

Aix-Marseille Université

Faculté des Sciences de Luminy

Ecole Doctorale 352

Physique et Sciences de la Matière

Centre de Physique des Particules de Marseille UMR 734

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline : *Physique et Sciences de la Matière*Spécialité : *Physique des Particules et Astroparticules***Walaa KANSO****Analyse du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et contraintes sur les processus pingouins
dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ auprès du détecteur LHCb**

Soutenue le 29 septembre 2015 devant le jury composé de :

Mme.	Yasmine	AMHIS	Examineur
Mme.	Marta	CALVI	Rapporteur
M.	Eric	KAJFASZ	Président du jury
M.	Olivier	LEROY	Directeur de thèse
M.	Stéphane	MONTEIL	Rapporteur

Remerciements

Je souhaite d'abord remercier Éric Kajfasz, directeur du CPPM, pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire et avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je suis reconnaissante envers Marta Calvi et Stéphane Monteil d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit. De même, je remercie Yasmine Amhis pour avoir accepté le rôle d'examineur.

Je tiens à adresser mes plus chaleureux remerciements à mon directeur de thèse, Olivier Leroy, pour son encadrement et son soutien tout au long de ces quatre dernières années. J'ai beaucoup appris de ta passion pour la physique et ton perfectionnisme. Olivier, je suis vraiment reconnaissante pour tout ce que tu as fait pour moi.

Je tiens à remercier Renaud Le Gac et Giampiero Mancinelli de m'avoir permis d'effectuer un stage puis une thèse dans le groupe LHCb. J'adresse mes très sincères remerciements à tous les membres du groupe LHCb pour leur grande sympathie et leur aide. C'était vraiment un grand plaisir de passer ces années avec vous. J'ai une extrême reconnaissance envers Simon. Merci pour ton aide précieuse, tes conseils avisés et pour les nombreuses pauses café qu'on a partagées. Je remercie du fond du coeur les étudiants du bureau 306 : Émilie, Mathieu, Alessandro et Morgan. Un grand merci pour vos conseils et les beaux moments qu'on a partagés, vous avez rendu le chemin beaucoup plus agréable.

Je pense aussi aux membres de la collaboration LHCb avec qui j'ai interagi presque quotidiennement notamment Diego, Carlos, Vasilis et Juan.

Je remercie tous mes collègues de travail surtout les thésards, dont la plupart sont devenus de très bons amis. Un remerciement spécial est dédié à Georges sans qui cette dernière année de thèse aurait été beaucoup plus dure.

Merci aussi à tout le personnel du service informatique, service administratif et services généraux.

Pendant les quatre dernières années, j'ai eu la chance de rencontrer des gens aimables et généreux qui ont rendu mon séjour en France enrichissant et agréable.

Je remercie tous mes amis en France, spécialement Élie et Sophie qui ont toujours été là pour moi.

Je tiens à remercier chaleureusement ma famille pour leur soutien inconditionnel. Sans vous, tout cela n'aurait jamais été possible. Pour finir, je remercie infini-

ment mon mari Ali, pour son amour bien sûr mais aussi pour sa grande patience.

Table des matières

Introduction	1
1 Phénoménologie	3
1.1 Modèle Standard	3
1.1.1 Particules élémentaires et leurs interactions	4
1.1.2 Groupe de symétries du Modèle Standard	5
1.1.3 Interaction forte	6
1.1.4 Interaction électrofaible	7
1.1.5 Brisure spontanée de symétrie électrofaible	7
1.1.6 Limites du Modèle Standard	8
1.2 Violation de la symétrie CP	9
1.2.1 Matrice CKM	9
1.2.2 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM	10
1.3 Phénoménologie des mésons B	14
1.3.1 Définitions des états de masse et de CP	14
1.3.2 Dépendance temporelle des oscillations	15
1.3.3 Calculs des taux de transition	16
1.4 Violation de la symétrie CP dans les mésons neutres	17
1.4.1 Violation CP directe	17
1.4.2 Violation CP dans le mélange	18
1.4.3 Violation CP : interférence entre mélange et désintégration	18
1.5 Désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	19
1.5.1 Définition de la phase ϕ_s	19
1.5.2 Impact de la Nouvelle Physique	21
1.5.3 Analyse angulaire	21
1.5.4 Taux de désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	23
1.6 Mesure de la phase ϕ_s	23
1.6.1 $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+$	23
1.6.2 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^+$	25
1.7 Résumé	27

2	Méthodologie du contrôle de la contribution des diagrammes pin-	
	gouins dans la mesure de la phase ϕ_s	29
2.1	Canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	29
2.1.1	Formalisme	30
2.1.2	Paramètres mesurés dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	33
2.2	Canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$	34
2.3	Ajustement combiné des paramètres pingouins dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$	35
2.4	Résumé	36
3	Le détecteur LHCb au LHC	39
3.1	Grand collisionneur de hadrons : LHC	39
3.2	Présentation générale du détecteur LHCb	41
3.2.1	Production des paires de quarks $b\bar{b}$	41
3.2.2	Détecteur dédié à la physique des hadrons B	42
3.3	Trajectographe du détecteur LHCb	44
3.3.1	Détecteur de vertex	44
3.3.2	Stations en silicium	45
3.3.3	Trajectographe externe	46
3.3.4	Algorithme de reconstruction des traces	48
3.4	Identification des particules dans LHCb	48
3.4.1	Détecteurs à effet Cherenkov	49
3.4.2	Calorimètres	50
3.4.3	Système à muons	51
3.4.4	Algorithmes d'identification des particules	52
3.5	Système de déclenchement	52
3.5.1	Système de déclenchement de niveau 0 : L0	53
3.5.2	Système de déclenchement de haut niveau : HLT	54
3.6	Simulation et analyse des données	54
3.7	Résumé	54
4	Analyse de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	57
4.1	Sélection	58
4.2	Description des bruits de fond	59
4.3	Méthode de maximum de vraisemblance étendue	61
4.4	Modélisation de la masse	62
4.4.1	Formalisme	62
4.4.2	Résultats de l'ajustement de la masse	63
4.5	Méthode $_s\mathcal{P}lot$	68
4.6	Modélisation angulaire	68

4.6.1	Formalisme angulaire	68
4.6.2	Facteurs C_{SP}	72
4.6.3	Acceptance angulaire	73
4.7	Asymétrie CP directe	76
4.7.1	Définition	76
4.7.2	Asymétrie CP directe dépendante de polarisations	77
4.7.3	Asymétrie de production	77
4.7.4	Asymétrie de détection	80
4.8	Validation de l'ajustement avec des pseudo-expériences	82
4.8.1	Généralités	82
4.8.2	Validation de l'ajustement de la masse	83
4.8.3	Validation de l'ajustement des angles	85
4.9	Résultats	92
4.10	Incertitudes systématiques	95
4.10.1	Acceptance angulaire	95
4.10.2	Modèle de masse $m(J/\psi K^+ \pi^-)$	95
4.10.3	Bruit de fond non combinatoire	96
4.10.4	Biais de l'ajustement	96
4.10.5	Facteurs C_{SP}	96
4.10.6	Corrélations entre la masse et les angles	97
4.10.7	Contribution de l'onde D	97
4.11	Vérifications	100
4.11.1	Ajustement angulaire pour le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	100
4.11.2	Fractions de l'onde S dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	101
4.12	Résumé	103
5	Interprétation des résultats	105
5.1	Mesure du rapport d'embranchement de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	105
5.1.1	Efficacités calculées dans la simulation	106
5.1.2	Normalisation avec $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	107
5.1.3	Normalisation avec $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	107
5.1.4	Calcul de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$	107
5.2	Effets des processus pingouins sur ϕ_s	108
5.2.1	Formalisme	109
5.2.2	Facteurs théoriques	110
5.2.3	Résultats de l'ajustement avec le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	111
5.2.4	Brisure de la symétrie $SU(3)$	112
5.2.5	Ajustement global combinant les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$	112
5.3	Résumé	119

