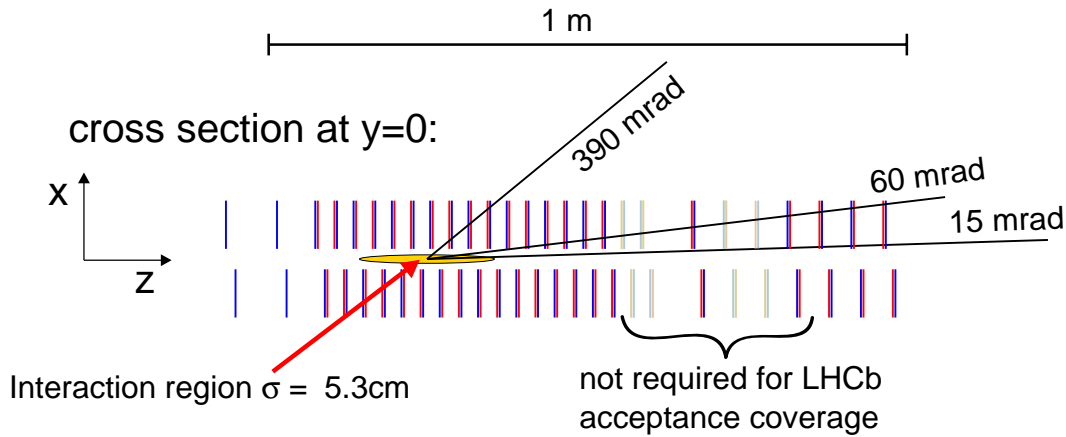


FIG. 3.24 – Nouvelle disposition des stations du VELO.

3.4.1 Détecteur de vertex

Des modifications ont été apportées au VELO pour :

- réduire la quantité de matière rencontrée par les particules à détecter ;
- augmenter les performances du niveau 1 du système de déclenchement, et plus généralement de la reconstruction des traces chargées.

Le VELO décrit dans le TDR [24], était optimisé de manière à minimiser la distance entre le premier point de mesure d'une particule et son vertex de création afin de réduire l'erreur sur le paramètre d'impact des traces par rapport à ce vertex. L'optimum était atteint avec 25 stations. Les priorités de l'expérience étant réévaluées au profit de la réduction de la quantité de matière rencontrée par les particules, nous avons ramené de 25 à 21 le nombre de stations. Pour conserver une couverture angulaire allant de 15 mrad à 390 mrad, il n'est pas possible d'enlever les stations les plus en aval du faisceau, ni celles les plus proches du point d'interaction. En revanche, les stations en position intermédiaires peuvent être enlevées sans modifier l'acceptance (figure 3.24). Nous évinçons 4 de ces stations, ce qui ne modifie pas la résolution sur le paramètre d'impact reconstruit comme le montre la figure 3.25. Par ailleurs, depuis le TDR, des progrès dans la conception des capteurs de silicium et dans celle de l'électronique frontale du VELO, permettent de réduire l'épaisseur des capteurs : 220 μm d'épaisseur au lieu de 300 μm .

La conception de la feuille RF qui sépare les capteurs du faisceau a également été modifiée pour réduire la quantité de matière traversée par les particules.

Au total, la quantité de matière traversée n'est que légèrement réduite par rapport au TDR : elle passe de 17.1 % à 16.5 % de longueur de radiation.

A l'époque du TDR, les pistes des capteurs en R étaient divisées en 4 secteurs de 45 degrés pour les rayons inférieurs à 24.1 mm, et en 2 secteurs de 91 degrés pour les rayons plus grands. Cela permettait d'avoir plus de canaux de lecture dans les secteurs internes, et donc de réduire l'espacement des pistes pour améliorer la résolution sur le paramètre d'impact. En divisant les pistes en 4 secteurs quelque soit le rayon, on améliore le temps de reconstruction des trajectoires et on diminue le nombre de trajectoires "fantômes" reconstruites ne correspondant pas à une particule dans la réalité. Cette nouvelle disposition des pistes augmente leur espacement car le nombre de canaux est inchangé. Cependant, elle affecte peu les performances liées à la

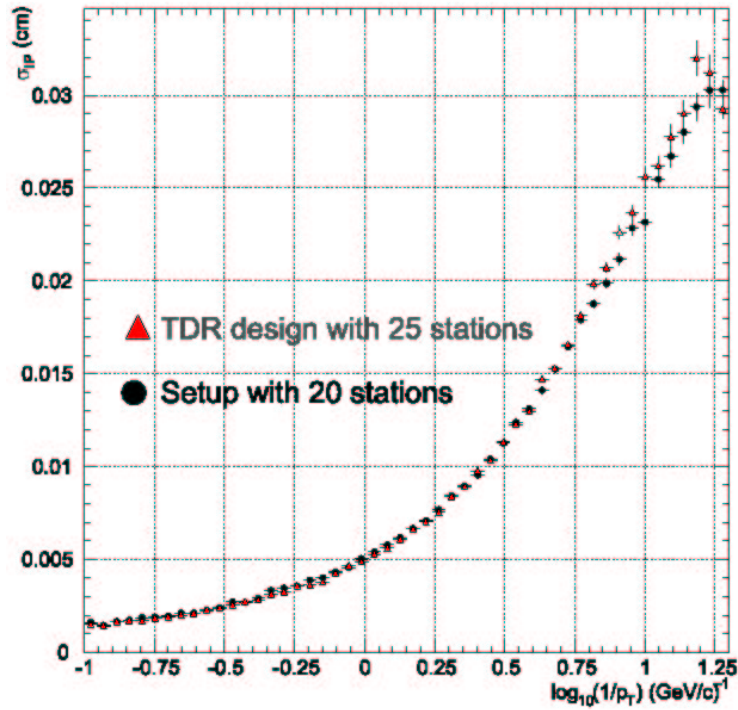


FIG. 3.25 – Résolution sur le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion transverse des particule, avec les capteurs du TDR et 25 stations, comparée à la résolution obtenue avec 5 stations en moins.

reconstruction des trajectoires des particules. Seule la résolution sur le paramètre d'impact des particules est détériorée de quelques pour cents, dans des limites acceptables.

3.4.2 Trajectographe

Environ la moitié de la réduction de la quantité de matière est obtenue en réduisant de 9 à 4 le nombre de stations.

Trois stations, T1, T2 et T3, se situent en aval de l'aimant. Elles sont constituées chacune d'un détecteur interne et d'un détecteur externe, de conception inchangée par rapport à la version classique du détecteur. La station TT se situe juste à la sortie du RICH 1. Cette station est équipée de capteurs identiques à ceux du trajectographe interne, qui sont montés en pavés. Cependant, ces pavés comportent non plus un ou deux capteurs, mais 11, pour aboutir à une station de géométrie très différente (figures 3.27). Comme dans le cas du trajectographe interne, TT est constituée de 4 couches et est structurée en (x, u, v, x) . Par contre cette station est séparée en deux parties, distantes de 30 cm (voir figure 3.23). Chaque partie comporte deux couches.

Les méthodes de reconstruction des trajectoires et implusions des particules chargées sont présentées dans la section suivante. La majorité des particules issues de la désintégration des hadrons beaux sont mesurées à la fois dans le VELO et dans T1, T2 et T3. Avec cette nouvelle conception du détecteur, la résolution sur l'impulsion est de 0.4 % et la résolution sur le paramètre d'impact est d'une quarantaine de μm . Par ailleurs, la résolution sur le temps de vie propre du méson beau dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ est très similaire à celle du TDR, environ 50 fs.

3.4.3 Détecteur à effet Cherenkov

La modification du RICH 1 répond à la nécessité de réduire la quantité de matière vue par les particules, mais aussi à celle d'étendre le champ magnétique dans la région située entre le VELO et TT. En effet, en enlevant le blindage magnétique situé en aval du RICH 1, on obtient dans cette région un champ magnétique d'environ 60 mT. Ce champ magnétique permet d'améliorer le niveau 1 du système de déclenchement puisqu'on peut alors évaluer l'impulsion transverse des particules chargées.

La réduction de la quantité de matière est obtenue en :

- enlevant la fenêtre d'entrée du RICH 1 et en le raccordant directement au dispositif contenant le VELO,
- en changeant les matériaux dont sont faits les miroirs. Le RICH 1 réoptimisé comporte un jeu de miroirs sphériques qui dévie les photons Cherenkov vers un second jeu de miroirs plats (figure 3.26). Les miroirs plats sont placés hors de l'acceptance globale du détecteur. Deux options donnent satisfaction. La première emploie une couche de 2 mm de fibres de carbone, une couche d'aluminium et une couche protectrice en SiO_2 ou en HfO_2 , pour atteindre une épaisseur de $0.011 X_0$. La seconde emploie une couche de 3 mm de Beryllium, une couche de 0.3 mm de verre sur lequel de l'aluminium est déposé, et une couche de protection, pour atteindre une épaisseur de $0.008 X_0$,
- en plaçant les supports des miroirs en dehors de l'acceptance.

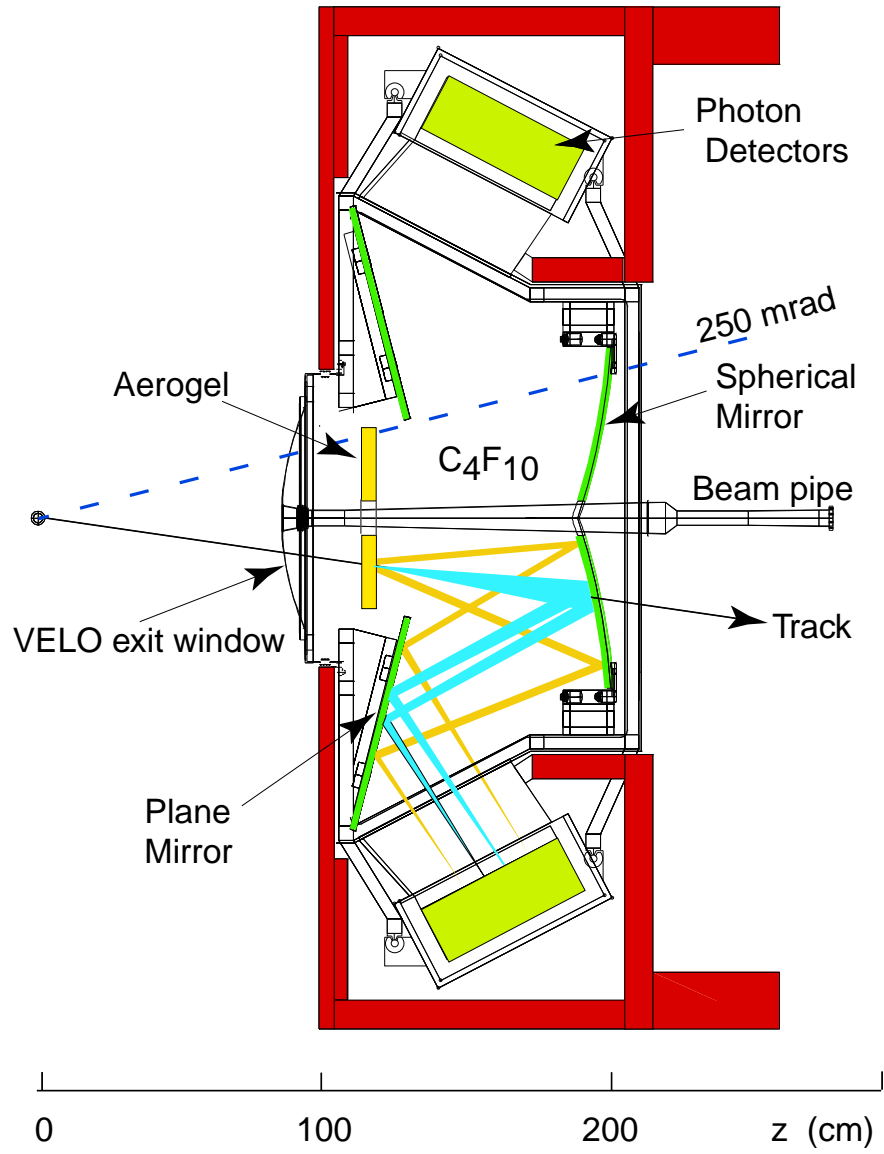


FIG. 3.26 – RICH 1 réoptimisé.

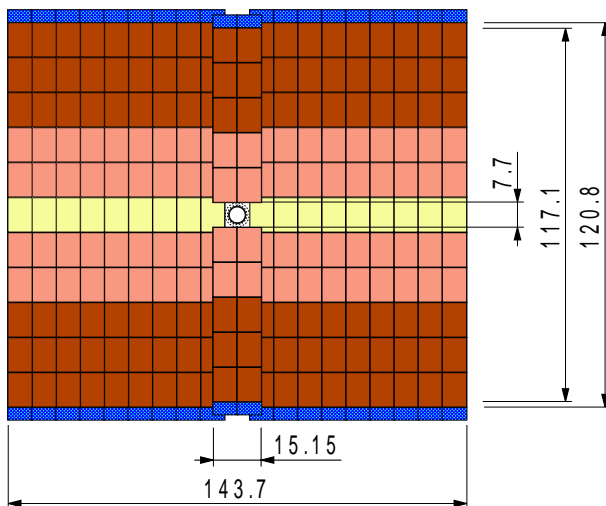


FIG. 3.27 – Vue frontale de la station TT , explicitant la structure en pavés et en capteurs.

Le tableau 3.3 compare le nombre de longueurs de radiation dû au RICH 1 dans LHCb classique et après réoptimisation. On constate que ce nombre est presque divisé par deux. Nous en déduisons que la moitié de la réduction de la quantité de matière est due à la réoptimisation du RICH 1.

La présence d'un champ magnétique dans le RICH 1 rend nécessaires les modifications suivantes (figure 3.26):

- le fonctionnement des détecteurs de photons Cherenkov est altéré par le champ magnétique. Pour pouvoir les protéger par des boucliers d'acier sans perturber le champ ni augmenter la quantité de matière, ces détecteurs sont placés hors de l'acceptance,
- les boucliers d'acier perturbent le champ, si on les place à l'horizontale. On place ainsi les détecteurs de photons au-dessus et en dessous du faisceau (“Vertical RICH”).

Nous présenterons en 3.4.7 la procédure d'identification des particules chargées. Avec une reconstruction plus réaliste, les performances sont proches de celles présentées dans le TDR.

	TDR	réoptimisé
Fenêtre d'entrée	0.001	0
Aérogel	0.033	0.033
Radiateur gazeux	0.024	0.026
Miroirs sphériques	0.046	0.011 (F. Carbone) ; 0.008 (Be)
Support des miroirs	0.030	0.0
Fenêtre de sortie	0.006	0.006
Total (X_0)	0.140	0.076 (F. Carbone) ; 0.073 (Be)

TAB. 3.3 – Comparaison du nombre de longueurs de radiation dû au RICH 1 dans LHCb classique et après réoptimisation, en détaillant les différents composants.

Mode de désintégration	Efficacité %
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	63
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S$	68
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S$	55
$B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$	63
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	43

TAB. 3.4 – Efficacités du niveau 1 du système de déclenchement réoptimisé, appliquée aux événements reconstruits par les analyses complètes hors-ligne, et passant le niveau 0.

3.4.4 Système à muons

Le système à muons est similaire au cas classique. Nous avons seulement diminué la quantité de matière de la station M1 qui est devant les calorimètres. Ceci s'est fait en ramenant le nombre de gaps de 4 à 2. Nous avons montré que cette transformation n'affecte pas les performances du système de déclenchement à muons, tant que l'efficacité par gap reste supérieure à $\sim 80\%$ [35]. Par ailleurs, les RPC ont été remplacées par des MWPC, ce qui n'affecte pas non plus les performances du système à muons [36]. Enfin, la technologie pour la partie interne de M1 n'a pas été définitivement choisie. Deux options sont envisagées: des chambres à fils spéciales ou des triple-GEM. Dans la simulation que nous utilisons, la partie interne de M1 est équipée des mêmes MWPC à 2 gaps que celles utilisées dans le reste de cette station.

3.4.5 Système de déclenchement

Les grandes lignes du système de déclenchement dans le cadre réoptimisé sont les mêmes que dans le cadre classique. Pour une description complète, voir [37].

Nous nous arrêtons ici uniquement sur le niveau 1 qui a connu le plus de modifications. En effet, dans le cadre du détecteur réoptimisé, le champ magnétique entre le point d'interaction et la station TT est suffisant pour reconstruire l'impulsion transverse des particules avec une erreur relative allant de 20 à 40 %. Cela permet de sélectionner dans chaque événement les deux traces de plus haute impulsion transverse, et de construire une coupure à deux dimensions, très discriminante vis à vis des événements ne contenant pas de hadrons beaux. Cette coupure est définie dans le plan $(\ln(PT1) + \ln(PT2); \ln(IPS1) + \ln(IPS2))$, où PT1, PT2, IPS1 et IPS2 sont respectivement les impulsions transverses et les significances des paramètres d'impact par rapport au vertex primaire des deux traces de plus forte impulsion transverse. Dans un second temps, on cherche à associer les traces reconstruites avec les objets trouvés au niveau zéro, comme des dimuons, des électrons ou des photons de haute énergie transverse. L'exploitation de ces objets permet d'appliquer une coupure moins sévère sur les variables décrites ci-dessus, et améliore les performances de sélection des canaux mettant en jeu des $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$, des $B \rightarrow K^*\gamma$ ou des $J/\Psi \rightarrow ee$ [37]. Le tableau 3.4 présente les performances du système de déclenchement de niveau 1.

Nous constatons une amélioration sensible en comparant avec les résultats du tableau 3.2.

3.4.6 Reconstruction des traces chargées

Les informations Monte-Carlo ne sont plus utilisées pour regrouper les points de mesure dus à une même particule. La réoptimisation du détecteur à été accompagnée de l'intégration de

plusieurs méthodes de reconnaissance de forme réalisant ce type de tâches. L'une ou l'autre de ces méthodes est utilisée suivant le "type" de la trace, qui est défini par les sous-détecteurs dans lesquels la particule a occasionné un point de mesure.

On distingue 5 types de traces :

- les "traces longues", ont des points de mesure dans le VELO et dans les stations T1-T3. Ce type de traces est le plus important concernant les désintégrations de mésons beaux;
- les traces "VTT", qui ont des points de mesure uniquement dans le VELO et la station TT. Elles sont en général de faible impulsion, et sont trop déviées par le champ magnétique pour atteindre les stations T. Elles jouent un rôle mineur dans l'augmentation du nombre de désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ reconstruites car la résolution sur leur impulsion est faible. Elles sont par contre importantes pour analyser les mesures faites dans le RICH 1, car elles le traversent et sont susceptibles d'y produire des anneaux Cherenkov;
- les traces "TTT", qui ont des points de mesure seulement dans la station TT et dans les stations T1-T3. Elles sont importantes pour la reconstruction des K_S^0 . Dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, environ 25 % des désintégrations de K_S^0 interviennent dans l'acceptance du VELO, contre 50 % en dehors mais avant la station TT;
- les "traces de VELO" qui ont des points de mesure uniquement dans le VELO, et sont utilisées pour la reconstruction du vertex primaire;
- les "traces T" ont des points de mesure uniquement dans les stations T1 à T3, et sont utiles pour interpréter les mesures dans le RICH 2.

La stratégie pour la recherche des traces est la suivante. On commence par rechercher les traces longues. Deux méthodes sont employées pour cela. La principale, appelée "trajectographie vers l'avant", est basée sur la reconstruction d'une "trace de VELO", qui est associée à des points de mesures dans les stations T1-T3. Lorsque l'application de cette méthode est achevée, la seconde méthode de recherche de traces longues est appliquée. Elle commence par la reconstruction de "traces T", dans les stations T1-T3, à partir des points de mesure qui n'ont pas été sélectionnés par la première méthode. Ensuite, elle extrapole ces segments vers le VELO pour les associer avec des "traces de VELO" inutilisées par la méthode précédente. Cette seconde méthode, appelée "matching", augmente de 5 % le nombre de traces longues reconstruites par rapport à la trajectographie vers l'avant. La recherche des traces longues effectuée, on commence la recherche de traces VTT, qui exploitent les "traces de VELO" non encore utilisées, en cherchant une continuation dans la station TT. Enfin, l'algorithme se termine par la recherche des traces "TTT" à partir des segments T et des points de mesure de TT non encore exploités. Une fois que les points de mesure dus à la même trace sont regroupés, les paramètres de cette trace sont ajustés en utilisant un filtre de Kalman. Une présentation plus détaillée des méthodes de reconnaissance et de reconstruction des traces est donnée dans [23]. Le tableau 3.5 résume les performances de ces méthodes.

Les études réalisées dans le cadre du TP indiquaient un nombre de désintégrations $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$ sélectionnées par an⁴ de l'ordre de 6000. Cette évaluation supposait une reconstruction parfaite des traces. L'évaluation réalisée avec le détecteur réoptimisé [23] présente donc une efficacité de reconstruction plus faible. Cependant, les bonnes performances des procédures de reconstruction des traces décrites dans cette section limitent cette inefficacité. Comme cette étude profite par ailleurs des progrès apportés par la réoptimisation du système de déclenchement, elle sélectionne en fin de compte de l'ordre 5400 événements par an. Pour ce canal, comme pour la

4. sans appliquer le niveau 2 du système de déclenchement, ni la procédure d'étiquetage de saveur

Type de trace	Efficacité %	Taux de traces fantômes %	$\delta p/p$ %
longue	94 ($p > 5$ GeV/c)	3	0.37
VTT	74 ($p > 1$ GeV/c)	15	15
TTT	80 ($p > 5$ GeV/c)	voir légende	0.43

TAB. 3.5 – *Résumé des performances de la recherche et de la reconstruction des différents types de traces. Les efficacités de la recherche des traces sont calculées par rapport au nombre de traces laissant suffisamment de points de mesure dans les sous-détecteurs adéquats (voir [23]). Le taux de traces fantômes n'est pas précisé dans le cas des TTT car ces traces sont utilisées essentiellement pour la reconstruction des K_S^0 et les traces fantômes sont facilement éliminées par les coupures de cette reconstruction et celles de l'analyse complète dans le cas $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.*

plupart des canaux étudiés, les performances du détecteur réoptimisé permettent de remplir les objectifs physiques fixés à l'époque du TP.

3.4.7 Identification des particules chargées

Les principes de la reconstruction restent globalement les mêmes que dans le cas du détecteur classique. De plus amples détails, ainsi qu'une remise à jour des performances dans le cadre réoptimisé peuvent être trouvés dans [23]. Le point important est que les performances sont proches de celles du cadre classique, malgré la nouvelle conception du RICH 1, la courbure des traces due au champ magnétique introduit dans le RICH 1, et les erreurs ajoutées par la reconstruction réaliste des traces dans le VELO et le trajectographe.

L'identification des kaons et la distinction entre kaons et pions chargés jouera un rôle important dans l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. La figure 3.28 illustre les performances de l'identification des ces hadrons, quand ils proviennent de la désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$, obtenues à partir de $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ (voir 3.3.8). Avec la coupure $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$, dans un domaine d'impulsions allant de 2 à 100 GeV/c, l'efficacité d'identification des kaons est de 91 %. Les kaons et les pions issus de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ auront un spectre en impulsion, et donc des performances d'identification, proches de celles des pions et kaons issus de $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$. En pratique, lors de l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, nous utiliserons le niveau de confiance de l'hypothèse kaon pour les candidats kaons, défini en 3.3.8. L'effet très bénéfique d'une coupure sur cette variable sur la reconnaissance des ϕ est illustrée sur la figure 3.29.

3.4.8 Reconstruction des K_S^0

Environ 75 % des K_S^0 se désintègrent sans que les pions issus de cette désintégration soient mesurés dans le VELO. Etant donnée la géométrie du détecteur réoptimisé, ces pions ne peuvent bénéficier que d'un nombre réduit de points de mesure puisque le trajectographe n'a plus que quatre stations. Un algorithme est dédié à la reconstruction de ces K_S^0 [23].

Cet algorithme a pour point de départ la reconstruction des traces TTT. Pour garantir une bonne efficacité de reconstruction des K_S^0 , les critères d'association entre les traces T et les mesures dans TT sont peu sévères : ils autorisent 2 ou 3 traces à être issues du même segment T. Pour qu'une trace TTT soit validée, il faut qu'elle comporte au moins deux points de mesure dans la station TT. Pour reconstruire des K_S^0 , on utilise les traces TTT dont le χ^2 par degré de liberté est inférieur à 5, dont la signification du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire est

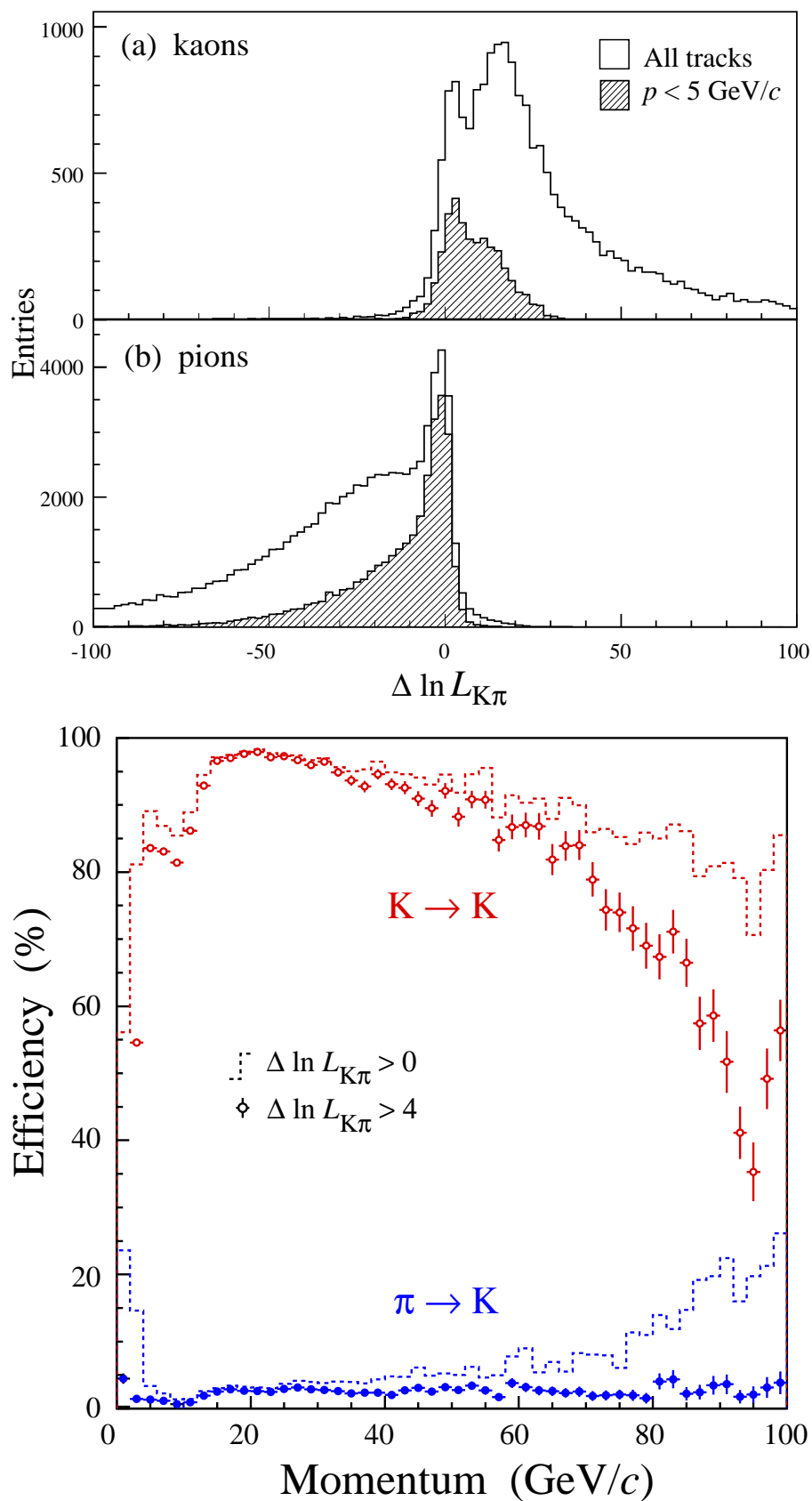


FIG. 3.28 – En haut : différence $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ entre les logarithmes des vraisemblances des hypothèses kaon et pion, (a) pour des kaons et (b) pour des pions. En bas : efficacité d'identification des kaons et taux de misidentification des pions en kaons, pour deux valeurs de la coupure sur $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$.

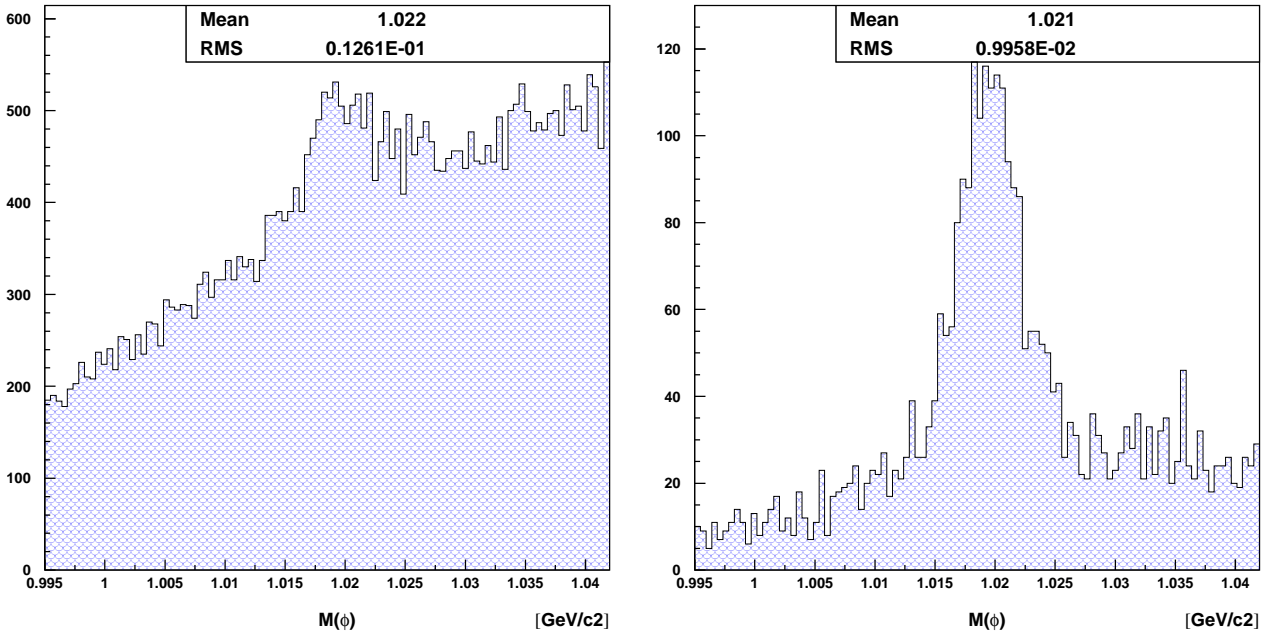


FIG. 3.29 – Masse invariante des candidats ϕ obtenus à l'issue d'une procédure de préselection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. A gauche : sans coupure sur l'identification des kaons, 4,5 % des candidats sont des kaons. A droite : en sélectionnant les candidats construits à partir de traces dont le niveau de confiance de l'hypothèse kaon excède 10 %. La pureté devient alors 42 %.

supérieure à 3 et qui satisfont aussi un critère d'association avec les objets du calorimètre pour rejeter les électrons. Les traces sont combinées entre elles pour former un vertex. Une coupure est effectuée sur le χ^2 de ce vertex. Enfin, une coupure sur l'impulsion transverse de la paire est appliquée.

L'efficacité de reconstruction des K_S^0 formés à partir des TTT est de 54 %. On reconstruit autant de K_S^0 fantômes que de K_S^0 vrais. Ces derniers doivent être éliminés lors de l'analyse des canaux de désintégration spécifiques contenant un K_S^0 .

3.4.9 Etiquetage de la saveur du méson beau

Dans le cadre réoptimisé, une procédure plus complète que dans le cadre classique a été mise au point pour effectuer l'étiquetage de saveur [23]. En effet, la procédure utilisant un “opposite-side tagging”, est complétée par un “same-side tagging”.

Dans le cas de “l'opposite-side tagging”, les particules chargées sont recherchées en partie à l'aide des critères proches de ceux utilisés dans le cas classique. Les leptons chargés sont sélectionnés par les coupures suivantes :

- impulsion $p > 5$ GeV ;
- impulsion transverse $p_T > 1.2$ GeV/c.

Si plusieurs candidats satisfont ces critères, celui de plus haute impulsion transverse est sélectionné. La recherche de kaons chargés s'effectue selon les critères suivants :

- impulsion $p > 3$ GeV ;
- impulsion transverse $p_T > 0.4$ GeV/c.
- signification du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, $d_0/\sigma_{d_0} > 3.7$.

TAB. 3.6 – Performances des différents algorithmes d’étiquetage dans le cas des événements $B_{(s)}^0 \rightarrow h^+h^-$, passant le système de déclenchement et les coupures de l’analyse complète.

Algorithme	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
muon	11.1 ± 0.3	35.3 ± 1.1	1.0 ± 0.2
électron	5.2 ± 0.2	35.6 ± 1.7	0.4 ± 0.1
kaon opposite-side	16.6 ± 0.3	31.2 ± 0.9	2.4 ± 0.2
charge de vertex	24.3 ± 0.6	39.9 ± 0.8	1.0 ± 0.2
Combiné (B_d^0)	40.9 ± 0.4	34.6 ± 0.7	3.9 ± 0.3
kaon same-side	17.5 ± 0.4	32.8 ± 1.2	2.1 ± 0.3
Combiné (B_s^0)	49.8 ± 0.5	32.8 ± 0.8	5.9 ± 0.5

La saveur est reconstruite comme la somme des charges des candidats passant ces coupures. L’“opposite-side tagging” est complété par la recherche inclusive d’un vertex secondaire. Elle commence par l’association de deux traces, auxquelles viennent s’ajouter d’autres traces, si elles satisfaisaient des critères sur leur paramètre d’impact, et si le vertex secondaire qu’elles forment a un χ^2 suffisamment petit, et si leur distance au vertex primaire est suffisamment grande. La somme des charges des particules associées au vertex donne la charge du vertex et la saveur du quark beau contenu dans le hadron.

Le “same-side tagging” détermine directement la saveur du méson beau du signal. Cette méthode est utilisée pour étiqueter les mésons B_s^0 : le quark s contenu dans un B_s^0 est produit conjointement à un quark \bar{s} lors de la fragmentation. Ce \bar{s} permet la formation d’un kaon, chargé dans la moitié des cas. Ces kaons proviennent du vertex primaire et sont corrélés au B_s^0 dans l’espace des phases, ce qui permet de les rechercher grâce aux critères suivants :

- différence de pseudo-rapacité entre le kaon et le B_d^0 , $|\Delta\eta| < 1$;
- différence d’angle ϕ entre le kaon et le B_d^0 , $|\Delta\phi| < 1.1$;
- impulsion transverse $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$;
- impulsion $p > 4 \text{ GeV}/c$;
- signification du paramètre d’impact par rapport au vertex primaire, $d_0/\sigma_{d_0} < 2.5$.
- différence entre la masse invariante du B_s^0 et celle de la paire $|\Delta m| < 1.5 \text{ GeV}/c^2$.

Les performances des différents algorithmes d’étiquetage sont détaillées dans le tableau 3.6, et les performances globales lorsque l’on combine tous ces algorithmes sont présentées dans le tableau 3.7. Nous remarquons une nette amélioration dans le cas des B_s^0 , grâce au “same-side tagging”.

3.4.10 Reconstruction du vertex primaire

La reconstruction du vertex primaire [23] est basée sur une procédure proche de celle utilisée dans le cadre classique. Les coupures qu’elle utilise sont réglées pour maximiser l’efficacité de reconstruction du vertex d’où le méson beau provient effectivement. De plus, elle reconstruit plusieurs vertex par événement en utilisant les traces rejetées lors de la reconstruction du premier vertex.

La résolution sur la coordonnée z du vertex primaire où le B est produit est de $45 \mu\text{m}$ environ. Lors de la recherche d’événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ présentée au prochain chapitre, parmi les différents vertex primaires fournis par cette procédure, on choisit celui qui met en jeu le plus grand nombre de traces.

TAB. 3.7 – Performances de l'étiquetage obtenues en combinant les différents algorithmes, pour des événements passant le système de déclenchement et les coupures de l'analyse complète.

Canal	ϵ_{tag} (%)	ω (%)	ϵ_{eff} (%)
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	41.8 ± 0.7	34.9 ± 1.1	3.8 ± 0.5
$B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	43.2 ± 1.4	33.3 ± 2.1	4.8 ± 1.0
$B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu\mu) K_S$	45.1 ± 1.3	36.7 ± 1.9	3.2 ± 0.8
$B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu\mu) K^{0*}$	41.9 ± 0.5	34.3 ± 0.7	4.1 ± 0.3
$B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$	49.8 ± 0.5	33.0 ± 0.8	5.8 ± 0.5
$B_s^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	49.5 ± 1.8	30.4 ± 2.6	7.6 ± 1.7
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$	54.6 ± 1.2	30.0 ± 1.6	8.7 ± 1.2
$B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$	54.2 ± 0.6	33.4 ± 0.8	6.0 ± 0.5
$B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu\mu) \phi$	50.4 ± 0.3	33.4 ± 0.4	5.5 ± 0.3

3.5 Les logiciels de simulations et d'analyse

Dans le cadre classique, la simulation des événements est assurée par les logiciels SICBMC v247 [38] et Brunel v9r1 [39], avec la base de données dbase v240. Ces logiciels font eux-mêmes appels aux logiciels PYTHIA [40], QQ [41] et GEANT [31]. La simulation et la reconstruction des événements se déroule en plusieurs étapes.

La première étape génère les phénomènes physiques intervenant lors des collisions proton-proton. Une liste contenant la quadri-impulsion et la nature des particules produites directement lors de cette interaction est constituée. Cette tâche est accomplie par le logiciel PYTHIA 6.1 [40]. Il utilise un modèle d'interactions multiples à paramètre d'impact variable. Une coupure sur l'impulsion transverse minimale de l'interaction parton-parton est adaptée de manière à reproduire la multiplicité des traces chargées mesurées expérimentalement lors de collisions proton-antiproton d'énergie dans le centre de masse allant de 50 à 1800 GeV.

La désintégration de ces particules vers l'état final est traitée par le logiciel QQ [41], qui utilise les rapports de branchements mesurés. Toutefois, les canaux de désintégration de rapport de branchement inférieur à 10^{-4} ne sont pas pris en compte systématiquement.

L'étape suivante a pour rôle de simuler l'interaction des particules avec la matière du détecteur qu'elles traversent. Elle est réalisée par le logiciel GEANT 3 [31], qui est inclus dans SICBMC. Il décrit entre autres la diffusion multiple des particules chargées et leur perte d'énergie dans la matière. La charge déposée dans les capteurs du VELO, et des trajectographes est simulée en détails. Le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans l'ECAL et le HCAL sont également précisément décrites, pour les électrons et photons de plus de 1 MeV et les hadrons et les muons de plus de 10 MeV. Les mêmes seuils sont employés dans les plaques de blindage du système à muons. Une simulation détaillée du rayonnement Cherenkov dans les RICH est également employée.

L'étape suivante consiste à simuler la réponse du détecteur. Cette tâche est réalisée par Brunel et précède la dernière étape, où l'on reconstruit l'ensemble de l'événement.

Les résultats obtenus ci-dessus servent de point de départ à la reconstruction et à la recherche d'événements contenant un type de désintégration donné. Dans l'analyse de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ effectuée dans le cadre classique la reconstruction est effectuée avec le logiciel SICBDST v250, en FORTRAN.

Dans le cadre de LHCb réoptimisé, la simulation et la reconstruction est dans ses grandes lignes similaire à ce que nous venons de décrire dans LHCb classique. Une description détaillée est fournie dans [23]. PYTHIA 6.1 est remplacé par PYTHIA 6.2. La reconstruction des événements qui précède celle des canaux de désintégration, est réalisée de la même façon que si nous traitions des données réelles. La reconstruction et la recherche de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est développée dans le cadre des logiciels DaVinci v8 [42] et Loki v2 [43], écrits en C++.

Chapitre 4

Sensibilité de LHCb à la physique au-delà du Modèle standard dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

4.1 Introduction

Ce chapitre expose la partie la plus importante de mon travail de thèse. Son but est de déterminer la capacité de l'expérience LHCb à mettre en évidence des phénomènes de nouvelle physique en comparant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Dans la section 4.2 nous présentons cette méthode modèle-indépendante, ainsi que des estimations théoriques sur les effets de la nouvelle physique attendus dans ce canal. Nous présentons dans la section 4.3 les caractéristiques de cette désintégration au LHC. La section 4.4 étudie le potentiel du détecteur classique pour la recherche de physique au-delà du Modèle standard dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Dans la section 4.5, nous adaptons cette analyse dans le cadre du détecteur réoptimisé. Malgré les progrès que ce nouveau cadre permet, une amélioration de l'analyse est nécessaire. Les diverses approches mises en place pour cela font l'objet de la section 4.6.

4.2 Méthode pour mettre en évidence de la physique au-delà du Modèle standard

Depuis plusieurs années, des prédictions théoriques concernant les contributions du Modèle standard ainsi que celles de modèles de nouvelle physique suggèrent une différence importante entre l'asymétrie CP dépendante du temps mesurée dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et celle mesurée dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Cette section présente brièvement une partie de ces prédictions, et conclut sur les performances que doit atteindre LHCb pour mettre en évidence de la physique au-delà du Modèle standard.

4.2.1 Asymétries CP dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

Lorsque l'état final de la désintégration du système $B-\bar{B}$ est un état propre de CP commun à B et à \bar{B} , l'asymétrie CP dépendante du temps s'écrit (équation 2.39) :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\Delta mt) - 2 \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \sin(\Delta mt) \quad (4.1)$$

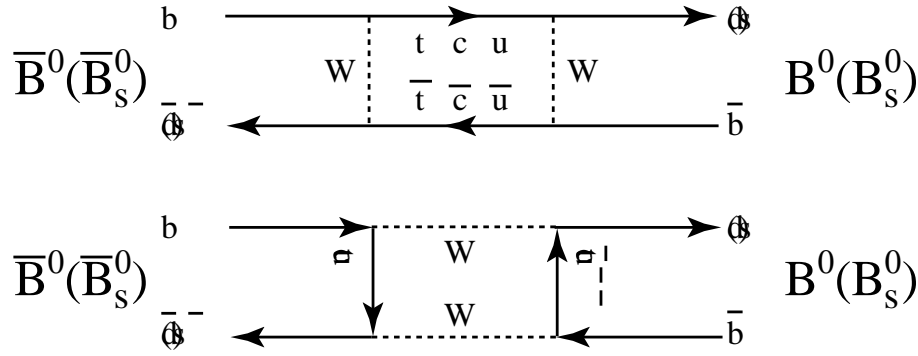


FIG. 4.1 – Diagrammes dominants fournis par le Modèle standard pour décrire l'oscillation du système $B^0 - \bar{B}^0$. Dans le cas des mésons B_d^0 , on remplace q par d et l'amplitude est proportionnelle à $(V_{td}^* V_{tb})^2$, ce qui amène à $\frac{q}{p} = e^{-2i\beta}$.

avec $\lambda = \eta_f \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}$, où A_f est l'amplitude de transition du méson beau vers l'état final f , de CP parité η_f . On emploie souvent les notations :

$$A^{\text{dir}} = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}, \quad A^{\text{mix}} = -2 \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \quad (4.2)$$

En toute généralité, les amplitudes de désintégration A_f et \bar{A}_f sont la somme de plusieurs amplitudes :

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \Phi_i)}, \quad \bar{A}_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i - \Phi_i)}$$

où Φ_i et δ_i sont respectivement les phases violant et conservant CP associées à chaque amplitude (voir section 2.3.6). Si un seul terme intervient dans l'amplitude, ou plus généralement si tous les termes ont une phase faible identique, alors :

$$A_f = e^{i\Phi} \sum_i A_i e^{i\delta_i} = e^{i\Phi} A, \quad \bar{A}_f = e^{-i\Phi} \sum_i A_i e^{i\delta_i} = e^{-i\Phi} A$$

Dans ce cas, $|\lambda|^2 = 1$ et $\frac{q}{p} = e^{i\Phi_{\text{mix}}}$, où Φ_{mix} est la phase faible issue du mélange $B^0 - \bar{B}^0$. Les équations 4.1 et 4.2 deviennent.

$$A^{\text{dir}} = 0, \quad A^{\text{mix}} = -\eta_f \sin(\Phi_{\text{mix}} - 2\Phi),$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(t) = -\eta_f \sin(\Phi_{\text{mix}} - 2\Phi) \sin(\Delta m t).$$

Dans le cadre du Modèle standard l'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ est décrite au niveau électrofaible par les diagrammes de la figure 4.1. L'amplitude du processus est proportionnelle au produit $(V_{td}^* V_{tb})^2$, où V_{td}^* et V_{tb} sont deux éléments de la matrice CKM. La phase de V_{td} est égale à β et celle de V_{tb} est nulle dans la paramétrisation de Wolfenstein, ce qui permet d'écrire $\frac{q}{p} = e^{-2i\beta}$. Si les amplitudes mises en jeu par le Modèle standard ne font intervenir qu'une seule phase faible pour les désintégrations des canaux $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ de CP parité $\eta_f = \eta_{\phi K_S^0} = \eta_{J/\psi K_S^0} = -1$, et si cette phase est nulle, alors :

$$A_{J/\psi K_S^0}^{\text{mix SM}} = A_{\phi K_S^0}^{\text{mix SM}} = -\sin(2\beta). \quad (4.3)$$

Dans ce contexte, la mesure de deux valeurs différentes de l'asymétrie $\mathcal{A}_{CP}(t)$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ indiquerait la présence de processus non décrits par le Modèle standard. La comparaison de ces deux asymétries est donc une méthode de recherche de physique au-delà du Modèle standard. Elle est de plus modèle-indépendante car elle ne fait appel à aucune hypothèse concernant la nature des processus de nouvelle physique. Cependant, en cas de désaccord entre les deux asymétries, il faut juger de la validité de l'équation 4.3 pour conclure à la présence de nouvelle physique.

L'équation 4.3 est fautive lorsque plusieurs amplitudes contribuent à A_f et \bar{A}_f avec des phases faibles différentes. La quantité A^{mix} est alors une fonction moins simple des paramètres du modèle théorique décrivant l'asymétrie. Si les phases fortes sont identiques pour les différents termes, on a toujours $A^{\text{dir}} = 0$, mais

$$A^{\text{mix}} = -\eta_f \sin(\Phi_{\text{mix}} - 2\omega),$$

où ω résulte des phases faibles des différents termes A_i . Cette phase est difficile à déterminer car elle dépend du rapport entre les modules des A_i . Ils sont en général difficiles à calculer, à cause des incertitudes hadroniques. L'interprétation de la mesure de l'asymétrie en fonction des paramètres du modèle théorique est donc plus difficile dans ce cas. Elle est encore plus compliquée si les phases fortes sont différentes d'un terme à l'autre. A^{dir} n'est alors plus nul, et A^{mix} dépend aussi du rapport des amplitudes de désintégration et des phases fortes et faibles. Ainsi, l'évaluation de l'erreur théorique qui entâche l'équation 4.3 est de première importance.

4.2.2 Evaluation des erreurs théoriques

Pour évaluer l'erreur théorique qui accompagne l'équation 4.3, il faut déterminer si plusieurs termes interviennent dans l'amplitude de désintégration avec des phases faibles distinctes. Il s'agit d'estimer l'importance relative de ces termes. Pour ce faire, repartons du hamiltonien effectif présenté au Chapitre 2, décrivant les transition $|\Delta B| = 1$, $|\Delta C| = |\Delta U| = 0$:

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=1} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=s,d} \left[\sum_{j=1}^2 C_j (\xi_c O_j^{cq} + \xi_u O_j^{uq}) - \xi_t \left(\sum_{j=3}^{11} C_j O_j - \sum_{j=7}^{10} C_j^{EW} O_j^{EW} \right) \right],$$

où $\xi_r = V_{rb}^* V_{rq}$, et où O_j^{iq} , O_j et O_j^{EW} sont les opérateurs locaux à 4 fermions : respectivement courant-courant, pingouins QCD et électrofaibles avec un quark top interne.

En ne gardant que les termes $q=s$ pertinents pour $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, et en faisant usage de la relation d'unitarité :

$$V_{ub}^* V_{us} + V_{cb}^* V_{cs} + V_{tb}^* V_{ts} = 0,$$

on peut écrire l'hamiltonien effectif de la façon suivante :

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=1} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left(V_{cb}^* V_{cs} \mathcal{O}_s^{(c)} + V_{ub}^* V_{us} \mathcal{O}_s^{(u)} \right), \quad (4.4)$$

avec :

$$\mathcal{O}_s^{(c)} = \sum_{j=1}^2 C_j O_j^{cs} + \sum_{j=3}^{11} C_j O_j - \sum_{j=7}^{10} C_j^{EW} O_j^{EW}, \quad (4.5)$$

$$\mathcal{O}_s^{(u)} = \sum_{j=1}^2 C_j O_j^{us} + \sum_{j=3}^{11} C_j O_j - \sum_{j=7}^{10} C_j^{EW} O_j^{EW}, \quad (4.6)$$

et obtenir l'amplitude de désintégration sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \langle J/\psi(\Phi) K_S | \mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=1} | B_d \rangle &= \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{cb}^* V_{cs} \mathcal{A}^{(c)} + V_{ub}^* V_{us} \mathcal{A}^{(u)} \right] \\ &= \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{cs} \mathcal{A}^{(c)} (1 + \zeta), \end{aligned}$$

avec

$$\mathcal{A}^{(c,u)} = \langle J/\psi(\phi) K_S | \mathcal{O}_s^{(c,u)} | B_d \rangle.$$

L'erreur théorique que l'on fait si l'on assimile A^{mix} à $-\sin(2\beta)$ est décrite par :

$$\boxed{\zeta = \frac{V_{ub}^* V_{us} \mathcal{A}^{(u)}}{V_{cb}^* V_{cs} \mathcal{A}^{(c)}}}, \quad (4.7)$$

car au premier ordre en $|\zeta|$, l'effet de $\mathcal{A}^{(u)}$ sur l'asymétrie peut s'exprimer de la façon suivante [44] :

$$\eta_f A^{\text{mix}} - \sin(2\beta) = 2 \cos(2\beta) \sin(\gamma) \cos(\delta) |\zeta|, \quad (4.8)$$

où γ est l'argument de V_{ub} et δ la différence entre les phases fortes de $\mathcal{A}^{(c)}$ et $\mathcal{A}^{(u)}$.