Conclusions et perspectives	121
A Sélection	123
B Résultats de l'ajustement de masse	127
C Taux de désintégration complet	131
D Pseudo-expériences pour le modèle angulaire	133
D.1 Distributions de pulls	133
D.2 Corrélations entre les paramètres angulaires	138
D.3 Pseudo-expériences avec des valeurs non nulles de A^{CP}	139
Bibliographie	145

Introduction

Depuis 1960, le Modèle Standard est la théorie effective qui décrit la physique des particules élémentaires. Pour l'instant, toutes les prédictions de ce modèle ont été confirmées par l'expérience. Cependant, le Modèle Standard ne répond pas à plusieurs questions fondamentales comme la hiérarchie des masses des particules élémentaires ou la prédominance de la matière sur l'anti-matière dans l'univers. Le nombre des paramètres libres de ce modèle est élevé (28) et la gravitation n'est pas prise en compte. Pour ces raisons, les physiciens cherchent une théorie plus fondamentale au delà du Modèle Standard essentiellement par deux moyens : recherche directe et indirecte. La première consiste à augmenter l'énergie des accélérateurs afin de produire directement de nouvelles particules, la deuxième consiste à étudier les nouvelles particules qui interviennent de manière virtuelle dans les diagrammes en boucles. Pour découvrir la Nouvelle Physique, les mesures expérimentales doivent dévier de façon visible des prédictions du Modèle Standard. Les paramètres ayant des incertitudes théoriques faibles jouent un rôle important dans cette recherche.

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) a été construit pour repousser les limites du Modèle Standard et ainsi sonder la Nouvelle Physique. Le détecteur LHCb est essentiellement dédié à l'étude de la violation de la symétrie CP et les désintégrations rares dans le secteur de la beauté et du charme. La combinaison des deux opérateurs C (charge) et P (parité) permet de transformer une particule en son anti-particule.

Une des mesures phares de LHCb est la mesure de la phase ϕ_s engendrée par l'interférence entre les amplitudes désintégrations directes des mésons B_s^0 en $J/\psi\phi$ et via les oscillations B_s^0 - $\bar{B}_s^0$. La détermination indirecte de ϕ_s via des ajustements globaux des données expérimentales dans le cadre du Modèle Standard donne $\phi_s = -0.0363 \pm 0.0013$ rad [1]. La faible incertitude sur ϕ_s rend ce paramètre particulièrement sensible à la présence de Nouvelle Physique. En effet, de nouvelles particules peuvent intervenir dans le diagramme en boîte d'oscillations B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ et modifier la valeur de ϕ_s [2]. En 2015, LHCb a publié la meilleure mesure mondiale de cette phase : $\phi_s = -0.010 \pm 0.039$ rad [3]. La désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ peut se faire en deux processus principaux : l'arbre et les pingouins sous-dominants. Négligées

33 jusqu'à maintenant, les contributions des diagrammes pingouins deviennent un sujet
34 de préoccupation majeure à cause de la grande précision expérimentale actuelle sur
35 ϕ_s . En effet, cette précision expérimentale nécessite d'affiner la prédiction théorique
36 pour bien détecter la Nouvelle Physique.

37 Dans cette thèse, nous présentons la première étude de la contribution des dia-
38 grammes pingouins avec une luminosité de 3 fb^{-1} en utilisant le canal de contrôle
39 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ suivant une méthode proposée dans [4]. Nous effectuons une analyse
40 angulaire des produits de désintégrations J/ψ et $\bar{K}^{*0}$ afin d'extraire les fractions de
41 polarisations et l'asymétrie CP directe en fonction des différents états de polarisa-
42 tions de l'état final.

43 Après avoir introduit le cadre théorique de cette analyse dans le chapitre 1, nous
44 détaillons la méthodologie de la mesure des diagrammes pingouins contribuant au
45 canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ dans le chapitre 2. Nous donnons ensuite une description suc-
46 cincte du détecteur LHCb dans le chapitre 3, avant de décrire l'analyse expérimen-
47 tale du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ dans le chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 est consacré à
48 l'interprétation des résultats et leurs conséquences sur l'effet des diagrammes pin-
49 gouins dans la mesure de ϕ_s .

Chapitre 1

Phénoménologie

“There could be no fairer destiny for any physical theory than that it should point the way to a more comprehensive theory in which it lives on as a limiting case”.

Albert Einstein

Ce chapitre présente succinctement le Modèle Standard et plus particulièrement l’interaction faible. Nous présentons la symétrie CP et sa violation, ainsi que la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa. Nous détaillons la phénoménologie des oscillations des mésons B neutres. La désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est présentée comme un exemple de la violation CP dépendante du temps. Dans cette désintégration, nous nous intéressons à la phase ϕ_s violant CP . Cette dernière est due à l’interférence entre la désintégration directe du méson B_s^0 et la désintégration après mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Enfin, le statut expérimental actuel de la mesure de la phase ϕ_s est présenté ainsi que l’effet des contributions possibles des processus au-delà du Modèle Standard sur ϕ_s .

1.1 Modèle Standard

Le but de la physique des particules est de comprendre les lois de la nature à l’échelle de l’infiniment petit. Actuellement, la meilleure description du monde subatomique est donnée par le Modèle Standard. Développée à partir des années 1960, cette théorie relativiste et renormalisable des champs quantiques regroupe l’état actuel des connaissances sur les interactions fondamentales décrivant les processus physiques à l’échelle subatomique. Basé sur la théorie des champs, le Modèle Standard permet de décrire les systèmes ayant un nombre inconstant de particules relativistes. De plus, en tant que théorie quantique, il décrit la nature microscopique de ces particules.

Le Modèle Standard combine la théorie des interactions fortes, dite “Quantum Chromo Dynamics” (QCD), avec la théorie électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg [5, 6, 7]. Il a prédit avec exactitude l’existence de phénomènes et particules, illustrées dans la figure 1.1. Dans la suite de ce chapitre, nous présentons un résumé de principaux concepts du Modèle Standard, basé sur des articles plus détaillés dans la littérature [8, 9, 10, 11].

1.1.1 Particules élémentaires et leurs interactions

Le Modèle Standard contient trois familles de fermions. Chacune contient deux leptons et deux quarks sensibles à différentes interactions.

Les quarks de la première génération sont appelés *up* (u) et *down* (d), ceux de la deuxième *charm* (c) et *strange* (s), et *beauty* (b) et *top* (t) pour la troisième.