Nous allons maintenant évaluer $|\zeta|$ dans le cas de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, avant de nous tourner vers celui de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Erreur théorique dans le cas de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

Les termes $\mathcal{A}^{(c)}$ et $\mathcal{A}^{(u)}$ de l'amplitude de désintégration de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ reçoivent des contributions identiques de la part des opérateurs pingouins locaux $O_{3..11}$ et $O_{7..10}^{EW}$, mais peuvent différer si les contributions des opérateurs $O_{1,2}^{cs}$ et $O_{1,2}^{us}$ n'ont pas la même importance. $O_{1,2}^{cs}$ peut contribuer par l'intermédiaire de topologies en arbre et de topologies en pingouin non-local [45], d'où :

$$\mathcal{A}^{(c)} = T^c + P^c - P^t, \quad (4.9)$$

où P^t est la contribution des opérateurs pingouins locaux, T^c la contribution en arbre de l'opérateur $O_{1,2}^{cs}$ et P^c la contribution en pingouin non local de ce dernier opérateur. $O_{1,2}^{us}$ peut contribuer par l'intermédiaire de topologies en pingouin non-local et de topologie d'annihilation [45] :

$$\mathcal{A}^{(u)} = P^u + N^u - P^t, \quad (4.10)$$

où N^u est la contribution en topologie d'annihilation de $O_{1,2}^{us}$. Ces topologies d'annihilation et celles en pingouin, local ou non, sont plus compliquées que celles en arbre. Des boucles peuvent par exemple entrer en jeu. On s'attend donc à ce que les amplitudes N^u , P^u et P^t soient supprimées par rapport à T^c . Nous en tenons compte à l'aide d'un facteur multiplicatif $\bar{\lambda} \sim O(0.2)$ [45], du même ordre que le λ de la paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM. Dans ce cas :

$$\frac{|\mathcal{A}^{(u)}|}{|\mathcal{A}^{(c)}|} = O(\lambda),$$

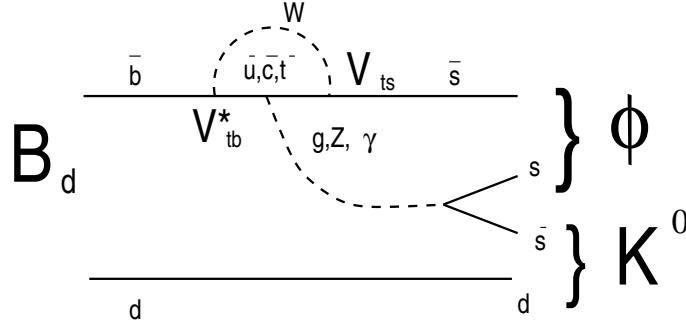


FIG. 4.2 – *Processus en pingouin, représenté au niveau électrofaible, contribuant à $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.*

et

$$|\zeta| = O(\lambda^3).$$

L'erreur théorique introduite en assimilant A^{mix} à $-\sin(2\beta)$ est alors très faible, de l'ordre de 1 %. Cependant, on ne peut en toute rigueur exclure l'existence de processus, peu prédictibles, augmentant P^u , jusqu'à rendre ce terme de même taille que T^c . Ce pourrait être dû à des processus intenses de rediffusion [45]. Dans ce cas :

$$|\zeta| = O(\lambda^2),$$

et l'erreur théorique atteint $\sim 5\%$. En regard de la précision expérimentale actuelle, l'incertitude théorique est suffisamment faible pour considérer que l'asymétrie CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ mesure $\sin(2\beta)$.

Erreur théorique dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

Comme dans le cas de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, les termes $\mathcal{A}^{(c)}$ et $\mathcal{A}^{(u)}$ de l'amplitude de désintégration de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ reçoivent des contributions identiques de la part des opérateurs pingouins locaux $O_{3..11}$ et $O_{7..10}^{EW}$ (figure 4.2). Ils peuvent différer si les contributions des opérateurs $O_{1,2}^{cs}$ et $O_{1,2}^{us}$ n'ont pas la même taille. Une différence capitale réside dans le fait que $O_{1,2}^{cs}$ ne peut contribuer par une topologie en arbre, et doit le faire par l'intermédiaire d'une topologie en pingouin [46] :

$$\mathcal{A}^{(c)} = P^c - P^t.$$

Pour sa part, $O_{1,2}^{us}$ contribue à nouveau par l'intermédiaire de topologies en pingouin non-local et de topologies d'annihilation (figure 4.3, [46]) :

$$\mathcal{A}^{(u)} = P^u + N^u - P^t.$$

Dans ce cas $\mathcal{A}^{(c)}$ et $\mathcal{A}^{(u)}$ sont du même ordre de grandeur en première approximation. On considère notamment que les contributions des topologies en pingouins non locaux sont a priori proches, car du point de vue de la QCD perturbative, les éléments de matrice de $O_{1,2}^{cs}$ et $O_{1,2}^{us}$ sont similaires, à un facteur $\mathcal{O}(m_c/m_b) \sim 0.3$ près. Sous ces hypothèses :

$$\frac{|\mathcal{A}^{(u)}|}{|\mathcal{A}^{(c)}|} = O(1),$$

et

$$|\zeta| = O(\lambda^2).$$

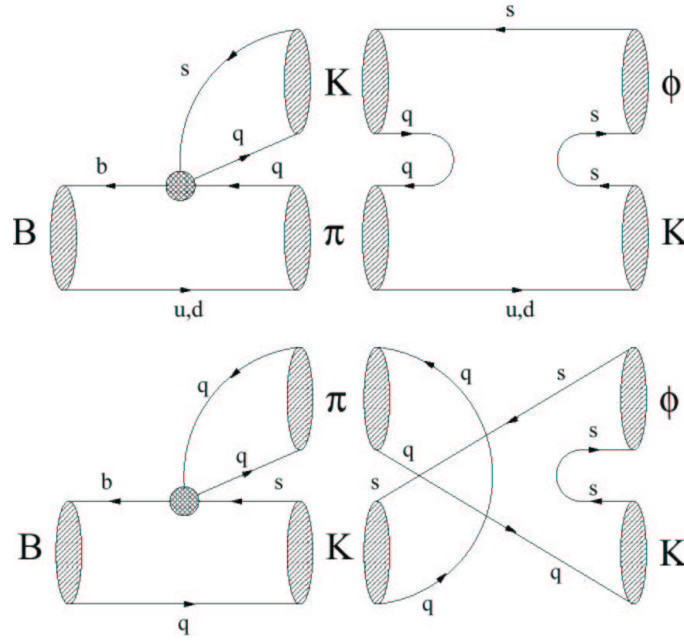


FIG. 4.3 – Exemples de topologies par lesquelles les opérateurs courant-courant peuvent contribuer à $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

L'erreur théorique introduite en assimilant A^{mix} à $-\sin(2\beta)$ est alors d'environ 5 %. Cependant, nous ne pouvons pas exclure des valeurs de P^u plus élevées d'un facteur $\bar{\lambda}$, car des processus de rediffusion importants pourraient intervenir [46]. Si c'est le cas :

$$\frac{|\mathcal{A}^{(u)}|}{|\mathcal{A}^{(c)}|} = O\left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

et

$$|\zeta| = O(\lambda)$$

En assimilant A^{mix} à $-\sin(2\beta)$, l'erreur théorique peut alors atteindre 20 %.

Les estimations présentées jusqu'ici sont peu précises, car le calcul des éléments de matrice hadroniques des opérateurs de l'hamiltonien effectif présente des incertitudes importantes. Ceci est dû à la nature non perturbative de la chromodynamique quantique à basse énergie, et à la nécessité de décrire des hadrons et non des quarks libres dans les états initiaux et finaux. La contribution d'un processus d'une topologie donnée est difficile à déterminer. Une estimation utilisant des quantités mesurées expérimentalement, et ne faisant pas intervenir de quantités théoriques mal connues, serait moins ambiguë. C'est ce type d'estimation qui est tenté dans les références [44, 47]. Elle établit une borne supérieure sur la contribution de $O_{1,2}^{(us)}$, en fonction des rapports de branchements d'autres canaux de désintégration. Pour cela, $\mathcal{A}^{(u)}$ est exprimé comme une combinaison linéaire d'amplitudes intervenant dans d'autres canaux, en utilisant des relations issues de la symétrie SU(3) de l'interaction forte [44] :

$$\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0) = \frac{1}{2} [\mathcal{B}^{(u)}(K^{*0} K^0) - \mathcal{B}^{(u)}(K^{*0} \bar{K}^0)] + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} [c\mathcal{B}^{(u)}(\phi\eta) - s\mathcal{B}^{(u)}(\phi\eta')]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\sqrt{3}}{4} \left[c\mathcal{B}^{(u)}(\omega\eta) - s\mathcal{B}^{(u)}(\omega\eta') \right] - \frac{\sqrt{3}}{4} \left[c\mathcal{B}^{(u)}(\rho^0\eta) - s\mathcal{B}^{(u)}(\rho^0\eta') \right] \\
& + \frac{1}{4}\mathcal{B}^{(u)}(\rho^0\pi^0) - \frac{1}{4}\mathcal{B}^{(u)}(\omega\pi^0) - \frac{1}{2\sqrt{2}}\mathcal{B}^{(u)}(\phi\pi^0),
\end{aligned} \tag{4.11}$$

où c et s sont les cosinus et sinus de l'angle de mélange entre les mésons η et η' . La relation ci-dessus utilise des amplitudes du type :

$$\mathcal{B}^{(u)}(\bar{K}^{*0}K^0) = \langle \bar{K}^{*0}K^0 | \mathcal{O}_d^{(u)} | B \rangle,$$

mettant en jeu l'opérateur $\mathcal{O}_d^{(u)}$ analogue à celui de l'équation 4.4, issu d'un hamiltonien effectif identique à 4.6, où l'on a substitué les quarks d aux quarks s . En effet l'application de la symétrie SU(3) permet d'exprimer le membre de droite de 4.11 en fonction de canaux de désintégration d'étrangeté nulle dans l'état final, décrits par cet hamiltonien.

On pourrait calculer une borne supérieure à ζ à partir des rapports de branchement des canaux impliqués ci-dessus. Cependant, ces derniers ne sont pas suffisamment bien mesurés. On peut toutefois utiliser pour $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ la borne obtenue pour $B^+ \rightarrow \phi K^+$. En effet, la relation SU(3) :

$$\mathcal{A}^{(u)}(B^+ \rightarrow \phi K^+) = \mathcal{B}^{(u)}(\phi\pi^+) + \mathcal{B}^{(u)}(\bar{K}^{*0}K^+) \tag{4.12}$$

met en jeu des canaux dont les rapports de branchement sont mieux connus. Pour pouvoir tirer de l'équation 4.12 une borne supérieure sur ζ , il faut que $|\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)|$ soit inférieure ou égale à $|\mathcal{A}^{(u)}(B^+ \rightarrow \phi K^+)|$. Ces deux amplitudes reçoivent des contributions des opérateurs pingouins locaux $b \rightarrow s\bar{s}s$, présents dans $\sum C_j O_j - \sum C_j^{EW} O_j^{EW}$, qui ne diffèrent que par la nature du quark spectateur. Si nous supposons qu'elles sont similaires, alors $|\mathcal{A}^{(u)}(B^+ \rightarrow \phi K^+)|$ ne peut être inférieur à $|\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)|$ que par l'effet des contributions des opérateurs courant-courant $\sum C_j O_j^{us}$ et $\sum C_j O_j^{ud}$ (cf. équations 4.9 et 4.10). Ces opérateurs courant-courant ne peuvent ici contribuer par des topologies en arbre, et doivent passer à nouveau par des topologies plus compliquées. On ne peut certifier que ces contributions sont de même taille dans les deux canaux. La méthode sera inapplicable si les contributions des opérateurs courant-courant sont très inférieures dans le cas du mode chargé, puisqu'on pose alors une borne uniquement sur la contribution des pingouins locaux. Rien n'indique que c'est le cas, bien qu'on ne puisse l'exclure en toute rigueur. Par ailleurs, dans le cas contraire où la contribution des opérateurs courant-courant est très supérieure dans le cas de $B^+ \rightarrow \phi K^+$, cela ne rend $|\mathcal{A}^{(u)}(B^+ \rightarrow \phi K^+)|$ largement inférieure à $|\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)|$ que si elles s'annulent accidentellement avec les contributions des pingouins locaux [44].

Si nous négligeons finalement les sources éventuelles d'écart entre $|\mathcal{A}^{(u)}(B^+ \rightarrow \phi K^+)|$ et $|\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)|$, alors la relation 4.12 peut être utilisée sous la forme :

$$\mathcal{A}^{(u)}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0) = \mathcal{B}^{(u)}(\phi\pi^+) + \mathcal{B}^{(u)}(\bar{K}^{*0}K^+). \tag{4.13}$$

Les termes en $\mathcal{B}^{(u)}$ apparaissent dans le calcul des amplitudes de désintégration de $B^+ \rightarrow \phi\pi^+$ et $B^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ de la façon suivante :

$$\langle \phi\pi^+ | \mathcal{H}_{\text{eff}}^{|\Delta B|=1} | B_d \rangle = \mathcal{B} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left(V_{cb}^* V_{cd} \mathcal{B}^{(c)} + V_{ub}^* V_{ud} \mathcal{B}^{(u)} \right).$$

Sauf compensation accidentelle entre les deux termes de cette expression, $\mathcal{B}^{(u)}$ est donc inférieure à l'amplitude totale et le rapport de branchement lui fournit donc une borne supérieure. En utilisant l'équation 4.13, on obtient finalement une borne supérieure sur $\mathcal{A}^{(u)}$.

Il reste à déterminer le dénominateur de $\zeta : V_{cb}^* V_{cs} \mathcal{A}^{(c)}$. On suppose en fait que ce terme dominera de toutes manières suffisamment l'amplitude totale de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ pour que si on l'estime directement à partir du rapport de branchement de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, l'erreur introduite sur ζ soit petite. On aboutit finalement à [44]:

$$|\zeta| < \left| \frac{V_{ub}^* V_{us}}{V_{ub}^* V_{ud}} \right| \times (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) \times (1 + R_{\text{SU}(3)})$$

c'est-à-dire

$$|\zeta| < \frac{\lambda}{1 - \frac{\lambda^2}{2}} \times (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) \times (1 + R_{\text{SU}(3)})$$

où

$$R_1 = \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow \phi \pi^+)}{\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)}, \quad R_2 = \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow K^{*0} K^+)}{\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0)},$$

et où $R_{\text{SU}(3)} \sim \mathcal{O}(0.3)$ permet de tenir compte de la brisure la symétrie SU(3) invoquée pour passer d'une saveur de quark à une autre. Le premier terme de cette équation permet par ailleurs de passer des amplitudes des canaux $B^+ \rightarrow \phi \pi^+$ et $B^+ \rightarrow K^{*0} K^+$ à celles de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, qui ne mettent pas en jeu les mêmes éléments de la matrice CKM. On obtient finalement la borne suivante pour ζ :

$$|\zeta| < 0.25$$

qui permet d'aboutir à

$$|\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}} - \sin(2\beta)| < 0.30$$

en utilisant l'équation 4.8, avec

$$\cos(\delta) = 1, \quad \cos(2\beta) = 0.68, \quad \sin(\gamma) = 0.87.$$

En conclusion, lors de l'interprétation de l'asymétrie CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ on ne peut assimiler A^{mix} à $-\sin(2\beta)$ qu'à une erreur théorique près. Cette erreur est estimée à 5 %. Cependant, on ne peut exclure des valeurs allant jusqu'à 30 %. Si c'était le cas, cette erreur dominerait nettement l'erreur théorique lors de la comparaison des asymétries mesurées dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Elle rendrait difficile la découverte de processus de physique au-delà du Modèle standard, si leurs effets sur A^{mix} n'excèdent pas nettement les 30 %. La prochaine sous-section traite du rôle pressenti des processus de nouvelle physique dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

4.2.3 Physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

Nombre de travaux portant sur ce sujet ont été réalisés ces dernières années [15, 45, 46, 50–59], plus particulièrement depuis 2001, quand la mesure de l'asymétrie CP dépendante du temps par BaBar [48] et Belle [49] a abouti à un écart de 2.7σ avec la mesure de $\sin(2\beta)$ dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$:

$$-A^{\text{mix}} = -0.96 \pm 0.51 \quad (\text{Belle}),$$

$$= 0.45 \pm 0.44 \quad (\text{BaBar}),$$

$$= -0.14 \pm 0.33 \quad (\text{moyenne}),$$

On s'attend à ce que des phénomènes de physique au-delà du Modèle standard affectent plus l'asymétrie CP dépendante du temps dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ que dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, quel que soit le "schéma" de nouvelle physique envisagé. En effet, dans le cadre du Modèle standard, l'amplitude de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ reçoit une importante contribution des opérateurs courant-courant O_j^{cs} , à travers des processus en arbre. Les contributions de nouvelle physique à ces topologies sont très supprimées. Au contraire, ces contributions en arbre sont absentes dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Les contributions en pingouins dues à la nouvelle physique peuvent donc dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ éloigner beaucoup A^{mix} de la prédiction du Modèle standard.

Peut-on prédire l'ampleur des effets de physique au-delà du Modèle standard? Une estimation modèle indépendante est présentée dans [46]. Plusieurs scénarii sont envisagés, différant par la taille des contributions respectives du Modèle standard et de la nouvelle physique. Cette estimation montre que $|\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}} - \sin(2\beta)|$ peut être de $\mathcal{O}(1)$, mais qu'on ne peut exclure une valeur de seulement $\mathcal{O}(0.1)$. Nous présentons également dans cette section d'autres estimations qui dépendent de modèles. Elles sont basés sur la supersymétrie, puis la symétrie droite-gauche. Notons que les articles sur lesquels nous nous basons présentent souvent leurs résultats concernant A^{mix} en partant d'une définition de l'asymétrie CP opposée à celle que nous avons adoptée (voir 2.31). Dans cette section, nous parlons donc en termes de $-A^{\text{mix}} = \eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$.

4.2.3.1 La supersymétrie dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

La supersymétrie peut affecter les prédictions du Modèle standard concernant les phénomènes de violation de CP de trois manières différentes [60] :

- par les contributions de processus en boucle, qui restent proportionnelles aux éléments de la matrice CKM. Nous ne les traiterons pas ici car ils sont a priori sans effet sur $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.
- par les contributions de processus en boucle, régis par de nouveaux paramètres complexes dont les phases violent CP. Nous présentons des évaluations faites dans le cadre de modèles génériques impliquant des topologies pingouins avec gluinos internes, et la méthode d'insertion de masse.
- par des contributions apparaissant dans les modèles avec R-parité violée.

a) Modèles génériques

L'influence des processus prédits par la supersymétrie peut être étudiée grâce à des modèles faisant appel à des hypothèses très générales sur cette théorie. Cette démarche est adoptée dans [15, 52], où les phénomènes de changement de saveur par courant neutre (FCNC) et de violation de CP sont introduits via la méthode d'insertion de masse. Les topologies en pingouin, avec gluino et squark bottom dans la boucle (figure 4.4), fournissent les contributions dominant ces phénomènes. Le changement de saveur et la violation de CP sont rendus possibles par des éléments non-diagonaux de la matrice de masse des squarks down, qui s'exprime de la façon

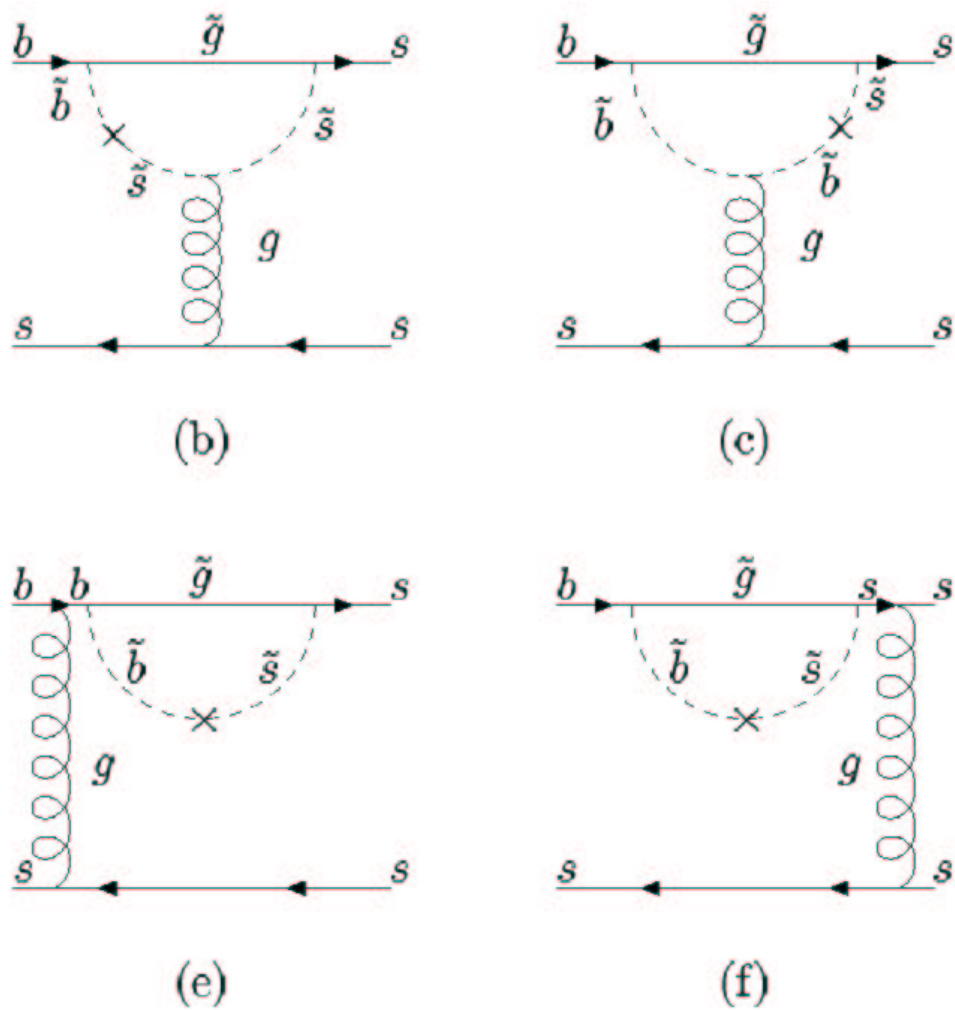


FIG. 4.4 – *Changement de saveur par courant neutre avec gluino et squark bottom internes contribuant dans le cadre de modèles supersymétriques à $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.*

suivante :

$$\left(\delta_{ij}^d\right)_{AB} = \frac{\left(\Delta_{ij}^d\right)_{AB}}{m_{\tilde{q}}^2},$$

où $\left(\Delta_{ij}^d\right)_{AB}$, est le terme de masse connectant les squarks de saveurs i et j et d'hélicités A et B , et $m_{\tilde{q}}^2$ est la masse moyenne des squarks.

Les transitions $b \rightarrow s$ intervenant dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ font intervenir $\left(\delta_{23}^d\right)_{AB}$. Le calcul des nouvelles contributions à ce canal utilise les valeurs autorisées par les contraintes expérimentales actuelles, données par le rapport de branchement $\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$. L'étude [52] utilise également les mesures de l'asymétrie CP dans ce canal, le rapport de branchement $\text{BR}(B \rightarrow X_s l^+ l^-)$, et la borne inférieure de la mesure de Δm_s . Ces mesures contraignent peu les modules de $\left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$ et $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL}$, qui restent dans un intervalle $[0,1]$, au contraire ceux de $\left(\delta_{23}^d\right)_{LR}$ et $\left(\delta_{23}^d\right)_{RL}$, sont restreints à $[0; 10^{-2}]$. Par ailleurs, les phases de ces paramètres sont très peu contraintes.

L'étude [52] envisage à tour de rôle les cas où l'un des termes $\left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$, $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL}$, $\left(\delta_{23}^d\right)_{RL}$, ou $\left(\delta_{23}^d\right)_{LR}$ domine seul les contributions. Elle étudie également le cas d'une contribution simultanée de deux éléments de la matrice de masse des squarks : $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL} = \left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$.

Dans tous les cas étudiés, les estimations autorisent des valeurs de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ inférieures d'au moins 50 % à la prédiction du Modèle standard [52]. Des écarts plus importants sont trouvés dans les cas $\left(\delta_{23}^d\right)_{RL}$ et $\left(\delta_{23}^d\right)_{LR}$: des valeurs négatives de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ ne sont pas improbables. Les effets prédits sont donc importants malgré la forte contrainte expérimentale sur ces paramètres. On l'explique par l'augmentation dans ce cas de la contribution de l'opérateur chromomagnétique par un facteur $m_{\tilde{g}}/m_b$. Ces résultats, ainsi que ceux concernant les cas $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL}$ et $\left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$, sont similaires à ceux obtenus par [15]. Le référence [52] constate aussi des effets importants dans le cas de $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL} = \left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$, qui permettent des valeurs de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ compatibles avec la valeur centrale observée par BaBar et Belle [48, 49]. Cependant ce scénario introduit également de très grandes contributions à Δm_s , qui pourrait alors largement dépasser 10^3 ps^{-1} . Ces prédictions seraient remises en causes par une mesure de $\Delta m_s < 20 \text{ ps}^{-1}$, proche des prédictions du Modèle standard. Cependant, une telle valeur de $\Delta m_s < 20 \text{ ps}^{-1}$ ne serait pas incompatible avec des écarts importants entre $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ et $\sin(2\beta)$, dans le cas où $\left(\delta_{23}^d\right)_{RL,LR}$ domine seul. Des valeurs de $A^{\text{mix}} < 0.4$ sont alors tout à fait possibles sans augmentation de Δm_s .

Ainsi, les contributions des processus en pingouin avec gluinos et squarks down internes, et changement de saveur par insertion de masse prédisent des effets importants dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Cependant certains termes $\left(\Delta_{ij}^d\right)_{AB}$, comme $\left(\delta_{23}^d\right)_{LL}$ et $\left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$ sont expérimentalement peu contraints. Néanmoins, on peut s'attendre à des valeurs élevées de $\left(\delta_{23}^d\right)_{RR}$, qui a reçu une attention particulière [54, 55], depuis que les mesures récentes de neutrinos atmosphériques, ont indiqué un angle de mélange important entre les seconde et troisième familles de neutrinos. En effet, cela induit un mélange de grande ampleur entre les squarks down, comme $\tilde{b}_R - \tilde{s}_R$, dans le cadre de modèles supersymétriques liés aux Théories de Grande Unification. L'action du groupe de renormalisation mis en jeu pour déduire des interactions à l'échelle de grande unification les interactions à l'échelle électrofaible, couple les termes non diagonaux des matrices de masse des squarks down à ceux des neutrinos droits. Ainsi, un angle de mélange important entre

les neutrinos droits implique un mélange important entre les squarks down. La référence [55] privilégie une valeur élevée de $(\delta_{23}^d)_{RR}$, de l'ordre de 50 %, qui peut conduire à des effets importants dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Par exemple, dans [52], une telle valeur de $(\delta_{23}^d)_{RR}$ permet des valeurs négatives de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$.

b) Supersymétrie avec R-parité violée

Les références [56, 57] étudient les effets du MSSM avec R-parité violée. Le superpotentiel permettant la violation de la R-parité a alors la forme générale suivante :

$$W_{RPV} = \frac{1}{2} \lambda_{[ij]k} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \frac{1}{2} \lambda''_{[ij]k} U_i^c D_j^c D_k^c + \mu_i L_i H_2 \quad (4.14)$$

où $L_i(Q_i)$, et $E_i(U_i, D_i)$ sont les doublets gauches et les singlets de leptons (quarks), et où H_2 est le doublet de Higgs. Les deux premiers termes de l'équation 4.14 violent le nombre leptonique, alors que le troisième viole le nombre baryonique. La non observation de la désintégration du proton indique que les 3 termes ne peuvent coexister. Par ailleurs, le terme proportionnel à λ ne permet pas de transition $b \rightarrow \bar{s}s$. Ainsi, seul le terme proportionnel à λ' est pris en compte et contribue à ces transitions grâce à des termes du type :

$$\lambda'_{ijk} \tilde{\nu}_L^i \bar{d}_R^k d_L^j$$

Ils permettent d'obtenir des topologies en pingouin avec neutralino et squarks internes, induisant une violation de CP car les λ'_{ijk} peuvent être complexes.

En tenant compte des limites expérimentales sur le module de λ'_{ijk} , les références [56, 57] montrent que $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ peut atteindre des valeurs inférieures à -0.7 , et que le MSSM avec R-parité violée peut expliquer les résultats de BaBar et Belle.

4.2.3.2 Symétrie droite gauche dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

Des modèles de physique au delà du Modèle standard basés sur la symétrie droite-gauche via le groupe de jauge $SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_{B-L}$ [58, 59], introduisent des effets nouveaux aboutissant à un $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ proche des valeurs centrales des mesures actuelles. Dans ces modèles, un nouveau boson de jauge chargé apparaît, et peut-être mélangé avec celui du Modèle standard via un angle de mélange $\xi < 0.013$ [58]. Les nouveaux termes d'interaction par courant chargé sont supprimés par cet angle, mais le calcul des nouveaux diagrammes en pingouins qu'ils introduisent montrent que leurs contributions sont proportionnelles à des termes de forme $\xi m_t/m_b e^{i\alpha}$, où α est une phase violant CP et de valeur inconnue. Le terme où $m_t/m_b \sim 60$ compense la faiblesse de ξ , et pour une valeur appropriée de α , on obtient un $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ négatif, qui peut atteindre des valeurs équivalentes à celles mesurées dans les usines à b.

4.2.3.3 Conclusion

De nombreux modèles de physique au-delà du Modèle standard sont étudiés dans la littérature. Les prédictions, qui dépendent de paramètres parfois peu contraints expérimentalement, autorisent le plus souvent des valeurs négatives de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. L'écart avec la valeur

du Modèle standard est alors trois fois plus grand que les erreurs théoriques les pires envisagées dans la sous-section précédente. Dans les cas les plus prometteurs, des valeurs similaires à la valeur centrale mesurée par BaBar et Belle sont permises. Précisons cependant que ces prédictions n'excluent pas non plus des effets beaucoup plus faibles. Un décalage de 20 % à 40 % est aussi possible, rendant nécessaires des précisions expérimentales de l'ordre de 10 % sur la mesure de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$. L'expérience LHCb compte profiter des très hautes statistiques de production de mésons B pour atteindre cette précision. Dans la suite de ce chapitre, nous évaluons le potentiel d'LHCb.

4.2.4 Mesure de l'asymétrie CP

Les expériences BaBar [48] et Belle [49] obtiennent actuellement la valeur moyenne suivante pour $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ [17] :

$$\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}} = -0.14 \pm 0.33,$$

via l'étude de l'asymétrie CP dépendante du temps, avec une luminosité intégrée respective de 140 fb^{-1} et 110 fb^{-1} . Fin 2006, ces expériences auront multiplié par 4 environ leur luminosité intégrée. On peut prédire que l'erreur sur A^{mix} sera de l'ordre de

$$\sigma_{A^{\text{mix}}} = \frac{0.33}{\sqrt{4}} \sim 0.165.$$

Elles pourront donc mettre en évidence des effets de nouvelle physique si la valeur centrale de leur mesure de $\eta_{\phi K_S^0} A^{\text{mix}}$ se trouve dans l'intervalle $[-0.30; -0.05]$, suivant que l'on considère les estimations les plus pessimistes ou les plus optimistes de l'erreur théorique faite en 4.2.2.

Le but de cette thèse est de déterminer avec quelle erreur LHCb pourra mesurer A^{mix} dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. En particulier, il sera intéressant d'envisager plusieurs valeurs des effets de nouvelle physique, parmi celles que les usines à B ne pourront exclure, afin d'estimer le temps nécessaire à LHCb pour les mettre en évidence.

A LHCb, l'asymétrie CP dépendante du temps $A_{CP}(t)$ sera mesurée à partir de $N(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t)$ et de $N(\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t)$, le nombre de désintégrations du méson B intervenues à l'instant t , quand le méson est respectivement dans l'état $|B_d^0\rangle$ ou $|\bar{B}_d^0\rangle$ à l'instant de sa création.

$$A_{CP}(t) = \frac{N(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t) - N(\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t)}{N(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t) + N(\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)(t)}. \quad (4.15)$$

Pour extraire la valeur de A^{mix} , on peut utiliser un ajustement de l'asymétrie CP dépendante du temps théorique de 4.1, à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance. Pour prédire l'erreur sur A^{mix} obtenue par cette méthode, on peut appliquer l'ajustement sur des données simulées dans lesquelles l'asymétrie recherchée est introduite. Nous nous sommes contentés d'une évaluation de l'erreur basée sur l'asymétrie intégrée sur le temps [61]¹ :

$$\sigma_{A^{\text{mix}}} = \frac{1 + X_d^2}{X_d} \frac{1}{\sqrt{N_{\text{signal}}}} \frac{1}{(1 - 2\omega)} \sqrt{\frac{N_{\text{signal}} + N_{\text{bruit de fond}}}{N_{\text{signal}}}}, \quad (4.16)$$

1. Cette référence contient une comparaison de $\sigma_{A^{\text{mix}}}$, dans le cas de $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$, suivant qu'elle est calculée à partir de l'asymétrie intégrée ou à partir de l'ajustement sur les données de l'asymétrie théorique dépendante du temps. Elle montre que la première solution fournit une estimation conservatrice du $\sigma_{A^{\text{mix}}}$ obtenue dans le second cas. Cette comparaison aussi été faite à propos du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ étudié dans [23], et montre que l'asymétrie intégrée prédit une erreur supérieure d'environ 25% à celle obtenue avec l'asymétrie dépendante du temps.

où $X_d = \Delta m/\Gamma$, où N_{signal} et $N_{\text{bruit de fond}}$ sont le nombre d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés et étiquetés de saveur, et où ω est la fraction de mauvais étiquetage. Par abus de langage, nous appellerons $\sigma_{A^{\text{mix}}}$ " $\sigma_{\sin(2\beta)}$ " dans la suite de ce document.

4.2.5 Conclusions

Dans le cadre du Modèle standard, les asymétries CP dépendantes du temps mesurées respectivement dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ sont égales et proportionnelles à $-\sin(2\beta)$, à des incertitudes théoriques près qui varient de 5 % à 30 % environ. Grâce à cette égalité, la comparaison des asymétries CP dépendantes du temps dans les deux cas fournit une méthode modèle indépendante de mise en évidence de physique au-delà du Modèle standard. De nombreux travaux prédisent des processus de nouvelle physique capables de modifier fortement A^{mix} dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, reproduisant par exemple les valeurs centrales observées par BaBar et Belle. Des modèles de supersymétrie et des modèles basés sur la symétrie droite-gauche, entre autres, sont souvent étudiés.

Il sera difficile à Belle et BaBar de prouver la présence de nouvelle physique si en 2006 la valeur de centrale A^{mix} est proche de zéro. Le reste du chapitre étudie le potentiel de LHCb pour cette mesure.

4.3 La désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ à LHCb

L'intérêt d'un collisionneur hadronique pour l'étude de la violation CP dans le secteur de la beauté réside dans le nombre élevé de paires $b\bar{b}$ produites par an. Son principal désavantage est la quantité élevée de bruit de fond. Nous abordons ces deux aspects dans cette section en déterminant le nombre de désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ produites par an, dans l'état final dans lequel nous mesurons ce canal : $B_d^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$. Nous étudions les principales sources de bruit de fond et les caractéristiques de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ afin de mettre au point les méthodes qui rejeteront les bruits de fond.

4.3.1 Production annuelle de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

D'après les prédictions présentées au Chapitre 3, la production annuelle de paires de quarks $b\bar{b}$ sera de $N_{b\bar{b}}^{1\text{an}} = 10^{12}$. Le nombre de désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ produites par an est alors :

$$\begin{aligned} N_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}^{1\text{an}} &= N_{b\bar{b}}^{1\text{an}} \times 2 \times \text{BR}(b \rightarrow B_d^0) \times \text{BR}(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0) \times P_{K^0 \rightarrow K_S^0} \\ &\quad \times \text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \times \text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-) \\ &= (1 \pm 0.4) \times 10^6 . \end{aligned}$$

$\text{B}(b \rightarrow B_d^0) = 0.388 \pm 0.013$ [8] est la probabilité d'un quark b de s'hadroniser en un méson B_d^0 , $\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \phi K^0) = (8.1 \pm 2.9) \times 10^{-6}$ [62] le rapport de branchement de $B_d^0 \rightarrow \phi K^0$, $P_{K^0 \rightarrow K_S^0}$ la probabilité de mesurer le kaon dans l'état K_S^0 , et $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ et $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ les rapports de branchement du ϕ et du K_S^0 vers leur état final reconstruit.

Ce nombre est supérieur de 3 ordres de grandeur environ à la statistique qui sera enregistrée fin 2006 par les expériences BaBar et Belle. La production annuelle de désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ au LHC est donc très prometteuse. Cependant, leur sélection est rendue plus délicate par l'important bruit de fond caractérisant les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV.

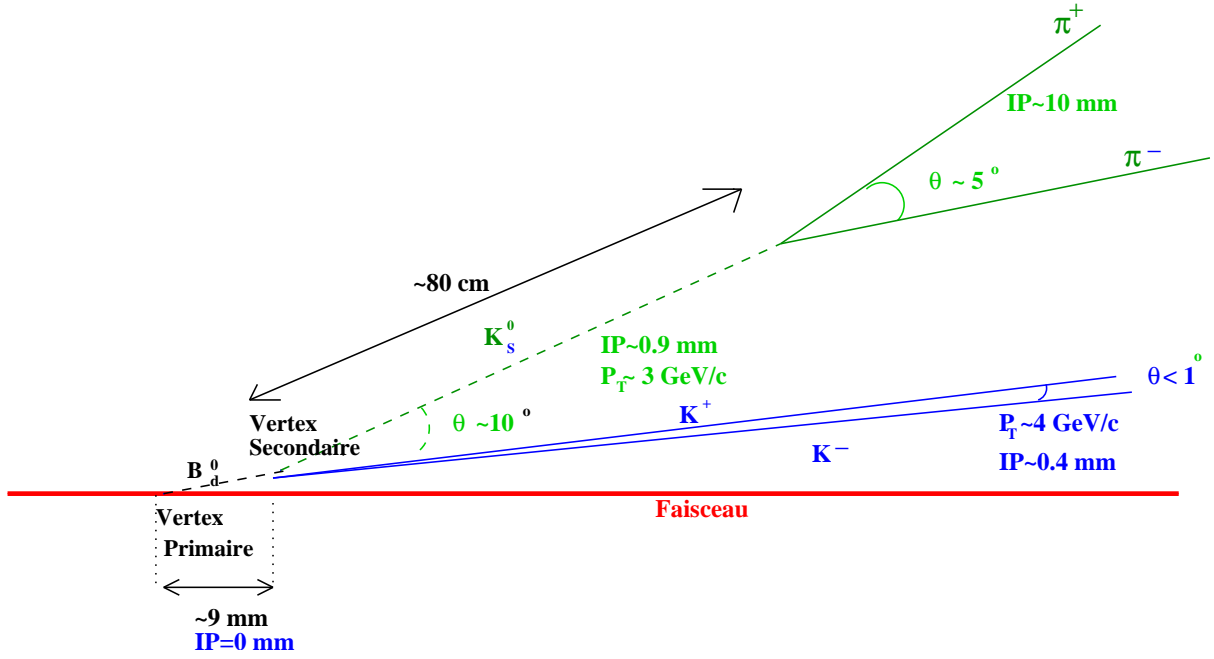


FIG. 4.5 – Topologie et caractéristiques générales de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi(K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$.

4.3.2 Caractéristiques typiques de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et bruits de fond potentiels

La procédure qui sélectionne les événements de signal, et rejette les événements de bruit de fond s'appuie sur les caractéristiques cinématiques et topologiques de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ au LHC (figure 4.5) :

- déplacement de 9 mm en moyenne du vertex de désintégration du B_d^0 par rapport au vertex primaire (figure 4.6) ;
- impulsion transverse élevée des produits de la désintégration : en moyenne ~ 4.2 GeV/c pour le ϕ et ~ 3.4 GeV/c pour le K_S^0 (figure 4.7) ;
- masses du ϕ , du K_S^0 et du B_d^0 ;
- longueur de vol moyenne du K_S^0 : 80 cm (figure 4.8) ;
- topologie globale de la désintégration : présence de deux couples de particules, $(\pi^+\pi^-)$ et (K^+K^-) , associé chacun à un vertex, et d'une particule initiale, le B_d^0 , dont la trajectoire passe par le vertex primaire.

Les figures 4.6 à 4.8 montrent la distribution des valeurs vraies de ces variables. Ces valeurs sont issues du générateur et ne prennent pas en compte les résolutions expérimentales. Seuls les événements où le signal est entièrement reconstruit par le détecteur entrent dans ces distributions. Les caractéristiques principales de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi(K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ sont illustrées sur la figure 4.5.

Les deux premières caractéristiques de la liste ci-dessus permettent de rejeter les combinaisons impliquant des traces chargées non issues de la désintégration de hadrons beaux, qui constituent le bruit de fond le plus fréquent, puisque dans toute collision proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV, des dizaines de traces chargées apparaissent en moyenne.

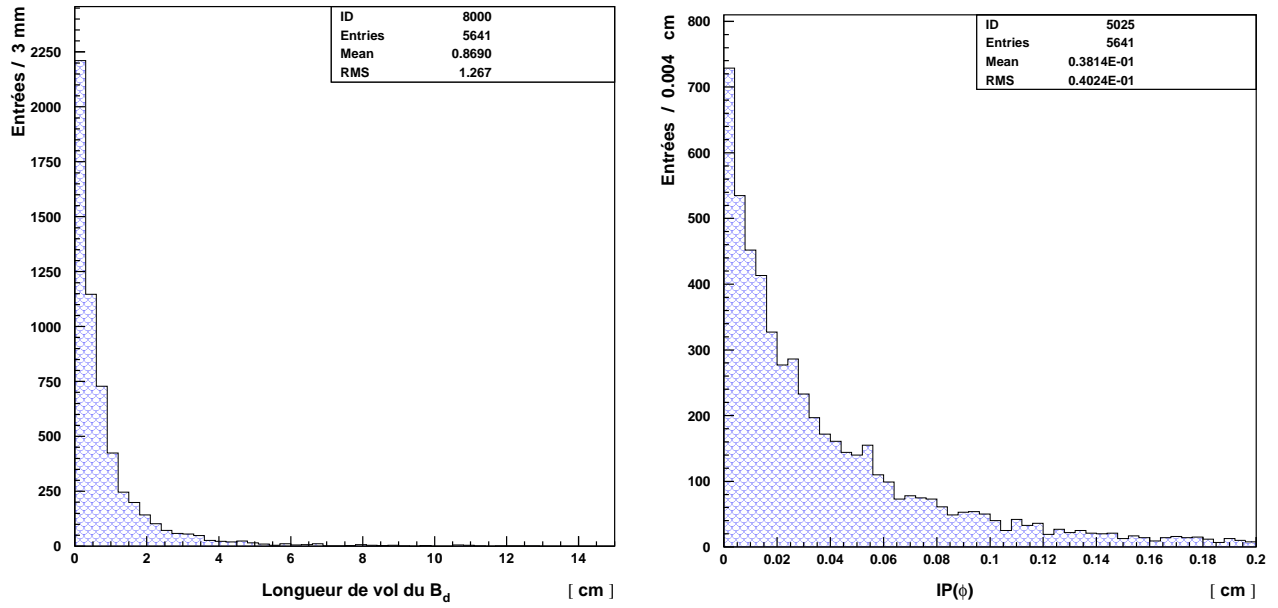


FIG. 4.6 – Illustration du vertex déplacé du B_d^0 . A gauche : longueur de vol vraie des B_d^0 reconstruits. A droite : paramètre d'impact vrai du ϕ par rapport au vertex primaire.

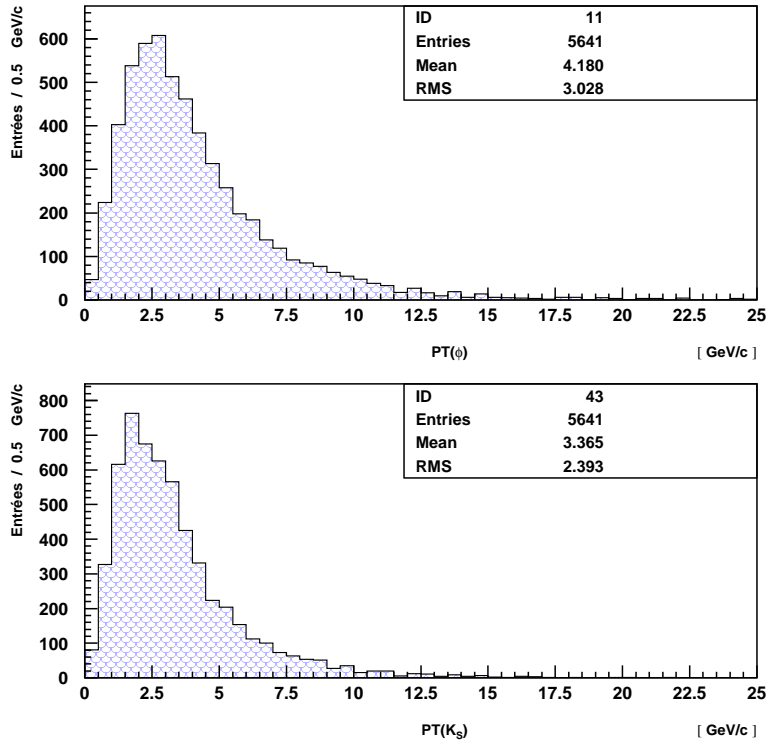
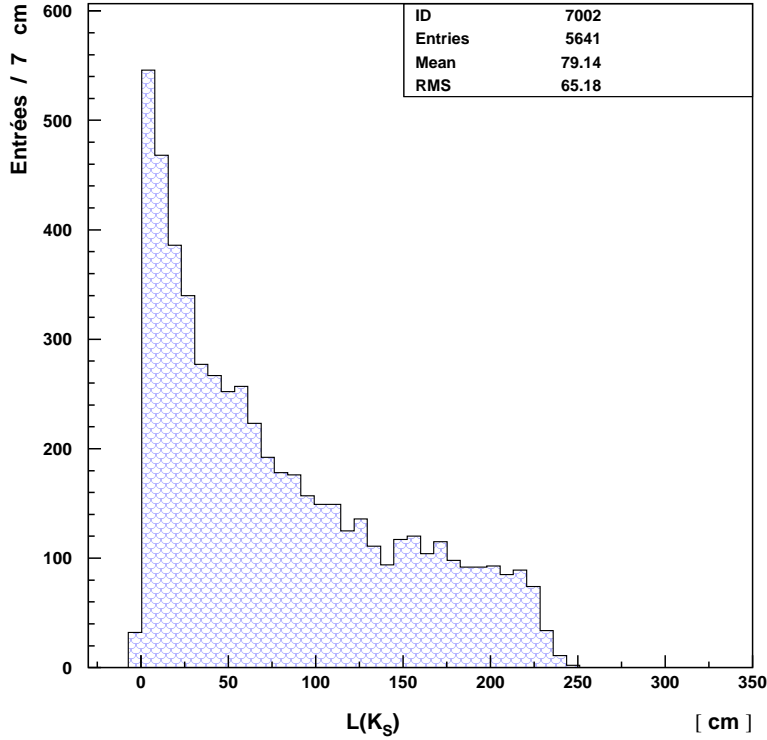


FIG. 4.7 – Impulsions transverses vraies. En haut : pour le ϕ . En bas : pour le K_S^0 .

FIG. 4.8 – Longueur de vol vraie du K_S^0 .

Les trois autres caractéristiques sont nécessaires pour éliminer les bruits de fond liés à la présence dans un événement de hadrons beaux se désintégrant dans un état final autre que ϕK_S^0 . Ce type d'événements est appelé "b \bar{b} inclusifs". Même s'il n'intervient que lors d'une collision proton-proton sur 125 environ, il constitue un bruit de fond plus dangereux, car il ressemble plus à un événement de signal. Or, une rejection élevée de ce bruit de fond est indispensable vu la production annuelle de ces événements, $N_{b\bar{b} \text{ inclusifs}}^{\text{lan}} = 10^{12}$. Cette production est supérieure de 6 ordres de grandeur à celle des événements de signal. La réjection est rendue plus délicate auprès d'un collisionneur hadronique car les nombreuses particules créées en même temps que la paire b \bar{b} peuvent être combinées aux particules issues de la désintégration des hadrons beaux pour former de nombreux faux candidats $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Parmi tous les types de désintégrations pouvant intervenir dans les événements b \bar{b} inclusifs, ceux faisant intervenir un ϕ dans la chaîne de désintégration sont étudiés plus en détails. Nous les appelons "b en ϕ inclusifs". Ce lot contient les événements "b en ϕ inclusifs prompts" dans desquels le ϕ est un produit direct de la désintégration du hadron beau. Il contient aussi les événements "b en ϕ inclusifs non prompts" dans desquels le ϕ apparaît n'importe où ailleurs dans la chaîne de désintégration. Parmi les événements b en ϕ inclusifs prompts on trouve, par exemple, des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (rapport de branchement $\sim 10^{-3}$), $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ ($\sim 10^{-5}$), $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ ($\sim 10^{-6}$), $B_d^0 \rightarrow J/\psi\phi K^0$ ($\sim 9 \times 10^{-5}$), $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ ($\sim 9 \times 10^{-6}$), $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ ($\sim 9 \times 10^{-5}$), $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ ($\sim 8 \times 10^{-6}$), $B^\pm \rightarrow \phi K^{*\pm}$ ($\sim 10^{-5}$), ... Parmi les événements b en ϕ inclusifs non prompts on trouve essentiellement des désintégrations de hadrons impliquant en premier lieu un méson charmé se désintégrant lui-même avec un ϕ dans sa chaîne de désintégration : $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm (\rightarrow \phi + \dots) l^\pm \nu$ ($\sim 4 \times 10^{-3}$), $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm (\rightarrow \phi + \dots) D^*$ (2010) ($\sim 0.5 \times 10^{-3}$), ... La

présence d'un ϕ issu d'un hadron beau rend ces événements très ressemblants au $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, de par la présence d'un ϕ de haut paramètre d'impact, et de forte impulsion transverse. De plus, le nombre d'événements b en ϕ inclusif produits par an est de 4 ordres de grandeur supérieur à la statistique annuelle d'événements de signal, comme nous l'expliquons dans le prochain paragraphe. Ce type d'événements peut donc constituer la source principale de bruit de fond.

Pour évaluer la production annuelle de b en ϕ inclusifs prompts, nous additionnons les bornes inférieures et supérieures des rapports de branchement des désintégrations des hadrons B_d^0 , B_s^0 , B^\pm , et Λ_b^0 comportant un ϕ parmi les produits de désintégration directs [8]. Nous obtenons ainsi, pour chaque hadron beau, une évaluation des bornes inférieure et supérieure du rapport de branchement. Nous additionnons ces bornes en les pondérant par les probabilités d'hadronisation du quark b dans le hadron correspondant. Nous obtenons :

$$1 \times 10^{-4} < \text{BR}(b \rightarrow \phi \text{ inclusifs prompts}) < 4 \times 10^{-3}$$

Dans la suite, nous adoptons pour le rapport de branchement des événements b en ϕ inclusifs prompts la valeur correspondant au milieu de l'intervalle :

$$\text{BR}(b \rightarrow \phi \text{ inclusifs prompts}) = 2 \times 10^{-3}, \quad (4.17)$$

qui aboutit au nombre suivant de b en ϕ inclusifs prompts produits par an :

$$N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs prompts}}^{1 \text{ an}} = 4 \times 10^9.$$

Parmi ces événements b en ϕ inclusif, seuls les événements dans lesquels le ϕ se désintègre en 2 kaons chargés pourront contaminer le signal. Nous obtenons :

$$N_{b \text{ en } \phi(K^+K^-) \text{ inclusifs prompts}}^{\text{vis } 1 \text{ an}} = 1.96 \times 10^9.$$

Nous déterminons le nombre d'événements b en ϕ inclusifs non prompts produits par an à partir du rapport de branchement des désintégrations inclusives de hadrons beaux mesuré par la collaboration OPAL [63]¹ :

$$\text{BR}(b \rightarrow \phi \text{ inclusifs}) = (2.82 \pm 0.23) \times 10^{-2}. \quad (4.18)$$

Le rapport de branchement des b en ϕ inclusifs non prompts est donné par la différence du rapport de branchement des événements b en ϕ inclusifs (Eq. 4.18) et celui des événements b en ϕ inclusifs prompts (Eq. 4.17) :

$$\text{BR}(b \rightarrow \phi \text{ inclusifs non prompts}) = (2.62 \pm 0.26) \times 10^{-2},$$

la statistique annuelle est de :

$$N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs non prompts}}^{1 \text{ an}} = (5.2 \pm 0.5) \times 10^{10},$$

et celle avec $BR(\phi \rightarrow K^+K^-)$:

$$N_{b \text{ en } \phi(K^+K^-) \text{ inclusifs non prompts}}^{\text{vis } 1 \text{ an}} = (2.55 \pm 0.26) \times 10^{10}.$$

1. Ce résultat correspond à la définition de multiplicité des rapports de branchement inclusifs. Plus précisément, il correspond au rapport du nombre de ϕ provenant de la désintégration d'un hadron beau et du nombre total de hadrons beaux produits. Ainsi, ce résultat surestime en principe le nombre d'événements contenant un ϕ dans la désintégration d'un hadron beau, car une désintégration contenant 2 ϕ , comme par exemple $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$, peut être comptée double.

Type d'événements	Nombre produits par an	Nombre de simulés
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	1.06×10^6	3.35×10^4
b \bar{b} inclusifs	10^{12}	5.3×10^5
b en ϕ inclusifs prompts	1.96×10^9	7.65×10^4
b en ϕ inclusifs non prompts	2.55×10^{10}	5.5×10^4

TAB. 4.1 – *Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus en une année de prise de données, et nombre d'événements simulés pour notre étude.*

4.3.3 Conclusions

Le tableau 4.1 récapitule les nombres d'événements de signal et de bruits de fond produits en une année d'exploitation du LHC. La production annuelle de désintégrations $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ au LHC est supérieure de trois ordres de grandeur à celle atteinte en 2007 par les usines à b, qui sont les premières expériences à avoir étudié l'asymétrie CP dans ce canal. Cependant, la procédure de sélection de ce signal doit s'adapter à d'importantes sources de bruit de fond. En effet, la production annuelle d'événements de type b \bar{b} inclusif et b en ϕ inclusifs est supérieure respectivement de 4 et 6 ordres de grandeur à la production d'événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Les événements b en ϕ inclusifs sont moins nombreux que les b \bar{b} inclusifs, mais ils ressemblent généralement beaucoup plus au signal et pourraient donc être la source dominante de bruit de fond. Le bruit de fond constitué des événements dans lesquels aucune paire b \bar{b} n'est produite n'est pas considéré ici. Nous faisons l'hypothèse que si la procédure de sélection décrite dans les prochaines sections rejette une fraction suffisante des événements contenant une paire b \bar{b} , il en est de même lorsqu'aucune paire b \bar{b} n'est produite.

4.4 Potentiel du détecteur LHCb classique

Cette section expose tout d'abord la procédure de mise au point pour reconstruire et sélectionner le maximum d'événements de signal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, tout en rejetant le maximum d'événements de bruit de fond. Dans un second temps, les résultats de cette sélection sont utilisés pour évaluer la précision statistique avec laquelle la collaboration LHCb mesurerait $\sin(2\beta)$ si elle utilisait le détecteur LHCb classique. Nous en déduisons le potentiel de ce détecteur pour la mise en évidence de processus de physique au-delà du Modèle standard dans ce canal.

4.4.1 Echantillons d'événements étudiés

Notre étude s'appuie sur 4 échantillons d'événements simulés, dont la taille est présentée dans le tableau 4.1. Les événements de signal et les événements b en ϕ inclusifs sont simulés en demandant que le hadron beau dont la désintégration nous intéresse soit produit dans un cône de 400 mrad autour de l'axe du faisceau. En ce qui concerne les événements b \bar{b} inclusifs, ils sont simulés en demandant qu'au moins l'un des deux hadrons beaux soit produit avec un angle de 400 mrad par rapport au faisceau. Ces coupures au niveau du générateur sont prises en compte lors des calculs de l'efficacité de la procédure de sélection par rapport au nombre total d'événements produits dans 4π sr. Il suffit de multiplier par un facteur correctif l'efficacité déterminée par rapport au nombre d'événements simulés dans 400 mrad. Ce facteur est égal à 0.432 pour les événements b \bar{b} inclusifs et à 0.347 pour les autres types d'événements.

4.4.2 Présélection et reconstruction

La reconstruction du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est divisée en 3 phases : la reconstruction du ϕ , celle du K_S^0 , et enfin l'association du ϕ et du K_S^0 pour former le B_d^0 .

La reconstruction est précédée d'une présélection. Cette dernière est basée sur des critères de qualité pour les traces reconstruites et utilise les propriétés cinématiques de la désintégration du $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Les valeurs des coupures sont lâches de façon à préserver le signal tout en éliminant le bruit de fond. La présélection est importante car des dizaines de particules chargées sont reconstruites dans chaque événement. Si aucun critère de sélection n'accompagne cette procédure, des milliers de candidats sont donc formés. Le temps d'exécution des programmes de sélection devient alors prohibitif. Enfin, les informations nécessaires à la sélection sont stockées dans des ntuples, qui doivent garder une taille raisonnable.

4.4.2.1 Reconstruction des traces chargées

Le point de départ de la reconstruction du canal est la liste des traces de particules chargées issue de la procédure de reconstruction décrite en section 3.3.7. Nous rappelons que dans le cadre classique cette procédure n'applique pas d'algorithme de reconnaissance de forme. Afin d'éliminer les traces qui ne seraient pas reconstruites si un tel algorithme était appliqué, nous sélectionnons celles qui satisfont au moins l'un des critères suivants :

- avoir au moins un point de mesure dans le VELO et au moins un point de mesure dans l'une des stations T6, T7, T8 ou T9 ;
- avoir au moins un point de mesure dans l'une des stations T1 ou T2 et au moins un point de mesure dans l'une des stations T6, T7, T8 ou T9 ;
- avoir au moins un point de mesure dans le VELO et au moins un point de mesure dans l'une des stations T1 ou T2.

L'efficacité de cette étape, appelée efficacité de reconstruction, est donnée par la première ligne du tableau 4.2.

4.4.2.2 Présélection des candidats ϕ

Nous formons un candidat ϕ à partir des traces issues de l'étape précédente, en formant des couples de particules de charges électriques opposées. Le vertex de désintégration de ce candidat est construit à partir de ces traces par l'algorithme décrit en 3.3.10. Les autres caractéristiques du ϕ sont obtenues en combinant les quadrivecteurs énergie-impulsion des deux traces chargées.

Nous sélectionnons les candidats ϕ dont la masse invariante satisfait : $989 \text{ MeV}/c^2 < M(\phi) < 1050 \text{ MeV}/c^2$. Cela correspond à une fenêtre de ± 6 fois l'écart-type de la distribution de la masse invariante du ϕ , écart-type nettement dominé par la largeur naturelle de cette particule : $4.26 \text{ MeV}/c^2$ (voir figure 4.9). Tout en entamant la réduction du bruit de fond, cette coupure permet d'éliminer les événements de signal mal reconstruits. La seconde préoccupation porte sur le paramètre d'impact du candidat ϕ par rapport au vertex primaire de l'interaction proton-proton, reconstruit selon la procédure décrite en 3.3.9 : $IP(\phi) < 2 \text{ mm}$.

Lorsque l'on combine deux à deux toutes les traces reconstruites dans un événement et que l'on calcule la masse invariante de ces couples, le résultat de plus fréquemment obtenu est de l'ordre de $1 \text{ GeV}/c^2$. Un très grand bruit de fond subsiste donc à ce stade. Pour le réduire, nous appliquons une coupure sur l'impulsion transverse du candidat ϕ : $1 \text{ GeV}/c < P_T(\phi) < 11 \text{ GeV}/c$.

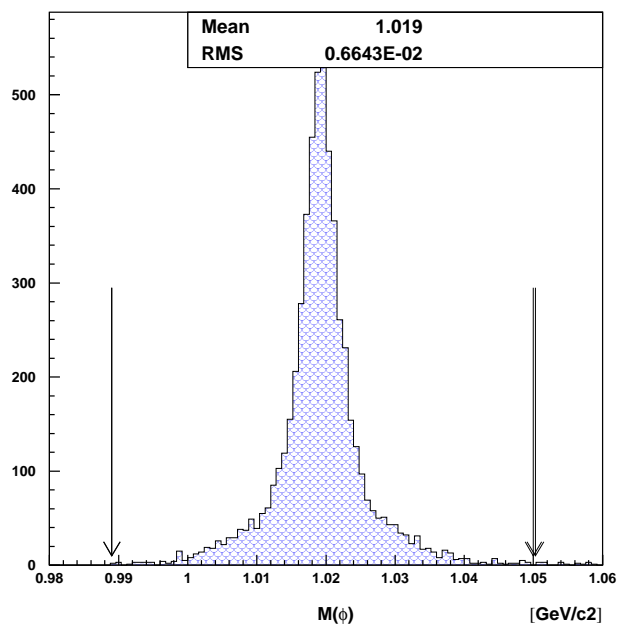


FIG. 4.9 – Masse invariante des ϕ du signal reconstruits, avant leur présélection.

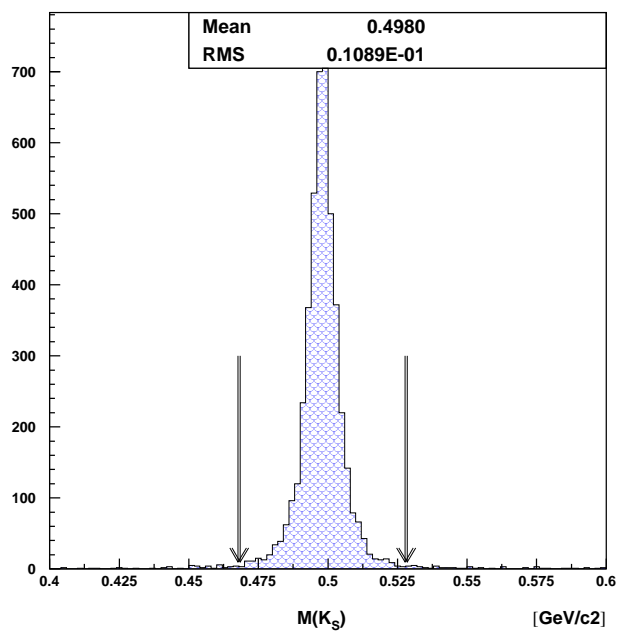


FIG. 4.10 – Masse invariante des K_S^0 du signal reconstruits, avant leur présélection.

4.4.2.3 Présélection des candidats K_S^0

Nous débutons cette présélection en appariant des traces de charges électriques opposées, issues de l'étape décrite en 4.4.2.1, pour former candidats K_S^0 . La masse invariante des candidats doit satisfaire la coupure (à $\pm 5 \sigma$) : $467.7 \text{ MeV}/c^2 < M(K_S^0) < 527.7 \text{ MeV}/c^2$ (figure 4.10). A nouveau, une quantité handicapante de bruit de fond survit à cette coupure. Nous éliminons les candidats les moins compatibles avec un signal à l'aide de coupures sur : l'impulsion transverse du K_S^0 , $P_T(K_S^0) > 0.2 \text{ GeV}/c$; la position du vertex de désintégration du K_S^0 , $z(K_S^0) > -20 \text{ cm}$; et la distance de moindre approche entre les traces combinées pour former le K_S^0 . Nous nous ramenons finalement à un niveau de bruit de fond raisonnable grâce à une dernière précoupure, très discriminante, portant sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire de l'interaction proton-proton : $IP(\pi^+) \text{ et } IP(\pi^-) > 0.8 \text{ mm}$ (voir figure 4.11).

4.4.2.4 Présélection des candidats B_d^0

Les candidats ϕ et K_S^0 présélectionnés lors des deux étapes précédentes sont combinés pour construire les candidats B_d^0 . La même procédure est employée pour déterminer le vertex de désintégration du B_d^0 , puis sa quadri-impulsion. Nous sélectionnons les événements passant la coupure portant sur le paramètre d'impact du candidat B_d^0 par rapport au vertex primaire : $IP(B_d^0) < 1100 \mu\text{m}$ (figure 4.12). Enfin, nous réduisons considérablement le nombre d'événements de bruit de fond grâce à une coupure très discriminante sur la masse du B_d^0 : $5129 \text{ MeV}/c^2 < M(B_d^0) < 5429 \text{ MeV}/c^2$ (voir figure 4.13). Cette fenêtre est ± 9.5 fois plus grande que la résolution sur la masse du B_d^0 .

4.4.2.5 Efficacité de la présélection

Le tableau 4.2 présente les efficacités des coupures de la présélection pour les événements de signal. La première ligne de ce tableau donne l'efficacité de reconstruction, qui est égale au rapport entre le nombre d'événements de signal pour lesquels les 4 traces de l'état final satisfont l'étape 4.4.2.1, et le nombre total d'événements de signal produits dans $4 \pi \text{ sr}$ d'angle solide. L'efficacité est de $(3.5 \pm 0.1) \%$ par rapport au nombre d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$. Par ailleurs, elle est de $(1 \pm 0.01) \%$ pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs et de $(0.3 \pm 0.01) \%$ pour les événements b en ϕ inclusifs.

A ce stade, environ 2.5% des événements $b\bar{b}$ inclusifs sont sélectionnés à partir d'un vrai ϕ et 22% à partir d'un vrai K_S^0 , comme le montrent les figures 4.14 et 4.15. Ce dernier pourcentage est aussi valable pour les b en ϕ inclusifs.

4.4.2.6 Qualité de la reconstruction de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

La reconstruction du canal de désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est imprécise, comme en témoigne la figure 4.12. Elle montre le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire pour des événements de signal. La valeur moyenne est de l'ordre de $200 \mu\text{m}$ alors que cette quantité est nulle dans la réalité. Ceci est dû à la présence simultanée de deux particules difficiles à reconstruire. En effet, la longueur de vol moyenne des K_S^0 , $\sim 1\text{m}$, limite le nombre de points de mesure des pions issus de la désintégration. Dans environ $\frac{3}{4}$ des cas le K_S^0 se désintègre après le VELO. L'erreur sur la trajectoire reconstruite des pions est encore amplifiée lorsqu'on extrapole jusque dans la région du vertex primaire. Les difficultés de reconstruction rencontrées lorsque le K_S^0 se désintègre trop loin du vertex du B_d^0 sont illustrées par les figures 4.17 et 4.19,

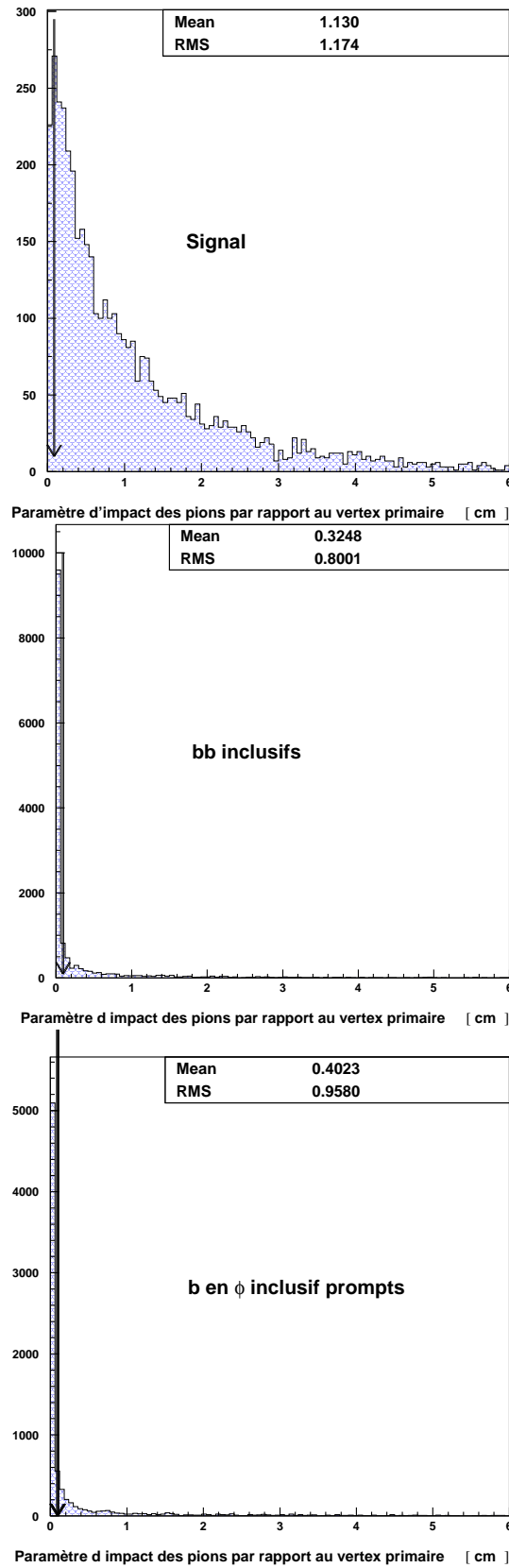


FIG. 4.11 – Paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des traces chargées combinées pour former les candidats K_S^0 . En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts. La flèche matérialise la coupure.

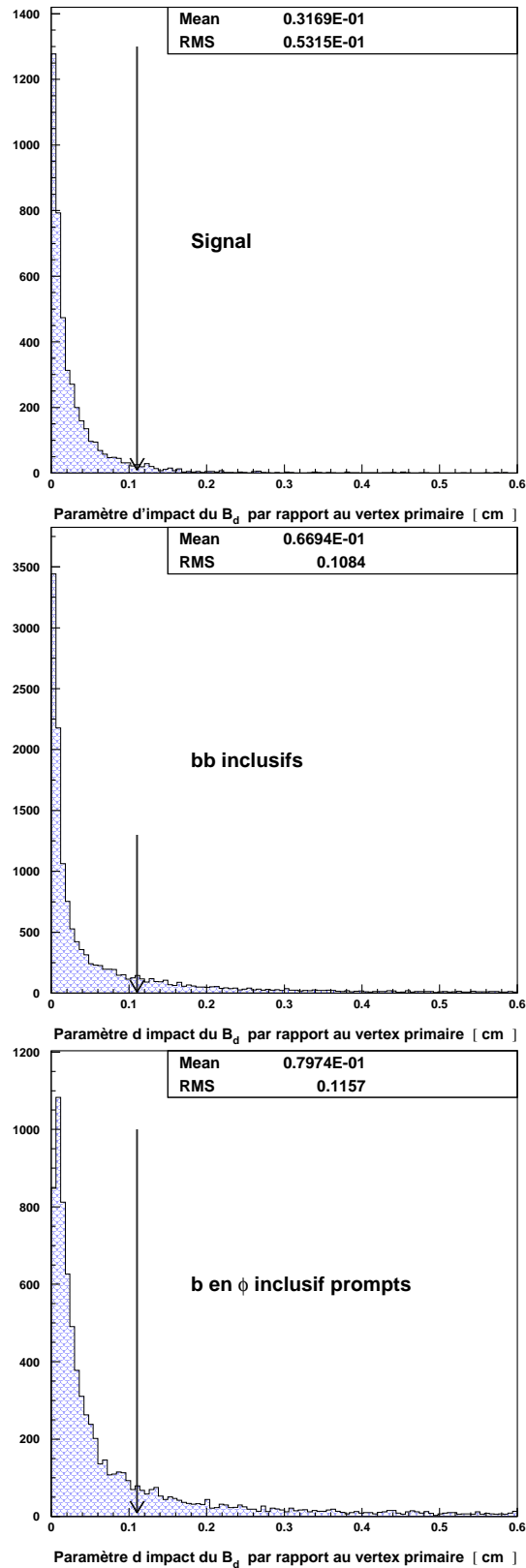


FIG. 4.12 – Paramètre d'impact du candidat B_d^0 par rapport au vertex primaire. En haut : événements de signal. Au milieu : événements bb inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts. La flèche matérialise la coupure. Dans le cas du signal, la moyenne est de l'ordre de $200 \mu\text{m}$, alors que cette quantité est nulle dans la réalité, ce qui illustre les difficultés de reconstruction de ce canal

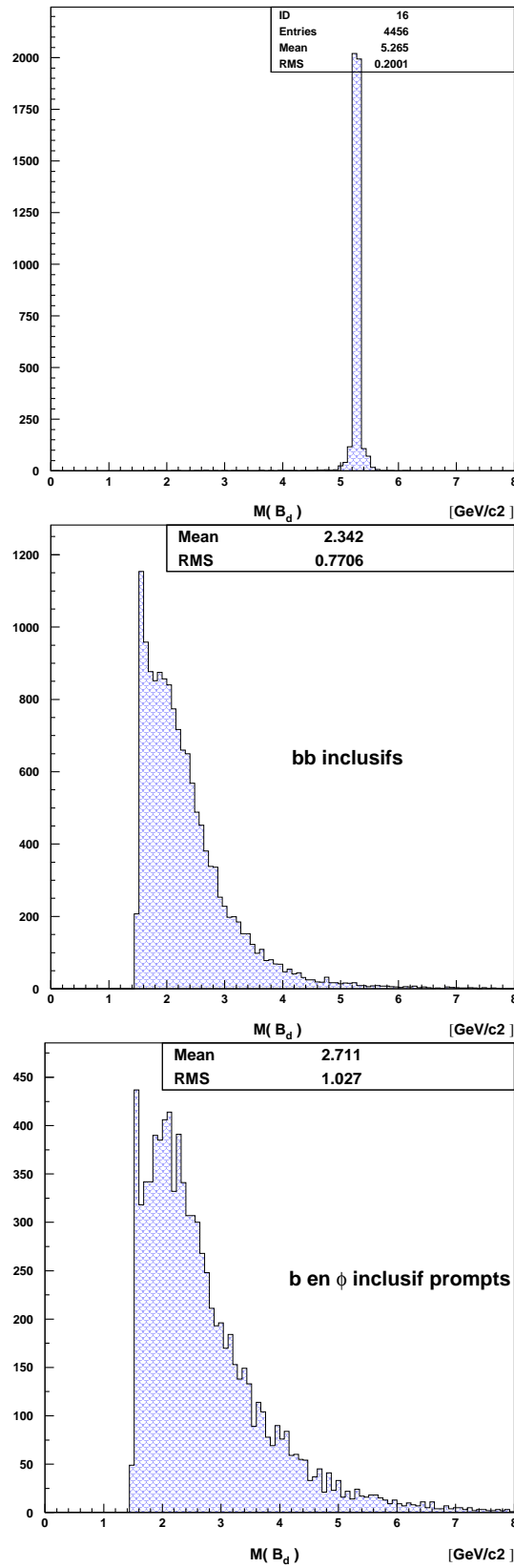


FIG. 4.13 – Masse invariante des candidats B_d^0 . En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

Précoupures	$\mathcal{E}(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0) \%$
Reconstruction	5.8 ± 0.2
$M(\phi) \in [989; 1050] \text{ MeV}/c^2$	98.8 ± 0.1
$P_T(\phi) \in [1; 11] \text{ GeV}/c$	91.6 ± 0.4
$IP(\phi) < 2 \text{ mm}$	90.7 ± 0.4
$M(K_S^0) \in [467.7; 527.7] \text{ MeV}/c^2$	96.3 ± 0.3
$P_T(K_S^0) > 0.2 \text{ GeV}/c^2$	99.9 ± 0.1
$IP(\pi^+) \text{ and } IP(\pi^-) > 0.8 \text{ mm}$	88.4 ± 0.5
$M(B) \in [5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$	94.8 ± 0.4
$DLA < 6 \text{ mm}$	99.5 ± 0.1
$z(K_S^0) > -20 \text{ cm}$	99.2 ± 0.1
$IP(B) < 1100 \mu\text{m}$	94.2 ± 0.4
Total par rapport au nombre d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$	3.5 ± 0.1

TAB. 4.2 – Efficacité des coupures de la présélection du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d'événements sélectionnés par la coupure précédente, à l'exception de la première et dernière ligne où les efficacités sont calculées par rapport au nombre total d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$.

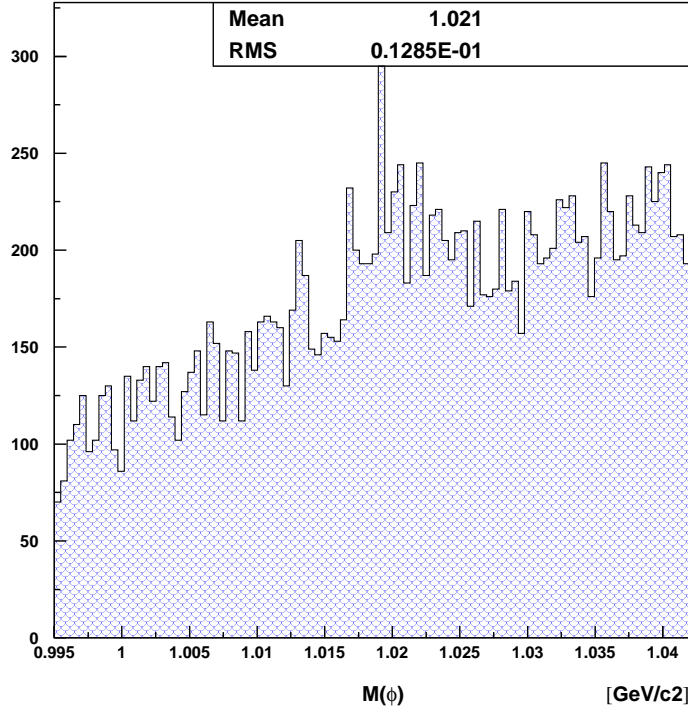


FIG. 4.14 – Masse invariante des candidats ϕ à l'issue de la présélection, pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs.

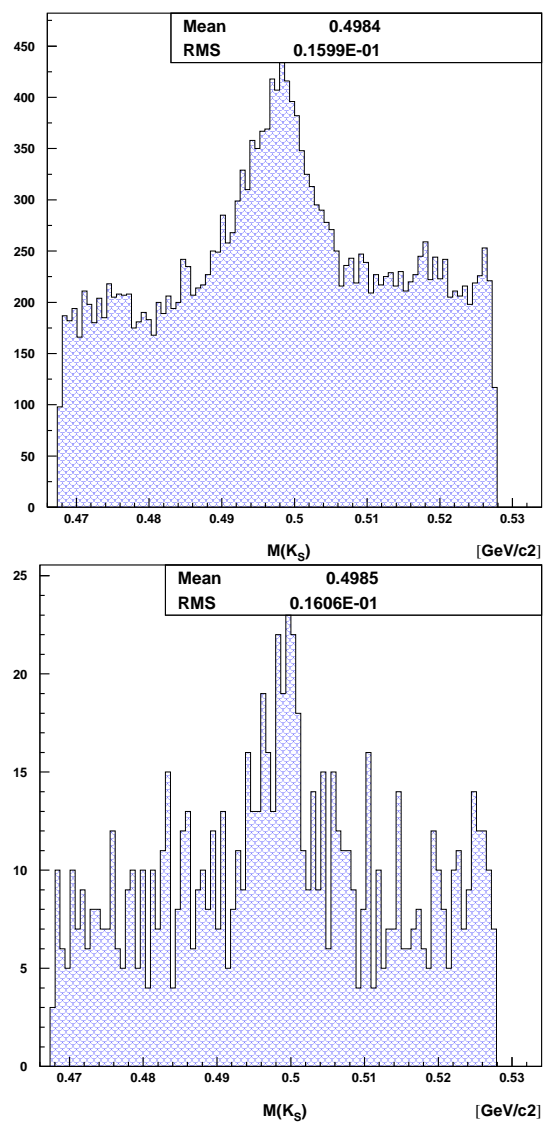


FIG. 4.15 – Masse invariante des candidats K_S^0 à l'issue de la préselection. En haut : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements b en ϕ inclusifs.

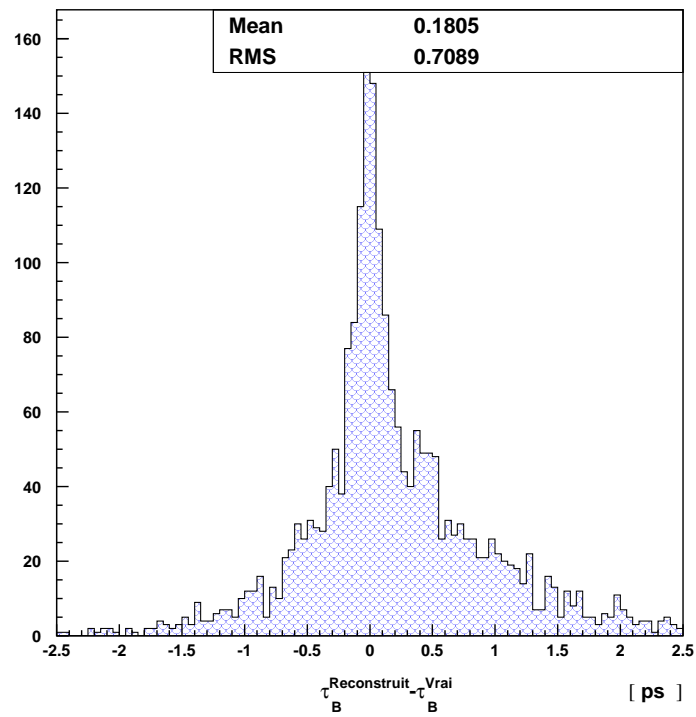


FIG. 4.16 – Résolution sur le temps de vie propre reconstruit du B_d^0 .

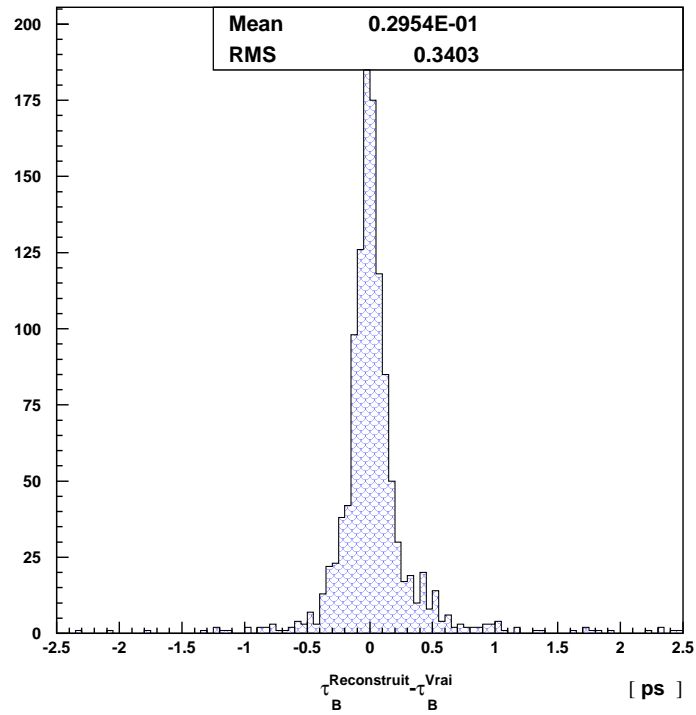


FIG. 4.17 – Résolution sur le temps de vie propre reconstruit du B_d^0 , quand le K_S^0 vole suffisamment peu pour que les deux pions issus de sa désintégration soient mesurés dans le VELO.

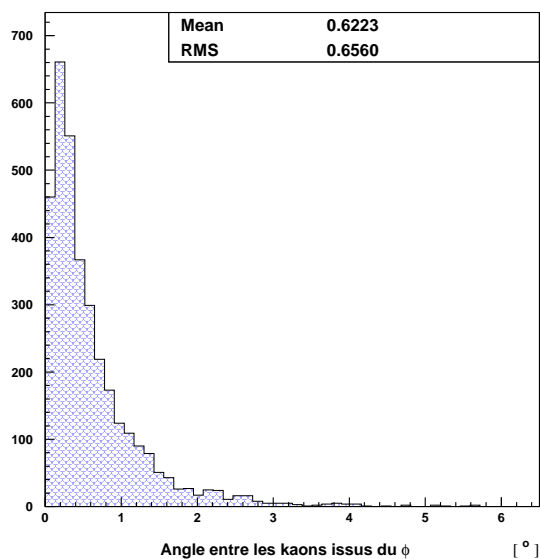


FIG. 4.18 – Angle d'ouverture entre les kaons issus de la désintégration du ϕ .

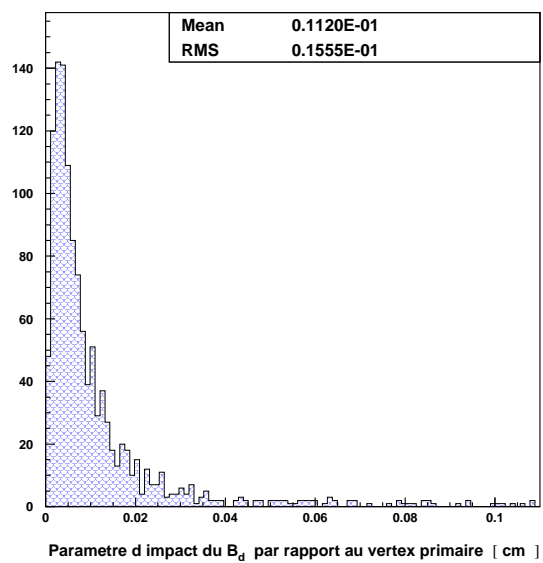


FIG. 4.19 – Paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire, quand le K_S^0 est mesuré par le VELO.

qui montrent l'amélioration obtenue pour la résolution sur le temps de vie propre du B_d^0 et le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire, quand le K_S^0 est mesuré par le VELO. De plus, la position du vertex de désintégration du ϕ ne peut être déterminée avec une résolution meilleure que 5 mm, à cause du faible angle d'ouverture entre les kaons (figure 4.18). Ainsi, la mesure du ϕ ne peut compenser les erreurs induites par la mesure du K_S^0 , contrairement au cas de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ où les imprécisions dues au K_S^0 sont contournées en choisissant le vertex reconstruit du J/ψ comme vertex reconstruit du B_d^0 . Nous n'avons pas obtenu d'amélioration en utilisant un ajustement cinématique contraint sur la masse du ϕ , du K_S^0 et du B_d^0 . En particulier, la reconstruction du ϕ ne peut être améliorée car la largeur naturelle de cette particule est trop importante. Cet ajustement, identique dans les cas classique et réoptimisé, est décrit au Chapitre 5, où ses performances sont également étudiées. A titre de comparaison, la distribution de ce paramètre d'impact dans le cas de désintégrations dont les produits sont tous mesurés dans le VELO, et à proximité du vertex de désintégration, comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \phi(\rightarrow K^+ K^-)$, a une moyenne inférieure à 50 μm . Dans le cas des événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ où le K_S^0 est mesuré dans le VELO, cette moyenne est plus élevée : environ 100 μm (figure 4.19). En effet, même dans ce cas la longueur de vol du K_S^0 reste trop grande pour atteindre une précision optimale. Les difficultés à reconstruire précisément les caractéristiques du signal va compliquer l'analyse par la suite, et poserait problème si nous mesurions une asymétrie CP dépendante du temps. Dans le cadre réoptimisé, nous ferons face à ce problème en utilisant un ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire (Chapitre 5).

4.4.3 Sélection

La présélection ayant augmenté le rapport signal sur bruit, nous pouvons appliquer la sélection finale. Cette dernière vise à éliminer les bruits de fond tout en gardant une efficacité maximale pour les événements de signal.

4.4.4 Sélection des ϕ

La sélection des ϕ repose sur l'identification des hadrons chargés. Elle met en jeu les coupures suivantes :

- niveau de confiance de l'hypothèse kaon pour la nature des particules chargées utilisées pour former un candidat ϕ , $\text{CL}(K^+) \text{ et } \text{CL}(K^-) > 0.74$;
- masse invariante du candidat ϕ , $1006.4 \text{ MeV}/c^2 < M(\phi) < 1032.4 \text{ MeV}/c^2$. Cette fenêtre est 2.5 fois plus grande que l'écart-type de la distribution de la masse invariante du ϕ .

La coupure sur $\text{CL}(K^+)$ et $\text{CL}(K^-)$ est la plus profitable ici. En effet, la qualité de l'identification des particules chargées dans LHCb rend très discriminante cette variable, décrite en section 3.3.8, et représentée sur la figure 4.20.

Ces deux coupures ont pour but essentiel de rejeter les bruits de fond non spécifiques, comme les événements $b\bar{b}$ inclusifs. Pour rejeter les bruits de fond b en ϕ inclusifs, nous utilisons les sélections du K_S^0 et du B_d^0 .

4.4.5 Sélection des K_S^0

Une grande partie du bruit de fond est lié à la reconstruction du K_S^0 . En effet, il est facile de trouver une paire de traces, au voisinage du vertex primaire, qui a une masse invariante proche

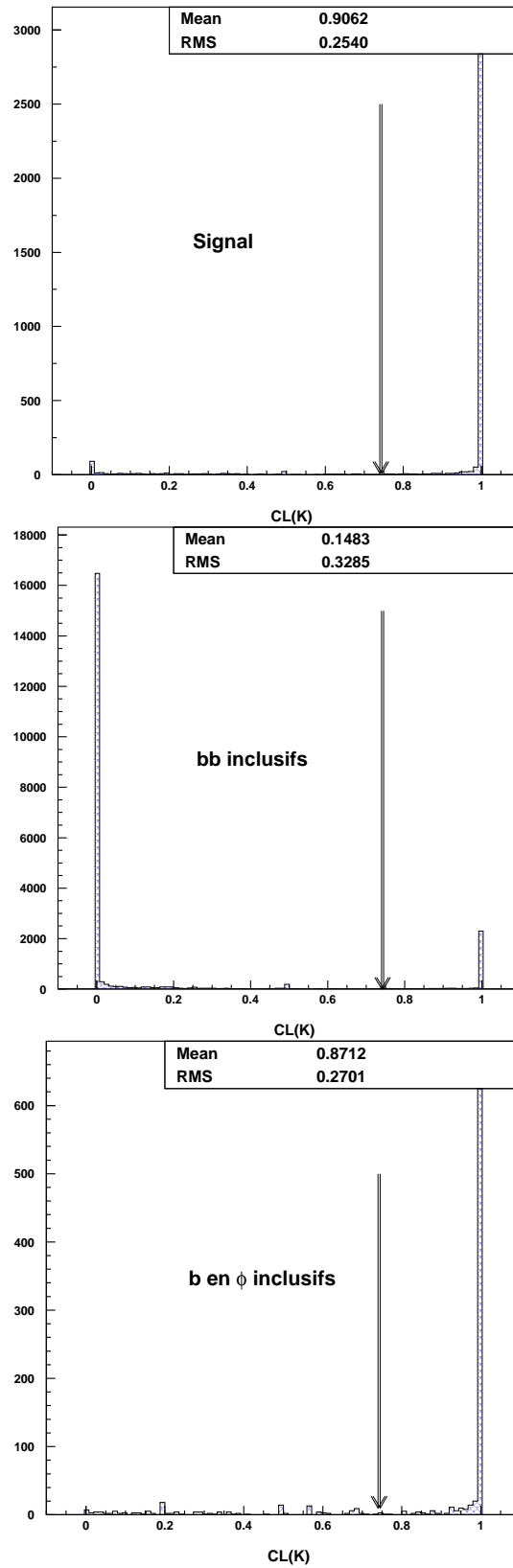


FIG. 4.20 – Niveau de confiance de l'hypothèse kaon pour les particules chargées utilisées pour former un candidat ϕ , $CL(K)$, pour les événements passant la présélection. En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

de la masse du K_S^0 . Pour éliminer ces faux candidats, nous exploitons la grande longueur de vol des K_S^0 grâce aux coupures suivantes :

- paramètre d’impact par rapport au vertex primaire des traces chargées combinées pour former un candidat K_S^0 , $IP(\pi^+) \text{ et } IP(\pi^-) > 1.5 \text{ mm}$ (figure 4.21) ;
- la coordonnée z du vertex de désintégration du candidat K_S^0 , $z(K_S^0) > -4 \text{ mm}$.

Nous complétons la sélection des K_S^0 par une coupure sur la masse invariante : $485 \text{ MeV}/c^2 < M(K_S^0) < 510.4 \text{ MeV}/c^2$. Cette fenêtre est 4 fois plus grande que la résolution en masse.

4.4.6 Sélection des B_d^0

Pour sélectionner des candidats B_d^0 , nous recherchons des ϕ et de K_S^0 qui ont des paramètres d’impact et des impulsions transverses élevés :

- paramètre d’impact du candidat ϕ par rapport au vertex primaire, $IP(\phi) > 126 \mu\text{m}$ (figure 4.22) ;
- impulsion transverse du candidat ϕ , $P_T(\phi) > 1.9 \text{ GeV}/c$;
- impulsion transverse du candidat K_S^0 , $P_T(K_S^0) > 0.9 \text{ GeV}/c$;
- paramètre d’impact du candidat K_S^0 par rapport au vertex primaire, $IP(K_S^0) > 126 \mu\text{m}$.
- masse invariante du candidat B_d^0 , $5134 \text{ MeV}/c^2 < M(B_d^0) < 5324 \text{ MeV}/c^2$. Cette fenêtre est 6 fois plus grande que la résolution en masse (voir figure 4.23).

Nous utilisons ensuite le fait que le B_d^0 provient du vertex primaire : $IP(B_d^0) < 310 \mu\text{m}$ (figure 4.24).

4.4.7 Efficacité de la sélection

Les tableaux 4.3 et 4.4 donnent les efficacités des différentes coupures pour les événements de signal et de bruit de fond, ainsi que les efficacités finales. Ces dernières sont de $(24.6 \pm 0.7) \%$ pour les évs de signal, comprise entre 0.3 % et 1.6 % pour les b en ϕ inclusifs prompts et entre 0.1 % et 1.3 % pour les b en ϕ inclusifs non prompts. Par ailleurs, la sélection rejette tous les événements $b\bar{b}$ inclusifs. Dans la sélection, les 3 coupures qui éliminent le plus d’événements $b\bar{b}$ inclusifs sont celles sur $CL(K)$, $IP(\phi)$, et $M(B_d^0)$. Celle sur $IP(B_d^0)$ et $P_T(\phi)$ ont également un rôle important.

La difficultés à reconstruire précisément les caractéristiques du signal est l’une des principales sources d’inefficacité de la sélection. En effet, l’une des coupures les plus coûteuses en terme de signal est celle sur $IP(B_d^0)$. Cette coupure est cependant nécessaire à notre analyse car elle permet une forte rejection des bruits de fond, et c’est l’une des seules coupures qui contraint l’association des candidats ϕ et K_S^0 en un candidat B_d^0 ¹. L’efficacité de cette coupure est faible car l’ $IP(B_d^0)$ est mal reconstruit, comme nous l’avons souligné en 4.4.2.5. La moyenne de la distribution $IP(B_d^0)$ est de $200 \mu\text{m}$ (figure 4.24), alors que ce paramètre d’impact est nul dans la réalité. La reconstruction très imprécise de $IP(B_d^0)$ empêche de faire une coupure serrée sur cette

1. Les coupures comme les χ^2 des ajustements des vertex peuvent également tenir ce rôle. Ces coupures, et plus généralement toutes celles qui dépendent des matrices de covariance, sont inutilisables dans le cadre classique. En effet, nous suspectons des erreurs dans le calcul des matrices de covariance des traces et des vertex reconstruits. Par exemple, pour des populations de caractéristiques similaires, les distributions des χ^2 des ajustements des vertex étaient très différentes dans le cas classique de celles obtenues dans le cas réoptimisé étudié plus loin.