Les quarks sont sensibles à l’interaction forte ; ils portent une charge de couleur (rouge, vert, bleu et leur anti-couleur associée). Ils sont également sensibles aux interactions électromagnétique et faible. Chaque famille contient un quark de type up et un autre de type down ayant respectivement des charges électriques égales à $+2/3$ et $-1/3$ de la charge de l’électron. Ainsi, la seule particularité de chaque famille est la masse des particules qui augmente avec l’index de la génération. Comme l’interaction forte a une portée infinie et sa force ne diminue pas avec la distance, un quark isolé portant une charge de couleur pourrait émettre des rayonnements avec une énergie infinie. Par conséquent, les quarks n’existent pas à l’état libre. Ils se regroupent par paires (appelées mésons) ou par triplets¹ (appelés baryons) arrangés de façon à constituer un ensemble neutre vis-à-vis de l’interaction forte. Ce processus est appelé *hadronisation*. Dans cette thèse, nous étudions les désintégrations des mésons B neutres qui peuvent être des B^0 ou B_s^0 . Un méson B_s^0 contient les deux quarks $\bar{b}$ et s , alors qu’un B^0 est composé d’un quark $\bar{b}$ ainsi que d’un d .

Les leptons, quant à eux, ne sont pas sensibles à la force forte. Chaque famille comporte deux types de leptons. La première des espèces est sensible aux forces électromagnétique et faible, tandis que la seconde subit uniquement la force faible. La première famille contient l’électron e^- , et le neutrino électronique ν_e . Leurs homologues dans la deuxième famille sont le muon μ avec son neutrino associé ν_μ . De manière similaire, le tau τ avec son neutrino composent la troisième famille. On retrouve ici la même différence entre les famille que celle dans les quarks, à savoir la masse des particules. Concernant les neutrinos, leurs masses restent inconnues pour l’instant. L’observation des oscillations des neutrinos indiquent que leurs masses ne peuvent pas être nulles.

1. LHCb a publié en 2014 l’observation de l’état $Z(4430)^-$ constitué de $c\bar{c}d\bar{u}$ [12], ainsi que l’observation d’un état pentaquark dans les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ en 2015 [13]

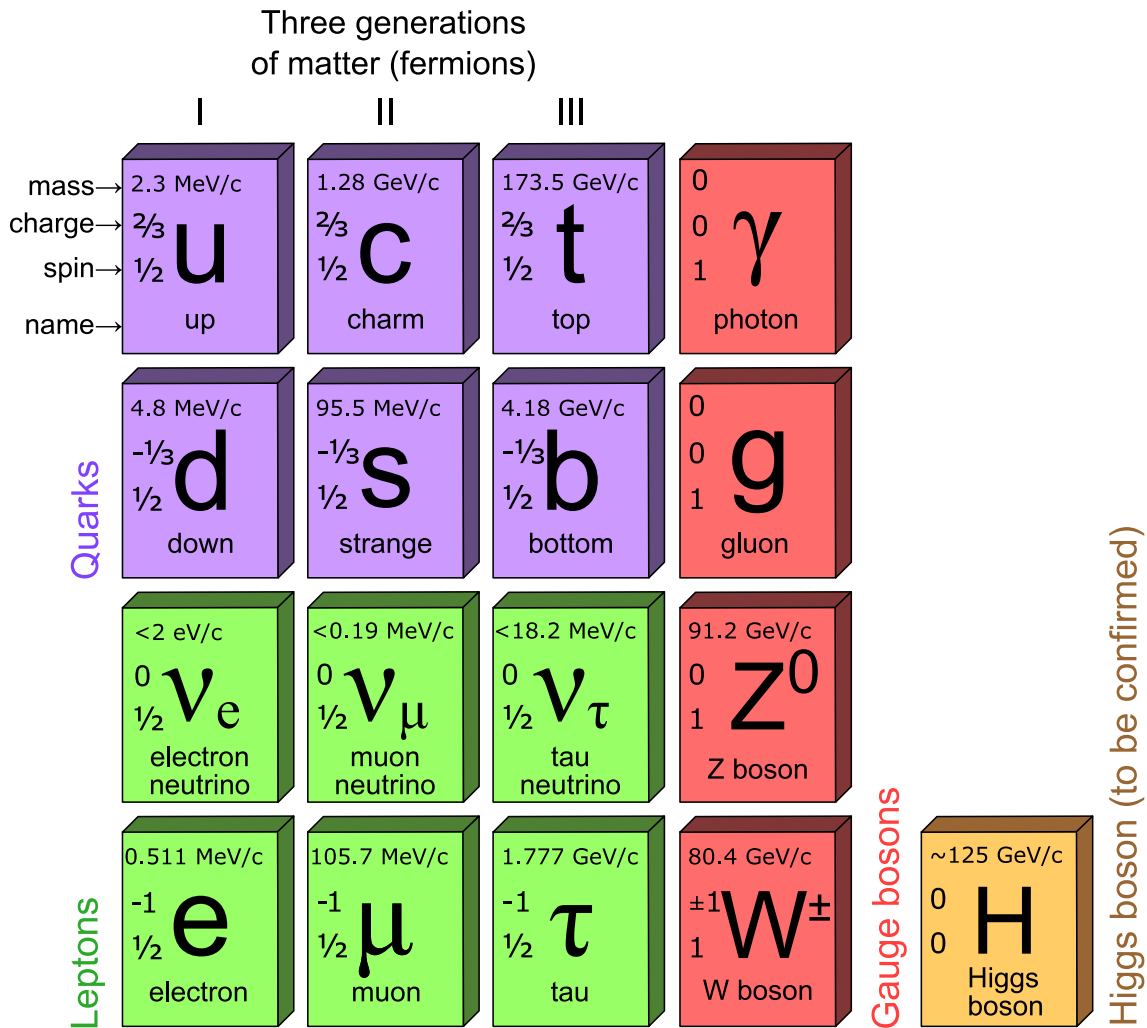


FIGURE 1.1 – Fermions et bosons du Modèle Standard.

1.1.2 Groupe de symétries du Modèle Standard

Une symétrie est une transformation laissant un système invariant. Les symétries sont essentielles à notre compréhension de l'univers. En effet, elles permettent de réduire le nombre de degrés de liberté d'un système, de contraindre sa dynamique, mais aussi de connaître les quantités conservées par une telle transformation. Cette dernière caractéristique résulte du théorème de Noether, qui implique qu'à toute transformation infinitésimale laissant invariante l'intégrale d'action correspond une quantité conservée. Par exemple, l'invariance du lagrangien de la théorie électrofaible sous une rotation globale de la phase de la fonction d'onde entraîne une conservation de la charge électrique.

Le lagrangien du Modèle Standard est caractérisé par son invariance sous les

transformations de jauge locales du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les symétries de jauge régissent les interactions de la théorie via les bosons de jauge.

En plus des symétries de jauge, trois symétries discrètes sont particulièrement intéressantes en physique des particules : C , P et T . La conjugaison de charge C transforme une particule en son anti-particule en inversant les nombres quantiques du groupe $U(1)$, sauf le spin. La parité P inverse le signe des coordonnées spatiales x , y , z . Par conséquent, la combinaison CP transforme une particule en son anti-particule. La symétrie CP indique que la Nature ne distingue pas une particule gauche de son anti-particule droite et vice versa. Quant au renversement du temps T , il amène un système d'un temps $t + \Delta t$ à $t - \Delta t$. Cette transformation change le signe des spins et impulsions des particules. Le Modèle Standard est invariant sous CPT , ce qui implique l'égalité de la masse et de la durée de vie d'une particule et de son anti-particule.