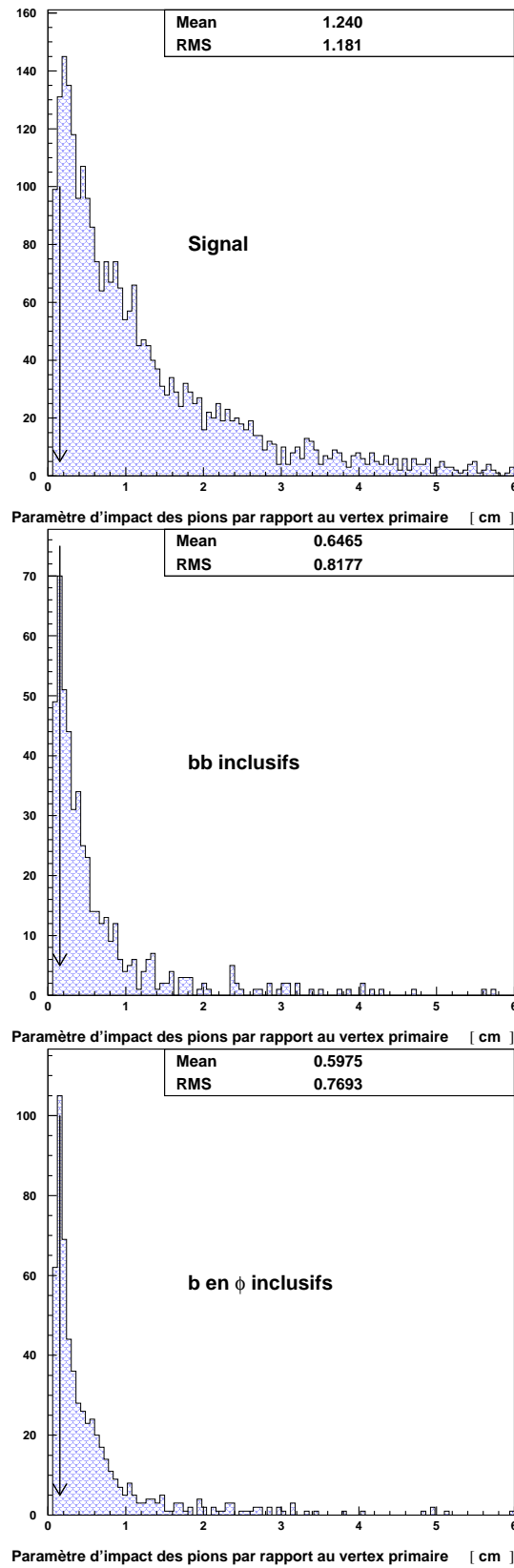


FIG. 4.21 – Paramètre d'impact des candidats pions par rapport au vertex primaire, $IP(\pi^+)$. En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

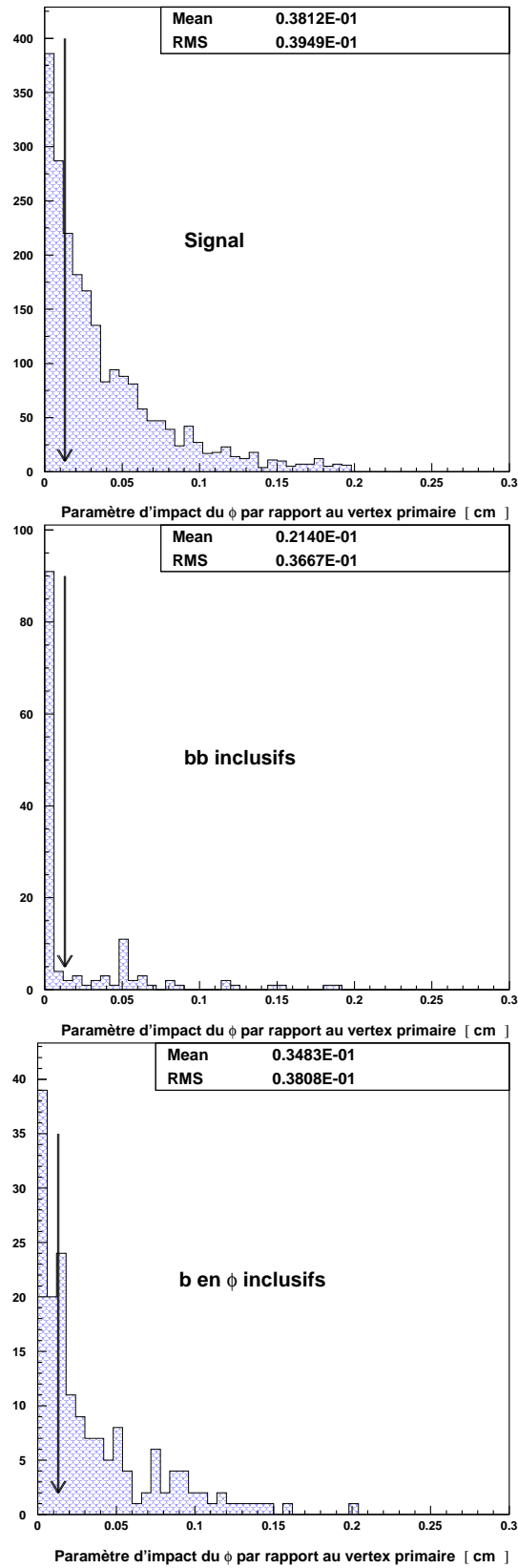


FIG. 4.22 – Paramètre d'impact du candidat ϕ par rapport au vertex primaire, $IP(\phi)$. En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

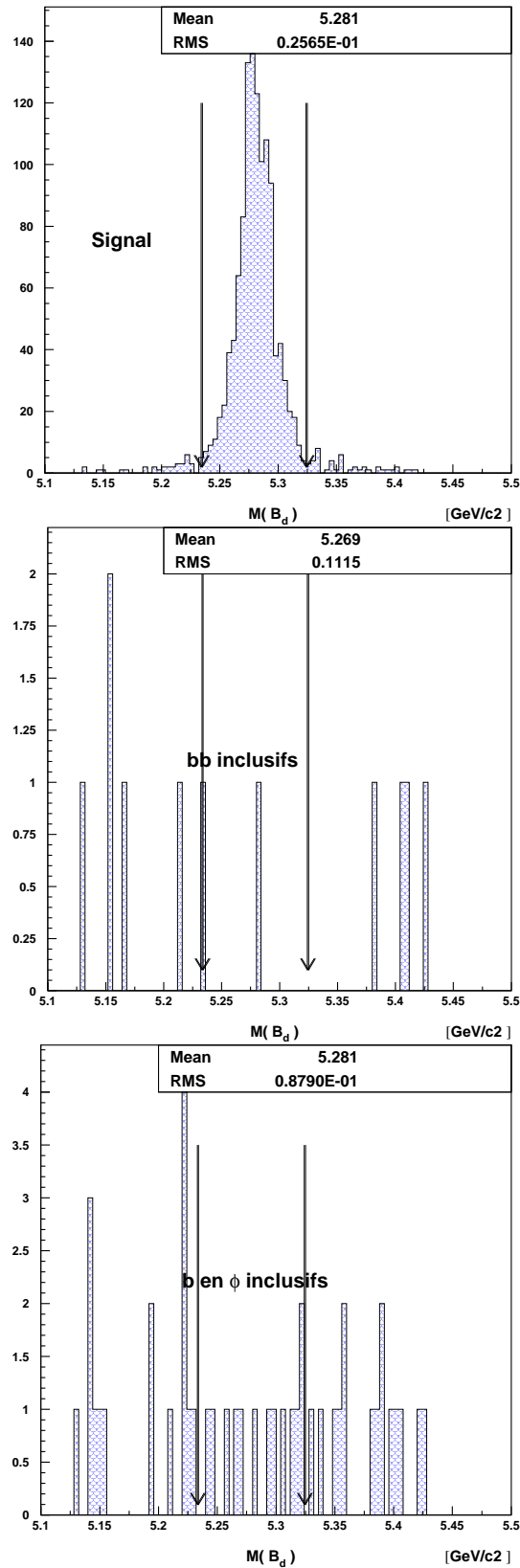


FIG. 4.23 – Masse invariante du candidat B_d^0 , $M(B_d^0)$. En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

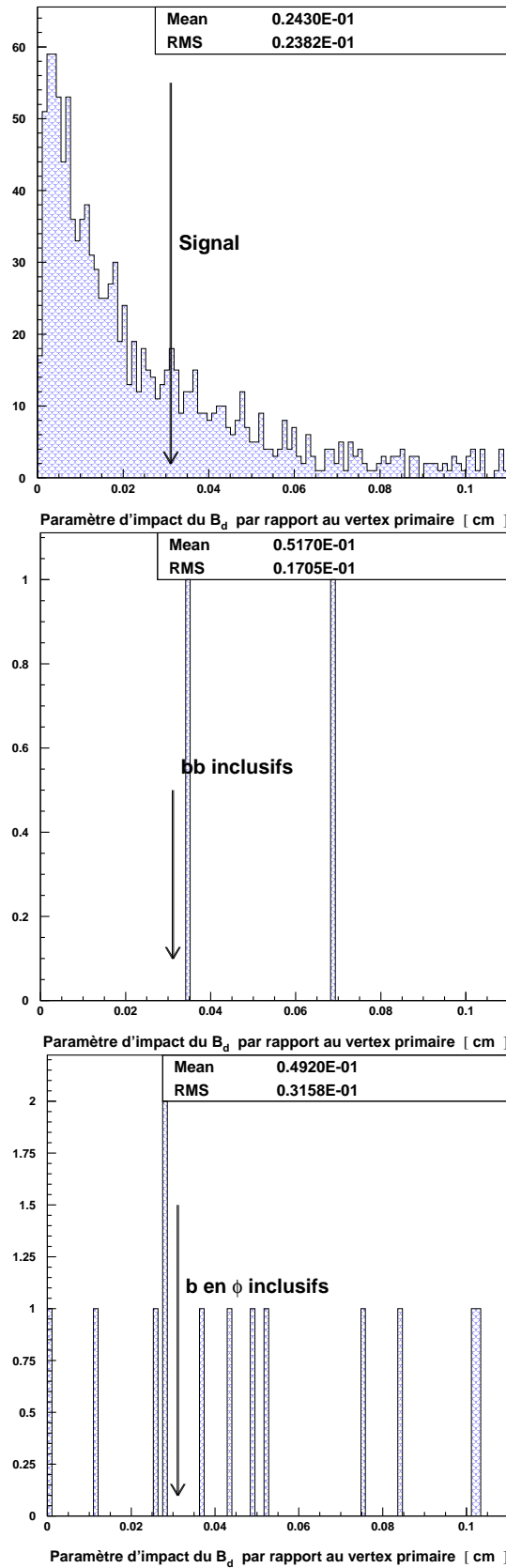


FIG. 4.24 – Paramètre d'impact du candidat B_d^0 par rapport au vertex primaire, $IP(B_d^0)$. En haut : événements de signal. Au milieu : événements $b\bar{b}$ inclusifs. En bas : événements ϕ inclusifs prompts.

Coupires	$\mathcal{E}(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)$ %
CL(K) > 0.74	80.3 ± 0.7
M(ϕ) ∈ [1006.4; 1032.4] MeV/c ²	96.0 ± 0.4
IP(π) > 1.5 mm	89.2 ± 0.6
z(K _S ⁰) > -4 mm	99.4 ± 0.4
M(K _S ⁰) ∈ [485; 510.4] MeV/c ²	92.6 ± 0.5
IP(ϕ) > 126 μm	67.8 ± 1
P _T (ϕ) > 1.9 GeV/c	88.9 ± 1
P _T (K _S ⁰) > 0.9 GeV/c	95.9 ± 0.5
IP(K _S ⁰) > 126 μm	97.5 ± 0.4
M(B _d ⁰) ∈ [5234; 5324] MeV/c ²	93.5 ± 0.7
IP(B _d ⁰) < 310 μm	71.6 ± 1.3
Total(/événements présélectionnés)	24.6 ± 0.7
Total (/4π sr)	0.85 ± 0.05

TAB. 4.3 – *Efficacités des coupures de la procédure de sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ pour les événements de signal. Chaque efficacité est calculée par rapport au nombre d'événements passant la coupure précédente, à l'exception de la première et des deux dernières lignes. La première et l'avant dernière ligne sont calculées par rapport au nombre d'événements issus de la présélection. La dernière ligne, calculée par rapport au nombre total d'événements produits dans 4π sr.*

variable sans faire chuter beaucoup l'efficacité de sélection du signal. Nous ne pouvons donc pas serrer cette coupure suffisamment pour atteindre une réjection satisfaisante des événements $b\bar{b}$ inclusifs. Pour y parvenir, nous compensons en effectuant des coupures sévères sur d'autres variables, comme IP(ϕ). L'optimum que nous obtenons est donné dans tableau 4.3. Si le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ était aussi bien reconstruit que les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ ou $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$, il serait possible de redéfinir les coupures pour augmenter l'efficacité de sélection du signal, tout en rejetant autant de bruit de fond.

Les efficacités finales des tableaux 4.3 et 4.4 sont égales au rapport du nombre d'événements sélectionnés sur le nombre produits dans 4π sr. Pour les bruits de fond, nous utilisons des intervalles poissonniens à 90 % de niveau de confiance, car le nombre d'événements sélectionnés est faible : 0 pour les $b\bar{b}$ inclusifs, 5 pour les b en ϕ inclusifs prompts, et 2 pour les b en ϕ inclusifs non prompts. Ces nombres obéissant à une loi poissonnienne, il est inadéquat de les représenter comme des variables gaussiennes d'écart type égal à leur racine carrée. La construction des intervalles de confiance que nous utilisons est expliquée dans [64]. Elle mène à :

- $N_{b\bar{b}} \text{ inclusifs} \in [0; 2.44]$ pour 0 événement sélectionné;
- $N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs prompts}} \in [1.84; 9.99]$ pour 5 événements sélectionnés;
- $N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs non prompts}} \in [0.53; 5.91]$ pour 2 sélectionnés.

Nous obtenons finalement les efficacités du tableau 4.4 en divisant les bornes de ces intervalles par le nombre d'événements simulés avant coupures, corrigé par le facteur d'acceptance correspondant à la production dans 400 mrad. Quel que soit le type de bruit de fond, le nombre d'événements simulés est toujours supérieur à 5×10^4 . C'est pourquoi nous négligeons l'erreur sur le dénominateur lors de ces calculs.

Coupages	$\mathcal{E}(\text{bb incl}) \%$	$\mathcal{E}(\phi \text{ incl prompts}) \%$	$\mathcal{E}(\phi \text{ incl non prompts})$
CL(K) > 0.74	4.1 ± 0.2	75.2 ± 2	74.7 ± 2
$M(\phi) \in [1006.4; 1032.4] \text{ MeV}/c^2$	70.8 ± 2	94.5 ± 1	94.9 ± 1.2
IP(π) > 1.5 mm	72.7 ± 2	69.7 ± 2	72.4 ± 2.5
$z(K_S^0) > -4 \text{ mm}$	66.5 ± 3	73.9 ± 3	73.6 ± 3
$M(K_S^0) \in [485; 510.4] \text{ MeV}/c^2$	67.6 ± 3.5	67.8 ± 3	69 ± 4
IP(ϕ) > 126 μm	24.8 ± 4	62.2 ± 4	63.8 ± 4
$P_T(\phi) > 1.9 \text{ GeV}/c$	63 ± 9	93.8 ± 2.5	85 ± 4
$P_T(K_S^0) > 0.9 \text{ GeV}/c$	58 ± 11	60.4 ± 5	68 ± 6
IP(K_S^0) > 126 μm	91 ± 8	78.2 ± 6	79 ± 6
$M(B_d^0) \in [5234; 5324] \text{ MeV}/c^2$	20 ± 13	30 ± 7	18 ± 7
IP(B_d^0) < 310 μm	0	38 ± 14	33 ± 20
Total(/événements présel.)	$[0; 1.9] \times 10^{-2}$	$[29; 157] \times 10^{-2}$	$[12; 131] \times 10^{-2}$
Total (/4 π sr)	$[0; 1.99] \times 10^{-4}$	$[8.3; 45.3] \times 10^{-4}$	$[3.34; 37.3] \times 10^{-4}$

TAB. 4.4 – Efficacités des coupures de la sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ pour les événements de bruit de fond.

Type d'événement	Nombre d'événements sélectionnés par an
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	9123 ± 315
bb inclusifs	$[0.0; 1.99] \times 10^6$
b en ϕ inclusifs prompts	$[1.6; 8.9] \times 10^4$
b en ϕ inclusifs non prompts	$[0.9; 9.5] \times 10^5$

TAB. 4.5 – Nombre d'événements de signal et des différents bruits de fond collectés par an par la procédure de sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Les efficacités obtenues ci-dessus permettent de calculer le nombre d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés en un an de prise de données par cette procédure. Ils sont donnés dans le tableau 4.5.

Nous constatons que ces évaluations souffrent d'une très grande imprécision. Cette imprécision est principalement due à l'incertitude statistique sur le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés par an, qui est élevée car la taille des échantillons de bruit de fond simulés est trop faible en regard de la statistique produite annuellement au LHC. En effet, l'échantillon d'événements bb inclusifs correspond à environ 15 secondes de prise de données, celui d'événements b en ϕ inclusifs non prompts à environ une minute, et celui d'événement b en ϕ inclusifs non prompts à environ 10 minutes. Quand nous extrapolons à la statistique d'une année, le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés est proportionnel au rapport entre le nombre d'événements produits en une année et le nombre d'événements simulés utilisés pour l'analyse. C'est pourquoi un événement sélectionné dans l'échantillon de bb inclusifs ou de b en ϕ inclusifs non prompts implique d'emblée des centaines de milliers d'événements par an. On obtient donc des bornes supérieures très élevées pour les bruits de fond, en regard du nombre d'événements de signal sélectionnés. En ajoutant à ceci la faiblesse du rapport de branchement de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, nous aboutissons à une évaluation très imprécise du rapport $\frac{B}{S}$ et de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}$.

Si nous considérons les bornes supérieures des intervalles du tableau 4.5, nous constatons que les événements bb inclusifs fournissent la contribution dominante au bruit de fond, suivis des événements b en ϕ inclusifs non prompts, dont la contribution est environ 10 fois plus

	Efficacité %
Déclenchement niveau 0	51 ± 2
Déclenchement niveau 0 + niveau 1	20 ± 3
Étiquetage	39 ± 2
Fraction de mauvais étiquetage	30 ± 3

TAB. 4.6 – *Efficacités pour le signal des deux premiers niveaux du système de déclenchement et de la procédure d'étiquetage de la saveur initiale du méson beau.*

importante que celle des événements b en ϕ inclusifs prompts. Dans le cas plus optimiste où nous considérons les bornes inférieures, les événements b en ϕ inclusifs non prompts sont la source dominante de bruit de fond, devant les b en ϕ inclusifs prompts. Dans les deux cas, la contribution des événements b en ϕ inclusifs non prompts est donc importante.

4.4.8 Potentiel pour la mise en évidence de physique au-delà du Modèle standard

Les résultats obtenus dans les sections précédentes permettent d'évaluer l'erreur statistique attendue sur la mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ en une année de prise de données. Nous en déduisons ensuite le temps nécessaire pour mettre en évidence des phénomènes de physique au-delà du Modèle standard.

4.4.8.1 Erreur statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$

Pour évaluer $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$, en utilisant l'asymétrie intégrale (équation 4.16), nous devons connaître le nombre d'événement de signal et de bruit de fond sélectionnés, en prenant en compte l'efficacité du système de déclenchement et celle de l'algorithme d'étiquetage de saveur. La procédure d'étiquetage de saveur initiale du méson beau dans le cadre classique, est décrite dans [6]. Elle cherche des leptons et des kaons de haute impulsion transverse, provenant du second méson beau produit dans l'événement. La charge de cette particule permet de déduire la saveur initiale. Le tableau 4.6 résume l'efficacité du système de déclenchement et celle de la procédure d'étiquetage de saveur, pour les événements de signal passant la sélection.

$$N_{\text{signal}}^{\text{final 1 an}} = N_{\text{signal}}^{\text{sélectionné 1 an}} \times \epsilon_{\text{sys. de déclenchement}} \times \epsilon_{\text{étiquetage}} = 712 \pm 140$$

Pour diminuer l'erreur statistique, nous calculerons le terme

$$\sqrt{\frac{N_{\text{signal}} + N_{\text{bruit de fond}}}{N_{\text{signal}}}}$$

de l'équation 4.16, en utilisant les résultats avant application du système de déclenchement et de l'étiquetage. Nous supposons que ces procédures réduisent au moins autant le nombre d'événements de bruit de fond que le nombre d'événements de signal.

Les nombres d'événements de bruit de fond utilisés pour évaluer $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$ sont déterminés sous la forme d'intervalle à 90 % de niveau de confiance. Déterminer rigoureusement un

intervalle de confiance sur le nombre total d'événements de bruit de fond, cumulant les 3 types de bruits de fond étudiés est a priori une tâche délicate. En combinant de la façon suivante les intervalles de confiance individuels pour former l'intervalle de confiance global $[N^{\text{1an Inf}}; N^{\text{1an Sup}}]$, avec

$$N^{\text{1an Inf}} = N_{\text{b}\bar{\text{b}} \text{ incl}}^{\text{1an Inf}} + N_{\phi \text{ incl prompts}}^{\text{1an Inf}} + N_{\phi \text{ incl non prompts}}^{\text{1an Inf}}$$

et

$$N^{\text{1an Sup}} = N_{\text{b}\bar{\text{b}} \text{ incl}}^{\text{1an Sup}} + N_{\phi \text{ incl prompts}}^{\text{1an Sup}} + N_{\phi \text{ incl non prompts}}^{\text{1an Sup}}$$

nous obtenons un intervalle à 73 % de niveau de confiance. En effet, en répétant de nombreuses fois l'estimation des bruits de fond, en utilisant à chaque fois de nouveaux échantillons générés, les intervalles de confiance des bruits de fond contiendraient tous les 3 simultanément le nombre d'événements sélectionnés dans $(90\%)^3 = 73\%$ des cas, sauf corrélations. On ne sait pas a priori quelle fraction des 27 % restant tomberont aussi dans l'intervalle $[N^{\text{1an Inf}}; N^{\text{1an Sup}}]$. C'est pourquoi nous considérons que $[N^{\text{1an Inf}}; N^{\text{1an Sup}}]$ est un intervalle à "au moins 73 % de niveau de confiance". En divisant $N^{\text{1an Sup}}$ et $N^{\text{1an Inf}}$ par les bornes inférieure et supérieure de l'intervalle à 90 % de niveau de confiance dans lequel est compris le nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ sélectionnés, on obtient des intervalles à au moins $(90\%)^4 = 66\%$ de niveau de confiance sur $\frac{N_{\text{bruit de fond}}}{N_{\text{signal}}}$ et sur $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$. Afin de nous rapprocher d'un intervalle à 90 % de niveau de confiance, nous bâtissons ces derniers intervalles à partir des intervalles individuels à 95 % de niveau de confiance. Nous obtenons alors les intervalles à au moins 81 % de niveau de confiance suivant :

$$\frac{N_{\text{bruit de fond}}}{N_{\text{signal}}} \in [7.67; 437.85], \quad (4.19)$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S} \in [0.56; 4.34]. \quad (4.20)$$

4.4.8.2 Sensibilité pour mettre en évidence des phénomènes au-delà du Modèle standard

Nous évaluons le temps de prise de données nécessaire pour mettre en évidence de la physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. La prédiction faite au paragraphe précédent de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$, incite à ne considérer que la borne la plus optimiste de l'intervalle de confiance, pour calculer l'erreur sur l'estimateur de la présence de nouvelle physique :

$$\Delta \sin 2\beta = |\sin 2\beta_{\text{MS}} - \sin 2\beta_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}^{\text{mesure}}|.$$

L'erreur $\sigma_{\Delta \sin 2\beta}$ sur $\Delta \sin 2\beta$ provient de la somme quadratique de :

- $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$, l'erreur sur la mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$;
- l'erreur théorique sur $\Delta \sin 2\beta$. Nous choisissons la valeur la plus optimiste de cette erreur donnée par les prédictions de la section 4.2.2 : 0.05 ;
- $\sigma(\sin 2\beta)_{\text{MS}} = 0.02$, l'erreur sur la valeur de $\sin 2\beta$ mesurée par BaBar et Belle en 2007.

A cause de la contribution de l'erreur statistique, cette erreur décroît avec le temps. Sur la figure 4.25, nous représentons $\sigma_{\Delta \sin 2\beta}$ en fonction du temps.

En 2007, l'erreur sur la mesure de $\sin 2\beta$ dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ par BaBar et Belle sera de l'ordre de 0.165, correspondant à une erreur de l'ordre de 0.175 sur $\Delta \sin 2\beta$. Nous pouvons déterminer grâce à la figure 4.25 qu'il faudra plus de 11 années d'exploitation du LHC pour obtenir avec le détecteur LHCb classique une meilleure précision, et pour pouvoir ainsi mettre en évidence des

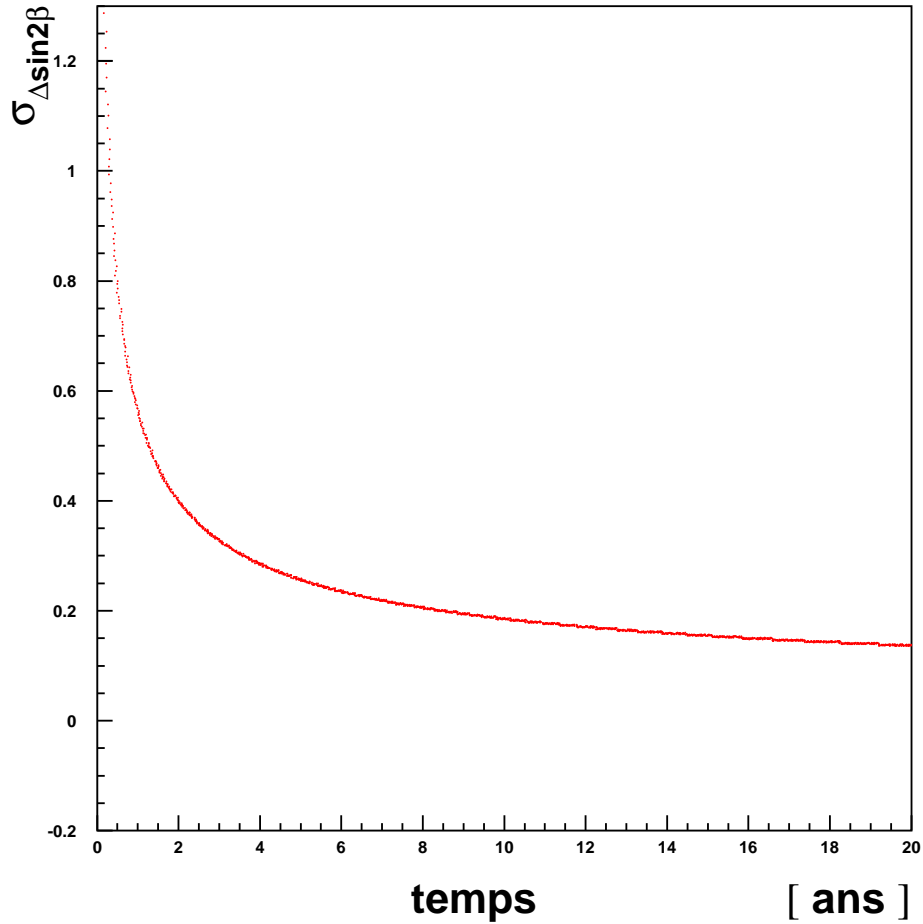


FIG. 4.25 – Erreur sur $\Delta\sin 2\beta$ en fonction du temps de prise de données, dans le cas de LHCb classique. Cette erreur détermine la sensibilité de LHCb à la nouvelle physique dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

effets de physique au-delà du Modèle standard que BaBar et Belle n'auraient pas encore vu en 2007.

Nous avons également estimé la précision avec laquelle $\Delta\sin 2\beta$ sera mesurée après 10 ans d'exploitation du LHC, si l'on combine les mesures des usines à b et de LHCb. Nous combinons l'erreur de la façon suivante :

$$\left(\frac{1}{\sigma_{\Delta\sin 2\beta}} \right)^2 = \left(\frac{1}{\sigma_{\Delta\sin 2\beta}^{\text{Belle}}} \right)^2 + \left(\frac{1}{\sigma_{\Delta\sin 2\beta}^{\text{BaBar}}} \right)^2 + \left(\frac{1}{\sigma_{\Delta\sin 2\beta}^{\text{LHCb}}} \right)^2.$$

Nous obtenons

$$\sigma_{\Delta\sin 2\beta} = 0.127.$$

Après 10 années d'opération du LHC, il sera possible de mettre en évidence des effets de physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ si ceux-ci sont suffisants pour mener à une mesure à 4σ de $\Delta\sin 2\beta$ de l'ordre de 0.5.

4.4.9 Conclusions

La procédure de sélection d'événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ présente une faible efficacité. Ceci est dû en partie au fait qu'il est difficile de reconstruire précisément la chaîne de désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Par ailleurs, nous ne pouvons évaluer précisément le nombre d'événements de bruits de fond sélectionnés par an car la statistique des échantillons simulés est trop faible en regard de la statistique attendue après une année d'opération du LHC.

Dans des cas favorables concernant le niveau des bruits de fond, onze années d'exploitation du LHC sont nécessaires pour mesurer $\sin 2\beta$ avec la même précision qui sera atteinte par BaBar et Belle en 2007. Après 10 ans de prise de données, nous pourrions mettre en évidence des effets de nouvelle physique menant à $\Delta_{\sin 2\beta} \sim 0.5$.

4.5 Potentiel du détecteur LHCb réoptimisé

Comme nous l'avons décrit au Chapitre 3, une réoptimisation du détecteur LHCb a été menée entre l'été 2001 et l'été 2003. Nous avons adapté notre étude à ce nouveau détecteur. Dans un premier temps, nous avons adapté la sélection des $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ au détecteur réoptimisé sans modifier nos coupures. Cette mise à jour a tiré profit de la campagne de production massive de données simulées pour le Rapport Technique décrivant la réoptimisation de LHCb [23]. Ceci nous permet de disposer d'un échantillon de 5×10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, mais surtout d'un lot de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs de 10.3×10^6 événements, 20 fois plus grand que dans le cas classique. Malgré cette augmentation importante de la statistique, les incertitudes statistiques sur le niveau des bruits de fond resteront élevées. C'est pourquoi nous étudions dans un second temps plusieurs alternatives visant à réduire ces incertitudes statistiques. Cela permettra de déterminer un lot de coupures plus optimal, incluant de nouvelles variables, inutilisables dans le cadre classique, qui autorise une plus grande sensibilité à la nouvelle physique dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Par manque de temps, nous n'avons pas étudié le rôle des événements de bruit de fond spécifiques, comme b en ϕ inclusifs. Nous extrapolons leur influence à partir des résultats obtenus dans le cas du détecteur classique.

4.5.1 Sélection des événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

Les différentes étapes de la reconstruction sont très similaires à celles décrites dans la section 4.4.2. La première étape sélectionne des pions et des kaons chargés constituant l'état final de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, suivie de leur combinaison pour former des candidats ϕ , K_S^0 et B_d^0 .

La différence principale se situe dans la reconstruction des traces chargées, qui utilise les algorithmes réalistes de reconnaissance de forme décrits au Chapitre 3. L'étude que nous présentons utilise uniquement les traces longues et les traces TTT. Les K_S^0 se désintégrant après le VELO sont reconstruits par la méthode décrite en 3.4.8.

4.5.1.1 Présélection

La présélection est très similaire à celle utilisée dans le cas du détecteur classique. Les seules différences résident dans l'absence d'une sélection des traces, rendue obsolète par l'existence d'une reconstruction réaliste, et dans la reconstruction du vertex primaire, décrite en 3.4.10. Plusieurs vertex primaires sont reconstruits par cette nouvelle procédure, qui tient compte du

Précoupures	Efficacité %
Reconstruction	2.3 ± 0.04
$M(\phi) \in [989; 1050] \text{ MeV}/c^2$	98.6 ± 0.2
$P_T(\phi) \in [1; 11] \text{ GeV}/c$	94.7 ± 0.4
$IP(\phi) < 2 \text{ mm}$	91.3 ± 0.5
$M(K_S^0) \in [467.7; 527.7] \text{ MeV}/c^2$	88.6 ± 0.6
$P_T(K_S^0) > 0.2 \text{ GeV}/c^2$	100
$IP(\pi^+) \text{ and } IP(\pi^-) > 0.8 \text{ mm}$	91 ± 0.6
$M(B) \in [5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$	98.9 ± 0.2
$DLA < 6 \text{ mm}$	96.8 ± 0.4
$z(K_S^0) > -20 \text{ cm}$	100
$IP(B) < 1100 \mu\text{m}$	97.6 ± 0.3
Total par rapport au nombre d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$	1.5 ± 0.05

TAB. 4.7 – Efficacité des coupures de la présélection du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, dans le cas du détecteur réoptimisé. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d'événements sélectionnés par la coupure précédente, à l'exception de la première et de la dernière ligne où l'efficacité est calculée par rapport au nombre total d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$.

fait que plusieurs interactions proton-proton peuvent avoir lieu lors d'un même croisement de faisceau. Nous ne retenons que le vertex qui comporte la plus grande multiplicité de traces chargées, qui présente la plus grande probabilité d'être le vertex de production de la paire de quarks beaux. Pour le reste de la présélection, nous avons choisi de garder les mêmes coupures que dans l'étude précédente, avec les mêmes valeurs. Comme dans le cas du détecteur classique, les précoupures sur les paramètres d'impact (figures 4.26 et 4.27) et les masses invariantes jouent un rôle primordial.

Le tableau 4.7 présente les efficacités de ces précoupures. L'efficacité est de $(1.5 \pm 0.05) \%$ pour les événements de signal. Elle est de $(0.2 \pm 0.001) \%$ pour les événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs.

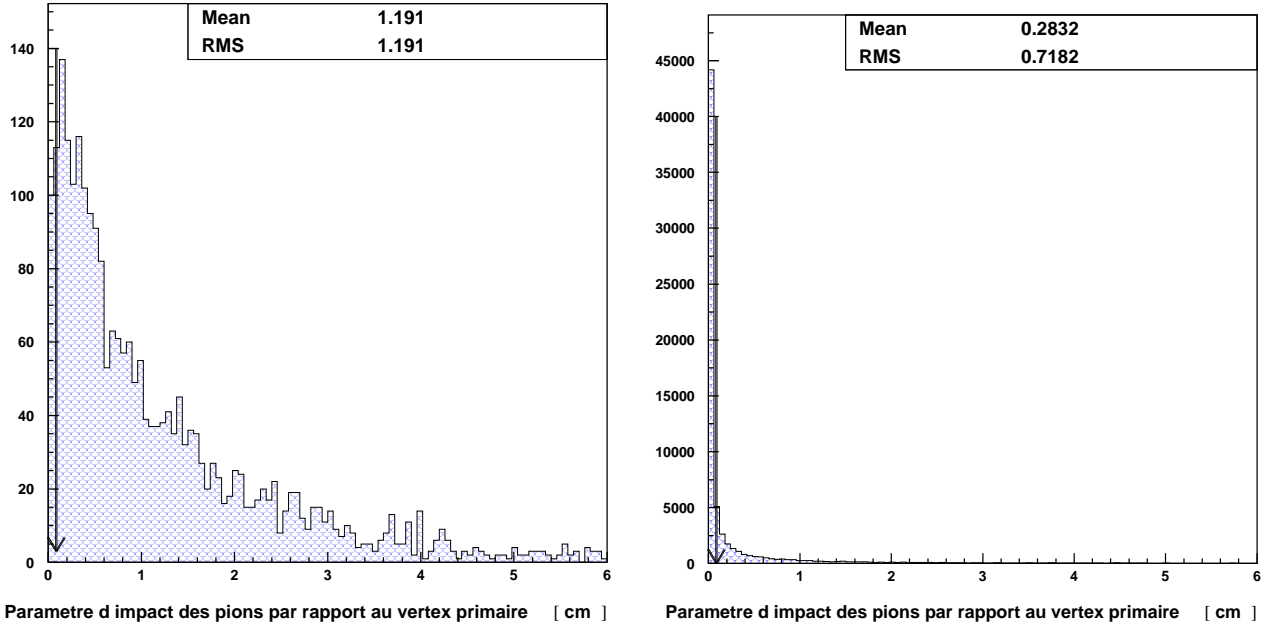


FIG. 4.26 – Paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des traces chargées combinées pour former les candidats K_S^0 . A gauche : événements de signal. A droite : événements $b\bar{b}$ inclusifs.

4.5.1.2 Sélection

a) Les coupures

Les distributions des variables de coupures pour les événements préselectionnés (figures 4.29 à 4.33) restent proches dans le cas réoptimisé de celles du classique. C'est pourquoi nous réutilisons les mêmes coupures. Cependant la sélection n'élimine pas tous les événements $b\bar{b}$ inclusifs de l'échantillon simulé car cet échantillon est beaucoup plus grand que celui utilisé dans le cas du détecteur classique. Il est toujours souhaitable que les coupures rejettent la totalité des événements de l'échantillon pour minimiser $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$. Pour cela, nous adoptons des valeurs plus sévères pour les coupures suivantes :

- impulsion transverse du candidat ϕ , $P_T(\phi) > 1.95 \text{ GeV}/c$ au lieu de $1.9 \text{ GeV}/c$;
- impulsion transverse du candidat K_S^0 , $P_T(K_S^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$ au lieu de $0.9 \text{ GeV}/c$.

Par ailleurs, nous avons ajouté une coupure sur le temps de vie propre du B_d^0 : $\tau_B > 0.245 \text{ ps}$. En effet, grâce à l'ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, présenté au chapitre 5, le temps de vie propre est reconstruit avec une meilleure résolution pour le signal. De plus, pour les événements de bruit de fond, l'ajustement tend à réduire la distance entre le vertex reconstruit du faux candidat B_d^0 et le vertex primaire. La distribution de temps de vie des candidats B_d^0 a donc une valeur moyenne plus faible pour le bruit de fond, comme le montre la figure 4.28. Cette variable est donc un peu plus discriminante dans le cas de l'expérience réoptimisée et peut être utilisée pour limiter le resserrement des autres coupures, afin de préserver l'efficacité de sélection du signal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

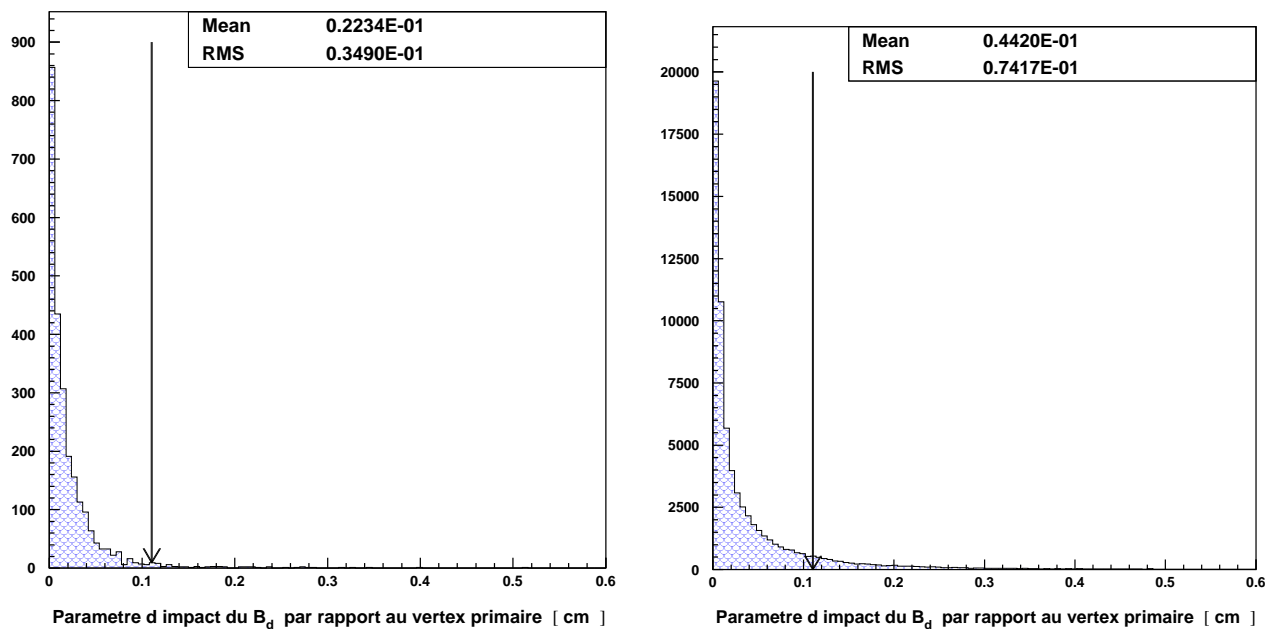


FIG. 4.27 – Paramètre d'impact du candidat B_d^0 par rapport au vertex primaire. A gauche : événements de signal. A droite : événements $b\bar{b}$ inclusifs.

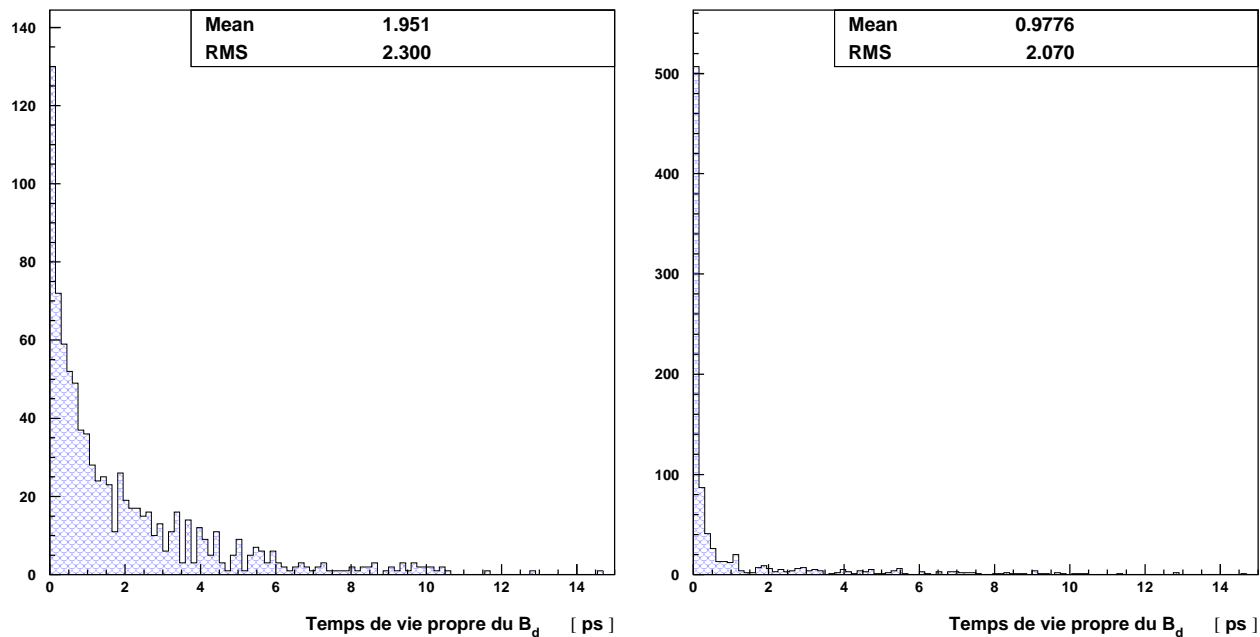


FIG. 4.28 – Temps de vie des candidats B_d^0 reconstruits dans les événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs. A gauche : reconstruits sans ajustement contraint. A droite, reconstruits avec un ajustement cinématique contraint forçant l'impulsion du candidat B_d^0 à pointer vers le vertex primaire.

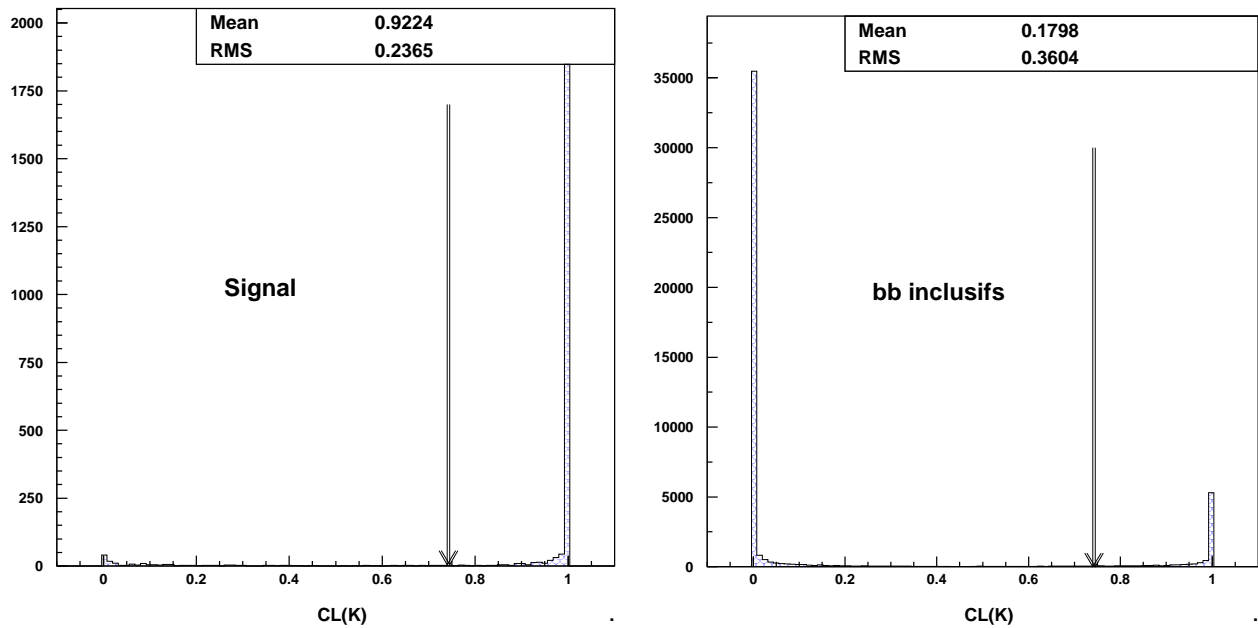


FIG. 4.29 – Niveau de confiance de l'hypothèse kaon pour les particules chargées utilisées pour former un candidat ϕ , $CL(K)$. A gauche : événements de signal. A droite : événements bb inclusifs.

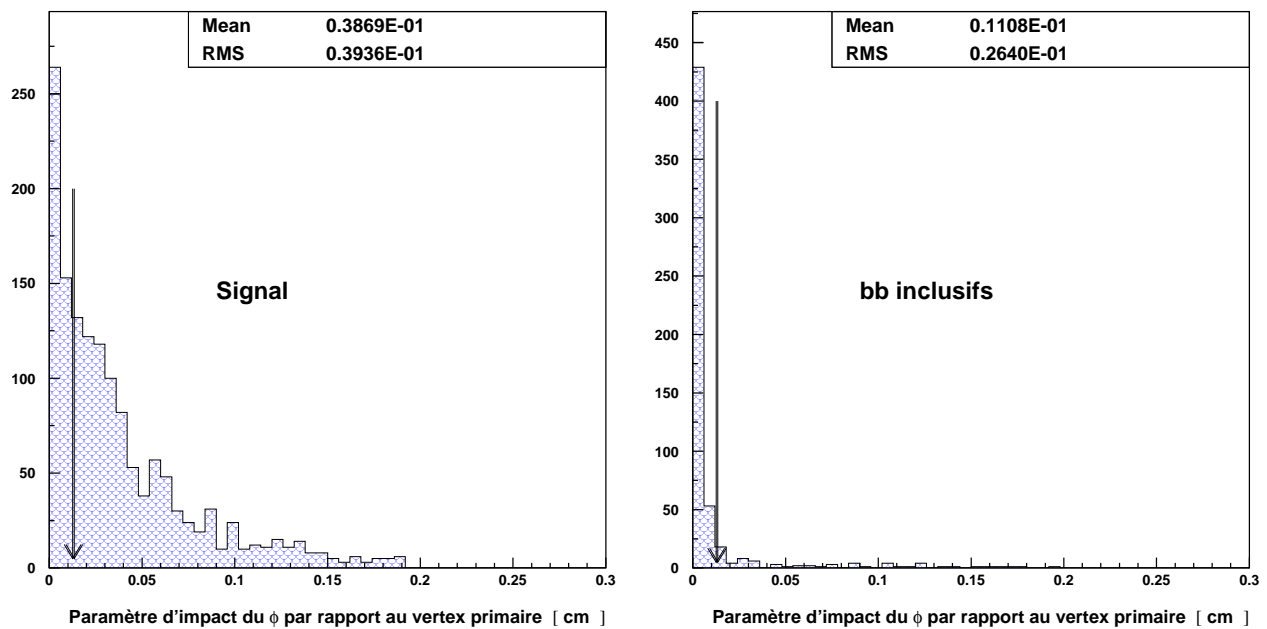


FIG. 4.30 – Paramètre d'impact du candidat ϕ par rapport au vertex primaire, $IP(\phi)$. A gauche : événements de signal. A droite : événements bb inclusifs.

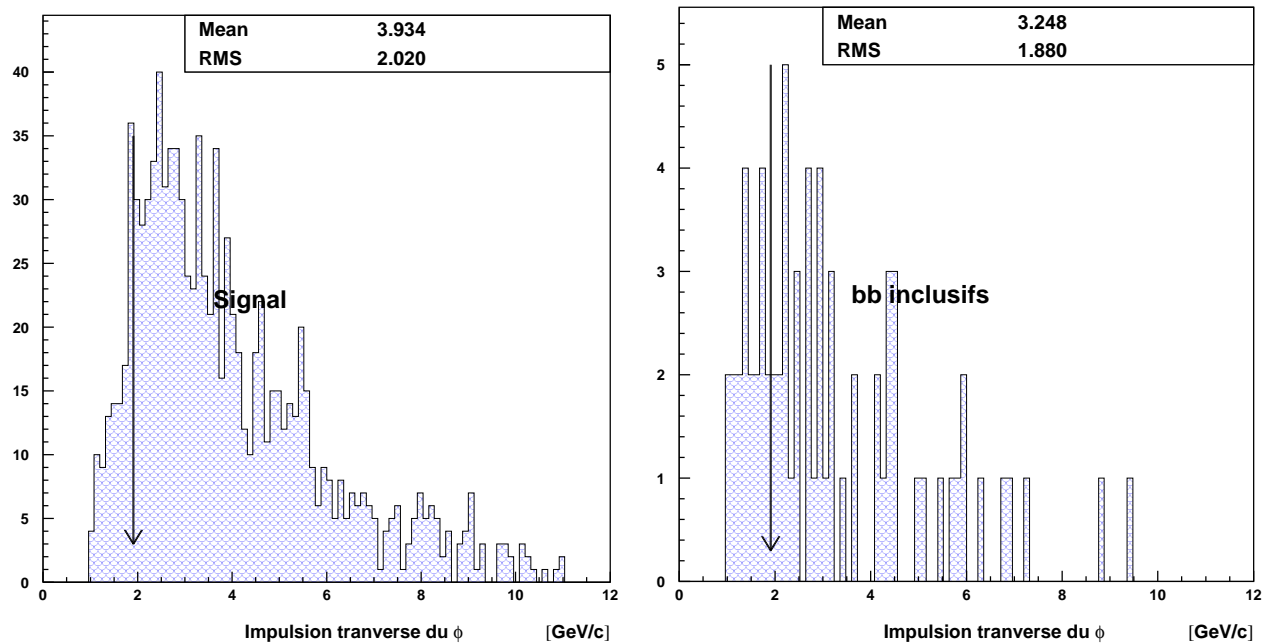


FIG. 4.31 – Impulsion transverse du candidat ϕ , $P_T(\phi)$. A gauche : événements de signal. A droite : événements $b\bar{b}$ inclusifs.

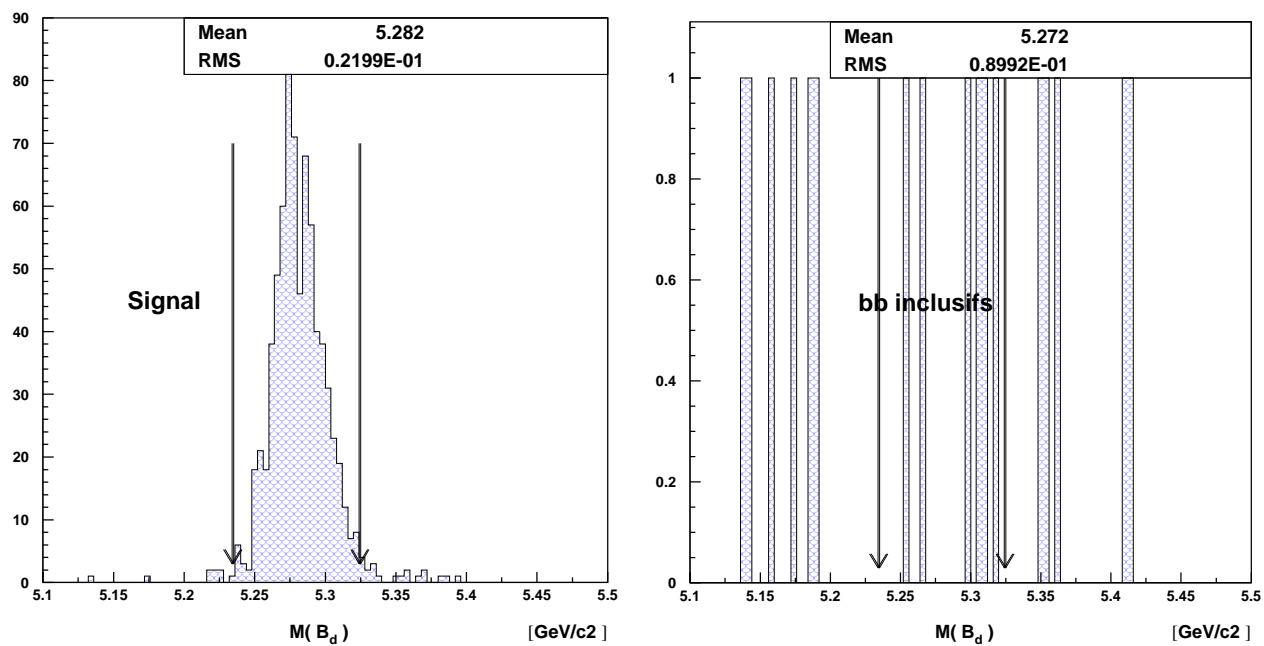


FIG. 4.32 – Masse invariante du candidat B_d^0 , $M(B_d^0)$. A gauche : événements de signal. A droite : événements $b\bar{b}$ inclusifs.

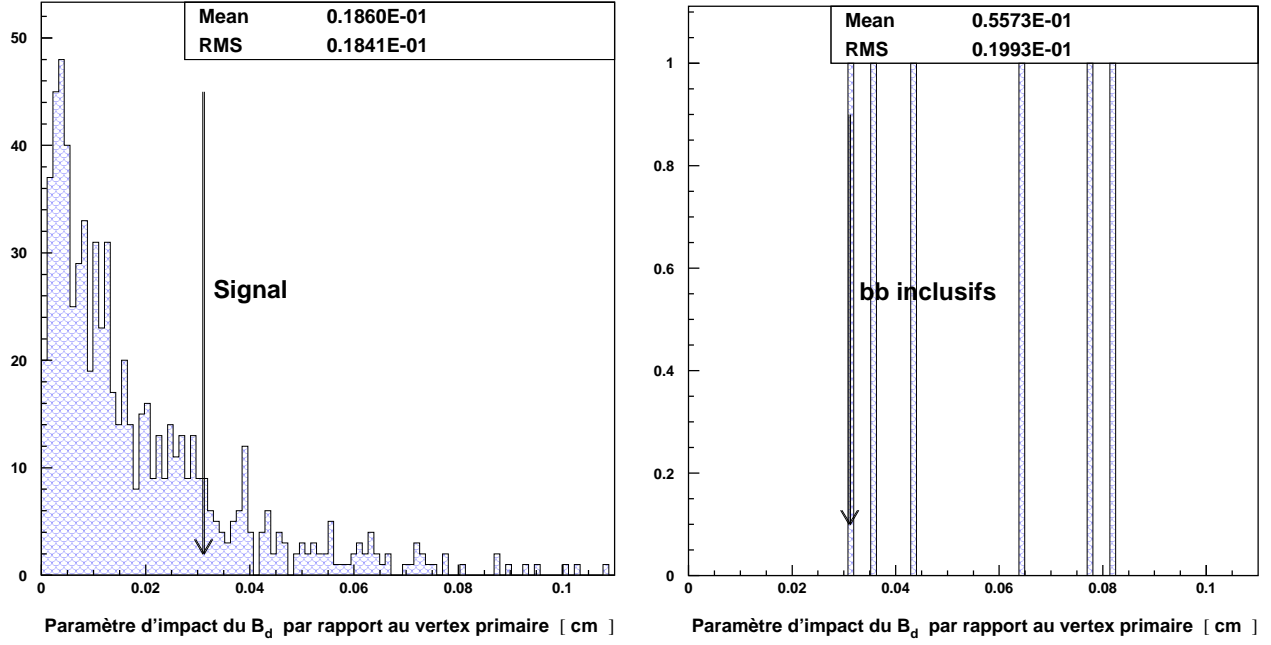


FIG. 4.33 – Paramètre d'impact du candidat B_d^0 par rapport au vertex primaire, $IP(B_d^0)$. A gauche : événements de signal. A droite : événements $b\bar{b}$ inclusifs.

Coupages	$\mathcal{E}(B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0)$ %	$\mathcal{E}(\text{bb inclusifs})$ %
CL(K) > 0.74	85 ± 0.8	5.4 ± 0.1
$1006.4 \text{ MeV}/c^2 < M(\phi) < 1032.4 \text{ MeV}/c^2$	95.8 ± 4.5	71.8 ± 0.9
$IP(\pi) > 1.5 \text{ mm}$	90.2 ± 0.7	66.4 ± 1
$z(K_S^0) > -4 \text{ mm}$	99.7 ± 0.15	69.9 ± 1.3
$485 \text{ MeV}/c^2 < M(K_S^0) < 510.4 \text{ MeV}/c^2$	87.1 ± 0.8	63.2 ± 1.6
$IP(\phi) > 126 \mu\text{m}$	69.9 ± 1.2	12.8 ± 1.4
$P_T(\phi) > 1.95 \text{ GeV}/c$	87.8 ± 1	71.8 ± 5
$P_T(K_S^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$	87.0 ± 1	35.3 ± 7
$IP(K_S^0) > 126 \mu\text{m}$	97.9 ± 0.5	94.4 ± 5
$5234 \text{ MeV}/c^2 < M(B_d^0) < 5324 \text{ MeV}/c^2$	96.4 ± 0.7	35.2 ± 10
$\tau_B > 0.245 \text{ ps}$	99.7 ± 0.2	83.3 ± 23
$IP(B_d^0) < 310 \mu\text{m}$	83.7 ± 1.4	0
Total(/événements présélectionnés)	26.8 ± 1	$[0; 0.5] \times 10^{-2}$
Total (/4π sr)	0.42 ± 0.03	$[0.0; 0.1] \times 10^{-4}$

TAB. 4.8 – Efficacités des coupures de la procédure de sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ pour les événements de signal et de bruit de fond, dans le cas du détecteur réoptimisé. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre d'événements sélectionnés par la coupure précédente, à l'exception de dernière ligne où l'efficacité est calculée par rapport au nombre total d'événements produits dans $4\pi \text{ sr}$.

Type d'événement	Nombre d'événements sélectionnés par an
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	4460 ± 180
$b\bar{b}$ inclusifs	$[0.0; 1.02] \times 10^5$

TAB. 4.9 – Nombre d'événements de signal et d'événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs collectés par an par la procédure de sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

b) Efficacité de la sélection

Le tableau 4.8 présente les efficacités des différentes étapes de la sélection, ainsi que l'efficacité totale par rapport au nombre d'événements produits dans 4π sr. Elle est de (0.42 ± 0.03) % pour le signal, et est comprise dans $[0; 0.1] \times 10^{-6}$ pour les $b\bar{b}$ inclusifs.

L'évaluation du nombre d'événements $b\bar{b}$ inclusifs sélectionnés par an reste très imprécise, même avec le grand échantillon de 10 millions d'événements dont nous disposons (tableau 4.9). Nous montrerons dans la prochaine sous-section, que l'évaluation de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$ est plus précise que dans le cas classique, mais toujours compatible avec des valeurs trop grandes pour être sensible aux effets de nouvelle physique.

4.5.2 Comparaison avec LHCb classique

La principale différence que nous observons entre les deux versions du détecteur concerne l'efficacité de la présélection. Pour les événements de signal, son efficacité passe de (3.50 ± 0.06) % à (1.50 ± 0.05) %, tandis que l'efficacité de sélection est sensiblement la même : (24.6 ± 0.7) % pour le détecteur classique et (26.8 ± 1) % pour la version réoptimisée. Ce résultat paraît en contradiction avec la raison d'être du détecteur réoptimisé.

Cependant, dans la version classique, aucun algorithme de reconnaissance des traces chargées n'était appliqué. A la place, on utilisait les informations Monte-Carlo pour associer les points d'impacts dans le VELO et dans le trajectographe dus à une même trace. Seuls quelques points de mesure étaient alors nécessaires pour reconstruire une trace. L'efficacité de reconstruction des traces était donc très optimiste. Dans la version réoptimisée, les algorithmes de reconnaissance de forme sont réalistes. Ils nécessitent plus de points de mesure ainsi qu'une répartition bien définie de ces points dans les différents sous-détecteurs.

Nous n'avons pas les moyens techniques d'implanter un algorithme réaliste de reconstruction des traces dans le cadre classique pour vérifier ces effets. A la place, nous sélectionnons uniquement les traces ayant des points de mesure jusque dans la dernière station du trajectographe. Cela nous rapproche des caractéristiques des traces chargées reconstructibles en tant que traces longues ou TTT. Ces traces sont les seules utilisées par l'analyse dans le cas réoptimisé. Pour le signal, l'efficacité de présélection des événements décroît de 40 %. L'efficacité totale de sélection avant les procédures de déclenchement et d'étiquetage est de 0.57 %. Pour le bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs, l'efficacité de présélection est de (0.3 ± 0.01) %. Ces chiffres sont beaucoup plus proches de ceux obtenus dans le cas réoptimisé, mais leur restent supérieurs de 35 % dans le cas du signal. Ils sont cependant encore très optimistes. Si une reconstruction réaliste des traces étaient utilisée, ces chiffres seraient plus faibles, sous l'action :

- du nombre minimum de points de mesures requis dans les différents sous-détecteurs, pour pouvoir reconnaître et reconstruire les traces ;

- de l’efficacité de l’algorithme de reconnaissance des traces, qui procède à des coupures pour évincer les fausses traces.

Nous concluons que si une reconstruction réaliste des traces était appliquée dans le cas classique, les performances seraient détériorées et finalement inférieures à celles obtenues dans le cas réoptimisé, comme on s’y attendait.

Cette comparaison suggère aussi d’étudier le gain qu’apporterait l’utilisation des traces de type “VTT”, ignorées jusqu’ici. En effet, dans le cadre classique, près de 20 % des événements de signal sont reconstruits à l’aide des traces ayant des mesures dans le VELO et dans T1 ou T2, mais pas dans les stations T6 à T9. Nous avons pour cette raison inclu dans l’analyse au sein du détecteur réoptimisé les traces “VTT”. Le nombre d’événements de signal sélectionnés augmente alors de 5 %. La majorité des événements supplémentaires étant évincés par les coupures sur les impulsions transverses, et les coupures sur les masses invariantes car ces traces sont moins bien reconstruites. Les traces “VTT” utilisables sont donc moins nombreuses que leur équivalent dans l’analyse classique. Une partie de l’explication réside dans une définition plus stricte des traces “VTT” en terme du nombre d’impact mesurés et de stations touchées, et dans l’efficacité de leur reconstruction par l’algorithme de reconnaissance. Par ailleurs, il sera peut-être possible de tirer un meilleur parti de ces traces en adaptant les coupures pour cette topologie.

4.5.3 Prise en compte des bruits de fond spécifiques

La mise à jour de cette étude dans le cadre du détecteur réoptimisé n’inclut pas l’étude des bruits de fond spécifiques b en ϕ inclusif car nous n’avons pas à notre disposition d’échantillon d’événements simulés. Nous allons tout de même donner une évaluation extrapolant les résultats obtenus dans le cas du détecteur classique.

L’échantillon d’événements $b\bar{b}$ inclusifs contient des événements de type b en ϕ inclusif, car le rapport de branchement correspondant est suffisamment grand. Ils vont nous permettre de déterminer un facteur de normalisation utilisé pour réaliser l’extrapolation.

Après la procédure de préselection, il y a 121 événements b en ϕ inclusif dans le lot d’événements $b\bar{b}$ inclusifs générés dans le cas classique, et 547 dans celui généré dans le cas réoptimisé. En tenant compte du nombre d’événements générés, on obtient le facteur de normalisation :

$$f = 121/547 \times \frac{10\,286\,500}{530\,000} = 4.6 \pm 0.4$$

En divisant par f le nombre d’événements b en ϕ inclusifs sélectionnés dans le cas classique, nous obtenons une estimation du nombre d’événements sélectionnés dans le cas du détecteur réoptimisé :

$$N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs prompts}}^{\text{sélectionné 1 an}} \in [0.36; 1.93] \times 10^4 \quad (4.21)$$

et à

$$N_{b \text{ en } \phi \text{ inclusifs non prompts}}^{\text{sélectionné 1 an}} \in [0.19; 2.06] \times 10^5 \quad (4.22)$$

Si nous considérons les bornes supérieures des intervalles, nous constatons que les événements b en ϕ inclusifs non prompts fournissent la contribution dominante au bruit de fond, suivis des événements $b\bar{b}$ (tableau 4.9), dont la contribution est environ 5 fois plus importante que celle des événements b en ϕ inclusifs prompts. Dans le cas plus optimiste où nous considérons les bornes inférieures, les événements b en ϕ inclusifs non prompts sont à nouveau la source dominante de bruit de fond, devant les b en ϕ inclusifs prompts.

	Efficacité %
Déclenchement niveau 0	33.7 ± 2
Déclenchement niveau 0 + niveau 1	14.3 ± 1.4
Étiquetage	43.3 ± 1.4
Fraction de mauvais étiquetage	33.8 ± 2.1

TAB. 4.10 – *Efficacités pour le signal des deux premiers niveaux du système de déclenchement et de la procédure d'étiquetage de la saveur initiale du méson beau, dans le cas du détecteur réoptimisé.*

4.5.4 Erreur statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$

Le calcul de la sensibilité suit la même démarche que celle exposée dans la section 4.4.8. Après application du système de déclenchement (voir 3.4.5) et de la procédure d'étiquetage de saveurs, dont les performances sont décrites dans le tableau 4.10, le nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ utiles pour la mesure de l'asymétrie CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est :

$$N_{\text{signal}}^{\text{final}} = 280 \pm 40.$$

Nous obtenons alors

$$\frac{B}{S} \in [3.35; 94.25]$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} \in [0.79; 4.07].$$

La courbe de sensibilité pour mettre en évidence de la nouvelle physique est montrée sur la figure 4.34. Il faudra plus de 20 années de prise de données pour atteindre sur $\Delta_{\sin 2\beta}$ la même précision que celle atteinte par les usines à b en 2007.

Par ailleurs, après 10 années d'opération du LHC, il sera possible de mettre en évidence des effets de physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ si ceux-ci sont suffisants pour mener à $\Delta_{\sin 2\beta}$ de l'ordre de 0.6.

4.5.5 Conclusions

Nous retrouvons dans le cadre du détecteur réoptimisé les principales caractéristiques mises en évidence dans le cadre classique : faible efficacité de sélection du signal, rôle important des bruits de fond sans qu'il soit possible de le quantifier précisément. L'échantillon de 10 millions d'événements $b\bar{b}$ inclusifs, beaucoup plus grand que celui disponible dans le cadre classique, permet de réduire d'un facteur 20 l'incertitude sur le nombre d'événements de ce type sélectionnés par an, tout en conservant une efficacité de sélection du signal similaire au cas classique. Cette réduction de l'erreur statistique permet de préciser la hiérarchie des bruits de fond. Ils sont dominés par les événements de type b en ϕ inclusifs non prompts. Cependant, ce progrès est insuffisant à cause de la chute d'un facteur 2 du nombre d'événements de signal collectés, quand on applique une reconstruction réaliste des traces.

Dans le cas favorable, plus de 20 années d'opération du LHC sont nécessaires pour mesurer $\sin 2\beta$ avec la même précision que celle qui sera atteinte par BaBar et Belle en 2007. Après 10 ans de prise de données, nous pourrions mettre en évidence des effets de nouvelle physique menant à $\Delta_{\sin 2\beta} \sim 0.6$.

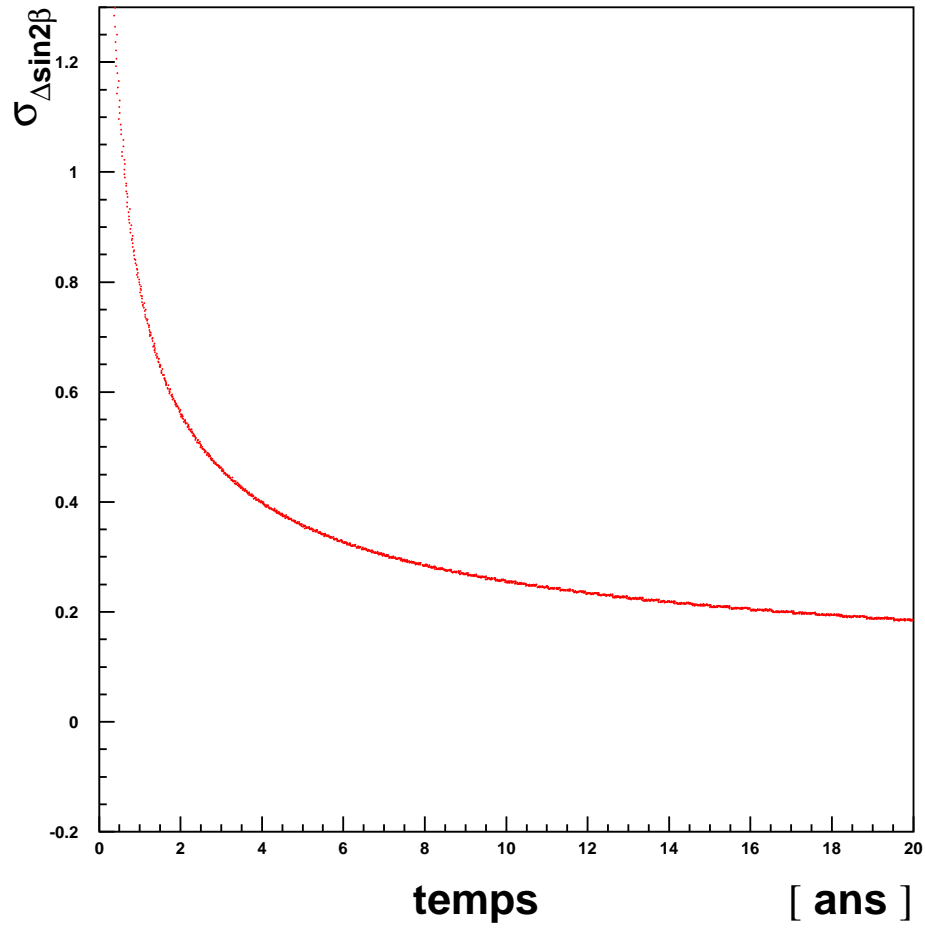


FIG. 4.34 – Erreur sur $\Delta\sin 2\beta$ en fonction du temps de prise de données, dans le cas de LHCb réoptimisé. Cette erreur détermine la sensibilité de LHCb à la nouvelle physique dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

Coupages	Signal	$\mathcal{E}(\text{bb incl}) \%$
CL(K) > 0.80	84.2 ± 0.8	5.2 ± 0.1
$M(\phi) \in [1007; 1031] \text{ MeV}/c^2$	94.5 ± 0.5	69.3 ± 0.9
IP(π) > 1.6 mm	89.1 ± 0.7	65.3 ± 1.1
$z(K_S^0) > -1.1 \text{ mm}$	99.5 ± 0.2	66.9 ± 1.4
$M(K_S^0) \in [488; 510] \text{ MeV}/c^2$	84.1 ± 0.9	60.9 ± 1.8
IP(ϕ) > 136 μm	68.1 ± 1.3	10.5 ± 1.4
$P_T(\phi) > 2 \text{ GeV}/c$	86.6 ± 1.1	65.3 ± 6.8
$P_T(K_S^0) > 1.6 \text{ GeV}/c$	84.1 ± 1.3	28.1 ± 8.0
IP(K_S^0) > 135 μm	98.0 ± 0.5	88.9 ± 11.1
$M(B_d^0) \in [5244; 5314] \text{ MeV}/c^2$	93.2 ± 1.0	25.0 ± 15.3
$\tau_B > 0.265$	99.8 ± 0.2	50.0 ± 35.0
IP(B_d^0) < 275 μm	68.3 ± 1.9	0
Total (/événements présel.)	18.3 ± 0.9	$[0; 0.5] \times 10^{-4}$
Total (/4 π sr)	0.29 ± 0.01	$[0; 0.1] \times 10^{-6}$

TAB. 4.11 – Efficacités des coupures de la sélection optimisée pour rejeter la totalité des bruits de fond b en ϕ inclusif non prompts.

La statistique d'événements de signal sélectionnés serait pourtant prometteuse si l'on pouvait réduire le niveau des bruits de fond. Nous étudions diverses approches dans la section suivante.

4.6 Stratégies plus performantes pour l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

Les évaluations faites en sections 4.4 et 4.5 du nombre d'événements de bruit de fond passant la procédure de sélection souffrent d'une large incertitude statistique. Il en va de même des évaluations de l'erreur statistique attendue sur la mesure de $\sin 2\beta$ après une année de prise de données. Par ailleurs, même les prédictions les plus optimistes concluent à une faible sensibilité à la nouvelle physique dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Pour faire face à ces problèmes, nous avons étudié plusieurs approches améliorant l'analyse actuelle, qui est une adaptation trop directe de l'analyse mise en place dans le cas classique.

4.6.1 Augmentation de la rejection des bruits de fond

Jusqu'à présent, les coupures de la sélection ont été optimisées pour minimiser la borne supérieure des intervalles de confiance sur le rapport $\frac{B}{S}$. Ces bornes étant très sensibles au nombre d'événements de signal sélectionnés, nous avons limité la sévérité des coupures. Ainsi, les événements b en ϕ inclusifs non prompts générés dans le cadre classique ne sont pas tous rejetés.

Le tableau 4.9 et les équations 4.21 et 4.22 permettent de comprendre que ces événements vont beaucoup détériorer les bornes inférieures sur $\frac{B}{S}$. En effet, dès que quelques événements sont sélectionnés dans les échantillons générés, les intervalles de confiance sur le nombre d'événements sélectionnés par an impliquent d'emblée des milliers d'événements.

Type d'événement	Nombre d'événements sélectionnés par an
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	3050 ± 150
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ après déclenchement L0+L1	458 ± 23
b en ϕ inclusifs prompts	$[0.213; 8.43] \times 10^3$
b en ϕ inclusifs non prompts	$[0.0; 8.53] \times 10^4$
$b\bar{b}$ inclusifs	$[0.0; 1.02] \times 10^5$

TAB. 4.12 – Nombre d'événements de signal et d'événements de bruit de fond sélectionnés par an, avec la sélection optimisée pour rejeter la totalité des bruits de fond b en ϕ inclusif non prompts.

En resserrant les coupures (tableau 4.11) pour éliminer tous les événements b en ϕ inclusifs non prompts, nous obtenons les résultats du tableau 4.12, qui impliquent :

$$\frac{B}{S} \in [0.03; 89.91]$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} \in [0.45; 4.65].$$

La baisse de l'efficacité de sélection du signal fait augmenter la borne supérieure de l'intervalle sur $\sigma(\sin 2\beta)$ de 14 % par rapport aux résultats précédents (section 4.5.4). Par contre, la borne inférieure de cet intervalle est améliorée par un facteur 1.7, car la nullité de la borne inférieure de l'intervalle sur le nombre annuel d'événements b en ϕ inclusifs non prompts compense largement la baisse de l'efficacité de sélection du signal.

4.6.2 Amélioration de l'évaluation en utilisant une méthode basée sur la factorisation des coupures.

Nous présentons dans cette section la première des deux approches visant à réduire les incertitudes statistiques sur le niveau des bruits de fond. Nous avons développée cette méthode et lui avons consacré beaucoup d'efforts. Elle est basée sur la factorisation de l'efficacité des coupures. Elle doit aider à déterminer un ensemble de coupures fournissant un rapport bruit sur signal acceptable.

4.6.2.1 La méthode de factorisation des coupures

Soit \mathcal{E} un échantillon de $N_{\mathcal{E}}$ événements, et soit $c = (c_1, \dots, c_n)$ un lot de coupures sélectionnant les "bons" événements. L'efficacité de la sélection est donnée par :

$$\epsilon = \epsilon_{c_1 + \dots + c_n} = \frac{N_{c_1 + \dots + c_n}}{N_{\mathcal{E}}}$$

où $N_{c_1 + \dots + c_n}$ est le nombre d'événements de \mathcal{E} qui sont sélectionnés quand toutes les coupures sont appliquées simultanément. Nous appellerons cette efficacité "efficacité standard" dans la suite de ce document.

Lorsque \mathcal{E} est l'échantillon de 1.03×10^7 d'événements $b\bar{b}$ inclusifs et quand $N_{c_1 + \dots + c_n}$ est proche ou égal à 0, l'efficacité standard souffre d'une grande incertitude statistique car l'intervalle

à 90 % de niveau de confiance sur le nombre annuel d'événements sélectionnés, est alors $N_{c_1+\dots+c_n}^{1\text{ an}} \in [0; 102000]$.

Pour les modes de désintégration ayant un rapport de branchement faible, ou une efficacité de sélection basse, cette prédiction mène à une prédiction imprécise du rapport bruit sur signal B/S et, dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ de l'erreur statistique attendue sur $\sin 2\beta$.

Les méthodes basées sur l'hypothèse que les efficacités des coupures peuvent être factorisées peuvent aboutir à des prédictions plus précises. Pour le démontrer, expliquons sur un exemple concret une façon de calculer ces prédictions quand une telle méthode est utilisée. Nous considérons un cas où les efficacités factorisées sont calculées par rapport à un échantillon de référence obtenu en appliquant une procédure de préselection sur l'échantillon complet de 10.4×10^6 événements. Dans notre cas, \mathcal{E} est l'échantillon de référence, avec $N_{\mathcal{E}}=32613$. Trois coupures sont utilisées, qui sélectionnent respectivement $N_{c_1}=2679$, $N_{c_2}=1633$, et $N_{c_3}=4$ événements dans \mathcal{E} .

La factorisation des coupures est applicable quand les corrélations entre les variables de coupure sont petites. Dans cette hypothèse, l'efficacité d'une coupure est la même, qu'elle soit appliquée avant ou après les autres coupures. En d'autres termes, il est équivalent d'appliquer c_3 seule sur un échantillon de $N_{\mathcal{E}}$ événements, ou après que les deux autres coupures aient été appliquées sur un échantillon de plus grande taille, contenant

$$\frac{N_{\mathcal{E}}^2}{N_{c_2}N_{c_3}}N_{\mathcal{E}} = 243 \times 32613 = 7.9 \times 10^6$$

événements. Trouver $N_{c_3}=4$ est équivalent à une sélection appliquant c_1 , c_2 et c_3 simultanément sur un échantillon de 7.9×10^6 événements. En tenant compte de la préselection, qui réduit l'échantillon initial d'événements $b\bar{b}$ d'un facteur ~ 315 , nous concluons que la factorisation des coupures augmente la statistique "effective" de cet échantillon jusqu'à $243 \times 1.03 \times 10^7 = 2.5 \times 10^9$ événements, en fournissant une augmentation du pouvoir statistique égale à 243. Ainsi, les résultats de cette méthode sont équivalents à une sélection standard retenant 4 événements parmi un échantillon complet de 2.5×10^9 événements. L'intervalle de confiance pour le nombre annuel d'événements de bruit de fond sélectionnés est alors : $B \in [140; 2150]$.

Ainsi, la factorisation des coupures réduit de manière significative l'incertitude sur la prédiction du niveau des bruits de fond. Cependant, un désaccord pourrait intervenir entre les efficacités standard et factorisées, en cas de corrélations entre les variables de coupure. C'est pourquoi nous avons développé une méthode qui détermine des jeux de coupures pour lesquels l'effet des corrélations est minimisé. Cette méthode est décrite dans la prochaine section.

4.6.2.2 Adaptation de la méthode de factorisation des coupures à la sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$

L'échantillon de bruit de fond contient 10 millions d'événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs. Nous le réduisons en utilisant la préselection définie en 4.4, à laquelle nous ajoutons une coupure sur le χ^2 du vertex reconstruit du B_d^0 : $\chi_B^2 < 100$. $N_{\mathcal{E}} = 32613$ événements passent cette préselection.

Nous organisons ensuite les coupures en trois groupes. L'efficacité factorisée est calculée comme le produit des efficacités individuelles de chacun des trois groupes :

$$\epsilon_{\text{factorisation}} = \epsilon_{g_1} \epsilon_{g_2} \epsilon_{g_3} = \frac{N_{g_1}}{N_{\mathcal{E}}} \frac{N_{g_2}}{N_{\mathcal{E}}} \frac{N_{g_3}}{N_{\mathcal{E}}}$$

où N_{g_i} est le nombre d'événements sélectionnés quand les coupures du groupe i sont appliquées sur l'échantillon de référence \mathcal{E} .

L'application standard des coupures élimine tous les événements de l'échantillon de $b\bar{b}$ inclusifs. L'efficacité factorisée, obtenue avec les mêmes valeurs des coupures, fournit une estimation précise de B , mais pour une valeur éventuellement beaucoup trop grande du rapport B/S . Nous allons utiliser l'efficacité factorisée pour prédire le résultat obtenu dans une région où les coupures sont plus serrées.

A cette fin, nous faisons varier la valeur des coupures, pas à pas à l'intérieur d'un intervalle donné. A chaque pas, la valeur de chaque coupure se rapproche de la borne supérieure de son intervalle de variation associé. Ces bornes doivent correspondre à des coupures suffisamment sévères pour réduire suffisamment la valeur de B .

Les efficacités factorisées et standards sont équivalentes seulement s'il n'y a pas de corrélations entre les coupures d'un groupe et celles des autres groupes, ou si l'effet de ces corrélations est faible. La capacité de l'efficacité factorisée à reproduire l'efficacité standard est quantifiée par :

$$\Delta = \epsilon_{\text{factorisation}} - \epsilon_{\text{standard}}$$

Ce Δ doit être maintenu petit à chaque étape du resserrement des coupures.

Δ dépend des corrélations entre les variables de coupures. Il est donc lié à la composition des trois groupes en termes de variables de coupure. Ces corrélations reflètent la distribution des événements dans l'espace à n dimensions des n variables de coupure. Cette distribution n'est pas constante lorsqu'on se déplace dans cet espace. En d'autres termes, les corrélations entre les variables sont modifiées quand l'étude est restreinte à une zone donnée de cet espace. Ainsi, les corrélations dépendent des coupures de préselection effectuées pour obtenir l'échantillon de référence \mathcal{E} . De plus, à chaque étape du resserrement des coupures, la valeur de Δ dépend des valeurs atteintes par les coupures à cette étape.

Dans cette méthode, les paramètres libres sont les coupures de préselection, les valeurs des bornes inférieures et supérieures des intervalles de variation, et la composition des 3 groupes de coupures. Nous les définissons de la manière suivante :

- i) minimiser Δ à chaque étape ;
- ii) maximiser le nombre d'événements de signal sélectionnés ;
- iii) garder acceptable le rapport bruit sur signal B/S ;
- iv) maximiser le pouvoir statistique.

Nous pouvons mesurer Δ uniquement dans la région des valeurs des coupures où des événements de bruit de fond subsistent lorsque toutes les coupures sont appliquées simultanément. Mais, nous avons besoin d'utiliser l'efficacité factorisée dans une région où les coupures sont plus serrées. Cette zone correspond aux queues des distributions, où les corrélations et leur impact pourraient différer en réalité de ce qu'ils sont dans la zone où Δ est mesuré. C'est une des limitations de la méthode. Pour tenir compte au mieux des effets intervenant dans les queues des distributions, une plus grande priorité a été donnée lors de l'optimisation à la région où entre 30 et 4 événements subsistent après application simultanée de toutes les coupures.

4.6.2.3 Résultats

Nous obtenons les meilleurs résultats en constituant les 3 groupes factorisés de la façon suivante :

- Le groupe 1 contient les 2 coupures sur le niveau de confiance de l'hypothèse kaon pour les particules chargées utilisées pour former un candidat ϕ , $CL(K^+)$ and $CL(K^-)$;
- Le groupe 2 coupe sur $M(K_S^0)$ et $M(B_d^0)$;
- Le groupe 3 rassemble toutes les autres coupures de la sélection de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$: $IP(\phi)$, $M(\phi)$, $P_T(\phi)$, $IP(\pi^+)$ et $IP(\pi^-)$, $IP(K_S^0)$, $P_T(K_S^0)$, $IP(B_d^0)$, τ_B .

Les figures 4.35 et 4.36 montrent, dans le cas du détecteur réoptimisé, la modification des distributions des paramètres d'impact $IP(\pi^+)$ et $IP(B_d^0)$ quand une coupure sur $CL(K^\pm)$ est appliquée. Les valeurs moyennes de ces distributions sont modifiées de respectivement 1 % et 11 %, alors que leurs formes sont similaires avant et après les coupures, ce qui montre que les corrélations entre ces variables sont faibles. La figure 4.37 est un histogramme profil représentant la corrélation entre $M(K_S^0)$ et $IP(\phi)$. Il montre qu'une coupure sur $M(K_S^0)$ n'a qu'un effet limité sur la forme et sur la valeur moyenne de la distribution de $IP(\phi)$. Par contre, la figure 4.38 montre un cas dans lequel les corrélations sont plus grandes. Nous observons que la moyenne de la distribution de $IP(\phi)$ est réduite de plus de 35 % quand la coupure sur $CL(K^\pm)$ est appliquée. Ceci est dû au fait que cette coupure augmente la proportion de vrais ϕ parmi les candidats ϕ sélectionnés. Les vrais ϕ venant en majorité du vertex primaire, la fraction d'événements avec un $IP(\phi)$ proche de 0 augmente. Ce type d'exemple montre qu'il n'est pas possible de trouver un groupe de variables ayant une corrélation nulle avec les autres groupes. Cela souligne l'importance du choix des bornes inférieures et supérieures des intervalles de variation des coupures, qui doivent mener à des coupures pour lesquelles les effets de ces corrélations sont minimisés.

Le tableau 4.13 présente les intervalles de variation des coupures. La figure 4.39 montre l'efficacité standard et factorisée en fonction de Δ . La différence entre ces deux efficacités reste inférieure à 45 % dans la région où au moins 4 événements sont sélectionnés. En utilisant la factorisation des coupures, avec les coupures correspondant à la cent-quarantième étape du resserrement des coupures, nous obtenons les résultats suivants :

- nombre de $b\bar{b}$ inclusifs sélectionnés par an : $\in [140; 2150]$;
- nombre d'événements de signal sélectionnés par an $\in [1700; 2100]$;
- nombre de b en ϕ inclusifs prompts sélectionnés par an : $\in [90.6; 1.4 \times 10^3]$;
- nombre de b en ϕ inclusifs non prompts sélectionnés par an : $\in [1.22 \times 10^2; 1.28 \times 10^4]$;
- $B/S \in [0.13; 11.47]$;
- $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S} \in [0.55; 2.34]$.

On peut comparer ces résultats à ceux obtenus en section 4.5. L'intervalle à 90 % de niveau de confiance concernant le nombre de nombre d'événements $b\bar{b}$ inclusifs est réduit d'un facteur ~ 48 . La limite supérieure sur l'intervalle concernant B/S est divisée par ~ 8 . La limite supérieure sur $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$ est divisées par ~ 1.7 , alors que la limite inférieure est divisée par ~ 1.4 . Pour le calcul de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$, nous avons extrapolé le rôle des bruits de fond b en ϕ inclusifs de la même manière qu'en section 4.5. L'amélioration est due essentiellement à la factorisation de la coupure sur $CL(K^+)$ et $CL(K^-)$, dont l'efficacité est faible pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs : 5 %. Le second groupe factorisé contribue également à ce facteur, via son efficacité de 8.2 %.

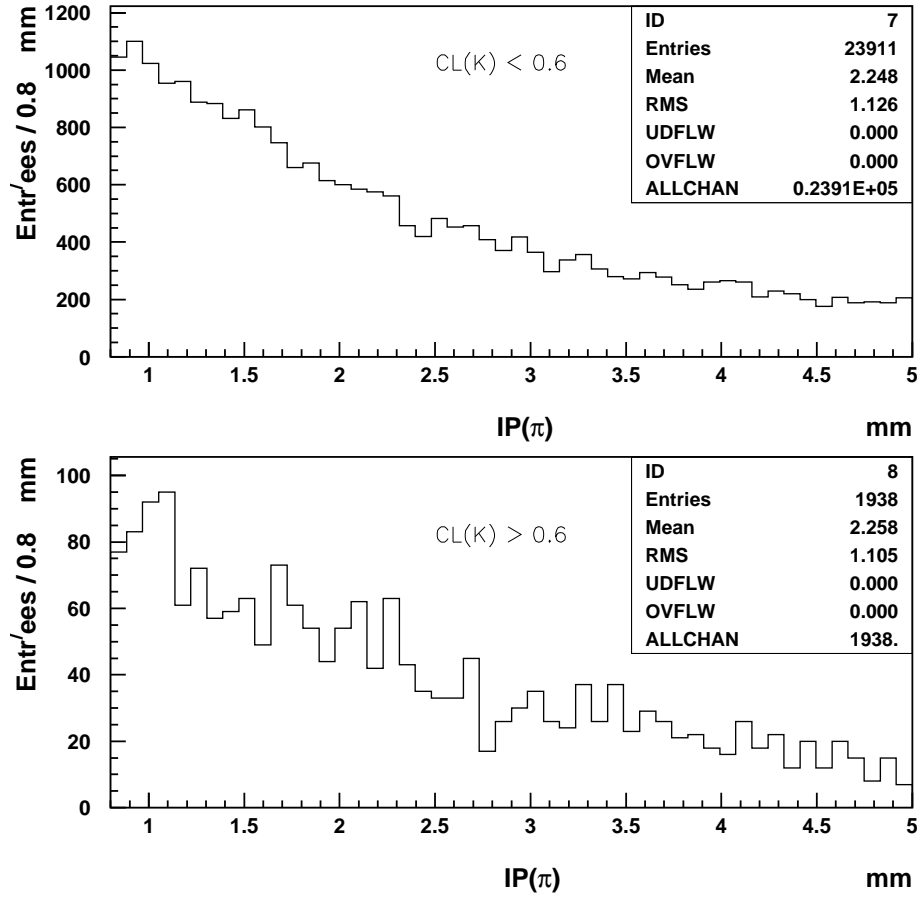


FIG. 4.35 – Paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des traces chargées utilisées pour former un candidat K_S^0 . En haut : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est inférieur à 0.6. En bas : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est supérieur à 0.6.

Variable de coupure	Intervalle de variation
$CL(K^+)$ et $CL(K^-)$	[0; 0.94]
$ 1019.46 - M(\phi) $	[8.5; 30] MeV/c^2
$ 497.672 - M(K_S^0) $	[8; 30] MeV/c^2
$IP(\pi^+)$ et $IP(\pi^-)$	[0.80; 1.7] mm
$IP(\phi)$	[0; 0.16] mm
$P_T(\phi)$	[1000; 2200] MeV/c^2
$IP(K_S^0)$	[0; 0.16] mm
$P_T(K_S^0)$	[200; 1900] MeV/c^2
$IP(B)$	[0.095; 1.1] mm
$ 5279.4 - M(B) $	[16; 150] MeV/c^2
τ_B	[0; 0.31] ps

TAB. 4.13 – Intervalles de variation des coupures fournissant le meilleur accord entre efficacités standard et factorisée. On peut comparer ces valeurs à celles des coupures de la sélection décrite en 4.5 (voir tableau 4.8). Ces dernières sont équivalentes aux coupures atteintes à la cent-dix-huitième étape du resserrement des coupures.

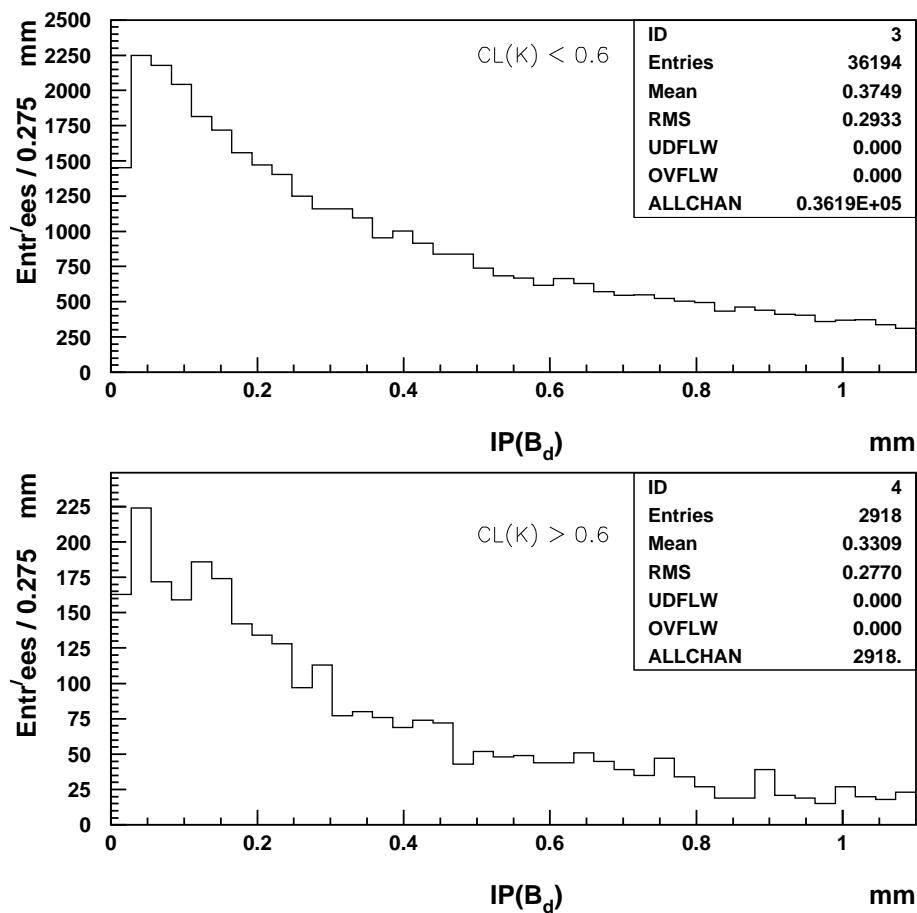


FIG. 4.36 – Paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des candidats B . En haut : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est inférieur à 0.6. En bas : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est supérieur à 0.6.

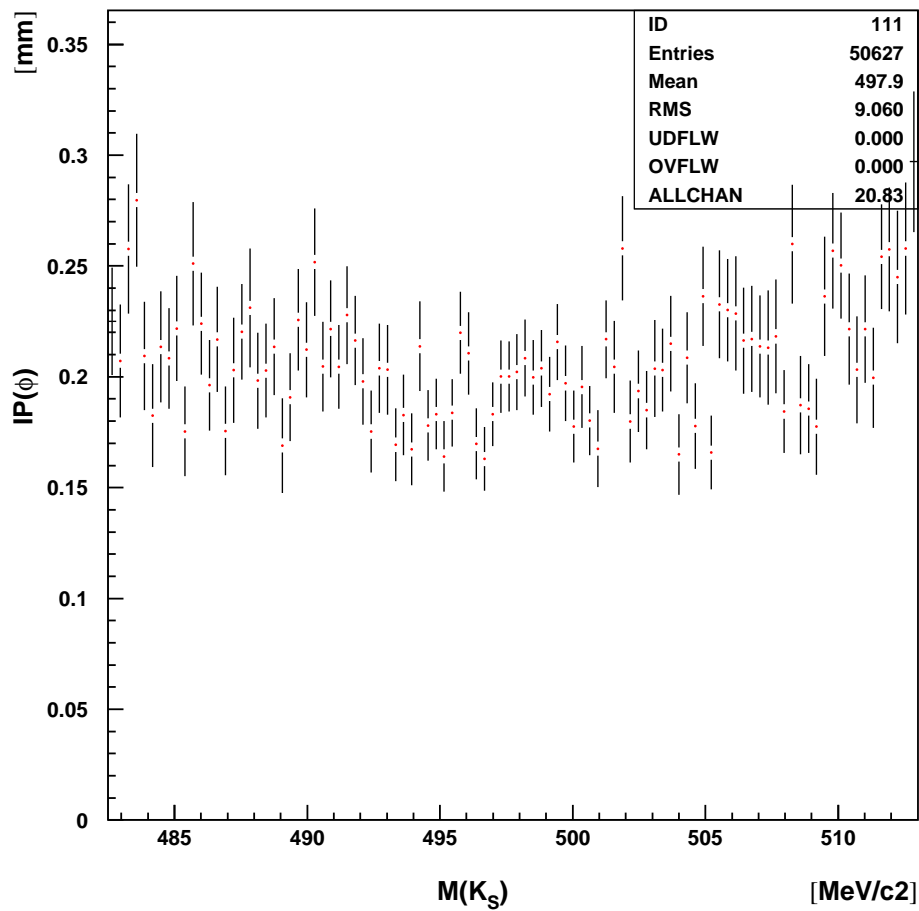


FIG. 4.37 – Histogramme profil du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des candidats ϕ en fonction de la masse invariante des candidats K_S^0 .

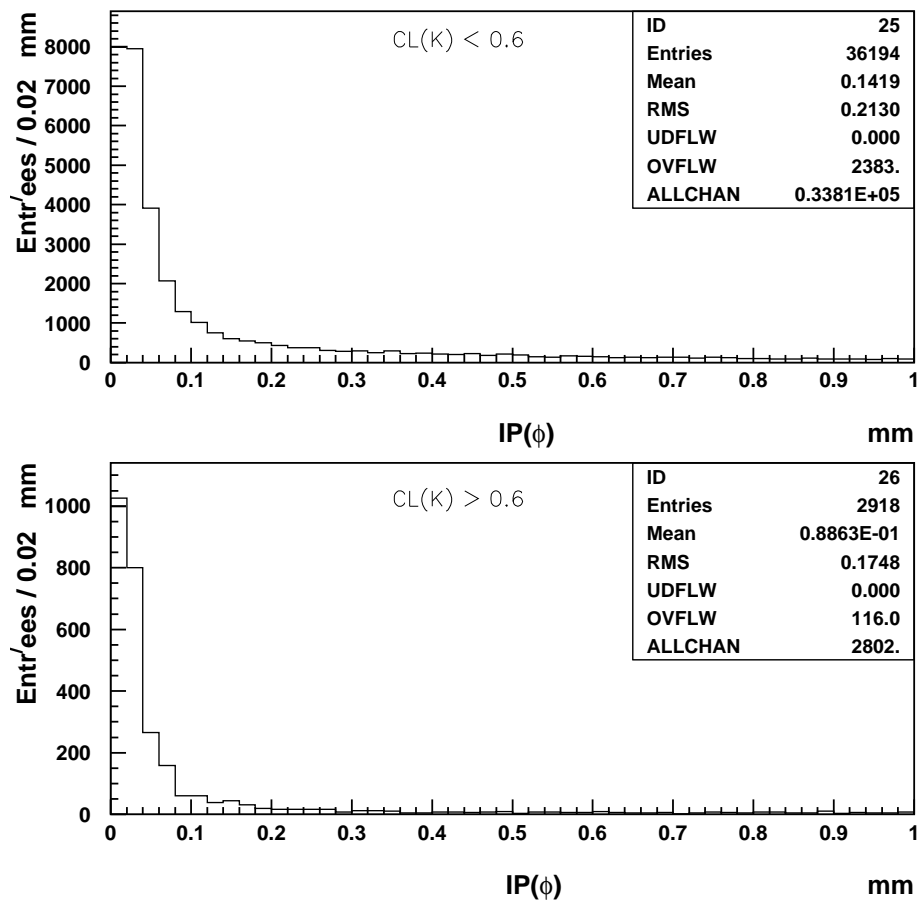


FIG. 4.38 – paramètre d'impact par rapport au vertex primaire des candidats ϕ . En haut : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est inférieur à 0.6. En bas : quand le niveau de confiance de l'hypothèse kaon est supérieur à 0.6.

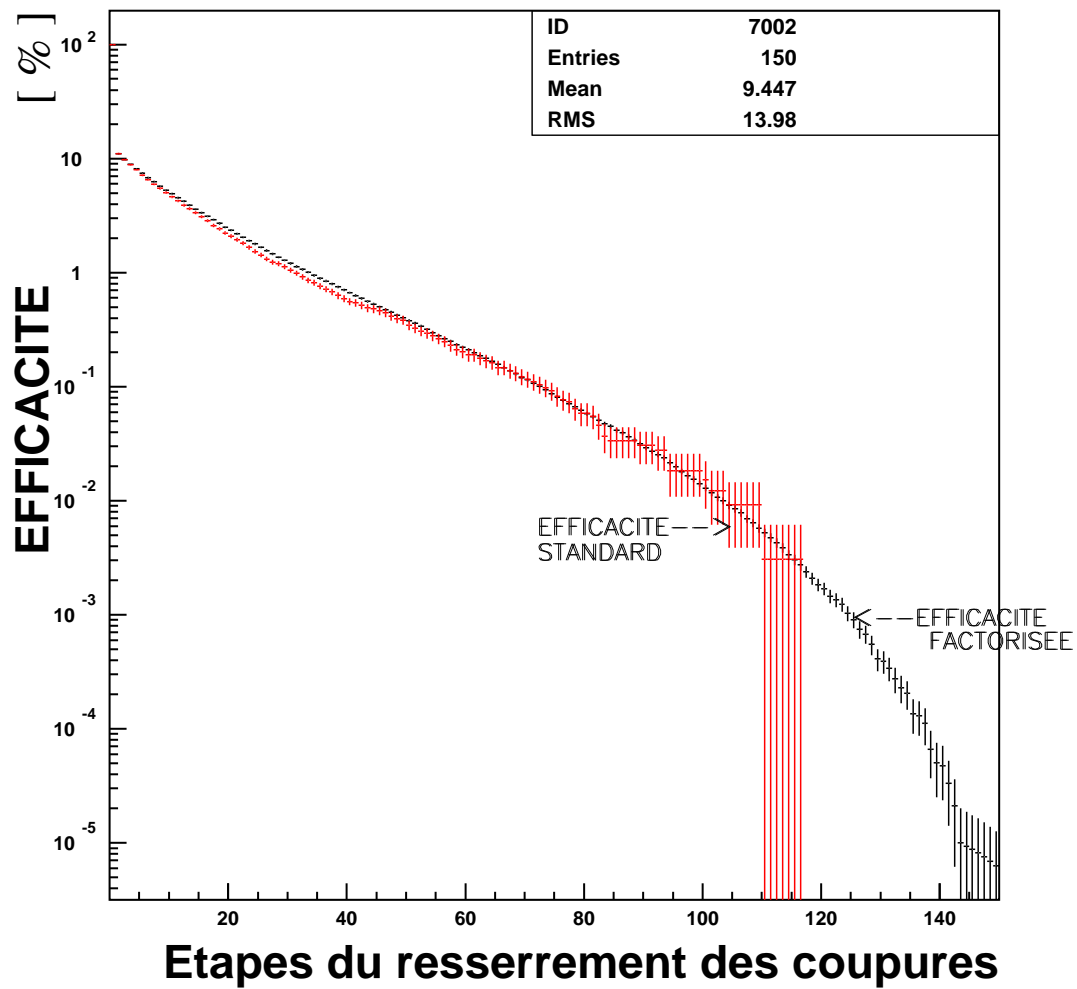


FIG. 4.39 – *Efficacité en fonction du resserrement des coupures, pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs, dans le cadre du détecteur réoptimisé.*

Coupires	Signal	$\mathcal{E}(\text{bb incl}) \%$
CL(K) > 0.74	85 ± 0.8	5.4 ± 0.1
$M(\phi) \in [1006.4; 1032.4] \text{ MeV}/c^2$	95.8 ± 4.5	71.2 ± 0.9
IP(π) > 2.35 mm	77.7 ± 1	46.6 ± 1.2
$z(K_S^0) > -4 \text{ mm}$	99.7 ± 0.1	74.6 ± 1.5
$M(K_S^0) \in [477; 518] \text{ MeV}/c^2$	97.4 ± 0.4	85.2 ± 1.4
IP(ϕ) > 130 μm	69.9 ± 1.2	12.7 ± 1.4
$P_T(\phi) > 2 \text{ GeV}/c$	85.9 ± 1.1	68.6 ± 5.5
$P_T(K_S^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$	86.9 ± 1.2	31.25 ± 6.7
$M(B_d^0) \in [5254; 5304] \text{ MeV}/c^2$	81.1 ± 1.2	-
$M(B_d^0) \in [5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$	-	100
$\tau_B > 0.245$	99.8 ± 1.6	93.3 ± 6.4
IP(B_d^0) < 295 μm	81.2 ± 1.6	0
Total(/événements présel.)	21.9 ± 0.9	$[0; 0.5] \times 10^{-4}$
Total (/4 π sr)	0.34 ± 0.015	$[0; 0.1] \times 10^{-6}$

TAB. 4.14 – Efficacités des coupures de la sélection optimisée pour l'analyse qui utilise l'hypothèse sur la forme de la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0 . L'efficacité de la coupure sur la masse invariante du B_d^0 est présentée une fois pour le signal (coupure serrée) et une fois pour le bruit de fond (coupure large, voir texte).