1.1.3 Interaction forte

$SU(3)_c$ est le groupe de jauge de QCD, où l'indice c désigne la couleur. Les bosons de jauge de QCD sont les huit gluons, chacun correspondant à l'un des générateurs de $SU(3)_c$. Seuls les quarks participent à l'interaction forte car les leptons ne portent pas de charge de couleur. Cette interaction est responsable de la liaison des quarks dans les mésons et les baryons et de la liaison des protons et des neutrons dans les noyaux. Le gluon porte également la charge de couleur, ce qui permet des interactions entre gluons. La constante de couplage de QCD, α_s , s'écrit en fonction de l'énergie μ considérée :

$$\alpha_s(\mu) \propto 1/\ln(\mu^2/\lambda_{QCD}^2), \quad (1.1)$$

où l'échelle de QCD, λ_{QCD} , est de l'ordre de 1 GeV. On distingue deux régimes dans la chromodynamique quantique :

- un régime *perturbatif* caractérisé par de hautes énergies ($\mu \gg \lambda$) et de courtes distances ($\ll 1$ fm). Ainsi, la constante de couplage α_s peut être développée en série ;
- un régime *non perturbatif* faisant intervenir de petites énergies, de l'ordre de λ_{QCD} , et de grandes distances (≈ 1 fm). À cette échelle, le développement en série n'est plus possible. Par conséquent, les calculs deviennent complexes voire limitants pour certaines mesures en physique du B comme la mesure de la contribution des diagrammes pingouins dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, qui est le sujet de cette thèse.

1.1.4 Interaction électrofaible

La théorie électrofaible unifie les interactions électromagnétique et faible. Elle est décrite par le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les bosons de jauge résultant de l'invariance du lagrangien sous les transformations de jauge sont les bosons W_i^μ ($i = 1, 2, 3$) et B^μ . La lettre L dans $SU(2)_L$ indique que les bosons de jauge interagissent seulement avec les doublets gauches d'isospin faible. D'autre part, le boson B^μ interagit avec les doublets gauches ainsi qu'avec les singlets droits d'isospin faible portant une hypercharge faible désignée par Y . Quarks et leptons participent à l'interaction électrofaible. De manière comparable au groupe $SU(3)_c$, les commutateurs du groupe $SU(2)_L$ sont non nuls ce qui induit une auto-interaction entre les bosons W_i^μ . Les bosons faibles chargés W^+ et W^- sont donnés par des combinaisons linéaires de W_1^μ et W_2^μ . Le boson neutre Z^0 et le photon sont des combinaisons linéaires de W_3^μ et B^μ . Le photon est le médiateur de la force électromagnétique qui est responsable de la cohésion des atomes et des molécules. Il interagit avec les particules électriquement chargées et est lui-même électriquement neutre. Puisque le photon est sans masse, la force électromagnétique est caractérisée par une longue portée. Contrairement à la force électromagnétique et l'interaction forte, l'interaction faible n'est pas invariante sous l'opération de parité P en raison de la différence de couplage entre les champs droits et gauches.

1.1.5 Brisure spontanée de symétrie électrofaible

L'observation expérimentale a prouvé que les bosons faibles $W^\pm$ et Z^0 , contrairement au photon, sont massifs. Les masses de toutes les particules dans le Modèle Standard, quarks et leptons ainsi que les bosons de jauge massifs, sont générées par le mécanisme de brisure de symétrie spontanée, connu sous le nom de mécanisme de Higgs.

Peter Higgs fut l'un des premiers théoriciens avec F. Englert, R. Brout, G. S. Guralnik, C. R. Hagen, et T. W. B. Kibble à introduire ce mécanisme, en 1964, dans le lagrangien du Modèle Standard. Cela se traduit par un doublet d'isospin faible ϕ composé de deux champs scalaires complexes et un potentiel dits de Higgs : $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Ce mécanisme brise la symétrie électrofaible en symétrie de charge électrique représentée par le groupe $U(1)_Q$. Les bosons de jauge lourds acquièrent une masse via les dérivées covariantes dans le terme cinématique $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$. Les masses de fermions apparaissent via le couplage de Yukawa. Les termes de Yukawa ne sont en général pas diagonaux. Leur diagonalisation pour les quarks conduit à leurs états propres de masse. Le passage entre les états propres de masse et les états propres de l'interaction faible est pos-

sible grâce à la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).
Le mécanisme de Higgs prévoit une particule massive de spin 0, appelée le boson de Higgs. La recherche de cette particule était l'une des principales motivations pour la construction du LHC où elle a été découverte en 2012 par les expériences ATLAS [14] et CMS [15]. Le prix Nobel de physique a ensuite été attribué à François Englert et Peter Higgs en 2013.

1.1.6 Limites du Modèle Standard

Pour l'instant, toutes les prédictions du Modèle Standard ont été confirmées par l'expérience. Cependant, ce dernier ne permet pas de répondre à plusieurs questions fondamentales comme la prédominance de la matière sur l'anti-matière dans l'univers, la nature de la matière noire et de l'énergie noire. En outre, la gravitation n'est pas prise en compte comme une quatrième force fondamentale. De plus, la hiérarchie des masses des particules élémentaires est énigmatique, sachant que ces masses ne sont pas fixées par la théorie. Tous ces arguments indiquent qu'il ne s'agit certainement pas de "la théorie ultime", mais plutôt d'une très bonne approximation d'une théorie plus fondamentale sous-jacente. Ainsi, les physiciens cherchent activement les signes d'une théorie plus générale permettant de répondre à ces questions fondamentales.

Dans le cadre de cette thèse, nous analysons des données enregistrées par le détecteur LHCb placé auprès du LHC. Le détecteur LHCb, présenté dans le chapitre suivant, a pour objectif d'apporter des éléments de réponse à la question suivante : pourquoi vivons-nous dans un Univers qui semble être constitué de matière, sans aucune présence d'antimatière ?

Il y a quatorze milliards d'années, l'Univers a commencé avec une explosion qui a produit des quantités égales de matière et d'anti-matière. Mais comme l'Univers s'est refroidi et élargi, sa composition a changé. Juste une seconde après le Big Bang, l'anti-matière a pratiquement disparu, laissant la matière pour former tout ce que nous voyons autour de nous.

Le LHC est mis en place pour étudier ce qui s'est passé juste après le Big Bang, et qui a permis de construire l'Univers dans lequel nous habitons aujourd'hui. Le Modèle Standard des particules est basé sur des symétries, l'une d'entre elles est appelée "la symétrie CP ", elle indique que la Nature ne distingue pas une particule de son anti-particule. Le déséquilibre entre matière et anti-matière indique une violation de cette symétrie CP . Ce point sera développé dans la section suivante. Le Modèle Standard autorise une violation de cette symétrie, ce qui a été observé expérimentalement. Cependant, elle n'est pas suffisante pour comprendre l'asymétrie entre la matière et l'anti-matière à l'échelle de l'Univers. L'expérience LHCb effectue des mesures de précision dans le secteur de la beauté et du charme pour trouver

d'autres sources de violation de la symétrie CP .