Pour obtenir cette amélioration de l'évaluation du nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés par an, il est nécessaire de resserrer les coupures d'une manière telle que l'efficacité de sélection du signal baisse d'un facteur 2.35 (voir tableau 4.9). C'est à nouveau en grande partie dû à la coupure sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire. Cette chute freine considérablement les améliorations apportées par cette approche. Si ce paramètre d'impact était aussi bien reconstruit que pour les canaux reconstruits à base de traces longues, cette méthode pourrait être réoptimisée et être ainsi plus profitable.

Par ailleurs, aucun des trois groupes de coupures factorisées n'élimine tous les événements de l'échantillon de bruit de fond simulé. La borne inférieure de l'évaluation de $\frac{B}{S}$ ne peut donc être nulle, et celle de l'évaluation de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$ est par conséquent moins optimiste que dans le cas de la première tentative d'amélioration de l'analyse, présentée en 4.6.1. Le même commentaire s'applique à la comparaison de la factorisation des coupures avec les deux prochaines approches, présentées en 4.6.3 et 4.6.4.

4.6.3 Evaluation à partir de la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0

Les coupures présentées dans le tableau 4.14 rejettent tous les événements de bruits de fond bb inclusifs de l'échantillon généré, tout en relâchant la coupure sur la masse du B_d^0 : $M(B_d^0) \in [5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$. Le nombre annuel d'événements bb inclusifs sélectionnés est alors compris dans l'intervalle $[0; 1.02 \times 10^5]$. Nous supposons que ces événements seront répartis uniformément dans la fenêtre de masse $[5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$. La largeur de cette fenêtre correspond à ~ 14 fois la résolution sur la masse du B_d^0 . Pour sélectionner le signal, nous utilisons une fenêtre beaucoup plus serrée. Si elle a une largeur $w \text{ MeV}/c^2$, l'intervalle sur le nombre d'événements de bruit de fond est divisé par $w/(5429 - 5129)$.

Type d'événement	Nombre d'événements sélectionnés par an
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$	3650 ± 165
$B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ après déclenchement L0+L1	535 ± 65
b en ϕ inclusifs prompts	$[0.71; 3.69] \times 10^4$
b en ϕ non inclusifs prompts	$[3.08; 34.43] \times 10^4$
$b\bar{b}$ inclusifs	$[0.0; 1.71] \times 10^4$

TAB. 4.15 – Nombre d'événements de signal et d'événements de bruit de fond sélectionnés par an, avec la sélection optimisée pour l'hypothèse sur la forme de la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0 .

Nous utilisons cette hypothèse pour augmenter le pouvoir statistique de l'échantillon de 10.8×10^6 événements $b\bar{b}$ inclusifs simulés. Nous considérons que si aucun événement de cet échantillon n'est sélectionné avec la coupure large sur la masse $M(B_d^0) \in [5129; 5429] \text{ MeV}/c^2$, alors aucun ne serait sélectionné dans l'intervalle $M(B_d^0) \in [5254; 5304] \text{ MeV}/c^2$. L'évaluation du nombre annuel d'événements $b\bar{b}$ inclusifs est alors $[0, 17083]$. L'hypothèse sur la distribution uniforme des événements de bruit de fond dans la fenêtre de masse permet de multiplier le pouvoir statistique de l'échantillon de $b\bar{b}$ inclusifs par un facteur 6.

Les coupures et leurs efficacités sont présentées, dans le tableau 4.14. Pour minimiser le niveau des bruits de fond en n'utilisant qu'une coupure large sur la masse des candidats B_d^0 , nous avons dû resserrer certaines des autres coupures. La variable la plus affectée est $IP(\pi)$, le paramètre d'impact des pions. Les nombres d'événements sélectionnés par an sont donnés dans le tableau 4.15. Nous présentons aussi dans ce tableau les nombres concernant les événements b en ϕ inclusif, que nous extrapolons à partir du résultat obtenu dans le cadre classique. Nous calculons le nombre d'événements de signal sélectionnés en appliquant la coupure serrée sur la masse, et obtenons, lorsque nous ne tenons compte que des bruits de fond $b\bar{b}$ inclusifs :

$$\frac{B}{S} \in [0; 5.05]$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} \in [0.41; 1.08].$$

En utilisant la même hypothèse pour évaluer le niveau des bruits de fond b en ϕ inclusif prompts et non prompts, nous obtenons :

$$\frac{B}{S} \in [0.71; 19.52]$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} \in [0.53; 2.01].$$

Ces résultats pourraient être améliorés s'il était possible délargir plus la fenêtre de masse invariante des candidates B_d^0 . Ceci n'est pas possible à cause de la présélection¹. Une étude récente [65] a cependant pu explorer cette possibilité. Nous la présentons dans la section 4.6.4.

1. La présélection devait être adaptée à la méthode de factorisation des coupures. Les performances de cette méthode étant en grande partie basées sur la coupure sur l'identification des particules, la présélection ne pouvait couper sur cette variable. Pour maintenir une taille raisonnable des ntuples, elle coupait donc sur la masse invariante du B_d^0 .

Approche	Statistique de signal par an après L0+L1	B/S	$\sigma(\sin 2\beta)_{ACP}$ intégrée	$\sigma(\sin 2\beta)_{ACP}(t)$	Nombre d'années pour égaler BaBar+Belle
Plus forte réjection des bruits de fond	458	[0.03; 90]	[0.45; 4.65]	[0.37; 3.5]	5.5
Factorisation des coupures	280	[0.13; 11.5]	[0.55; 2.34]	[0.5; 1.7]	10
Hypothèse sur la distribution de $M(B_d^0)$	535	[0.71; 19.5]	[0.53; 2.01]	[0.47; 1.6]	8
Nouvelles variables de coupures	760	[0.0; 0.73]	[0.36; 0.47]	[0.29; 0.38]	3.5

TAB. 4.16 – Synthèse des résultats obtenus par les approches chargées d'améliorer les résultats de l'analyse. Le nombre d'années de prise de données nécessaires pour égaler les résultats cumulés de BaBar et Belle est calculé en se basant sur la borne inférieure de $\sigma(\sin 2\beta)$ estimée avec l'asymétrie CP dépendante du temps.

4.6.4 Utilisation de coupures additionnelles

Les différentes versions de la sélection présentées jusqu'ici sont des adaptations de l'analyse effectuée dans le contexte de LHCb classique, dont elles restent proches. Dans le cadre classique, nous suspectons des erreurs dans le calcul des matrices de covariance des traces et des vertex reconstruits. Par exemple, pour des populations de caractéristiques similaires, les distributions des χ^2 des ajustements des vertex étaient très différentes dans le cas classique de celles obtenues dans le cas réoptimisé. Les variables mettant en jeu les éléments les matrices de covariances n'étaient donc pas utilisées.

Une étude très récente menée dans la collaboration [65] montre que l'usage des variables de coupure basée sur le χ^2 des vertex reconstruits, et sur les significances des paramètres d'impact par rapport au vertex primaire, permet de relâcher les autres coupures, tout en améliorant la rejection des bruits de fond. En effet, une fenêtre de masse très large, [4000; 6600] MeV/ c^2 , rejette tous les événements $b\bar{b}$ inclusifs. Cette analyse sélectionne 760 événements de signal avec la fenêtre de masse serrée [5244; 5314] MeV/ c^2 . Cette étude tire donc un plus grand bénéfice de l'hypothèse sur distribution en masse invariante des candidats B_d^0 décrite dans la section 4.6.3. Elle obtient :

$$\frac{B}{S} < 0.73$$

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} \in [0.36; 0.47].$$

Cette dernière analyse aboutit à des prédictions nettement plus prometteuses que les précédentes. Notons toutefois qu'elle est optimisée sans tenir compte des événements de type b en ϕ inclusifs.

4.6.5 Sensibilité à la physique au-delà du Modèle standard

Le tableau 4.16 synthétise les résultats des différentes approches envisagées pour cette analyse. Nous y incluons les prédictions basées sur l'asymétrie CP intégrée sur le temps. Cette asymétrie aboutit à des évaluations conservatives. C'est pourquoi nous y ajoutons une évaluation obtenue à partir de l'asymétrie CP dépendante du temps. Pour ce faire, il faudrait en toute rigueur simuler la distribution de cette asymétrie en y incluant les événements de signal et de bruit de fond, et ajuster sur cette distribution la formule théorique de cette asymétrie. Par manque de temps, nous n'avons pu effectuer une telle simulation. A la place, nous extrapolons à partir des résultats obtenus de cette manière dans le cas du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ [66] :

$$\sigma_{\sin 2\beta_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}} = \sigma_{\sin 2\beta_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}} \frac{\sqrt{N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}}}{\sqrt{N_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}}} \frac{\sqrt{1 + \frac{N_{\text{bruit de fond}}}{N_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}}}}{\sqrt{1 + \frac{N_{\text{bruit de fond}}}{N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}}}}, \quad (4.23)$$

où nous supposons que les performances de l'étiquetage de saveurs et la résolution sur le temps de vie propre du B_d^0 sont les mêmes. La dernière hypothèse est contestable dans la mesure où le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ est beaucoup mieux reconstruit que $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. En utilisant l'ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire décrit au Chapitre 5, cette résolution dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est améliorée de plus d'un facteur 2, et on peut comparer les résolutions centrales des deux canaux :

$$\sigma(\tau)_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0} = 0.1 \text{ ps}, \quad \sigma(\tau)_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0} = 0.042 \text{ ps}.$$

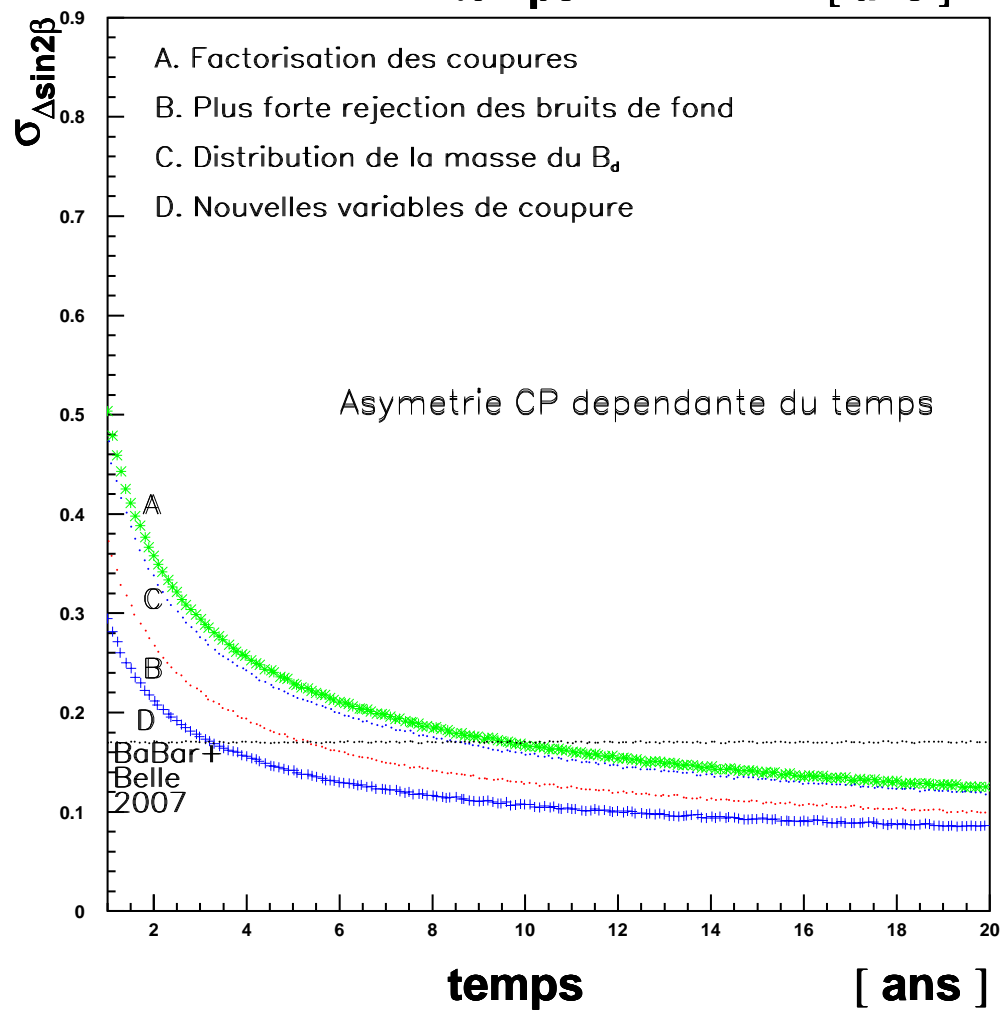
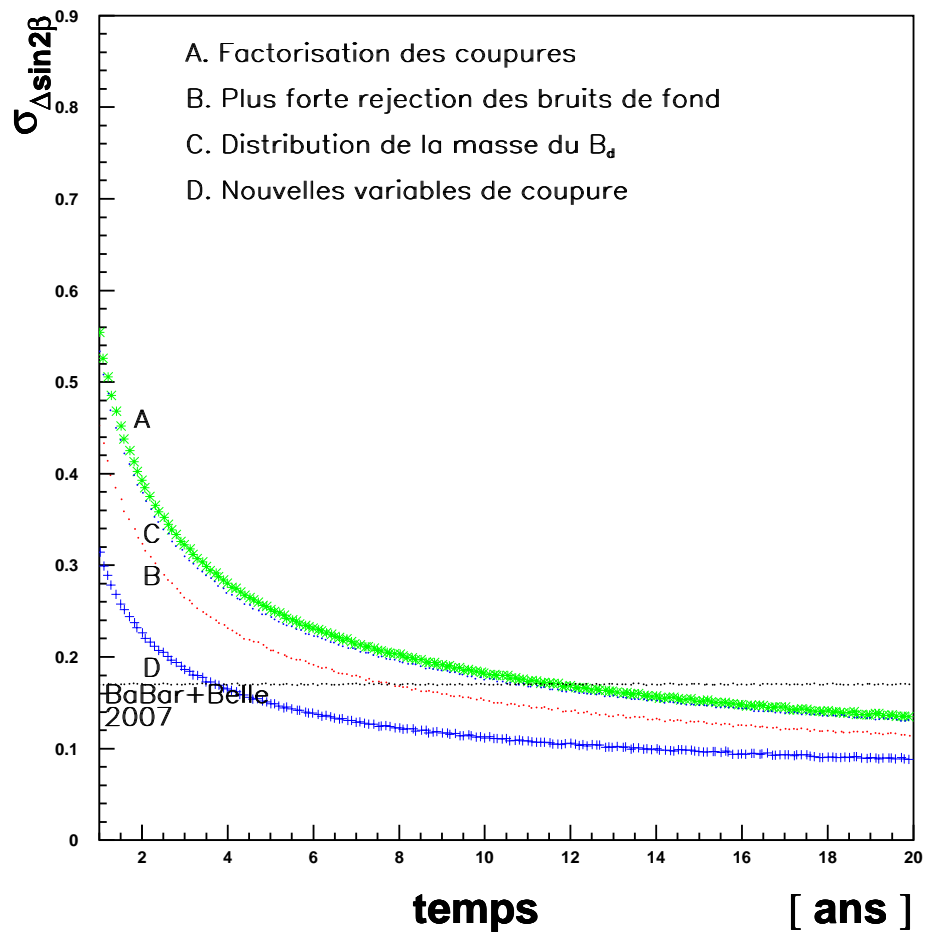
Moyennant des améliorations supplémentaires à l'avenir, la résolution sur le temps de vie propre dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ pourrait être proche de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, et l'extrapolation (Eq. 4.23) serait alors correcte. Les courbes de la figure 4.40 permettent de comparer l'erreur sur $\Delta_{\sin 2\beta}$ en fonction du temps pour les différentes versions de la sélection, suivant qu'elle provient de l'asymétrie CP intégrée sur le temps ou de l'asymétrie CP dépendante du temps. Ces courbes, tout comme la dernière colonne du tableau 4.16, sont calculées dans les deux cas en choisissant la valeur de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0}$ la plus optimiste autorisée par l'intervalle de confiance issu de notre estimation.

Le tableau 4.16 montre que dans les cas les plus prometteurs LHCb atteindrait après 3.5 à 8 ans de prise de données la même sensibilité vis-à-vis de la physique au-delà du Modèle standard dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ que les usines à B combinées en 2007. Les résultats les plus prometteurs sont obtenus par l'approche faisant appel à de nouvelles variables de coupure. Avec cette approche, la sensibilité des usines à B pourrait être égalée en 3.5 ans de prise de données et après 5 années, la combinaison des données d'LHCb et de celles des usines à B pourrait permettre d'être sensible à un $\Delta_{\sin 2\beta}$ de l'ordre de 0.45.

Ces conclusions soulignent l'importance des coupures impliquant des calculs d'erreur, comme le χ^2 des vertex, qui n'étaient pas disponibles dans le cas classique. Elle augmente notamment la capacité à couper sur les critères d'association des candidats ϕ et K_S^0 en un candidat B_d^0 . Ceci sera précieux pour rejeter lors d'une analyse exhaustive les bruits de fond spécifiques b en ϕ inclusifs.

4.7 Conclusions

La mesure de l'asymétrie CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ donne accès à $\sin 2\beta$. C'est également le cas dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, à une incertitude théorique près qui varie de 0.05 à 0.30 suivant



les estimations. De nombreux travaux théoriques concluent que des processus de physique au-delà du Modèle standard affecteraient notablement l'asymétrie CP dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, car l'amplitude de désintégration est dominée, par des topologies en pingouin. Comparer les mesures d'asymétrie CP dans les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ est donc une méthode prometteuse pour mettre en évidence des phénomènes de nouvelle physique.

La mesure d'asymétrie CP effectuée par Belle présente un écart entre les résultats obtenus pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et ceux obtenus pour $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ de 3.5σ . La valeur mesurée par Babar est compatible avec le Modèle standard.

Nous avons cherché à déterminer la sensibilité de LHCb pour mettre en évidence des effets de physique au-delà du Modèle standard et à la comparer à celle des expériences Belle et BaBar réunies.

Une première évaluation a été menée dans le cadre du détecteur classique. Elle a ensuite été adaptée dans le cadre du détecteur réoptimisé. Dans les deux cas, les performances de la procédure de sélection sont freinées par la faible efficacité de sélection du signal. Elle est due en partie aux difficultés rencontrées pour reconstruire précisément la position du vertex de désintégration du B_d^0 . Par ailleurs la taille des échantillons d'événements simulés est trop faible en comparaison de la production annuelle pour évaluer précisément le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés par an. En conséquence, l'évaluation de l'erreur sur $\sin 2\beta$ est également imprécise, et ses prédictions les plus favorables concluent que plus de 20 ans de prise de données seront nécessaires à LHCb pour atteindre la même sensibilité que BaBar et Belle réunies.

Par ailleurs, il apparaît que dans le cas classique l'efficacité de reconstruction des traces chargées est très optimiste par rapport à ce que l'on obtiendrait si l'on appliquait un algorithme complet de reconstruction, incluant la reconnaissance de forme. Les performances seraient alors inférieures à celle du détecteur réoptimisé.

Nous avons étudié plusieurs approches pour obtenir des évaluations plus prometteuses. Nous avons tout d'abord amélioré la borne inférieure de l'évaluation de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$ en resserrant les coupures pour rejeter tout les événements b en ϕ inclusifs.

Nous avons ensuite étudié des techniques permettant de réduire les erreurs statistiques sur le niveau des bruits de fond. Elles donnent un moyen d'étudier les effets de coupures plus serrées que celles que nous pouvons étudier avec une analyse standard. La première de ces techniques est basée sur la factorisation de l'efficacité des coupures. La méthode que nous avons développée réduit significativement la borne supérieure de l'évaluation de $\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_S}$, mais pas assez la borne inférieure. La seconde de ces techniques utilise une hypothèse sur la forme des événements de bruit de fond dans la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0 . Elle permet d'obtenir de meilleurs prédictions que les approches précédentes : environ 8 années de prise de données pourraient suffire pour égaler les performances de BaBar et Belle réunies. Cette même hypothèse est utilisée par la dernière approche, qui obtient les résultats les plus prometteurs, en profitant de l'effet bénéfique de nouvelles coupures sur le χ^2 des vertex reconstruits et les significances des paramètres d'impact.

D'après les résultats de cette dernière version de l'analyse, 3.5 années de prise de données permettent d'aboutir à une sensibilité équivalente à celle atteinte en 2007 par BaBar et Belle réunies. De plus, en 5 ans, un écart $\Delta_{\sin 2\beta}$ d'environ 0.45 entre $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ pourra être mesuré en combinant les données de LHCb et celles des usines à b.

Cette analyse pourrait encore être améliorée :

- en développant des algorithmes de reconnaissance de trace optimisés pour trouver des K_S^0 ;
- en utilisant les traces VTT pour la reconstruction des ϕ ;

-
- en développant une analyse basée sur une fonction de vraisemblance pour le signal et les bruits de fond et en ajustant l'asymétrie CP dépendante du temps ;
 - en augmentant l'efficacité du trigger pour ces événements ;
 - en améliorant la procédure d'étiquetage des mésons beau. La procédure actuelle n'utilise pas toute l'information disponible dans chaque événement pour étiqueter de façon optimale la saveur. Les formes et les corrélations des variables d'étiquetages ne sont pas encore exploitées.

Chapitre 5

Apport des ajustements cinématiques contraints dans LHCb

5.1 Introduction

La reconstruction d'objets tels que les vertex de désintégration, les masses invariantes, les impulsions transverses ou les paramètres d'impact est indispensable à l'analyse d'un canal de désintégration. La reconstruction de chacune de ces grandeurs est entachée d'une imprécision qui provient de la résolution finie de la reconstruction des trajectoires et impulsions des particules de l'état final. L'ajustement cinématique contraint est une technique couramment employée pour réduire cette imprécision. Dans ce chapitre, nous exposons les principales caractéristiques de la méthode des multiplicateurs de Lagrange, sur laquelle se basent les deux ajustements contraints étudiés. Nous présentons entre autres les différentes options envisagées pour réaliser ces ajustements lorsque plusieurs itérations sont nécessaires. La seconde partie de ce chapitre porte sur les ajustements cinématiques contraints développés dans le cadre de LHCb. Nous avons développé un ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact par rapport à un vertex, tandis que les physiciens de l'université de Rio de Janeiro (UFRJ) impliqués dans l'expérience LHCb ont développé un ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse de la particule mère. Nous expliquerons d'abord quelles sont les quantités reconstruites par ces ajustements, et quelles contraintes sont utilisées. Nous présenterons ensuite l'étude que nous avons réalisée pour évaluer leurs performances.

5.2 Ajustements cinématiques contraints avec les multiplicateurs de Lagrange : généralités

Soient n observables (η_1, \dots, η_n) , décrivant un processus physique. Dans certains cas, ces variables sont reliées entre elles. Par exemple, les variables décrivant les particules issues d'une même désintégration sont reliées par l'équation assurant que leur masse invariante égale celle de leur particule mère. Dans les cas où de telles relations existent, il est fréquent qu'elles ne soient pas satisfaites par les valeurs mesurées (y_1, \dots, y_n) de ces observables, du fait de la précision finie de ces mesures. Il est cependant possible d'exploiter l'information supplémentaire que constituent ces relations pour obtenir un meilleur estimateur de ces observables. C'est le rôle d'un ajustement cinématique contraint, qui ajuste les valeurs mesurées (y_1, \dots, y_n) pour qu'elles satisfassent les équations de contraintes.

Pour obtenir une meilleure estimation des grandeurs reconstruites, la méthode des multiplicateurs de Lagrange [67] propose de minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \chi_{mes}^2 + \chi_{const}^2 = (\vec{y} - \vec{\eta})^T \mathbf{V}_{\vec{y}}^{-1} (\vec{y} - \vec{\eta}) + \mathbf{2} \vec{\lambda}^T \cdot \vec{f}(\vec{\eta}) \quad (5.1)$$

où \vec{f} et $\vec{\lambda}$ contiennent respectivement les équations de contrainte et les multiplicateurs de Lagrange, et où $\mathbf{V}_{\vec{y}}$ est la matrice de covariance de la mesure de \vec{y} . Le terme χ_{const}^2 incite la solution à satisfaire les contraintes, tandis χ_{mes}^2 empêche la solution de s'éloigner des valeurs initialement mesurées trop fortement en regard de l'erreur prédite sur ces mesures.

5.2.1 Traitement dans l'approximation linéaire

Pour minimiser, il faut trouver les valeurs des vecteurs $\vec{\eta}$ et $\vec{\lambda}$ qui annulent la dérivée du χ^2 par rapport à ces vecteurs. Cela revient à résoudre le système d'équations matricielles suivant :

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{\vec{y}}^{-1} (\vec{\eta} - \vec{y}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}}^T \vec{\lambda} &= \mathbf{0} \\ \vec{f}(\vec{\eta}) &= \mathbf{0} \end{aligned}$$

avec la matrice de contrainte :

$$(\mathbf{F}_{\vec{\eta}})_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial \eta_j}(\vec{\eta}).$$

Le système ci-dessus admet une solution exacte si les équations de contraintes sont linéaires. Cette solution est simple à mettre en place et permet de déterminer le minimum du χ^2 après un temps de calcul court. Pour bénéficier de ces avantages même dans les cas où les équations de contraintes sont non linéaires, on substitue à ces dernières leur approximation linéaire :

$$f^i(\vec{\eta}) = f^i(\vec{\eta}_0) + \sum_j \partial f^i(\vec{\eta}) / \partial \eta^j \cdot (\eta - \eta_0)^j$$

où $\vec{\eta}_0$, est le point de l'espace des paramètres ajustés autour duquel on pratique cette approximation linéaire au premier ordre. Le système d'équations matricielles à résoudre devient alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{\vec{y}}^{-1} (\vec{\eta} - \vec{y}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \vec{\lambda} &= \vec{0} \\ \vec{f}(\vec{\eta}_0) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} (\vec{\eta} - \vec{\eta}_0) &= \vec{0} \end{aligned}$$

Pour simplifier les notations, nous écrivons $\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}$ au lieu de $(\mathbf{F}_{\vec{\eta}})_{|\vec{\eta}_0}$. La première équation permet d'écrire :

$$\vec{\eta} = \vec{y} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \vec{\lambda} \quad (5.2)$$

que nous substituons dans la seconde équation de manière à obtenir la solution pour les multiplicateurs de Lagrange

$$\vec{\lambda} = \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \left(\vec{f}(\vec{\eta}_0) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} (\vec{y} - \vec{\eta}_0) \right).$$

Nous substituons à nouveau cette expression dans l'équation 5.2 pour aboutir à l'expression des paramètres ajustés :

$$\vec{\eta} = \vec{y} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \left(\vec{f}(\vec{\eta}_0) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} (\vec{y} - \vec{\eta}_0) \right)$$

Nous calculons la matrice de covariance des paramètres ajustés à partir de cette expression. $\vec{\eta}$ étant une fonction de \vec{y} , nous partons de $\vec{\eta} = \vec{g}(\vec{y})$, pour effectuer une propagation de l'erreur au premier ordre :

$$\mathbf{V}_{\vec{\eta}} = \mathbf{J}\mathbf{V}_{\vec{y}}\mathbf{J}^T$$

En commençant par le calcul du Jacobien $\mathbf{J} = \partial\vec{g}(\vec{y})/\partial\vec{y}$:

$$\mathbf{J}^{ij} = \partial g^i / \partial y^j = \delta^{ij} - \sum_{\mathbf{k}} \left(\mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \right)^{ik} \partial(\vec{y} - \vec{\eta}_0)^k / \partial y^j$$

$$\mathbf{J}^{ij} = \delta^{ij} - \left(\mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \right)^{ij}$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{I} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}$$

Nous en déduisons :

$$\mathbf{J}^T = \mathbf{I} - \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}}$$

Et finalement, nous obtenons :

$$\mathbf{V}_{\vec{\eta}} = \mathbf{V}_{\vec{y}} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_0} \mathbf{V}_{\vec{y}}$$

Nous supposons dans cette démonstration que $\vec{\eta}_0$ et par suite $\vec{f}(\vec{\eta}_0)$ et $\mathbf{F}_{\vec{\eta}_0}$ sont indépendants de \vec{y} .

Pour que cette approche basée sur la linéarisation des équations de contraintes soit performante, il faut que ces équations soient suffisamment proches d'une forme linéaire dans la zone entourant $\vec{\eta}_0$, le point de linéarisation. Lorsqu'il n'y a pas d'indication a priori d'une valeur adéquate pour $\vec{\eta}_0$, il est fréquent d'effectuer la linéarisation autour des valeurs mesurées : $\vec{\eta}_0 = \vec{y}$.

Les paramètres résultants de l'ajustement et leur matrice de covariance s'expriment alors :

$$\vec{\eta} = \vec{y} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{y}}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{y}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{y}}^T \right)^{-1} \vec{f}(\vec{y}) \quad (5.3)$$

$$\mathbf{V}_{\vec{\eta}} = \mathbf{V}_{\vec{y}} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{y}}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{y}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{y}}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{y}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \quad (5.4)$$

Cette solution ne dépend pas des multiplicateurs de Lagrange. Là encore, nous avons considéré $\mathbf{F}_{\vec{y}}$ indépendant de \vec{y} . En effet, ce terme dépend uniquement des dérivées partielles des équations de contraintes. Donc $\mathbf{F}_{\vec{y}}$ dépendra essentiellement des "pentes" de ces équations. Ces dernières sont indépendantes de \vec{y} par définition, si les équations de contraintes sont effectivement proches de la linéarité autour de \vec{y} .

Il est fréquent que les équations de contraintes non linéarisées ne soient pas nulles en $\vec{\eta}$, le point résultant de la minimisation. Les contraintes requises au départ ne sont alors pas satisfaites par le résultat de l'ajustement. Ce type de problème survient par exemple quand l'approximation linéaire des équations de contraintes ne reproduit pas avec assez de précision leur comportement entre $\vec{\eta}_0$ et $\vec{\eta}$. L'ampleur du problème est donc lié à la valeur du $\vec{\eta}_0$, et plus particulièrement à la forme des équations de contraintes entre $\vec{\eta}_0$ et $\vec{\eta}$. Pour obtenir malgré ces problèmes des paramètres ajustés satisfaisant les contraintes, nous pouvons procéder par itérations. La façon de mener les itérations est l'objet de la prochaine section.

5.2.2 Traitement avec itérations

Il existe a priori plusieurs façons d'itérer. Autrement dit, il existe plusieurs façons d'incorporer dans une nouvelle réalisation de l'ajustement contraint les informations issues de tentatives précédentes. Nous avons testé plusieurs procédés itératifs.

Le premier procédé s'appuie sur l'espoir que les paramètres issus de l'ajustement décrit dans la section précédente soient plus proches des valeurs recherchées que les mesures initiales \vec{y} . Il consiste simplement à recommencer exactement la même démarche, en remplaçant \vec{y} par $\vec{\eta}_1$, et $\mathbf{V}_{\vec{y}}$ par $\mathbf{V}_{\vec{\eta}_1}$. La linéarisation se fait alors autour de $\vec{\eta}_1$. Si à la fin de cette seconde itération les valeurs obtenues des paramètres ajustés ne satisfont toujours pas les contraintes, nous effectuons une nouvelle itération partant de $\vec{\eta}_1$ et de $\mathbf{V}_{\vec{\eta}_1}$. Le processus est répété jusqu'à satisfaction des contraintes. Lors de l'itération $\nu + 1$, cela revient à minimiser le χ^2 suivant, issu de la linéarisation de l'équation 5.1 :

$$\chi^2 = (\vec{\eta}_\nu - \vec{\eta}_{\nu+1})^T \mathbf{V}_{\vec{\eta}_\nu}^{-1} (\vec{\eta}_\nu - \vec{\eta}_{\nu+1}) + 2 \vec{\lambda}^T \left(\vec{f}(\vec{\eta}_\nu) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu} (\vec{\eta}_{\nu+1} - \vec{\eta}_\nu) \right) \quad (5.5)$$

La solution de la minimisation de ce χ^2 s'obtient de la même façon que dans la section précédente. Nous avons tenté de mettre en place les ajustements cinématiques présentés dans la troisième partie de ce chapitre en utilisant ce procédé. Comme le suggère l'expression du χ^2 ci-dessus, la matrice de covariance des paramètres à ajuster est mise à jour à la fin de chaque itération, et utilisée en entrée de l'itération suivante. Dans les cas étudiés, certains paramètres ne sont pas ou peu corrélés avant l'ajustement. A l'issue de la première itération, les paramètres ajustés correspondants sont une combinaison des paramètres initiaux et des éléments de la matrice de covariance (équation 5.3). Dépendant de variables communes, ces paramètres sont maintenant corrélés. Dans les cas étudiés, cette corrélation augmentait trop vite au fil des itérations. Elle atteignait 100 % après 2 à 3 itérations. Dans ces conditions l'ajustement ne pouvait plus converger. Nous avons abandonné ce procédé pour privilégier les deux méthodes décrites ci-dessous.

Le second procédé est basé sur l'ouvrage écrit par Sigmund Brandt et al [68]. Il est utilisé pour l'ajustement cinématique du vertex contraint sur la masse de la particule mère. Il minimise un χ^2 identique au précédent. Pour chaque itération, l'ajustement se déroule comme dans la section 5.2.1, mais en utilisant pour toutes les itérations la matrice de covariance initiale $\mathbf{V}_{\vec{y}}$. Cela permet d'éviter les problèmes rencontrés avec le premier procédé : la matrice de covariance est mise à jour à la fin quand la convergence est atteinte.

Brandt, propose les expressions suivantes pour les paramètres ajustés, et leur matrice de covariance :

$$\vec{\eta}_{\nu+1} = \vec{\eta}_\nu - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu}^T \right)^{-1} \vec{f}(\vec{\eta}_\nu) \quad (5.6)$$

$$\mathbf{V}_{\vec{\eta}_{\nu+1}} = \mathbf{V}_{\vec{y}} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu} \mathbf{V}_{\vec{y}} \quad (5.7)$$

L'utilisation de cette méthode nous semble discutable a priori. En effet, à partir de la deuxième itération, le χ^2 à minimiser admet $\vec{\eta}_\nu$ comme estimateur initial des quantités recherchées, mais ne les pondère pas avec leur matrice de covariance, mais avec celle des valeurs mesurées avant l'ajustement, $\mathbf{V}_{\vec{y}}$. Ce procédé peut donc en toute rigueur surestimer ou sous-estimer les erreurs et leurs corrélations, et ainsi altérer les performances de l'ajustement.

Nous avons étudié un troisième procédé issu d'un ouvrage de Frodesen et *al* [67]. Il a été choisi pour mettre en place les itérations dans le cadre de l'ajustement cinématique de vertex contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire.

Ce troisième procédé réalise l'itération $\nu + 1$ de l'ajustement en minimisant le χ^2 linéarisé suivant (équation 5.1) :

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{\eta}_{\nu+1})^T \mathbf{V}_{\vec{y}}^{-1} (\vec{y} - \vec{\eta}_{\nu+1}) + 2 \vec{\lambda}^T \cdot \left(\vec{f}(\vec{\eta}_{\nu}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} (\vec{\eta}_{\nu+1} - \vec{\eta}_{\nu}) \right)$$

Pour chaque itération, il s'agit d'ajuster toujours les mêmes paramètres initiaux issus des mesures initiales, c'est à dire \vec{y} . Par contre, le résultat de l'itération précédente $\vec{\eta}_{\nu}$ est alors utilisé comme point autour duquel s'effectue la linéarisation. La matrice de covariance est mise à jour seulement après l'ultime itération, une fois la convergence obtenue. Cette méthode permet d'utiliser lors de chaque itération la matrice de covariance qui correspond réellement aux paramètres de départ.

La minimisation du χ^2 dans ce cas revient à résoudre un système d'équations matricielles similaire à celui de la section précédente :

$$\mathbf{V}_{\vec{y}}^{-1} (\vec{\eta}_{\nu+1} - \vec{y}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}^T \vec{\lambda}_{\nu+1} = \vec{0} \quad (5.8)$$

$$\vec{f}(\vec{\eta}_{\nu}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} (\vec{\eta}_{\nu+1} - \vec{\eta}_{\nu}) = \vec{0} \quad (5.9)$$

Nous le résolvons de la même manière pour obtenir l'expression des paramètres ajustés :

$$\vec{\eta}_{\nu+1} = \vec{y} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}^T \right)^{-1} \left(\vec{f}(\vec{\eta}_{\nu}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} (\vec{y} - \vec{\eta}_{\nu}) \right) \quad (5.10)$$

Nous déterminons à nouveau la matrice de covariance par propagation de l'erreur au premier ordre. Ici cependant, le calcul du jacobien utilise une approximation plus subtile. La dépendance de $\mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}$ vis à vis de \vec{y} est supposée négligeable, alors que $\vec{\eta}_{\nu}$ a été obtenu à l'itération ν à partir de \vec{y} . Cependant, les équations de contraintes étant satisfaites à l'issue de l'itération $\nu + 1$, nous considérons que leur approximation linéaire autour de $\vec{\eta}_{\nu}$ est bonne. Par ailleurs, les dérivées par rapport à \vec{y} entrant en jeu dans le jacobien ont du sens pour les y^i variant autour de valeurs centrales "vraies", selon des gaussiennes d'écart type comparable à ceux trouvés dans $\mathbf{V}_{\vec{y}}$. On peut donc se contenter d'envisager les variations $\delta \vec{\eta}_{\nu}$ survenant quand \vec{y} varie peu. On les suppose suffisamment faibles pour que $\vec{\eta}_{\nu} + \delta \vec{\eta}_{\nu}$ reste dans la zone où l'approximation linéaire est bonne. Dans cette zone, les dérivées des équations de contraintes constituant les éléments de $\mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}$ sont par conséquent très proches des "pentes" d'équations linéaires. Les "pentes" sont constantes par définition. Moyennant ces hypothèses, on admet que $\mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}$ est indépendant de \vec{y} .

La méthode proposée par Frodesen et *al* nécessite en outre, pour établir le jacobien, le calcul d'un terme supplémentaire par rapport à la section précédente :

$$\mathbf{D}^{ij} = \partial \left(\vec{f}(\vec{\eta}_{\nu}) + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} (\vec{y} - \vec{\eta}_{\nu}) \right)^i / \partial y^j$$

Nous trouvons :

$$\mathbf{D} = \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} \partial \vec{\eta}_{\nu} / \partial \vec{y} + \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} - \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} \partial \vec{\eta}_{\nu} / \partial \vec{y} = \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}$$

La matrice de covariance a finalement pour expression :

$$\mathbf{V}_{\vec{\eta}_{\nu+1}} = \mathbf{V}_{\vec{y}} - \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}^T \left(\mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}}^T \right)^{-1} \mathbf{F}_{\vec{\eta}_{\nu}} \mathbf{V}_{\vec{y}} \quad (5.11)$$

5.2.2.1 Conclusions

Nous disposons maintenant des équations qui nous permettent de traiter n'importe quel type d'ajustement contraint. Les équations issues de la méthode proposée par Frodesen vont être utilisées pour ajuster le vertex contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire. Les équations issues de la méthode proposée par Brandt ont été choisies pour traiter l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse de la particule mère : l'implantation et l'étude de ces ajustements cinématiques contraints font l'objet de la prochaine partie de ce chapitre.

5.3 Ajustement cinématique de vertex contraint sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire

Nous avons développé une procédure d'ajustement cinématique contraint qui impose un paramètre d'impact nul par rapport à un vertex donné. Cet ajustement a pour but d'améliorer la précision de la reconstruction de ces grandeurs. Il peut être utile particulièrement dans la détermination du paramètre d'impact d'un méson B par rapport au vertex primaire. En effet, les mésons B sont produits au vertex primaire situé au point d'interaction entre les deux protons. Le paramètre d'impact d'un méson B par rapport au vertex primaire est donc nul. En pratique, le paramètre d'impact mesuré est non nul, du fait de la précision finie de la reconstruction du méson. L'ajustement contraint que nous avons mis en place peut donc aboutir à une meilleure détermination de la position du vertex de désintégration et du temps de vie propre du méson B, crucial pour la mesure de l'asymétrie CP dépendante du temps. C'est dans ce contexte que nous le décrivons ici, et que nous avons étudié ses performances.

Cet ajustement est particulièrement intéressant dans le cas de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, car l'ampleur des améliorations sera d'autant plus grande que le paramètre d'impact initialement mesuré du méson B sera grand. Or, la reconstruction du K_S^0 est délicate dans le cadre de LHCb, et l'éloignement entre son vertex de désintégration et celui du B_d^0 oblige à extrapoler les paramètres décrivant sa trajectoire sur une distance importante. Cela accentue l'impact de l'imprécision de la reconstruction du K_S^0 sur celle du B_d^0 . De plus cette imprécision n'est pas compensée lors de la combinaison avec le ϕ , qui est lui même imprécisément reconstruit du fait du faible angle d'ouverture entre les kaons issus de sa désintégration. Par conséquent, la reconstruction du paramètre d'impact du méson B par rapport au vertex primaire est très imprécise : la résolution sur ce paramètre est de l'ordre de $200 \mu\text{m}$, à comparer avec une cinquantaine de microns pour les canaux de désintégration mieux reconstruits comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

5.3.1 Les paramètres de l'ajustement

Dans le cas où l'on s'intéresse au B par rapport au vertex primaire, l'ajustement cinématique développé porte sur les composantes de l'impulsion du méson B, sur les coordonnées de son vertex de désintégration et sur celles du vertex primaire. Les mesures initiales précédant cet ajustement

fournissent l'estimateur de départ de ces variables :

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} p_0^x \\ p_0^y \\ p_0^z \\ x_0^B \\ y_0^B \\ z_0^B \\ x_0^{vp} \\ y_0^{vp} \\ z_0^{vp} \end{pmatrix}$$

Ils sont ajustés selon les équations 5.10 et 5.11. Dans ce cas particulier, les équations et les matrices de contrainte sont :

$$\vec{f}(\vec{\eta}_\nu) = \begin{pmatrix} (x^B - x^{vp})p^z/p - (z^B - z^{vp})p^x/p \\ (y^B - y^{vp})p^x/p - (x^B - x^{vp})p^y/p \\ (z^B - z^{vp})p^y/p - (y^B - y^{vp})p^z/p \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}_{\vec{\eta}_\nu} = \begin{pmatrix} (z^{vp} - z^B) & 0 & (x^B - x^{vp}) & p^z & 0 & -p^x & -p^z & 0 & p^x \\ (y^B - y^{vp}) & -(x^B - x^{vp}) & 0 & -p^y & p^x & 0 & p^y & -p^x & 0 \\ 0 & (z^B - z^{vp}) & -(y^B - y^{vp}) & 0 & -p^z & p^y & 0 & p^z & -p^y \end{pmatrix} \times \frac{1}{p}$$

où p est la norme de l'impulsion du B.

5.3.2 Performances

Pour déterminer les performances de cet ajustement contraint, nous comparons la précision de la reconstruction des grandeurs décrivant le méson B_d^0 , suivant que l'on utilise ou non cet ajustement.

Cette étude porte sur la reconstruction de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$. Nous utilisons 25000 événements simulés contenant la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, et satisfaisant les coupures de sélection présentées au Chapitre 4, à l'exception de celle sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire. En pratique, on commence par reconstruire la chaîne de désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)K_S^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$ de la façon décrite au Chapitre 3, c'est-à-dire sans appliquer de contrainte. La figure 5.1 montre qu'à l'issue de cette reconstruction initiale, la distribution de la résolution sur le z du vertex du B_d^0 est la superposition d'une distribution centrale et d'une autre plus large, due essentiellement aux K_S^0 dont les pions de désintégration n'ont aucune mesure dans le VELO. L'écart type de cette distribution est de 2500 μm . La résolution sur ce z domine celle sur le temps de vie propre du B_d^0 , pour lequel on retrouve donc le même type de distribution, comme le montre la figure 5.2, où l'on constate un écart type de 0.50 ps. Après utilisation de l'ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire du B_d^0 , la résolution sur le z du vertex du B_d^0 se réduit essentiellement à une distribution unique d'écart type égal à 935 μm . Il en va de même pour celle du temps de vie propre du B_d^0 , d'écart type égal à 0.2 ps. Nous constatons donc une nette amélioration des résolutions grâce à l'ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire. Nous nous attendions à ce que cette amélioration soit fonction du paramètre d'impact initial par rapport au vertex primaire. En

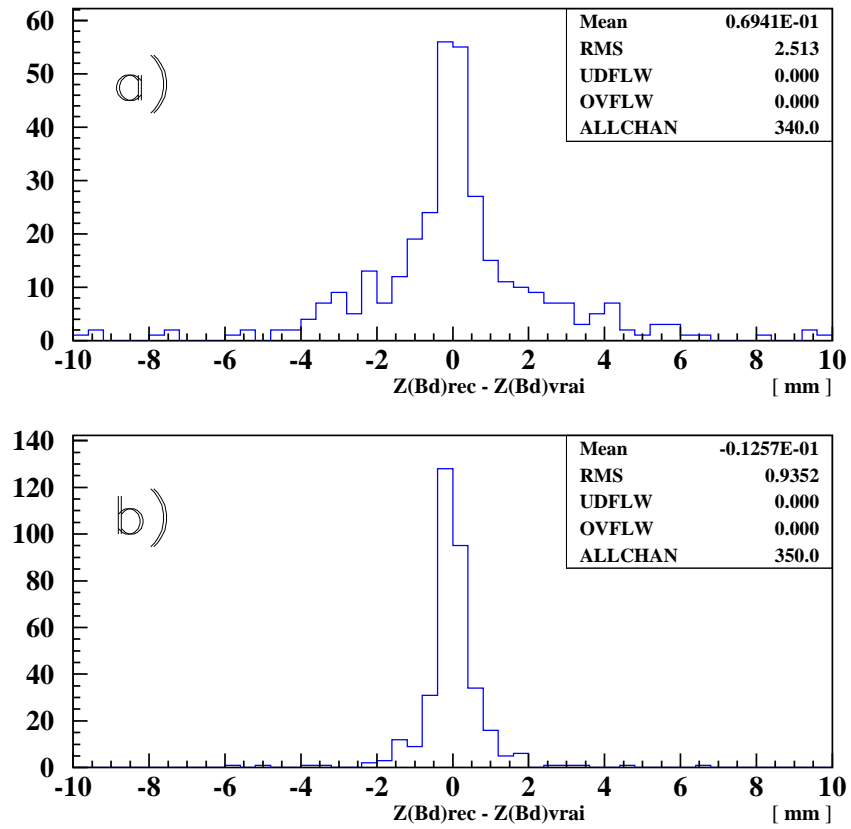


FIG. 5.1 – Résolution sur la coordonnée z du vertex de désintégration du B_d^0 : a) sans ajustement contraint sur le paramètre d'impact, b) avec ajustement contraint.

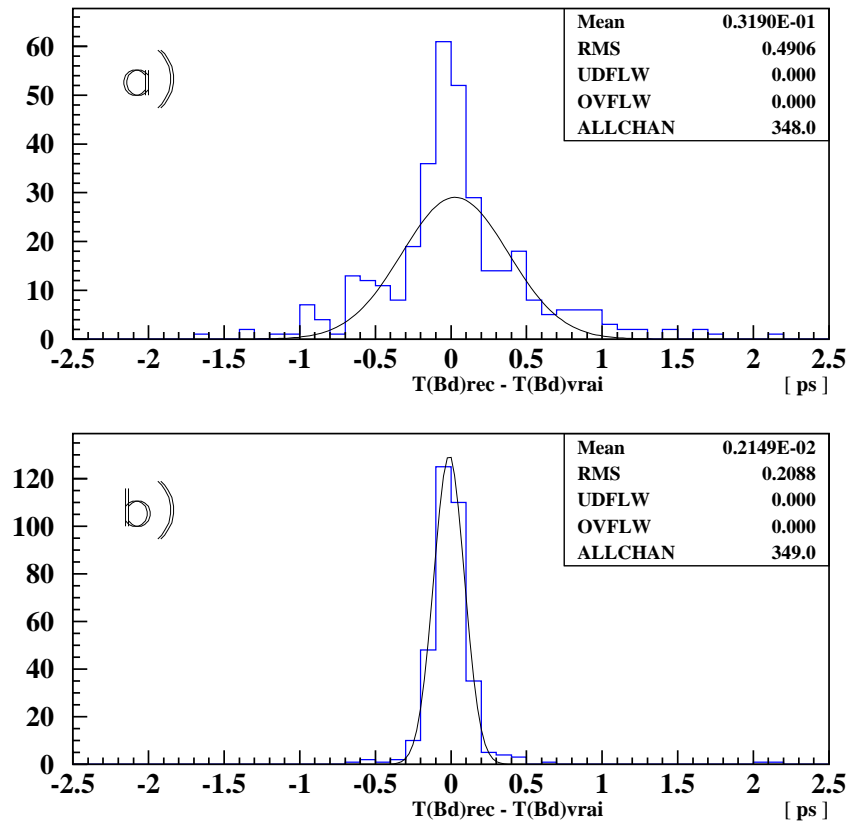


FIG. 5.2 – Résolution sur le temps de vie propre du B_d^0 : a) sans ajustement contraint sur le paramètre d'impact, b) avec ajustement contraint.

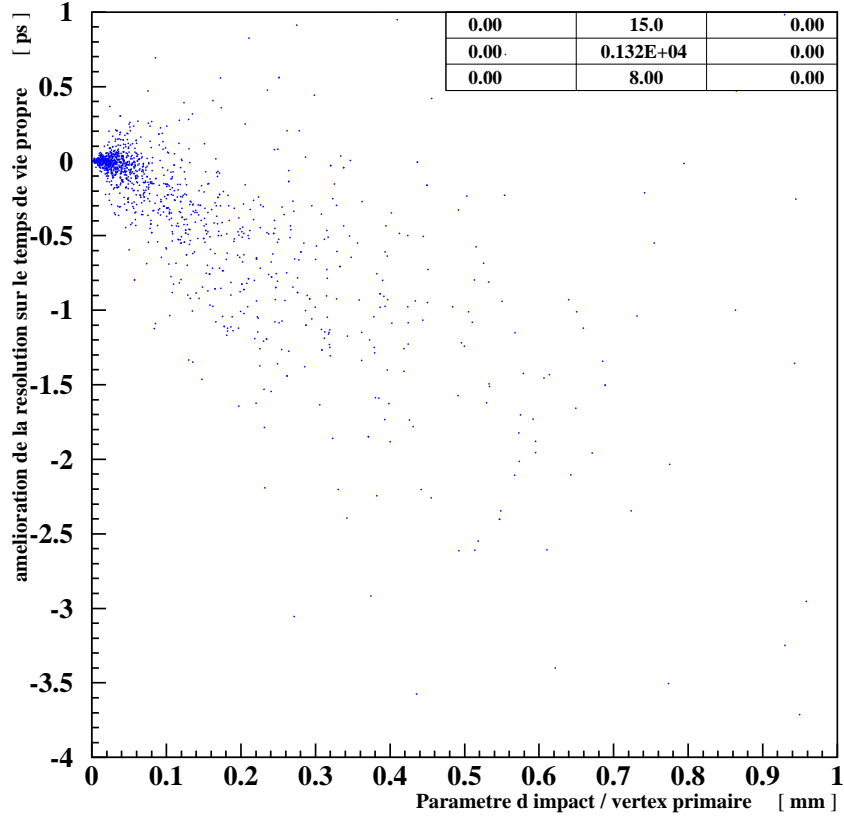


FIG. 5.3 – Amélioration due à l’ajustement contraint sur le paramètre d’impact en fonction du paramètre d’impact initial. L’amélioration est quantifiée par la variable $\Delta_{resol} = |T_{reco}^{constraint} - T_{vrai}| - |T_{reco}^{initial} - T_{vrai}|$, où T est le temps de vie propre. On note une amélioration quasi systématique dans les cas où le paramètre d’impact initial est supérieur à $100 \mu m$.

ce qui concerne le temps de vie propre du B_d^0 , nous quantifions cette amélioration à l’aide de la variable $\Delta_{resol} = |T_{reco}^{constraint} - T_{vrai}| - |T_{reco}^{initial} - T_{vrai}|$, où T est le temps de vie propre. La figure 5.3 confirme la dépendance attendue.

5.3.3 Conclusions

Le tableau 5.1 résume l’ensemble de ces résultats. Dans le cas de $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, la précision de la reconstruction des grandeurs principales décrivant le B_d^0 est améliorée de plus d’un facteur 2 par l’utilisation d’un ajustement cinématique contraint sur le paramètre d’impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire. Une amélioration similaire est obtenue dans le canal $B_s \rightarrow \phi \gamma$ [23, 71]. Cela va permettre à l’avenir d’améliorer la précision de la mesure de l’asymétrie CP dépendante du temps dans ces canaux.

Distributions après les coupures de l'analyse	Reconstruction sans ajustement cinématique contraint	Reconstruction avec ajustement cinématique contraint
$z_{reco}^B - z_{vrai}^B$ [μm]		
$\sigma_{centrale}$	700	500
écart type	2500	935
$T_{reco}^B - T_{vrai}^B$ [ps]		
$\sigma_{centrale}$	0.15	0.1
écart type	0.49	0.20

TAB. 5.1 – Résumé de la précision atteinte par la reconstruction de la coordonnée z du vertex de désintégration du B_d^0 , et par celle du temps de vie propre du B_d^0 , avec ou sans ajustement cinématique contraint. Nous présentons à chaque fois l'écart type de la distribution, ainsi que l'écart type $\sigma_{centrale}$ de la gaussienne ajustée sur la partie centrale de la distribution. Nous constatons une nette amélioration due à l'ajustement contraint.

5.4 Ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse de la particule mère

Lorsqu'une particule de masse M se désintègre, la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement implique que la masse invariante des particules filles issues de la désintégration soit égale à M . Ajuster les variables mesurées décrivant des particules filles pour satisfaire cette contrainte peut améliorer la précision de leur reconstruction. En particulier, ces améliorations peuvent aboutir à une connaissance plus précise de la position du vertex de désintégration d'une particule et de son temps de vie propre. C'est dans ce but que les physiciens de l'UFRJ ont développé un outil réalisant l'ajustement d'un vertex contraint sur la masse de la particule mère. Nous avons contribué à leurs travaux en étudiant les performances de cet ajustement lorsqu'il est utilisé pour reconstruire un ϕ ou un J/ψ issu de la désintégration d'un méson B . Nous avons également vérifié que la solution proposée par Brandt mène aux mêmes résultats que celle proposée par Frodesen.

5.4.0.1 Description

L'outil développé pour réaliser cet ajustement s'applique à plusieurs topologies de désintégration, allant jusqu'à 4 particules filles. Il peut également appliquer des contraintes supplémentaires sur la masse invariante des couples de particules filles. Par exemple, dans le cas de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, l'ajustement cinématique peut inclure une contrainte sur la masse du B_s^0 et une autre sur celle du J/ψ .

Nous avons étudié les performances de cet ajustement dans le cas le plus simple, où une particule se désintègre en 2 particules filles. Dans un premier temps, la position du vertex est estimée par l'ajustement géométrique sans contrainte de masse décrit au Chapitre 3. Nous appelons $z_{géométrique}$ la coordonnée z de la position obtenue. Dans un second temps, les 2 traces dont on veut reconstruire le vertex commun sont extrapolées depuis leur premier point de mesure jusqu'à la position $z_{géométrique}$. On obtient ainsi la valeur initiale des paramètres, reconstruits en $z_{géométrique}$: $(x_1, y_1, Sx_1, Sy_1, P_1)$ pour la première trace et pour la seconde $(x_2, y_2, Sx_2, Sy_2, P_2)$. Ici x et y désignent les coordonnées du point d'intersection entre la trajectoire extrapolée de la trace

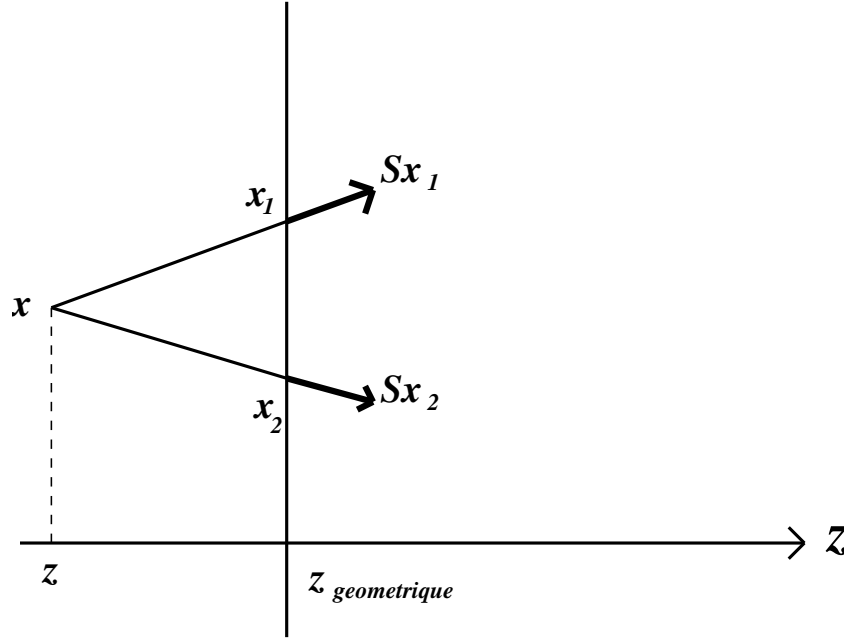


FIG. 5.4 – Illustration de la reconstruction du vertex recherché par l’ajustement contraint sur la masse. Les paramètres des traces sont extrapolés depuis leur premier point de mesure, situé en un z supérieur à $z_{\text{géométrique}}$, jusqu’en $z_{\text{géométrique}}$. Ils y subissent l’ajustement, avant d’être extrapolés en ligne droite. Le croisement dans l’espace des deux traces donne la position du vertex.

et le plan défini par $z_{\text{géométrique}}$. $Sx = P_x/P_z$ et $Sy = P_y/P_z$ sont les “pentes” des trajectoires. Ce sont ces paramètres qui sont ajustés en pratique, c’est-à-dire qui varient pour minimiser le χ^2 . Dans la troisième étape, nous minimisons le χ^2 donné par l’équation 5.5, avec les équations de contrainte suivantes :

$$\sqrt{(p_1^2 + m_1^2)(p_2^2 + m_2^2)} - p_1 p_2 \cos(\theta_{12}) - \frac{M^2 - m_1^2 - m_2^2}{2} = 0$$

$$(Sy_1 - Sy_2)(x_2 - x_1) - (Sx_1 - Sx_2)(y_2 - y_1) = 0$$

où $\cos(\theta_{12}) = \frac{1 + Sx_1 Sx_2 + Sy_1 Sy_2}{\sqrt{1 + Sx_1^2 + Sy_1^2} \sqrt{1 + Sx_2^2 + Sy_2^2}}$ est le cosinus de l’angle entre les deux particules. La seconde équation de contrainte se base sur l’existence souhaitée d’un point commun entre les 2 trajectoires. Les matrices de contraintes obtenues à partir de ces deux dernières équations de contraintes sont décrites dans la note [69], qui présente la version de cet ajustement implantée en FORTRAN, qui a été adaptée en C++ par les physiciens de l’UFRJ. Dans la dernière étape de cet ajustement nous obtenons la position du vertex en pratiquant une simple extrapolation linéaire des variables qui viennent d’être ajustées en $z_{\text{géométrique}}$: les traces sont prolongées depuis $(x_1, y_1, z_{\text{géométrique}})$ et $(x_2, y_2, z_{\text{géométrique}})$, selon des lignes droites de direction $(Sx_1, Sy_1, 1)$ et $(Sx_2, Sy_2, 1)$ (figure 5.4).

Le but de cet ajustement contraint est atteint s’il fournit une détermination plus précise de la position du vertex recherché que l’ajustement géométrique sans contrainte.

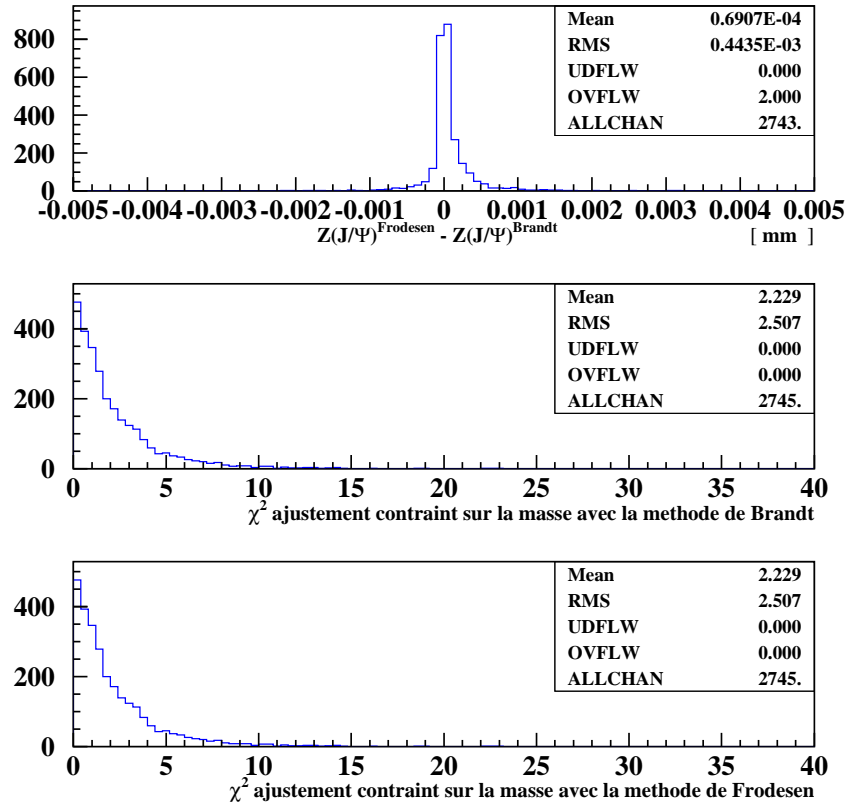


FIG. 5.5 – Comparaison entre les résultats obtenus par l’ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse, suivant qu’il utilise la méthode proposée par Frodesen et ou celle proposée par Brandt. En haut : différence $z_{J/\psi}^{Frodesen} - z_{J/\psi}^{Brandt}$ entre les résultats obtenus dans les deux cas pour le z du vertex de désintégration du J/ψ . Au centre : χ^2 de l’ajustement dans le cas de la méthode de Frodesen et al. En bas : χ^2 de l’ajustement dans le cas de la méthode de Brandt et al.

5.4.0.2 Performances

Nous avons contribué à l’étude des performances de l’ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse de la particule mère en l’utilisant pour reconstruire le vertex du $\phi \rightarrow K^+K^-$ avec une contrainte sur sa masse, et en faisant de même avec $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Nous nous sommes intéressé au cas où les ϕ et J/ψ sont issus de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Nous avons utilisé un échantillon de 36000 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ satisfaisant la sélection standard correspondante.

Comparaison entre deux approches pour le traitement des itérations

Dans la première partie de cette étude, nous avons vérifié que l’approche proposée par Brandt mène aux mêmes résultats que celle proposée par Frodesen. Nous avons utilisé pour cela un sous-échantillon de 5000 événements. La figure 5.5 montre l’écart $z_{J/\psi}^{Frodesen} - z_{J/\psi}^{Brandt}$, entre la coordonnée z du vertex du J/ψ reconstruite par l’ajustement contraint implanté avec la méthode

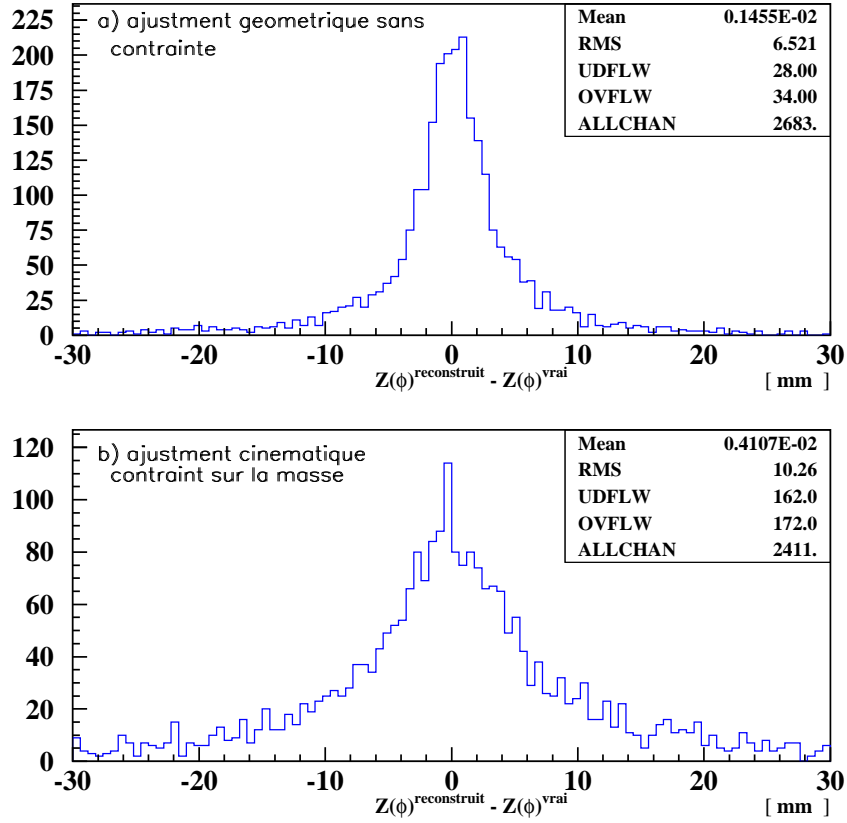


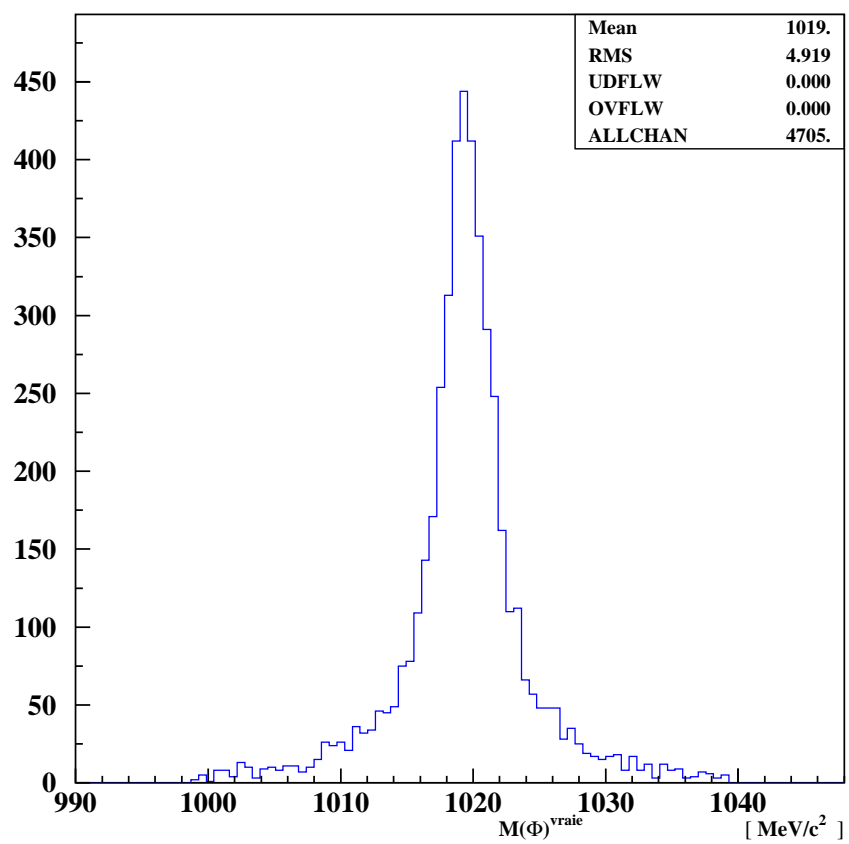
FIG. 5.6 – Résolution $z_{\phi}^{\text{reconstruit}} - z_{\phi}^{\text{vrai}}$ sur la coordonnée z du vertex du ϕ , obtenue avec l'ajustement géométrique non contraint (a), et avec l'ajustement cinématique contraint sur la masse (b).

proposée dans Frodesen, et celle reconstruite selon la méthode proposée dans Brandt. L'écart type de cette distribution est très faible: $0.44 \mu\text{m}$. Cette figure compare également les χ^2 obtenus dans les deux cas, qui sont quasi identiques. Nous constatons ainsi que les deux approches sont équivalentes en pratique.

Performances de l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse pour la reconstruction du ϕ

Nous évaluons ces performances en déterminant la résolution sur la coordonnée z du vertex de désintégration: $z_{\phi}^{\text{reconstruit}} - z_{\phi}^{\text{vrai}}$, pour $\phi \rightarrow K^+K^-$.

La figure 5.6 a) montre la résolution en z avant l'ajustement et b) après. Cet ajustement dégrade cette résolution de 55 %. L'ajustement contraint étant censé améliorer la précision de la reconstruction, nous avons cherché à déterminer l'origine de cette dégradation, et avons mis en évidence qu'elle est due à la trop grande largeur naturelle du ϕ : $4.3 \text{ MeV}/c^2$ (figure 5.7). Comme ce sont les paramètres des traces $(x, y, Sx, Sy, P)_{|z_{\text{géométrique}}}$ qui sont ajustés en pratique par cette procédure et qui sont extrapolés pour reconstruire le vertex recherché, nous interprétons l'évolution de la résolution sur les coordonnées de ce vertex en fonction de la résolution sur ces

FIG. 5.7 – *Distribution de la masse vraie du ϕ .*

paramètres. Ces dernières résolutions interviennent dans la résolution sur la distance entre les deux kaons en $z_{géométrique}$,

$$D(KK) = \sqrt{(x_1 - x_2)_{z_{géométrique}}^2 + (y_1 - y_2)_{z_{géométrique}}^2},$$

montrée sur les figures 5.8 a) et b), respectivement avant et après l'ajustement. Nous constatons une nette dégradation après l'ajustement, avec une forte surestimation de cette distance. Les paramètres ajustés en $z_{géométrique}$ sont donc détériorés par cette procédure. Cette détérioration explique celle de la résolution sur le vertex recherché, quantifiée par

$$\delta D(\phi) = |z_{\phi}^{\text{ajustement contraint}} - z_{\text{vrai}}| - |z_{\phi}^{\text{ajustement géométrique}} - z_{\text{vrai}}|$$

comme le montre la figure 5.9, qui illustre la forte dépendance de $\delta D(\phi)$ par rapport à $D(KK)$. Or, la résolution sur $D(KK)$ après ajustement dépend fortement de la masse du ϕ , comme le montre la figure 5.10. Or, la masse est reconstruite précisément (figure 5.11), et les erreurs prédites initiales sur les paramètres à ajuster sont correctement évaluées (figure 5.12). Ainsi, lorsque la masse mesurée du ϕ s'éloigne de $1019 \text{ MeV}/c^2$ de plus de 3 ou 4 MeV/c^2 , pour satisfaire la contrainte sur la masse l'ajustement doit modifier beaucoup les paramètres (x, y, Sx, Sy, P) des kaons en $z_{géométrique}$, en regard des erreurs prédites sur ces paramètres avant l'ajustement. La minimisation du χ^2 de l'ajustement, où interviennent ces erreurs et la variation des paramètres, est alors erratique, et aboutit à la détérioration observée. Nous concluons que la largeur naturelle du ϕ est probablement trop grande pour qu'un ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse du ϕ soit adapté à la reconstruction du vertex de cette particule.

Performances de l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse pour la reconstruction du J/ψ

Comme dans le cas du ϕ , nous évaluons les performances de cet ajustement en étudiant la résolution obtenue sur la position du vertex de désintégration.

La figure 5.13 a) montre la résolution sur le z du vertex de désintégration du J/ψ obtenue avec l'ajustement géométrique sans contrainte. La figure 5.13 b) montre le résultat obtenu avec l'ajustement contraint. Nous constatons que ce dernier ne permet qu'une très faible amélioration.

A nouveau, nous interprétons ces résultats en nous basant sur les effets de l'ajustement contraint sur les variables ajustées en $z_{géométrique}$. La figure 5.14 montre la résolution atteinte sur ces grandeurs avant réalisation de l'ajustement. Nous sélectionnons un échantillon pour lequel les résolutions sur ces variables après ajustement sont 2 fois meilleures. Dans cet échantillon, la résolution sur la variable $z_{J/\psi}^{\text{reconstruit}} - z_{J/\psi}^{\text{vrai}}$ passe alors de $230 \mu\text{m}$ à $160 \mu\text{m}$ grâce à l'ajustement contraint, comme l'indique la figure 5.15.

Une amélioration d'un facteur 2 de la résolution sur les variables à ajuster est donc nécessaire pour améliorer de 30 % la résolution sur la coordonnée z du vertex du J/ψ .

L'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse permet-il une amélioration suffisante des variables en $z_{géométrique}$? La figure 5.16 montre le devenir des résolutions présentées figure 5.14, à l'issue de leur ajustement contraint. Elles sont toutes améliorées d'environ 20 %, mais, c'est bien sûr nettement insuffisant pour améliorer appréciablement la résolution sur le vertex du J/ψ .

Nous avons cherché à comprendre pourquoi de si grandes améliorations des variables en $z_{géométrique}$ sont nécessaires pour améliorer la reconstruction du vertex du J/ψ par rapport au

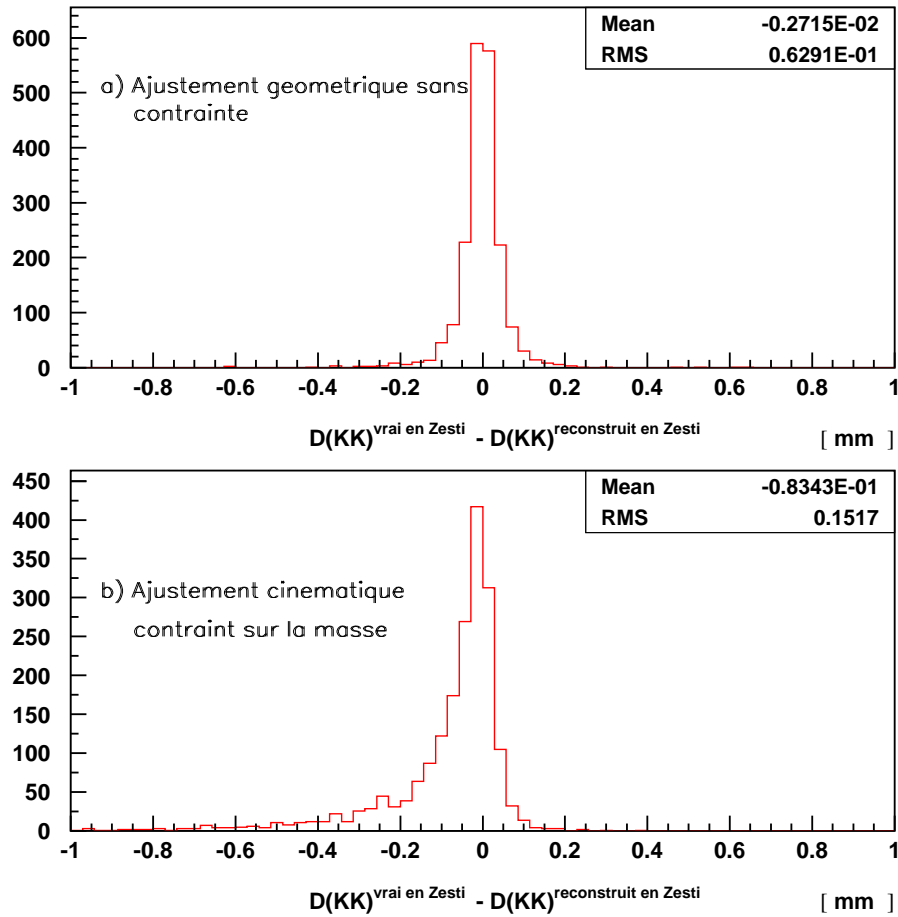


FIG. 5.8 – Résolution sur la distance en $z_{\text{géométrique}}$ entre les kaons issus du ϕ , sans ajustement contraint (a), puis avec ajustement contraint (b).

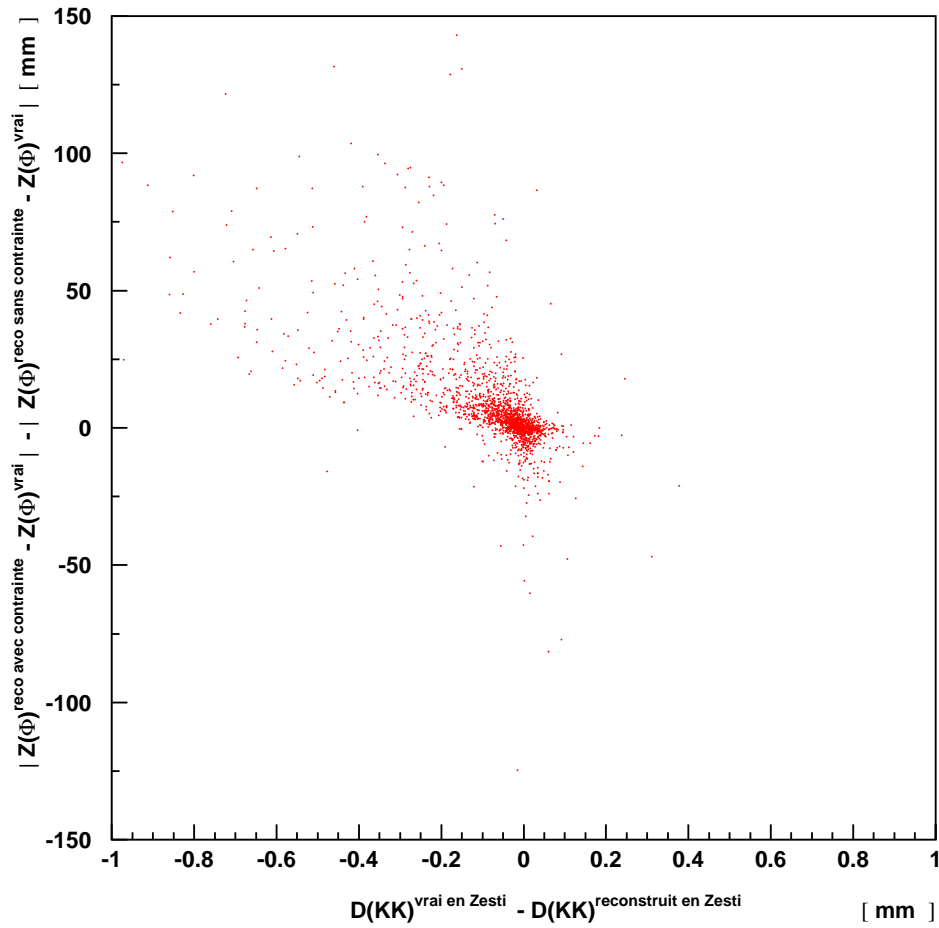


FIG. 5.9 – Détérioration $\delta D(\phi) = |z_{\phi}^{\text{ajustement contraint}} - z_{\text{vrai}}| - |z_{\phi}^{\text{ajustement géométrique}} - z_{\text{vrai}}|$ de la résolution sur le z du vertex du ϕ , en fonction de la résolution sur la distance en z géométrique entre les kaons issus du ϕ après ajustement contraint.

Après ajustement contraint sur la masse

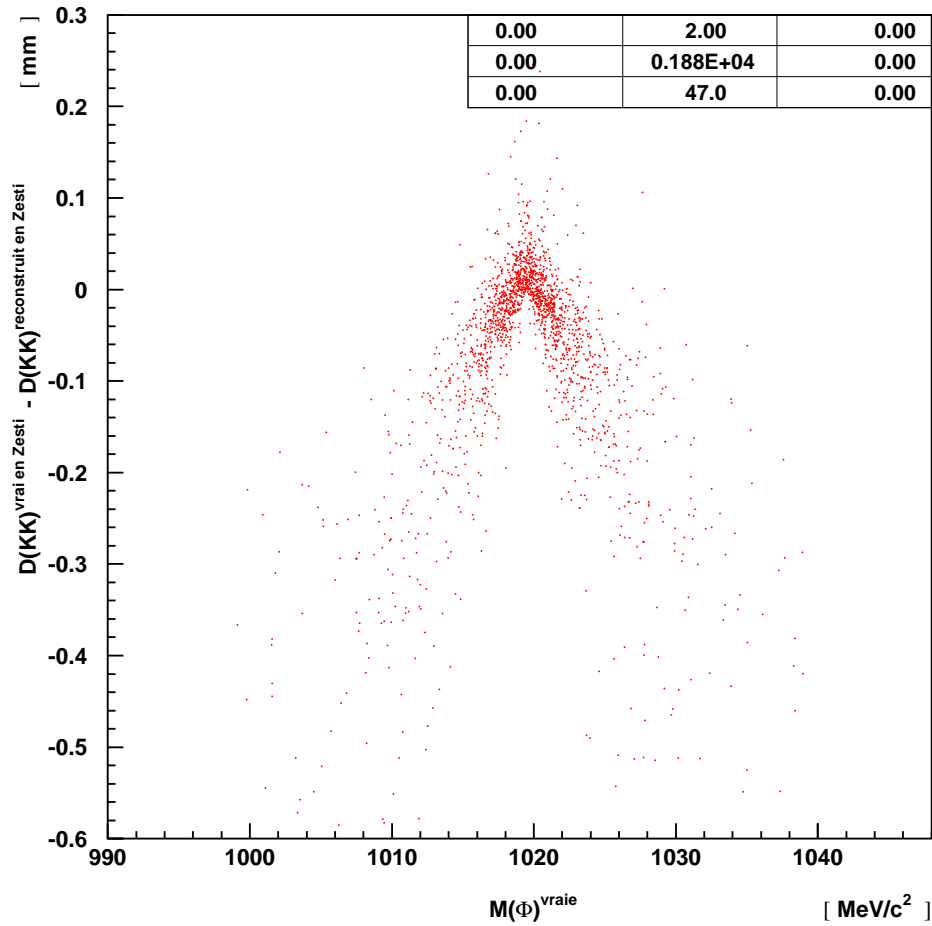


FIG. 5.10 – Résolution sur la distance en $z_{\text{géométrique}}$ entre les kaons issus du ϕ , après ajustement contraint sur la masse, en fonction de la masse mesurée du ϕ .

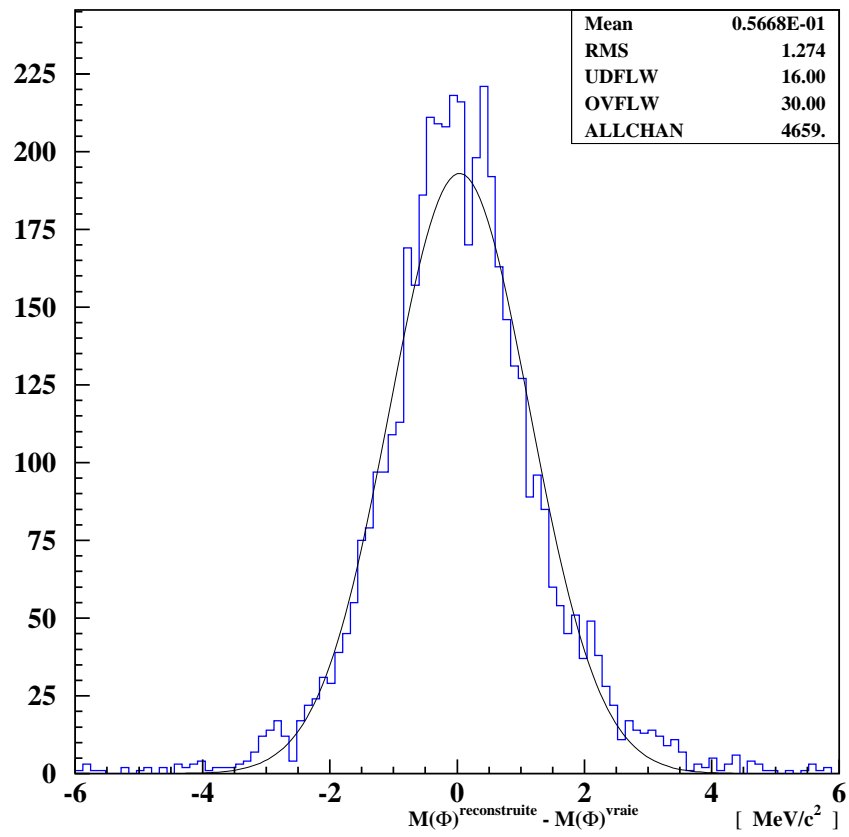


FIG. 5.11 – Résolution de la reconstruction de la masse du ϕ .

Avant ajustement cinématique contraint

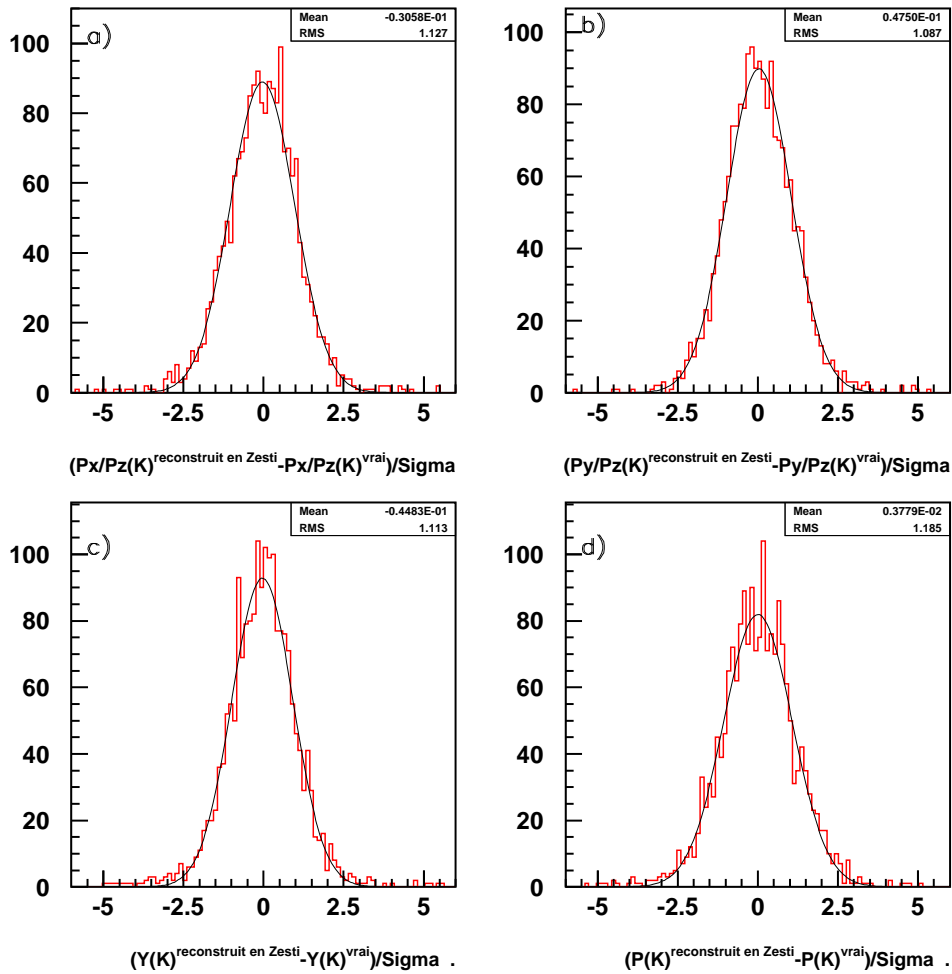


FIG. 5.12 – Distribution de résolution normalisée, avant ajustement contraint, pour : (a) et (b) les pentes des trajectoires des kaons en $z_{\text{géométrique}}$, (c) les coordonnées de la position du kaon en $z_{\text{géométrique}}$, (d) la norme de l'impulsion des kaon en $z_{\text{géométrique}}$.

Après ajustement contraint sur la masse

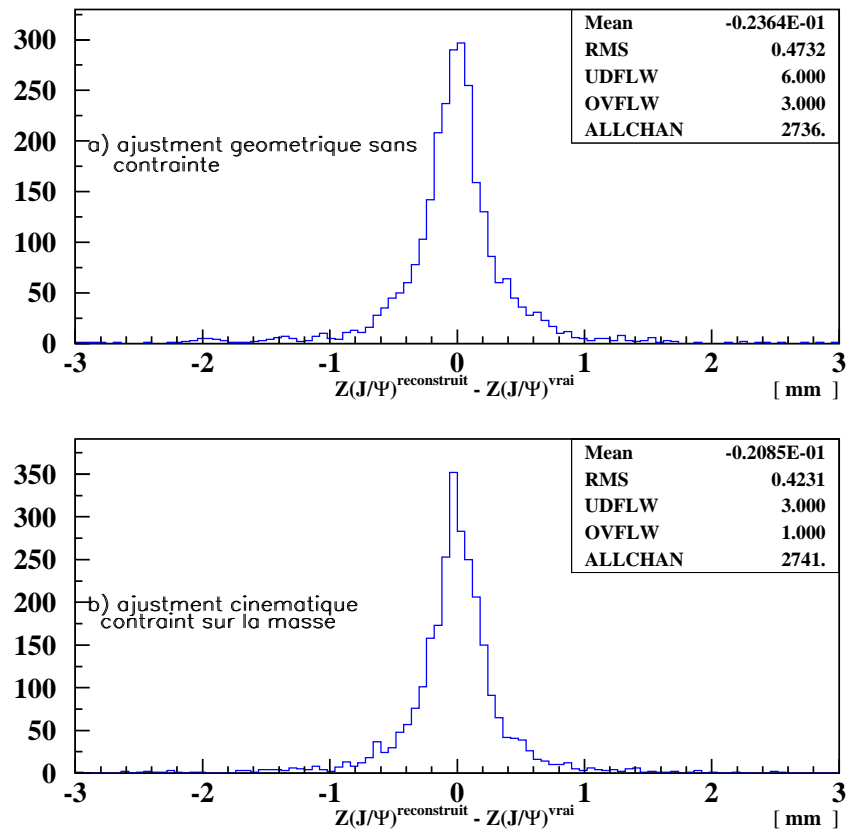


FIG. 5.13 – Résolution $z_{J/\psi}^{\text{reconstruit}} - z_{J/\psi}^{\text{vrai}}$ sur la coordonnée z du vertex du J/ψ , obtenue avec l'ajustement géométrique non contraint (a), et avec l'ajustement cinématique contraint sur la masse (b).

Resolutions apres ajustement geometrique sans contrainte

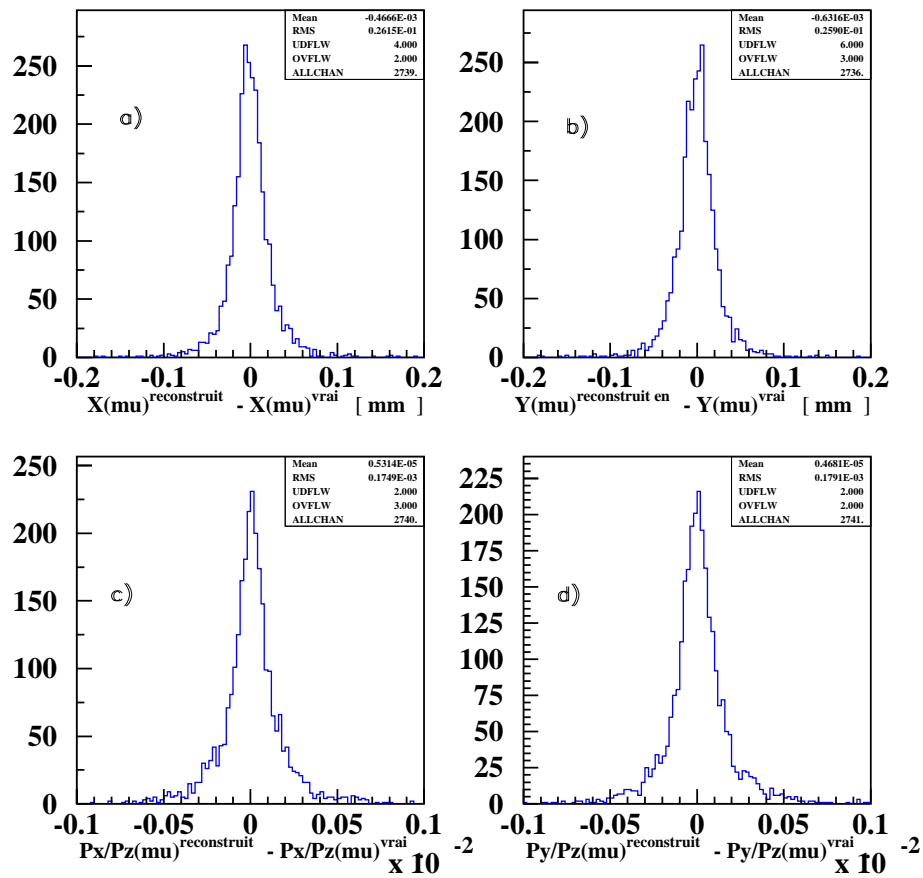


FIG. 5.14 – Résolution, avant ajustement contraint, sur les variables à ajuster en $z_{\text{géométrique}}$, des muons issus de la désintégration du J/ψ . (a) et (b) : coordonnées x et y des traces à cette valeur de z . (c) et (d) : pentes S_x et S_y .

Resolution pour des evenements ou les parametres ajustes sont bien reconstruits

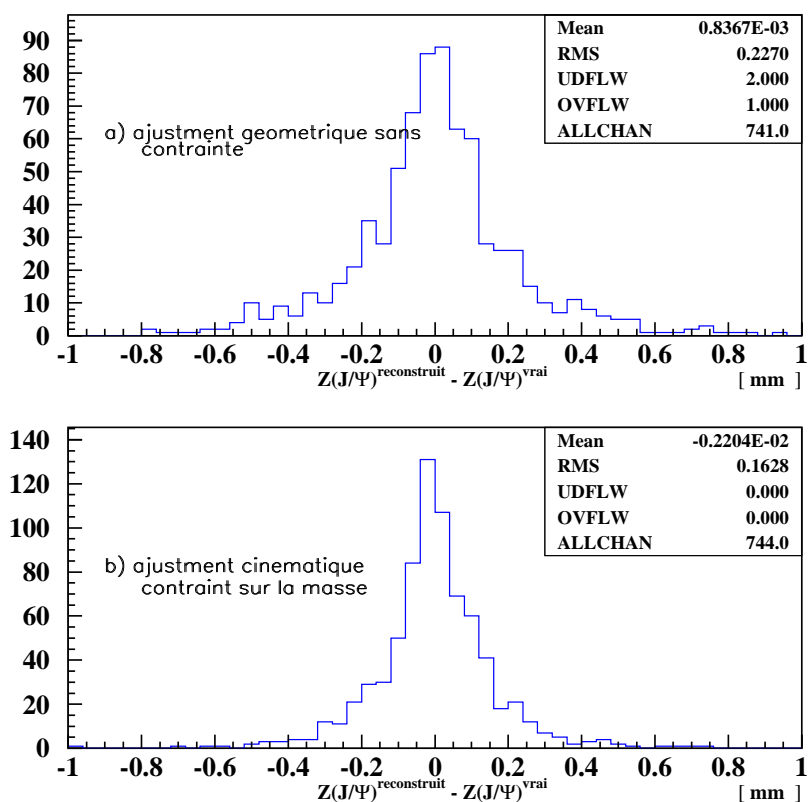


FIG. 5.15 – Résolution $z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}$ obtenue avec l'ajustement géométrique non contraint (a), et avec l'ajustement cinématique contraint sur la masse (b), pour un échantillon pour lequel les variables ajustées en $z_{géométrique}$ ont une résolution 2 fois meilleure après l'ajustement contraint. Nous remarquons que cet ajustement améliore la résolution sur $z_{J/\psi}$ dans ce cas.