1.2 Violation de la symétrie CP

Une symétrie est violée lorsque $[S, H] \neq 0$, c'est-à-dire lorsque S l'opérateur de la symétrie et H l'hamiltonien ne commutent pas. En 1964, Cronin et Fitch découvrent que l'interaction faible dans le système des kaons neutres viole la symétrie CP [16]. Cette violation est mise en évidence en 2001 dans les mésons B^0 , par les expériences BaBar et Belle [17, 18], en 2013 dans les mésons B_s^0 par LHCb [19].

1.2.1 Matrice CKM

L'interaction faible chargée est la seule qui peut changer la saveur d'une particule dans le Modèle Standard. Notons de plus qu'il n'y a pas de changement de saveur par courant neutre (FCNC) à l'arbre dans le Modèle Standard. Les mesures expérimentales sur les FCNC permettent de contraindre fortement toute extension du modèle standard.

La partie du courant chargé dans le lagrangien du Modèle Standard qui régit l'interaction faible est donnée par :

$$\mathcal{L}^{CC} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^\dagger + h.c., \quad (1.2)$$

où g_2 est le couplage de jauge relatif au groupe $SU(2)_L$, γ^μ sont les matrices de Dirac, $W_\mu^\dagger$ correspond au boson W chargé, et V_{CKM} est la matrice CKM. On peut redéfinir les champs de quarks de type up et down de la manière suivante :

$$U \rightarrow \exp(i\zeta_U)U, \text{ et } D \rightarrow \exp(i\zeta_D)D,$$

où ζ_U et ζ_D sont des phases arbitraires. Suite à cette transformation, l'invariance du lagrangien de l'interaction par courant chargé impose que les éléments de la matrice CKM sont changés de la manière suivante : $V_{UD} \rightarrow \exp(i\zeta_U)V_{UD}\exp(-i\zeta_D)$

La matrice CKM est ainsi définie par quatre paramètres : trois angles et une phase violant CP [20]. Elle est représentée de la manière suivante [20] :

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

Une des paramétrisations de cette matrice est due à Wolfenstein, elle rend compte de la hiérarchie des transitions entre les quarks, observée expérimentalement [21] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 + \frac{1}{2}A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta)) & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^5), \quad (1.3)$$

où $\lambda = \sqrt{\frac{|V_{us}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} = 0.22548^{+0.00068}_{-0.00034}$, ρ et η sont 2 réels et $A = \frac{|V_{cb}|}{\lambda^2} = 0.810 \pm 0.026$ [1].

L'élément V_{ij} est proportionnel au couplage dans la transition entre deux quarks i et j . La matrice est unitaire, c'est-à-dire $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$. L'orthogonalité entre les éléments donne six équations, chacune définissant un triangle dit d'unitarité, comme indiqué sur la figure 1.2. Parmi ces relations, l'équation suivante définit le triangle d'unitarité relié aux mésons B^0 composés de quarks $\bar{b}d$:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.4)$$

Ce triangle correspond au triangle (db) sur la figure 1.2. Ses angles peuvent être écrits en fonction de la matrice CKM :

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad (1.5)$$

$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad (1.6)$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right). \quad (1.7)$$

De la même manière, la relation du triangle des mésons B_s^0 est définie par :

$$V_{ub}V_{us}^* + V_{cb}V_{cs}^* + V_{tb}V_{ts}^* = 0. \quad (1.8)$$

Il est représenté par le triangle (sb) sur la figure 1.2. On définit le plus petit angle de ce triangle $\beta_s = \arg\left(\frac{-V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right)$.

1.2.2 Contraintes expérimentales sur la matrice CKM

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs des éléments de la matrice CKM. Un des buts de la physique des saveurs est de contraindre les triangles d'unitarité dans le cadre du Modèle Standard mais aussi d'autres modèles de la Nouvelle Physique. Le groupe CKMfitter combinent toutes les contraintes expérimentales actuelles des triangles (db) et (sb) en utilisant une approche fréquentiste. Cela permet

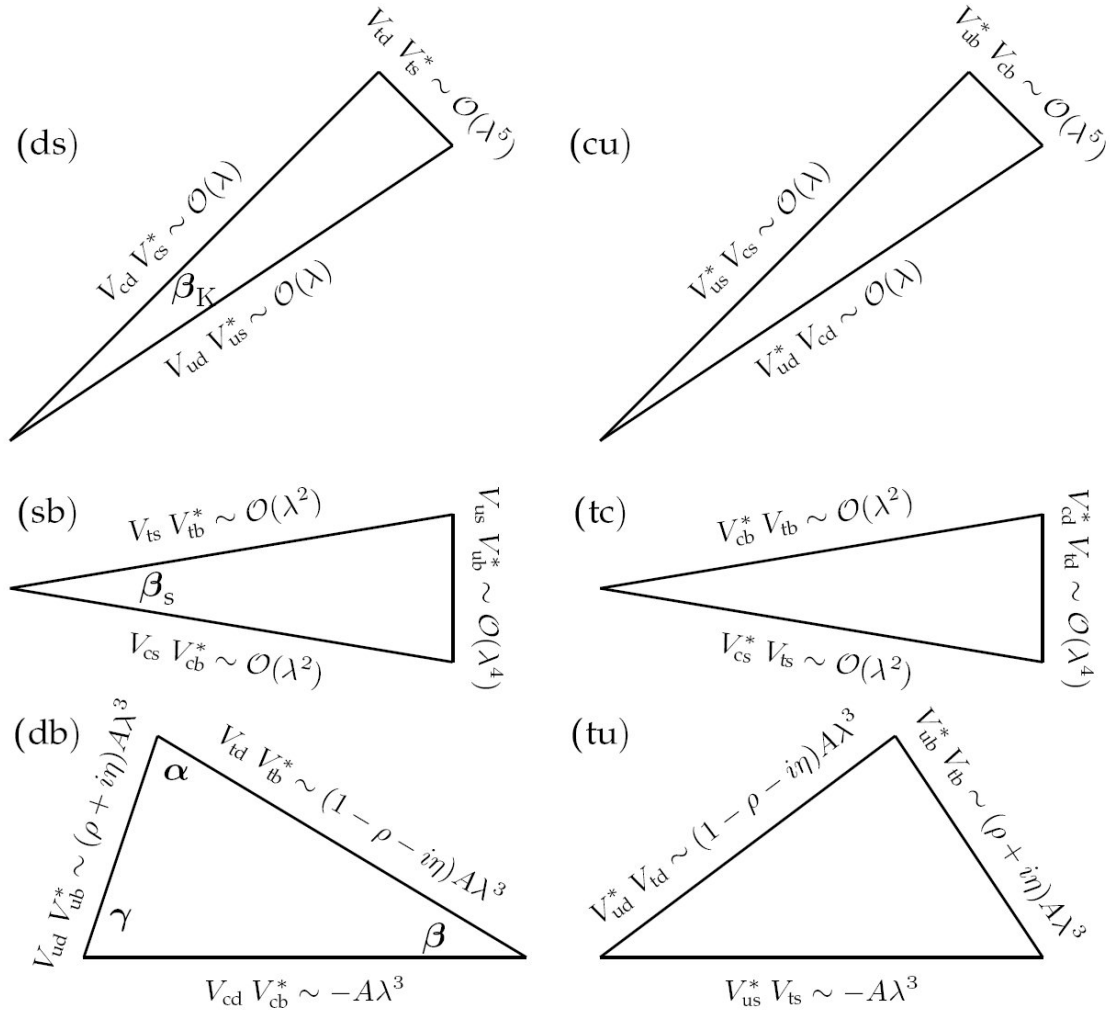


FIGURE 1.2 – Représentations des six triangles d'unitarité de la matrice CKM.

de tester la validité du Modèle Standard et de sonder l'existence de Nouvelle Physique ayant un impact dans le secteur de la saveur. Les figures 1.3 et 1.4 montrent les triangles d'unitarité résultant d'un ajustement global des mesures expérimentales des éléments de la matrice CKM dans le Modèle Standard. Les triangles (db) et (sb) sont respectivement contraints dans les plans complexes $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ et $(\bar{\rho}_s, \bar{\eta}_s)$, tel que :

$$\bar{\rho} + \bar{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}; \quad \bar{\rho} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\rho \quad \text{et} \quad \bar{\eta} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\eta, \quad (1.9)$$

$$\bar{\rho}_s + \bar{\eta}_s = -\frac{V_{us}V_{ub}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}; \quad \bar{\rho}_s = -\frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2/2}\rho \quad \text{et} \quad \bar{\eta}_s = \frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2/2}\eta. \quad (1.10)$$

273 Les longueurs des côtés des triangles d'unitarité sont définies par les valeurs abso-
274 lues des éléments de la matrice CKM.

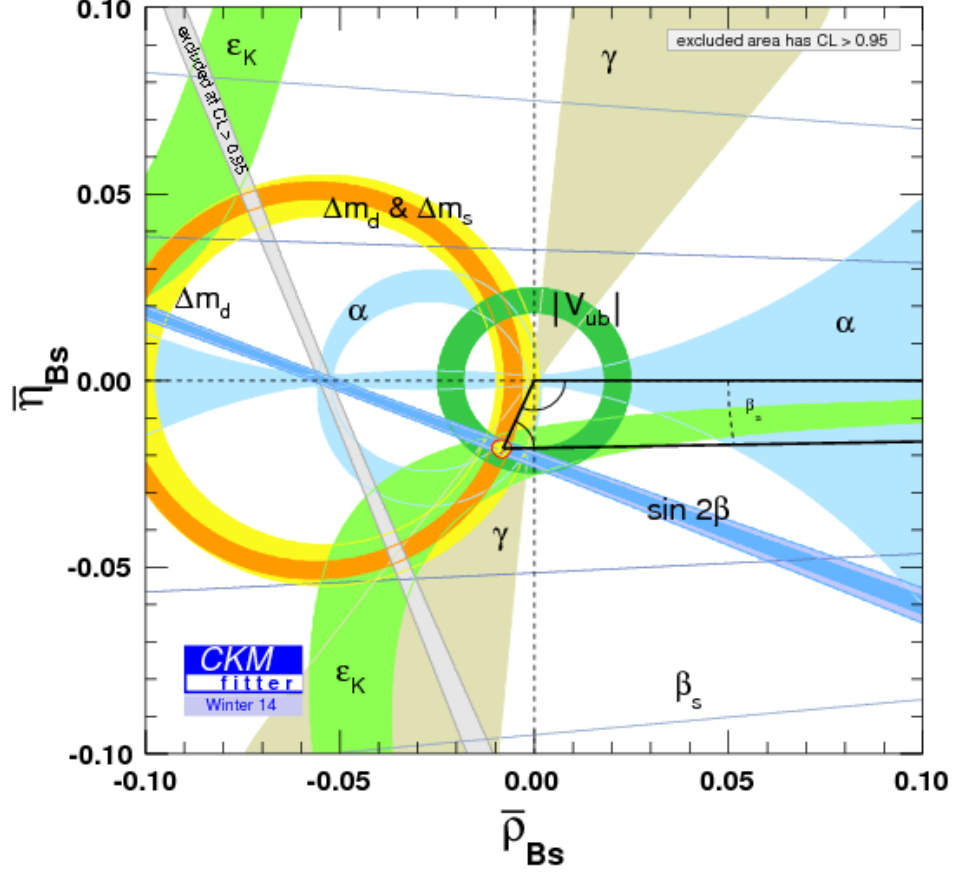


FIGURE 1.3 – Contraintes expérimentales actuelles du triangle (sb) dans le plan $(\bar{\rho}_s, \bar{\eta}_s)$ combinées par le groupe CKMfitter après la conférence de Moriond 2014 [1].

- $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ déterminent la longueur de la partie gauche du triangle de B^0 . Les deux quantités peuvent être mesurées via les désintégrations semileptoniques du méson B . $|V_{ub}|$ peut être extrait à partir des désintégrations semileptoniques vers des mésons légers, par exemple $B \rightarrow \pi \ell \nu$. $|V_{cb}|$ peut être mesuré à l'aide d'autres types de désintégrations semileptoniques où le méson B donne des quarks c , comme $B \rightarrow D \ell \nu$;
- Le côté droit du triangle B^0 est déterminé par les éléments V_{td} et V_{tb} qui peuvent être contraints en étudiant les mélanges B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ et B^0 - $\bar{B}^0$.

Les angles des triangles d'unitarité sont directement liés aux éléments complexes de la matrice CKM. Ils sont accessibles par des mesures de précision de la violation de CP .