Resolutions apres ajustement contraint sur la masse

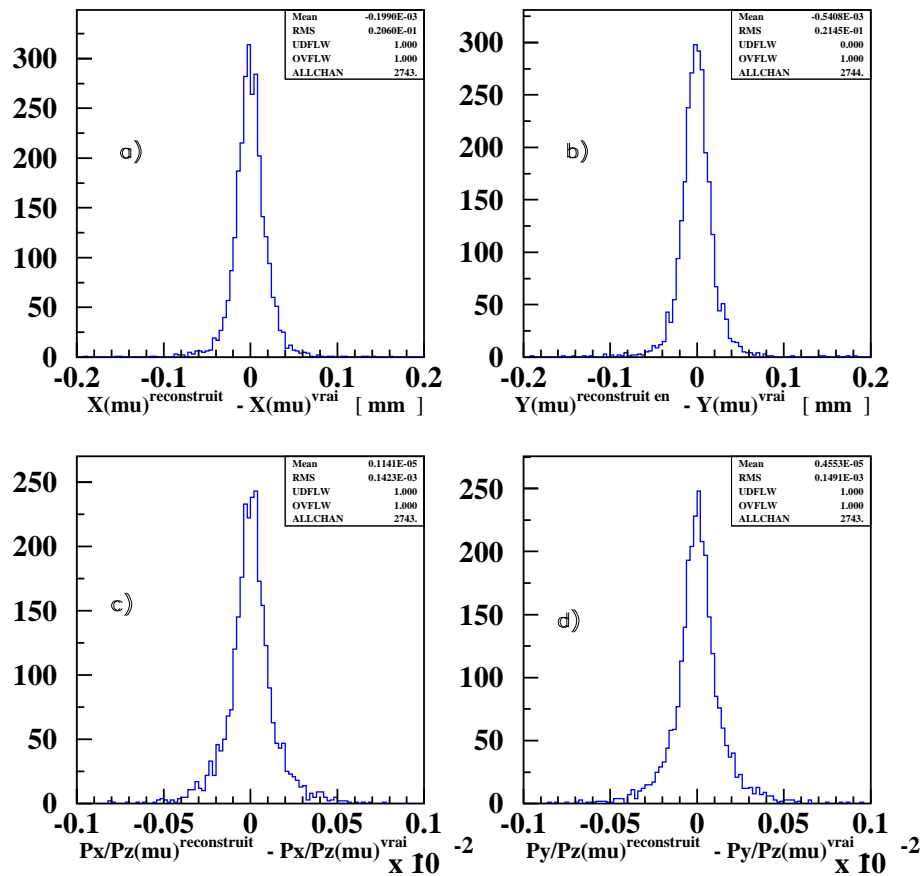


FIG. 5.16 – Résolution, après ajustement contraint, sur les variables ajustées en z géométrique, des muons issus de la désintégration du J/ψ . (a) et (b) : coordonnées x et y des traces à cette valeur de z . (c) et (d) pentes S_x et S_y . Nous remarquons une amélioration de toutes ces résolutions sous l'action de l'ajustement. A comparer avec la figure 5.14

Evenements ou le vertex non contraint est bien reconstruit

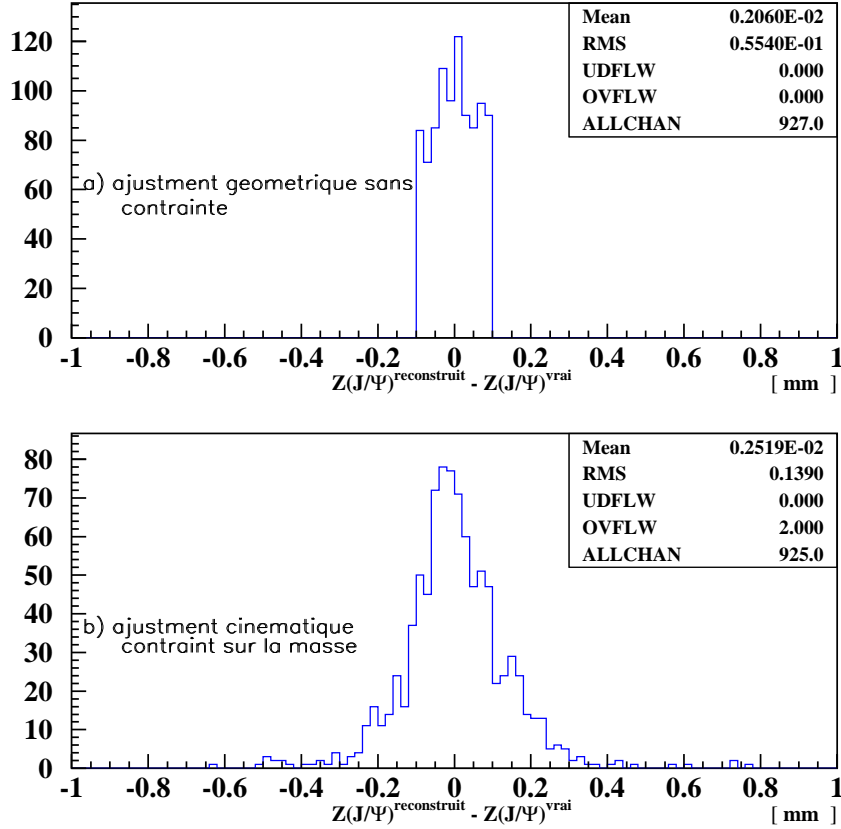


FIG. 5.17 – (a): Résolution $z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}$ obtenue par l'ajustement géométrique sans contrainte, pour la fraction d'événements satisfaisant $|z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}| < 100 \mu\text{m}$. (b) Evolution quand on applique l'ajustement contraint.

résultat obtenus avec l'ajustement géométrique sans contraintes.

Le problème est en partie dû à la façon de reconstruire la position de ce vertex à la suite de l'ajustement. En fait, la reconstruction de cette position par extrapolation linéaire des variables ajustées en $z_{géométrique}$ semble limitée. Elle est très sensible aux erreurs sur ces variables. En effet, la figure 5.13 a) permet de constater que $z_{géométrique}$ est déjà souvent une très bonne évaluation de la position du vertex. Dans 30 % des cas, $z_{géométrique}$ est à moins de $100 \mu\text{m}$ de la valeur vraie recherchée. Pour ces événements, même une faible erreur sur les variables ajustées en $z_{géométrique}$ peut conduire à un z extrapolé plus éloigné de la valeur vraie que $z_{géométrique}$. Par exemple, dans le cas extrême où $z_{géométrique} = z_{vrai}$, le vertex obtenu après ajustement sera lui aussi égal à z_{vrai} seulement si nous avons en $z_{géométrique}$ $x_{\mu^+} = x_{\mu^-}$ et $y_{\mu^+} = y_{\mu^-}$. Nous vérifions ces effets sur la figure 5.17. La figure 5.17 a) montre la distribution de $z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}$ obtenue par l'ajustement géométrique sans contrainte, pour la fraction d'événements satisfaisant $|z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}| < 100 \mu\text{m}$. La figure b) montre pour ces mêmes événements l'évolution après utilisation de l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse. Ces figures montrent que des événements initialement reconstruits avec une grande précision par l'ajustement sans

Evenements ou le vertex non contraint est mal reconstruit

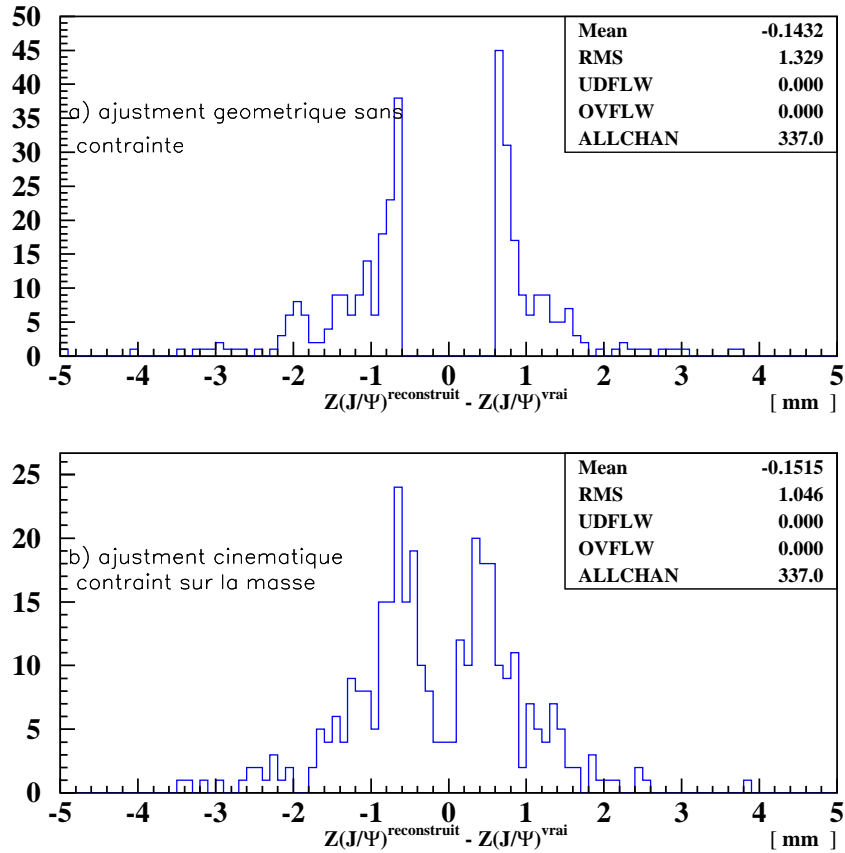


FIG. 5.18 – (a) : Résolution $z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}$ obtenue par l'ajustement sans contrainte, pour la fraction d'événements satisfaisant $|z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}| > 600\mu m$. (b) Evolution quand on applique l'ajustement contraint.

contrainte sont détériorés par l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse. L'écart type des distributions passe de $55\mu m$ à $140\mu m$. L'amélioration des résolutions sur les paramètres ajustés en $z_{géométrique}$ (figures 5.14 et 5.16) n'est pas suffisante pour améliorer la reconstruction du vertex.

Par ailleurs, la figure 5.18 montre que dans le cas d'événements reconstruits initialement avec peu de précision, l'ajustement contraint sur la masse apporte une amélioration. La figure 5.18 a) montre en effet la distribution de $z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}$ obtenue par l'ajustement géométrique sans contrainte, pour la fraction d'événements satisfaisant $|z_{J/\psi}^{reconstruit} - z_{J/\psi}^{vrai}| > 600\mu m$. La figure b) montre la légère amélioration obtenue en utilisant l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse.

Nous concluons que l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse améliore la précision de la reconstruction des variables ajustées en $z_{géométrique}$. Mais cette amélioration est trop faible, pour obtenir une meilleure précision sur la position du vertex de désintégration. Cette difficulté est due à la limitation de la méthode reconstruisant la position du vertex par

extrapolation en ligne droite des variables ajustées. Le J/ψ est déjà reconstruit avec une bonne précision par l'ajustement non contraint. Peut-être l'est-il déjà trop pour pouvoir être amélioré encore. En effet, dans le cas de désintégrations moins bien reconstruites au départ, l'ajustement permet des améliorations. Dans l'étude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ présentée dans [23], une partie des événements sont reconstruits en formant le K_S^0 à partir d'une trace longue et d'une trace VTT. L'impulsion des traces VTT étant en moyenne plus faible, la reconstruction des K_S^0 puis des B_d^0 est moins précise que lorsque que 2 traces longues sont utilisées. La résolution sur la coordonnée z du vertex est de $460 \pm 56 \mu\text{m}$ pour le K_S^0 , et de $146 \pm 15 \mu\text{m}$ pour le B_d^0 . En appliquant l'ajustement contraint sur la masse pour reconstruire le K_S^0 , ces résolutions deviennent respectivement $424 \pm 46 \mu\text{m}$ et de $132 \pm 13 \mu\text{m}$. De plus, la résolution sur la masse invariante du méson B_d^0 passe de $48 \pm 3.9 \text{ GeV}/c^2$ à $15.6 \pm 1.6 \text{ GeV}/c^2$.

5.5 Conclusions

Nous avons développé dans le cadre de LHCb un outil réalisant un ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact d'un méson B par rapport au vertex primaire. Nous avons parallèlement étudié les performances d'un ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse, développé par les physiciens de l'UFRJ. Ces deux ajustements mettent en oeuvre la méthode des multiplicateurs de Lagrange, mais ils diffèrent dans le traitement des itérations. Nous avons vérifié que les deux approches aboutissent en pratique à des résultats équivalents.

L'ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact du méson B par rapport au vertex primaire permet d'améliorer de plus d'un facteur 2 la résolution sur la position reconstruite du vertex de désintégration du méson B_d^0 . Il en va de même pour son temps de vie propre, dont la meilleure connaissance permettra une diminution de l'erreur sur la mesure de l'asymétrie CP dépendante du temps dans ce canal.

L'étude des performances de l'ajustement cinématique de vertex contraint sur la masse ne met pas en évidence de grande amélioration dans la reconstruction du ϕ et du J/ψ issus de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. La largeur naturelle du ϕ semble rendre inadéquate l'application d'une contrainte stricte sur la masse invariante. La méthode reconstruisant la position du vertex en extrapolant linéairement les variables effectivement modifiées par l'ajustement contraint est pénalisante lorsque cette position est déjà bien évaluée par l'ajustement géométrique sans contrainte. Cette limitation entrave l'amélioration de la reconstruction du J/ψ . L'amélioration est plus grande dans le cas de désintégrations moins bien reconstruites.

Chapitre 6

Conclusion

Le Modèle standard prédit que l'asymétrie CP dépendante du temps est la même dans le cas de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et dans celui de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, à une incertitude théorique près variant de 5 à 30 %. Cette asymétrie est proportionnelle à $\sin(2\beta)$.

D'après de nombreux travaux théoriques, les processus de physique au-delà du Modèle standard provoqueront une modification importante de l'asymétrie CP dépendante du temps dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, car la désintégration est dominée par des topologies en pingouin $b \rightarrow s$. Nous pouvons donc mettre en évidence de la nouvelle physique en comparant les asymétries CP mesurées dans $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. A l'été 2003, les expériences BaBar et Belle ont mesuré respectivement un écart de 1 et 3.5σ . Nous avons étudié dans cette thèse la sensibilité du détecteur LHCb à la différence entre le $\sin(2\beta)_{\phi K_S^0}$ mesuré dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et celui mesuré dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

L'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ a du faire face à deux difficultés majeures. Tout d'abord, la taille des échantillons d'événements de bruit de fond simulés est trop faible en comparaison de la production annuelle pour évaluer précisément le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés par an. L'évaluation de l'erreur sur $\sin 2\beta$ est alors imprécise. Nous avons étudié deux approches pour améliorer ces évaluations : la première est basée sur la factorisation des efficacités des coupures, la seconde utilise une hypothèse sur la forme du bruit de fond dans la distribution de la masse invariante des candidats B_d^0 .

La seconde difficulté est due à la reconstruction délicate de la chaîne de désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, dans laquelle $\phi \rightarrow K^+ K^-$ et $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, qui se traduit par une grande incertitude sur la position du vertex de désintégration du B_d^0 . Cette imprécision réduit l'efficacité de sélection du signal. De plus, l'imprécision sur la reconstruction du temps de vie propre du B_d^0 augmente l'erreur sur $\sin(2\beta)$. Nous avons développé un ajustement cinématique contraint sur le paramètre d'impact du B_d^0 par rapport au vertex primaire, qui permet de réduire de plus d'un facteur 2 la résolution sur le temps de vie propre du B_d^0 .

Dans un premier temps, nous avons étudié la sensibilité du détecteur LHCb classique. Dans ce cadre, l'efficacité de reconstruction des particules chargées est très optimiste. L'erreur statistique sur la mesure de $\sin(2\beta)$, la plus favorable autorisée par notre estimation est alors :

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} = 0.56.$$

Nous avons ensuite adapté l'étude classique dans le cadre du détecteur réoptimisé. Dans le cas le plus favorable, nous obtenons :

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} = 0.47.$$

Dans le cadre classique, les variables comme les χ^2 des ajustements des vertex de désintégration ou les significances des paramètres d'impact n'étaient pas utilisables. En utilisant ces variables dans le cadre réoptimisé, des progrès significatifs sont possibles. Une évaluation récente obtient :

$$\sigma(\sin 2\beta)_{B_d \rightarrow \phi K_s} = 0.29,$$

mais cette étude ne prend pas en compte les bruits de fond spécifiques b en ϕ inclusifs, qui sont les sources principales de bruit de fond. Dans ce dernier cas, 3.5 années de prises de données seraient nécessaires pour atteindre la même sensibilité à $\sin(2\beta)$ que les expériences Belle et BaBar réunies en 2007. Après 5 ans, en combinant l'ensemble des résultats, nous serions sensibles à un écart de l'ordre de 0.45 entre le $\sin(2\beta)$ mesuré dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ et celui mesuré dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

Ces résultats pourront être améliorés. Optimiser les algorithmes de reconnaissance de trace pour améliorer la recherche des K_S^0 paraît possible. Des progrès sont attendus en optimisant les coupures du système de déclenchement pour les événements de signal. Par ailleurs, la procédure d'étiquetage des mésons beaux est encore perfectible. La procédure actuelle n'utilise pas toute l'information disponible dans chaque événement pour étiqueter de façon optimale la saveur. Les formes et les corrélations des variables d'étiquetages ne sont pas encore exploitées. Enfin, les coupures de sélection peuvent encore être optimisées, notamment en les adaptant en fonction du type de trace (VTT, TTT, ...), et en utilisant des fonctions de vraisemblance pour séparer le signal du bruit de fond.

Des résultats non prédits par le Modèle standard dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ révéleraient la présence de nouvelle physique dans la topologie pingouin $b \rightarrow s$, qui domine ce canal. Les autres désintégrations dominées par cette topologie pourraient alors elles aussi être notablement affectées. La mesure par LHCb de canaux tels que $B_d^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$, $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ et $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ sera donc un moyen prometteur pour compléter l'étude de la physique au-delà du Modèle standard dans les transitions pingouins $b \rightarrow s$, et pour comprendre la nature de ces nouveaux processus.

Annexe A

Constante de couplage de l'interaction forte et groupe de renormalisation

Cet appendice donne des détails supplémentaires sur la façon de déterminer la dépendance de la constante de couplage de QCD en fonction de l'énergie mise en jeu lors d'un processus. Nous commençons par une description brève de la renormalisation de QCD, pour aboutir au traitement de la constante de couplage par les équations du groupe de renormalisation. Le but est d'avoir un exemple simple illustrant cette technique, pour comprendre comment les équations du groupe de renormalisation peuvent ensuite également déterminer l'évolution des coefficients de Wilson en fonction de l'échelle de renormalisation.

Une des caractéristiques principales de la chromodynamique quantique est la valeur de la constante de couplage qui devient très élevée lorsque l'énergie mise en jeu par une interaction est faible, elle provoque le confinement des quarks, qui n'existent pas à l'état libre, au sein des hadrons singlets de couleur. Pour prédire cela, il faut déterminer la dépendance de cette constante de couplage en fonction de l'énergie de l'interaction, ce qui est rendu possible par les équations du groupe de renormalisation.

La renormalisation est nécessaire pour que la QCD reste prédictive, bien que le calcul de certains processus d'interaction forte mette en jeu des intégrales divergentes. Un exemple d'une telle divergence est donné par le diagramme de l'énergie propre du propagateur du quark (figure A.1). Son amplitude met en jeu une intégrale divergente. Pour contourner ce problème, on peut faire appel à la régularisation dimensionnelle: il s'agit d'évaluer l'amplitude non pas dans un espace à 4 dimensions, mais à $D = 4 - 2\epsilon$. L'intégrale sur la quadri-impulsion mise en jeu

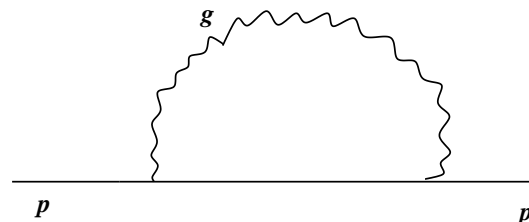


FIG. A.1 – Diagramme de l'énergie propre du quark.

dans le calcul de l'amplitude devient une intégrale à D dimensions, non divergente. L'amplitude du diagramme de l'énergie propre (figure A.1) est alors proportionnelle à :

$$\frac{1}{\epsilon} + \ln(4\pi) - \gamma_E + \ln\left(\frac{\mu^2}{-p^2}\right) + \mathcal{O}(\epsilon), \quad (\text{A.1})$$

où γ_E est la constante de Euler, et p la quadri-impulsion d'entrée du processus. Apparaît dans cette expression un nouveau paramètre : μ . Il a été introduit pour permettre de conserver une constante de couplage non dimensionnée. En effet, l'action devant être non dimensionnée, le lagrangien doit être de dimension 4. Les champs étant de dimension $\frac{(D-1)}{2}$ pour les fermions et de $\frac{(D-2)}{2}$ pour les bosons, le terme suivant du lagrangien :

$$g_s \bar{\psi}_\alpha T_{\alpha\beta}^a \gamma^\mu \psi_\beta A_\mu^a,$$

suggère que la constante de couplage doit être de dimension $\frac{1}{\epsilon}$. Pour garder une constante non dimensionnée on effectue la substitution

$$g_s = g_s \mu^\epsilon.$$

L'équation A.1 dépend de μ , dont la valeur est a priori arbitraire, mais le résultat final du calcul d'un processus, calculé à tous les ordres, doit en être indépendant.

Nous voyons également dans l'équation A.1 que la divergence de l'amplitude est isolée dans le terme ϵ , puisque $\epsilon \rightarrow 0$, mais ne disparaît pas. Pour l'éliminer, on fait appel à la renormalisation. Dans le lagrangien la constante de couplage, la masse des quarks, les champs de quarks et les champs de gluons sont réexprimés de la façon suivante :

$$A_{0\mu}^a = Z_3^{\frac{1}{2}} A_\mu^a \quad \psi_0 = Z_q^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.2})$$

$$g_{0,s} = Z_g g_s \mu^\epsilon \quad m_0 = Z_m m \quad (\text{A.3})$$

où $A_{0\mu}^a$, ψ_0 , m_0 et $g_{0,s}$ sont les champs, la masse et la constante de couplage non renormalisés intervenant dans le lagrangien. Ce lagrangien peut alors être exprimé comme la somme de deux termes :

$$\mathcal{L}_{QCD}^0 = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_C \quad (\text{A.4})$$

Le premier terme est de même forme que le lagrangien 2.2, avec les quantités renormalisées à la place des quantités non-renormalisées $A_{0\mu}^a$, ψ_0 , m_0 et $g_{0,s}$. Le second est constitué de termes menant à des processus de forme nouvelle, dépendant des Z_i présentés ci-dessus. Par exemple, le terme cinétique des quarks devient :

$$\bar{\psi}_0 \alpha i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_0 \alpha - \bar{\psi}_0 \alpha m_0 \psi_0 \alpha = \bar{\psi}_\alpha i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_\alpha - \bar{\psi}_\alpha m_\psi \psi_\alpha + (Z_q - 1) \bar{\psi}_\alpha i \partial_\mu \psi_\alpha - (Z_q Z_m - 1) m_\psi \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha, \quad (\text{A.5})$$

Les deux derniers termes donnent naissance à de nouvelles contributions à des processus. Les Z_i sont déterminés de façon à ce que les contributions de ces nouvelles interactions compensent les divergences issues des contributions de \mathcal{L}_{QCD} , lorsque le calcul des processus visés incluent suffisamment d'ordres. Il s'agit donc de calculer les diagrammes divergents issu de \mathcal{L}_{QCD} , et de rajouter dans le Z_i correspondant les termes opposés aux termes divergents de ces diagrammes. Les Z_i sont calculés à l'ordre auquel les processus divergents sont calculés. Dans le cas où les calculs sont menés au second ordre, nous avons la structure suivante :

$$Z_i = \frac{a_1}{\epsilon} + \frac{a_2}{\epsilon^2}, \quad (\text{A.6})$$

on l'on remarque la présence des divergences qui compensent celles apparaissant dans le calcul des processus de physique.

Le résultat final du calcul d'un processus ne peut dépendre du choix arbitraire de μ . Ainsi, les quantités non renormalisées de \mathcal{L}_{QCD}^0 sont indépendantes de μ . Cependant, des dépendances apparaissent en pratique lors des calculs. En nous basant sur les définitions des équations A.2 et A.3 et sur l'indépendance des quantités non renormalisées par rapport à μ , nous constatons que la dépendance de la constante de couplage et de la masse en fonction de μ est régie par les équations du groupe de renormalisation. En ce qui concerne la constante de couplage

$$\frac{dg(\mu)}{d\ln\mu} = \beta(g(\mu), \epsilon). \quad (\text{A.7})$$

$\beta(g(\mu), \epsilon)$ est calculé à partir de Z_g , qui contient les termes annulant les divergences à l'énergie propre du gluon A.1. Lorsque le calcul est effectué en incluant uniquement les contributions à une boucle, on obtient pour solution de l'équation A.7 transposée au cas de $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (\text{A.8})$$

où Λ est une échelle caractéristique de QCD, et avec

$$\beta_0 = \frac{11N_C - 2f}{3}, \quad (\text{A.9})$$

où N_C est le nombre de couleurs et f le nombre de saveurs de quarks. Avec trois couleurs et six saveurs, β_0 est positif, et la constante de couplage décroît lorsque μ augmente. Pour les valeurs de μ inférieures à ~ 1 GeV, elle est trop élevée pour permettre un calcul perturbatif des sections efficaces ou des taux de désintégration. La valeur de β_0 serait négative sans la contribution à l'énergie propre du gluon de diagrammes mettant en jeu les vertex d'interaction entre les gluons. On peut donc dire que le comportement de la constante de couplage de QCD, ainsi que le confinement des quarks et la liberté asymptotique sont une conséquence de la nature non abélienne du groupe de jauge SU(3) utilisé pour construire cette théorie décrivant les interactions fortes.

Nous obtenons la valeur de Λ en mesurant $\alpha_s(\mu)$ pour une valeur donnée de μ : sa valeur est comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de MeV. Une fois Λ connu, on peut connaître la valeur de $\alpha_s(\mu)$ en fonction de μ grâce à A.8. L'existence de Λ est due au fait que l'équation A.7 n'a de solution qu'à une constante près. On peut aussi en tenir compte en exprimant $\alpha_s(\mu)$ directement à partir de sa valeur pour une échelle donnée $\alpha_s(Q)$. En effet, en utilisant A.8, nous obtenons:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(Q)}{1 - \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \beta_0 \ln\left(\frac{Q}{\mu}\right)}. \quad (\text{A.10})$$

Nous pouvons alors utiliser la constante de couplage à une échelle μ donnée en déduisant sa valeur connue à une autre échelle. Il est fréquent d'utiliser $\alpha_s(M_Z)$ comme référence. Mais quelle valeur de μ choisir si l'on cherche à prédire théoriquement une section efficace ou d'un taux de désintégration avec un calcul perturbatif de forme générale:

$$A = A_1 \alpha_s(\mu) + A_2 \alpha_s^2(\mu) + A_3 \alpha_s^3(\mu) + \dots$$

Il faut choisir une valeur de μ pour laquelle $\alpha_s(\mu)$ est suffisamment faible pour que la série soit réellement perturbative. Par ailleurs, les termes A_i contiennent généralement des termes en $\left(\ln\left(\frac{E^2}{\mu^2}\right)\right)^n$, où E est l'énergie mise en jeu par le processus. On choisit donc souvent une valeur de μ proche de E pour éviter que les logarithmes soient trop élevés et brise la perturbativité. On peut alors mesurer $\alpha_s(E)$ connaissant E et comparant la série perturbative, où l'on a donc choisi $\mu \sim E$, au résultat de la mesure de la section efficace ou du taux de désintégration concerné [7].

En incluant dans le calcul de $\beta(g(\mu), \epsilon)$ les contributions à deux boucles ou plus, les conclusions sur le comportement de la constante de couplage ne changent pas, mais sa détermination est plus précise. Lors du calcul d'un processus physique, l'incertitude sur cette constante, due à l'ordre auquel elle est évaluée ou au choix exact de l'échelle, est souvent parmi les sources d'incertitude dominantes [7].

L'utilisation des équations du groupe de renormalisation est un moyen très puissant pour trouver la dépendance de $\alpha_s(\mu)$ en fonction de μ . En effet, on peut réécrire l'équation A.10, en choisissant $Q = M_Z$, de la façon suivante :

$$\alpha_s(\mu) = \alpha_s(M_Z) \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\beta_0 \frac{\alpha_s(M_Z)}{2\pi} \ln\left(\frac{M_Z}{\mu}\right) \right)^n \right].$$

Une expression du même type peut être obtenue en calculant l'énergie propre du gluon à tous les ordres en fonction de la constante de couplage non renormalisée, et en regroupant les différents termes de manière à obtenir une expression similaire à celle obtenue au premier ordre, mais où la constante de couplage est remplacée par une constante renormalisée dépendant de l'énergie du processus. L'intérêt des équations du groupe de renormalisation est donc que les solutions obtenues "resomment" automatiquement des logarithmes de tous les ordres. Cette caractéristique sera particulièrement importante par la suite dans le calcul des désintégrations de hadrons beaux, qui fait appel à une expansion en produit d'opérateurs dont les coefficients de Wilson sont calculables perturbativement grâce aux équations du groupe de renormalisation.

Annexe B

Ajustement de la théorie complète sur la théorie effective lors d'expansion en produit d'opérateurs

Cet appendice donne des détails supplémentaires sur la détermination des coefficients de Wilson par ajustement de la théorie complète sur la théorie effective lors de l'OPE. Notre but est en partie d'utiliser les équations obtenues dans un cas simple, les amplitudes de désintégrations en arbre incluant les corrections QCD seulement au premier ordre (figure B.1), pour illustrer la détermination des coefficients de Wilson et visualiser la séparation des contributions de haute et de basse énergie qui apparaît alors et constitue l'une des qualités les plus précieuses de ce formalisme.

Nous repartons du hamiltonien effectif :

$$\mathcal{H}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} [C_1 \bar{q}_3^\alpha(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^\beta(x) \bar{q}_1^\beta(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b^\alpha(x) + C_2 \bar{q}_3^\alpha(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_2^\alpha(x) \bar{q}_1^\beta(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b^\beta(x)]. \quad (\text{B.1})$$

L'ajustement du Modèle standard sur la théorie effective construite en intégrant le boson W se fait en 3 étapes. La première consiste à calculer dans le cadre de la théorie complète la série de termes comprenant le diagramme non corrigé, et les diagrammes avec correction (figure B.1). Nous obtenons [70] :

$$\mathcal{A}_{full} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} \left[\left(1 + 2C_F \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) \right) S_2 + \frac{3}{N} \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{-p^2} S_2 - 3 \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{-p^2} S_1 \right], \quad (\text{B.2})$$

où p est la quadri-impulsion des quarks externes, supposés de masse nulle, avec $p^2 < 0$. Le calcul de cette amplitude implique une divergence, d'où la présence de $\frac{1}{\epsilon}$ et de l'échelle μ après régularisation.

La seconde étape de cet ajustement répond à la nécessité pour la théorie effective de reproduire les résultats de la théorie complète pour $\mu \sim M_W$.

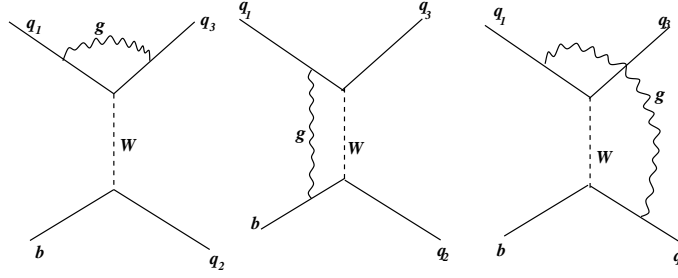


FIG. B.1 – Série des diagrammes en arbres dans la théorie complète une fois incluses les corrections QCD à une boucle.

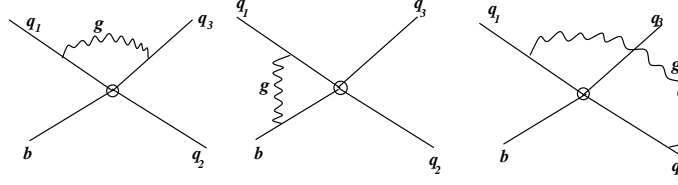


FIG. B.2 – Série des diagrammes en arbres dans la théorie effective une fois incluses les corrections QCD à une boucle.

Dans la seconde étape de cet ajustement nous calculons la série de diagrammes de la figure B.2, qui correspondent aux diagrammes de la figure B.1 une fois les particules lourdes intégrées. Nous obtenons les opérateurs locaux incluant les corrections QCD :

$$\langle O_1^{(0)} \rangle = \left(1 + 2C_F \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) \right) S_1 + \frac{3}{N} \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_1 - 3 \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_2, \quad (\text{B.3})$$

$$\langle O_2^{(0)} \rangle = \left(1 + 2C_F \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) \right) S_2 + \frac{3}{N} \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_2 - 3 \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_1. \quad (\text{B.4})$$

Dans la troisième étape, nous procédons à l'ajustement en lui-même, basé sur la nécessité pour la théorie effective de reproduire les résultats de la théorie complète pour $\mu \sim M_W$:

$$\mathcal{A}_{full} = \mathcal{A}_{eff} \quad (\text{B.5})$$

Une fois appliquée la renormalisation de \mathcal{A}_{full} et de \mathcal{A}_{eff} pour évincer les termes en $\frac{1}{\epsilon}$, nous cherchons les coefficients de Wilson (équation B.1) pour lesquels l'équation B.5 est satisfaite :

$$C_1(\mu) = -3 \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}, \quad C_2(\mu) = 1 + \frac{3}{N} \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}. \quad (\text{B.6})$$

En plus d'un second opérateur, les corrections QCD introduisent une échelle de renormalisation μ , dont dépendent les coefficients de Wilson, et les éléments de matrice hadroniques des opérateurs locaux. Cette échelle va permettre la séparation des contributions de haute et basse énergie dans les boucles des diagrammes de B.1. Pour le mettre en évidence, prenons en compte la renormalisation. L'amplitude \mathcal{A}_{eff} est renormalisée via la renormalisation des opérateurs locaux :

$$O_i^{(0)} = Z_{ij} O_j. \quad (\text{B.7})$$

L'opérateur $O_1^{(0)}$ non renormalisé dépend donc de l'opérateur renormalisé O_2 et vice versa. On dit que la renormalisation mélange les opérateurs. Il est pratique pour l'étude des propriétés des opérateurs vis-à-vis du groupe de renormalisation d'utiliser des opérateurs non mélangés. Pour cela on construit les opérateurs

$$O_{\pm} = \frac{O_2 \pm O_1}{2}, \quad C_{\pm} = C_2 \pm C_1, \quad (\text{B.8})$$

qui sont obéissent à une loi de renormalisation diagonale.

$$O_{\pm}^{(0)} = Z_{\pm} O_{\pm}. \quad (\text{B.9})$$

Dans cette nouvelle base, les amplitudes prennent la forme :

$$\mathcal{A}_{full} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} \left[\left(1 + 2C_F \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_{\pm} + \left(\frac{3}{N} \mp 3 \right) \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{-p^2} S_{\pm} \right], \quad (\text{B.10})$$

et

$$\mathcal{A}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q_2 q_3}^* V_{q_1 b} [C_+(\mu) \langle O_+(\mu) \rangle + C_-(\mu) \langle O_-(\mu) \rangle], \quad (\text{B.11})$$

ce qui implique les expressions suivantes pour les opérateurs locaux et les coefficients de Wilson :

$$\langle O_{\pm}(\mu) \rangle = \left(1 + 2C_F \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{\mu^2}{-p^2} \right) S_{\pm} + \left(\frac{3}{N} \mp 3 \right) \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{\mu^2}{-p^2} S_{\pm} \quad (\text{B.12})$$

$$C_{\pm}(\mu) = 1 + \left(\frac{3}{N} \mp 3 \right) \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}. \quad (\text{B.13})$$

Lors du calcul des intégrales sur les quadri-impulsions décrivant les boucles dans les amplitudes de la théorie complète (diagrammes de la figure B.1), l'effet du boson W est inclus en prenant en compte les contributions d'énergie allant jusqu'à $E \sim M_W$. D'après les deux dernières expressions, ces contributions de haute énergie sont prises en compte dans les $\langle O_{\pm}(\mu) \rangle$ lorsque l'on choisit $\mu \sim M_W$. En effet, on voit grâce aux équations B.10 à B.13 que dans ce cas la contribution des opérateurs locaux $\langle O_{\pm}(\mu) \rangle$ est très proche du résultat de l'amplitude \mathcal{A}_{full} , les coefficients de Wilson n'apportant alors qu'une correction de faible ampleur. Si μ baisse, la contribution des $\langle O_{\pm}(\mu) \rangle$ est de plus en plus éloignée de \mathcal{A}_{full} : il ne tient plus compte de l'effet du W. Les éléments de matrice hadroniques n'incluent donc plus les contributions de haute énergie qui tiennent compte dans les amplitudes de la théorie complète de l'effet du W. Elles sont transférées des termes $\ln \left(\frac{\mu^2}{-p^2} \right)$ des éléments de matrices aux termes $\ln \left(\frac{\mu^2}{-p^2} \right)$ des coefficients de Wilson pour assurer l'égalité B.5. Ceci illustre une des propriétés majeure de l'OPE. Les coefficients de Wilson tiennent compte des énergies entre μ et M_W , tandis que les contributions des basses énergies, entre p et μ , sont contenues dans les éléments de matrice $\langle O_{\pm}(\mu) \rangle$ construits à partir des opérateurs locaux. On visualise le transfert de contribution entre les coefficients B.13 et les éléments de matrice hadronique B.12 en faisant le produit de ces deux équations. Lorsque μ varie, la variation de $\ln \frac{\mu^2}{-p^2}$ est compensée par celle de $\ln \frac{M_W^2}{\mu^2}$, et la combinaison des deux logarithmes donne toujours le terme $\ln \frac{M_W^2}{-p^2}$ de l'équation B.5, au travers duquel la théorie complète inclut les contributions de haute énergie dues au W. Ce transfert est aussi lié au fait que l'amplitude du processus doit être indépendante de μ .

Cette séparation des contributions à courtes et longues distances permet à la théorie effective d'être plus prédictive que la théorie complète. En effet, nous trouvons dans l'amplitude B.2 des logarithmes de valeur élevée $\ln \frac{M_W^2}{-p^2}$. Même si nous adoptons pour μ une valeur de l'ordre de M_W , la constante de couplage reste trop grande pour que $\frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{-p^2}$ soit petit. Le traitement perturbatif incluant les termes du type $(\frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{-p^2})^n$ est alors non perturbatif. Le terme $\ln \frac{\mu^2}{-p^2}$ de B.10 accentue le problème. Par ailleurs, si l'on diminue μ pour réduire $\ln \frac{\mu^2}{-p^2}$, la constante de couplage devient beaucoup trop grande. L'OPE sépare en deux contributions délimitées par μ les logarithmes $\ln \frac{M_W^2}{-p^2}$. En prenant une valeur élevée de μ , les logarithmes $\ln \frac{M_W^2}{\mu^2}$ et la constante de couplage sont suffisamment petits pour permettre un calcul perturbatif des coefficients de Wilson. Par contre, les logarithmes des éléments de matrice deviennent très grands. Il faut donc diminuer μ jusqu'à des valeurs proches de $-p^2$. La série perturbative qui permet le calcul des coefficients de Wilson doit donc être étendue à tous les ordres. Cependant, tout comme la constante de couplage $\alpha_s(\mu)$ (voir appendice A), les coefficients de Wilson peuvent être déterminés en se basant sur les équations du groupe de renormalisation, qui permettent la "resommation" automatique des termes $(\frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2})^n$. On obtient ainsi la dépendance des coefficients de Wilson par rapport à μ . Nous pouvons donc déduire leur valeur pour $\mu \sim -p^2$ de leur valeur calculée perturbativement pour $\mu \sim M_W^2$.

Ainsi, l'OPE et les équations du groupe de renormalisation simplifient le calcul des amplitudes de transitions hadroniques, en le séparant en deux types de contributions. Un premier type calculable perturbativement (coefficient de Wilson), et un second type (éléments de matrice hadroniques des opérateurs locaux) non perturbatif et donc plus délicat à calculer, mais dont on peut parfois s'affranchir grâce à des combinaisons adéquates d'observables.

Bibliographie

- [1] J. Christenson *et al.*, PRL **13** (1964) 138
- [2] A. D. Sakharov, JETP Lett. **6** (1967) 21
- [3] M. B. Gavela *et al.*, Modern Phys. Lett. **9A** (1994) 795
- [4] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], “Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude $\sin 2\beta$. ((B)),” Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 201802 [arXiv:hep-ex/0207042].
- [5] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], “An improved measurement of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system. ((B)),” Phys. Rev. D **66** (2002) 071102 [arXiv:hep-ex/0208025].
- [6] S. Amato *et al.* [LHCb Collaboration], “LHCb technical proposal,” CERN-LHCC-98-4
- [7] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Physics,” Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [8] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Physics”, mise à jour 2003, <http://pdg.lbl.gov/>
- [9] S. Weinberg, “A Model Of Leptons,” Phys. Rev. Lett. **19** 1264 (1967); A. Salam, p.367 de “Elementary Particle Theory”, ed. N. Swartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969); S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “Weak Interactions With Lepton - Hadron Symmetry” Phys. Rev. D **2** (1970) 1285
- [10] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner, Z. Phys. **63** (1930) 54; **65**(1930) 18
- [11] P. Paganini, “Etude des oscillations du système $B^0-\bar{B}^0$ et mesure de la durée de vie du méson B_d^0 avec le détecteur DELPHI à LEP.” Thèse de Doctorat, LAL 96-18, (1996)
- [12] B. Kayser, hep-ph/9702264, 1997
- [13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [14] S. Weinberg, “The Quantum Theory of Fields”, Cambridge University Press, 1996
- [15] S. Khalil and E. Kou, “On supersymmetric contributions to the CP asymmetry of the $B \rightarrow \phi K(S)$,” Phys. Rev. D **67** (2003) 055009 [arXiv:hep-ph/0212023].
- [16] X. G. He, J. P. Ma and C. Y. Wu, “ $B \rightarrow \phi K$ and $B \rightarrow \phi X/s$ in the heavy quark limit,” Phys. Rev. D **63** (2001) 094004 [arXiv:hep-ph/0008159].
- [17] Heavy Flavor Averaging Group, Summer 2003 results : <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/summer2003/index.shtml>
- [18] M. Battaglia, A.J. Buras, P. Gambino, A. Stocchi *et al* “The CKM matrix and the unitary triangle”, CKM Workshop, CERN, 13-16 February 2002.
- [19] A. J. Buras, “CP violation in B and K decays: 2003,” arXiv:hep-ph/0307203.
- [20] G. Altarelli and M. L. Mangano, “Standard model physics (and more) at the LHC. Proceedings, Workshop, Geneva, Switzerland, May 25-26, October 14-15, 1999,”

- [21] F. Parodi, "Determination of the unitarity triangle parameters", *Prepared for 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands, 24-31 Jul 2002*
- [22] M. Ciuchini, E. Franco, F. Parodi, V. Lubicz, L. Silvestrini and A. Stocchi, "Unitarity triangle analysis in the standard model and sensitivity to new physics", eConf **C0304052** (2003) WG306 [arXiv:hep-ph/0307195].
- [23] S. Amato *et al.* (LHCb collaboration), "Reoptimized LHCb Detector Technical Design Report", CERN-LHCC/2003-30.
- [24] S. Amato *et al.* [LHCb Collaboration], "LHCb VELO TDR: Vertex locator. Technical design report," CERN-LHCC-2001-011
- [25] S. Amato *et al.* [LHCb Collaboration], "LHCb: Inner tracker technical design report," CERN-LHCC-2002-029
- [26] P.R Barbosa Marinho *et al.* (LHCb collaboration), "Outer tracker Technical Design Report", CERN-LHCC/2001-024
- [27] R. Van der Eijk, "Track reconstruction in the LHCb experiment" thèse de Doctorat (2002)
- [28] S. Amato *et al.* (LHCb collaboration), "RICH Technical Design Report", CERN-LHCC/2000-037
- [29] S. Amato *et al.* (LHCb collaboration), "Calorimeters Technical Design Report", CERN-LHCC/2000-036
- [30] P.R Barbosa Marinho *et al.* (LHCb collaboration), "Muon System Technical Design Report", CERN-LHCC/2001-010.
- [31] "GEANT, Dectector Description and Simulation Tool", CERN program library.
- [32] R. Kalman, Trans. ASME, J. Basic Engineering (1960)
- [33] R. Forty et O. Schneider, "RICH pattern recognition", LHCb 98-40.
- [34] J. Zweizig, "LHCb Analysis Subroutine Library", LHCb/TN/95-01.
- [35] O. Leroy, "Status report: muon trigger performance", LHCb muon meeting, CERN, 21 novembre 2002; <http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a021896>
- [36] E. Aslanides *et al.*, "Muon trigger performance with the reoptimised LHCb detector", LHCb note 2003-074
- [37] S. Amato *et al.* (LHCb collaboration), "LHCb Trigger system Technical Design Report", CERN-LHCC/2003-31.
- [38] LHCb collaboration, "The SICBMC package", <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/SICB/default.htm>
- [39] LHCb collaboration, "The Brunel package", <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Reconstruction/default.htm>
- [40] T. Sjöstrand *et al.*, "High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1", Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238
- [41] QQ program, <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ>
- [42] "The DaVinci package", <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/default.htm>
- [43] I. Belyaev, "LoKi user guide and reference manual" voir présentation à la LHCb Software Week tenue au CERN, 06/2003
- [44] Y. Grossman, Z. Ligeti, Y. Nir and H. Quinn, "SU(3) relations and the CP asymmetries in B decays to $\eta' K_S^0$, ϕK_S^0 and $K^+ K^- K_S^0$," Phys. Rev. D **68** (2003) 015004
- [45] R. Fleischer and T. Mannel, "General analysis of new physics in $B \rightarrow J/\psi K$ ", Phys. Lett. B **506** (2001) 311 [arXiv:hep-ph/0101276].

- [46] R. Fleischer and T. Mannel, “Exploring new physics in the $B \rightarrow \phi K$ system” Phys. Lett. B **511** (2001) 240 [arXiv:hep-ph/0103121].
- [47] Y. Grossman, G. Isidori and M. P. Worah, “CP asymmetry in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$: Standard model pollution”, Phys. Rev. D **58** (1998) 057504 [arXiv:hep-ph/9708305]
- [48] T. Browder à la conférence Lepton Photon 2003, “CKM phase: ϕ_1/β ”.
- [49] K. Abe *et al.* [BELLE Collaboration], “Measurement of Time-Dependent CP-Violating Asymmetries in $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$, $K^+ K^- K_S^0$, $\eta' K_S^0$ Decays”, BELLE-CONF-0344, hep-ex/0308035.
- [50] Y. Grossman and M. P. Worah, “CP asymmetries in B decays with new physics in decay amplitudes,” Phys. Lett. B **395** (1997) 241 [arXiv:hep-ph/9612269].
- [51] E. Lunghi and D. Wyler, “Complex flavour couplings in supersymmetry and unexpected CP violation in the decay $B \rightarrow \phi K$ ”, Phys. Lett. B **521** (2001) 320 [arXiv:hep-ph/0109149].
- [52] M. Ciuchini, E. Franco, A. Masiero and L. Silvestrini, “ $b \rightarrow s$ transitions: A new frontier for indirect SUSY searches,” Phys. Rev. D **67** (2003) 075016 [arXiv:hep-ph/0212397].
- [53] Y. Nir, “CP violation: The CKM matrix and new physics,” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **117** (2003) 111 [arXiv:hep-ph/0208080].
- [54] T. Moroi, “CP violation in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ in SUSY GUT with right-handed neutrinos,” Phys. Lett. B **493** (2000) 366 [arXiv:hep-ph/0007328].
- [55] D. Chang, A. Masiero and H. Murayama, “Neutrino mixing and large CP violation in B physics,” Phys. Rev. D **67** (2003) 075013 [arXiv:hep-ph/0205111].
- [56] B. Dutta, C. S. Kim and S. Oh, “A consistent resolution of possible anomalies in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ and $B^+ \rightarrow \eta' K^+$ decays,” Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 011801 [arXiv:hep-ph/0208226].
- [57] A. Datta, “R-parity-violating SUSY and CP violation in $B \rightarrow \phi K(S)$,” Phys. Rev. D **66** (2002) 071702 [arXiv:hep-ph/0208016].
- [58] M. Raidal, “CP asymmetry in $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ decays in left-right models and its implications on B_s decays,” Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 231803 [arXiv:hep-ph/0208091].
- [59] J. P. Lee and K. Y. Lee, “CP violation in $B \rightarrow \phi K$ decay and anomalous right-handed top quark couplings,” arXiv:hep-ph/0209290.
- [60] L. Silvestrini, “B physics and supersymmetry,” arXiv:hep-ph/0210031.
- [61] “ATLAS Technical Design report, B physics report”
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>
- [62] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], “Measurement of the decays $B \rightarrow \phi K$ and $B \rightarrow \phi K^*$,” Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 151801 [arXiv:hep-ex/0105001].
- [63] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], “First measurement of the inclusive branching ratio of b hadrons to ϕ mesons in Z^0 decays”, Phys. Lett. B **492** (2000) 13 [arXiv:hep-ex/0007015].
- [64] G. J. Feldman and R. D. Cousins, “A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals,” Phys. Rev. D **57** (1998) 3873 [arXiv:physics/9711021].
- [65] I. Belyaev, S. Barsuk et O. Schneider, communications privées.
- [66] S. Amato *et al.* “The LHCb sensitivity to $\sin 2\beta$ from $B^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu) K_S^0$ asymmetry”, LHCb/2003-107.
- [67] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, and H. Tofte, Probability and Statistics in Particle Physics. (Columbia University Press, 1979) ISBN 82-00-01906-3.
- [68] S. Brandt, “Statistical and Computational Methods in Data Analysis”, second edition (Elsevier North-Holland Inc., New York, 1976.)

- [69] J. Saborido, “A kinematical constrained fit using the Lagrange multipliers method”, LHCb-98-051.
- [70] A. J. Buras, “Weak Hamiltonian, CP violation and Rare Decays”, hep-ph/9806471.
- [71] G. Pakhlova and I. Belyaev, “Radiative B decays with LHCb”, LHCb-2003-90.

Etude du potentiel de l'expérience LHCb pour la découverte de physique au-delà du Modèle standard dans la désintégration $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$.

D'après le Modèle standard, l'asymétrie CP dépendante du temps est la même dans les canaux de désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, et donne accès à $\sin(2\beta)$. Un écart entre les asymétries CP mesurées dans ces deux canaux signifierait la présence phénomènes au-delà du Modèle standard. Ma thèse étudie la sensibilité de l'expérience LHCb à une telle différence en estimant l'erreur statistique avec laquelle elle mesurera $\sin(2\beta)$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$. Le nombre d'événements de bruit de fond simulés est trop faible en regard de la statistique annuelle pour obtenir des évaluations précises. Nous avons développé plusieurs approches pour améliorer ces évaluations. Cette étude a été menée dans le cadre du détecteur LHCb classique, puis dans celui du détecteur réoptimisé. Nous prédisons dans les cas les plus optimistes une erreur statistique sur $\sin(2\beta)$ de 0.56 dans le cadre classique et de 0.29 dans le cadre réoptimisé.

Mots clés : *Violation de CP, Méson B, LHCb, $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, Physique au-delà du Modèle standard, $\sin(2\beta)$.*

Potential of the LHCb experiment for the discovery of new phenomena beyond the Standard Model in the $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ decay channel.

The Standard Model predicts the same time-dependant CP asymmetry in both $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ and $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ decays. This asymmetry is proportional to $\sin(2\beta)$. Any difference between the CP asymmetries measured in these 2 channels would indicate the presence of new phenomena beyond the Standard Model. We study the sensitivity of the LHCb experiment to this effect. To that end, we estimate the statistical error on the measurement of $\sin(2\beta)$ in the $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ channel by LHCb. We do that with the LHCb classic detector, and then with the reoptimized detector. The number of simulated background events is too small with respect to the annual statistics to obtain precise evaluations. We developed several methods to improve these evaluations. In the most optimistic case, we predict that $\sin(2\beta)$ would be measured in the LHCb classic configuration with a statistical error equal to 0.56. With the reoptimized detector, this error is further improved : 0.29.

Keywords : *CP violation, B meson, LHCb, $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$, Physics beyond the Standard Model, $\sin(2\beta)$.*