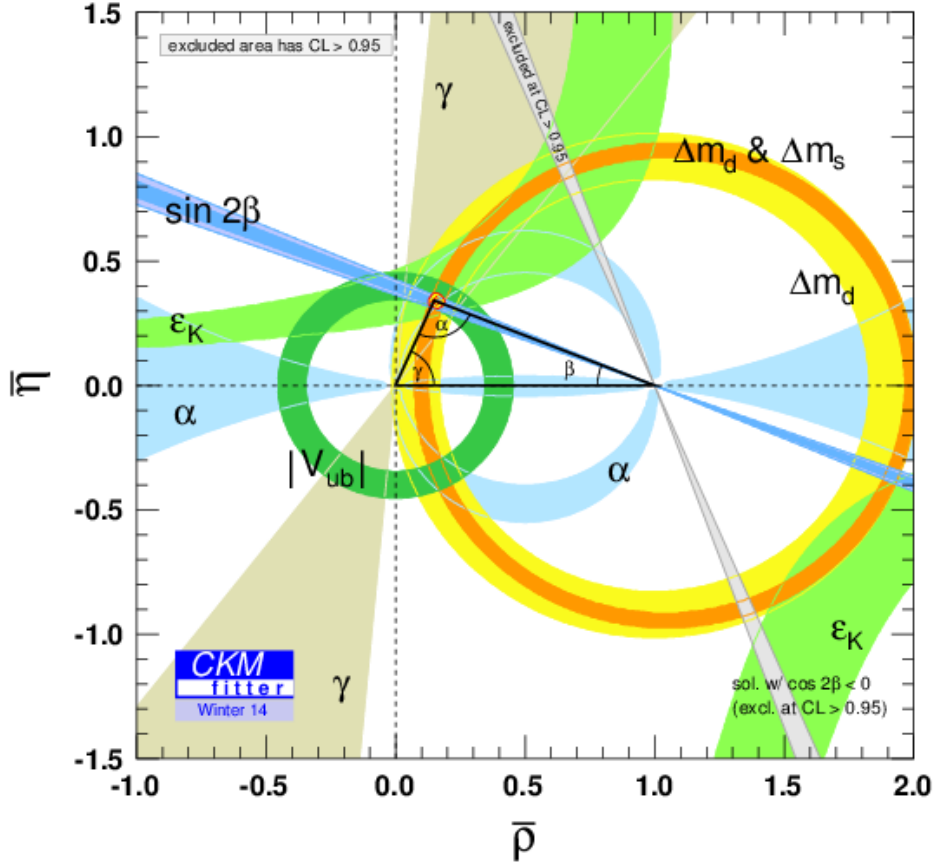


FIGURE 1.4 – Contraintes expérimentales actuelles du triangle (db) dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ combinées par le groupe CKMfitter après la conférence de Moriond 2014 [1]

- L'angle β apparaît dans le mélange des hadrons B^0 . La mesure précise de $\sin 2\beta$ fût l'un des objectifs principaux des expériences BaBar et Belle. Cette mesure a pour la première fois confirmé l'existence de la violation de CP dans le secteur de la beauté. Les deux expériences ont utilisé le canal clé $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ pour déterminer β . La moyenne mondiale de cet angle est [22] :

$$\sin 2\beta = 0.665 \pm 0.024, \quad (1.11)$$

- l'angle β_s apparaît dans le mélange des hadrons B_s^0 . Les ajustements globaux des données expérimentales, dans le cadre du Modèle Standard, donnent $\phi_s = -2\beta_s = -0.0363 \pm 0.0013$ rad [1]. La phase ϕ_s apparaît dans les transitions $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s$ où contribuent des boucles, ce qui constitue un cadre prometteur pour la recherche de la Nouvelle Physique. La mesure de cette phase

est un élément phare du programme physique de l'expérience LHCb. L'état actuel de cette mesure sera détaillé ultérieurement.

1.3 Phénoménologie des mésons B

Dans cette section, nous présentons la phénoménologie des oscillations des mésons B neutres schématisées sur la figure 1.5. Notons que le formalisme décrit ci-dessous est aussi valide pour les mésons K et D neutres.

1.3.1 Définitions des états de masse et de CP

Les états propres de saveurs B et $\bar{B}$ correspondent respectivement aux quarks $\bar{b}q$ et $b\bar{q}$ avec $q = s, d$. Les états propres de masse qui vérifient l'équation de Schrödinger 1.13 sont :

$$|B_{L,H}\rangle = p|B(t)\rangle \pm q|\bar{B}(t)\rangle, \quad (1.12)$$

où les coefficients complexes p et q vérifient l'équation : $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Les symboles L et H désignent " Light " (léger) et " Heavy " (lourd) respectivement. L'évolution temporelle des mésons $B_{L,H}$ est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} p(t) \\ q(t) \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

avec $\mathcal{H}$ l'hamiltonien effectif du système :

$$\mathcal{H} = M - \frac{i}{2}\Gamma, \quad (1.14)$$

où M et Γ sont deux matrices hermitiennes qui désignent respectivement la masse et la largeur des mésons B .

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Du fait de l'hermiticité, les éléments non diagonaux sont des complexes conjugués : $M_{21} = M_{12}^*$ et $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$. Ils s'écrivent en fonction d'une phase de mélange θ_M et d'une phase de désintégration θ_D :

$$M_{12} = \exp^{i\theta_M} |M_{12}|, \quad \Gamma_{12} = \exp^{i\theta_D} |\Gamma_{12}|. \quad (1.16)$$

D'après le théorème CPT , les éléments diagonaux des deux matrices sont égaux : $M_{11} = M_{22} = m$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$.

Le rapport q/p correspond à :

$$\frac{q}{p} = -\sqrt{\frac{(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})}}. \quad (1.17)$$

Les valeurs propres de l'hamiltonien sont définies telles que :

$$\lambda_{H,L} = (m - \frac{i}{2}\Gamma) \pm \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}. \quad (1.18)$$

Par convention, l'état propre lourd (H) a la plus grande masse, donc sa valeur propre correspond à λ_H . La valeur propre de l'état léger (L) est λ_L . Les différences de masse Δm et de largeur $\Delta \Gamma$ entre les états propres de masse sont données par :

$$\Delta m = m_H - m_L, \quad \Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_H. \quad (1.19)$$

La largeur moyenne est :

$$\Gamma_q = \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}. \quad (1.20)$$

1.3.2 Dépendance temporelle des oscillations

Les états propres de masse $|B_{H,L}(t)\rangle$ évoluent avec le temps de la manière suivante :

$$\begin{aligned} |B_H(t)\rangle &= e^{-im_H t} e^{-\Gamma_H \frac{t}{2}} |B_H(0)\rangle, \\ |B_L(t)\rangle &= e^{-im_L t} e^{-\Gamma_L \frac{t}{2}} |B_L(0)\rangle. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Or les états de saveur sont liés aux états propres de masse. Cela se traduit par :

$$|B(t)\rangle = \frac{1}{2p} (|B_H(t)\rangle + |B_L(t)\rangle), \quad (1.22)$$

$$|\bar{B}(t)\rangle = \frac{1}{2q} (|B_H(t)\rangle - |B_L(t)\rangle). \quad (1.23)$$

En insérant $|B_H(t)\rangle$ et $|B_L(t)\rangle$ dans les équations 1.3.2 et 1.3.2, nous obtenons l'évolution temporelle des états propres de saveur :

$$|B(t)\rangle = g_+(t)|B(0)\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}(0)\rangle, \quad (1.24)$$

et

$$|\bar{B}(t)\rangle = g_+(t)|\bar{B}(0)\rangle + \frac{p}{q}g_-(t)|B(0)\rangle, \quad (1.25)$$

avec

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} [\exp^{-i(m_H - \frac{1}{2}\Gamma_H)t} \pm \exp^{-i(m_L - \frac{1}{2}\Gamma_L)t}]. \quad (1.26)$$

Les équations 1.3.2 et 1.3.2 nous permettent de calculer les probabilités pour qu'un méson de saveur initiale B ($\bar{B}$) soit B ($\bar{B}$) à l'instant t :

$$\mathcal{P}(B(t)|B(0)) = \mathcal{P}(B(t)|\bar{B}(0)) = |g_+(t)|^2, \quad (1.27)$$

$$\mathcal{P}(\bar{B}(t)|B(0)) = \left|\frac{p}{q}\right|^2 |g_-(t)|^2, \quad (1.28)$$

$$\mathcal{P}(B(t)|\bar{B}(0)) = \left|\frac{q}{p}\right|^2 |g_-(t)|^2. \quad (1.29)$$

1.3.3 Calculs des taux de transition

On notera les amplitudes des désintégrations de B et $\bar{B}$ vers un état final f ou $\bar{f}$:

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H} | B \rangle, \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | B \rangle, \\ \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle, \\ \bar{A}_f &= \langle f | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle. \end{aligned} \quad (1.30)$$

On définit les paramètres complexes :

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}, \quad \bar{\lambda}_{\bar{f}} = \frac{p A_{\bar{f}}}{q \bar{A}_{\bar{f}}}. \quad (1.31)$$

En utilisant les formules introduites précédemment ainsi que les paramètres $A_f, \bar{A}_{\bar{f}}, \lambda_f$ et $\bar{\lambda}_{\bar{f}}$, on peut écrire les taux de transitions tels que :

$$\begin{aligned} \Gamma(B(t) \rightarrow f) &= |A_f|^2 (|g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 + 2\Re(\lambda_f g_+^*(t) g_-(t))), \\ \Gamma(B(t) \rightarrow \bar{f}) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left|\frac{q}{p}\right|^2 (|g_-(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_+(t)|^2 + 2\Re(\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+^*(t) g_-(t))), \\ \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f) &= |A_f|^2 \left|\frac{p}{q}\right|^2 (|g_-(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_+(t)|^2 + 2\Re(\lambda_f g_+^*(t) g_-(t))), \\ \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow \bar{f}) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 (|g_+(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_-(t)|^2 + 2\Re(\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+^*(t) g_-(t))), \end{aligned} \quad (1.32)$$

où :

$$\begin{aligned} |g_{\pm}(t)|^2 &= \frac{1}{4} [\exp^{-\Gamma_L t} + \exp^{-\Gamma_H t} \pm 2 \exp^{-\Gamma_L t} \cos(\Delta m_q t)], \\ g_-(t) g_+^*(t) &= \frac{1}{4} [\exp^{-\Gamma_H t} - \exp^{-\Gamma_L t} - 2i \exp^{-\Gamma_L t} \sin(\Delta m_q t)]. \end{aligned} \quad (1.33)$$

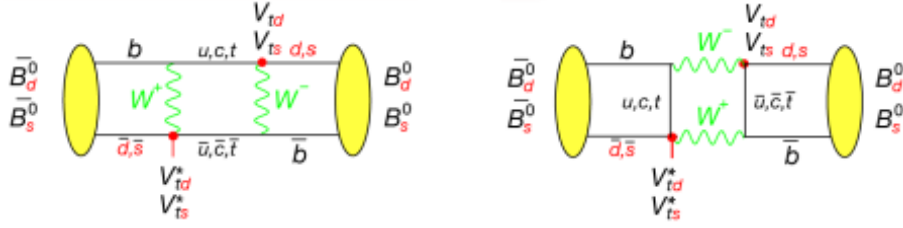


FIGURE 1.5 – Diagrammes de Feynman dominants le processus d'oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ dans le Modèle Standard.

En utilisant 1.32 et 1.33, avec les approximations $|\frac{p}{q}| = 1$, $|\lambda_f| = 1$ et $|\bar{\lambda}_{\bar{f}}| = 1$, on peut réécrire les taux des désintégrations selon :

$$\Gamma(B \rightarrow f) = \frac{|A_f|^2}{2} e^{-\Gamma_q t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \Re(\lambda_f) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right],$$

$$\Gamma(\bar{B} \rightarrow f) = \frac{|A_f|^2}{2} e^{-\Gamma_q t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \Re(\lambda_f) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) - \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right].$$

1.4 Violation de la symétrie CP dans les mésons neutres

On distingue trois types de violation CP : dans le mélange, dans la désintégration ou dans l'interférence entre le mélange et la désintégration.

1.4.1 Violation CP directe

C'est le seul type de violation de la symétrie CP qui puisse se produire dans les désintégrations donnant des états spécifiques de saveur. Pour les mésons chargés, c'est aussi l'unique manière de briser la symétrie CP . Si $|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$, il y a violation de CP dans les désintégrations des mésons B . En d'autres termes, les amplitudes du processus $B \rightarrow f$ et de son CP conjugué $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ sont inégales. On définit :

$$A^{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)} = \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 - |A_f|^2}{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 + |A_f|^2}. \quad (1.34)$$

Durant cette thèse, nous avons étudié ce type de violation CP dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

Concernant la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, la violation directe est fortement supprimée par un facteur λ^2 dans le Modèle Standard.

1.4.2 Violation CP dans le mélange

Si $|q| \neq |p|$, la violation CP intervient dans le mélange $B - \bar{B}$, illustré sur la figure 1.5. Dans ce cas, la probabilité de la transition d'un méson neutre B en son anti-particule $\bar{B}$, $\mathcal{P}(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{f})$, est différente de la probabilité du processus CP conjugué, $\mathcal{P}(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow f)$. L'asymétrie résultante peut être exprimée comme :

$$A^M = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow f) - \Gamma(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow f) + \Gamma(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{f})}, \quad (1.35)$$

$$= \frac{|\frac{p}{q}g_-(t)A_f|^2 - |\frac{q}{p}g_-(t)\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{|\frac{p}{q}g_-(t)A_f|^2 + |\frac{q}{p}g_-(t)\bar{A}_{\bar{f}}|^2}, \quad (1.36)$$

$$= \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}. \quad (1.37)$$

Cette définition suppose une violation CP directe nulle, c'est-à-dire :

$$|A_f| = |\bar{A}_{\bar{f}}|.$$

La violation CP dans le mélange peut être mesurée en utilisant des désintégrations semileptoniques comme $B^0 \rightarrow X\ell^+\nu$. Les événements correspondant à un méson B qui a oscillé avant de se désintégrer semileptoniquement sont désignés par les désintégrations du "faux signe" et contiennent un ℓ^- dans l'état final. En supposant que les mésons B et $\bar{B}$ sont produits en quantités égales, l'inégalité $\mathcal{P}(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{f}) \neq \mathcal{P}(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow f)$ induit une asymétrie dans le nombre observé des leptons ℓ^+ et ℓ^- dans l'état final, dite violation CP dans le mélange.

1.4.3 Violation CP : interférence entre mélange et désintégration

Le dernier type est la violation CP dans l'interférence entre une désintégration sans mélange $B \rightarrow f$ et une désintégration avec mélange $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f$ où f est un état propre de CP . Dans ce cas $\lambda_f = \frac{q}{p}\frac{A_f}{\bar{A}_{\bar{f}}} \neq 1$. En supposant $|\frac{p}{q}| = 1$, nous écrivons cette asymétrie CP dépendante du temps comme :

$$\begin{aligned} A^{CP}(t) &= \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow f)(t) - \Gamma(B \rightarrow f)(t)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow f)(t) + \Gamma(B \rightarrow f)(t)}, \\ &= \frac{-(1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta mt) + 2 \sin(\Delta mt) \Im(\lambda_f)}{(1 + |\lambda_f|^2) \cosh(\frac{\Delta \Gamma}{2} t) + 2 \sinh(\frac{\Delta \Gamma}{2} t) \Re(\lambda_f)}, \end{aligned} \quad (1.38)$$

où $\Re(\lambda_f)$ et $\Im(\lambda_f)$ représentent respectivement les parties réelles et imaginaires de λ_f . Dans le cas où $\Delta \Gamma = 0$ et $|\lambda_f| = 1$, cette asymétrie peut être simplifiée en :

$$A^{CP}(t) = \sin(\Delta mt) \Im(\lambda_f). \quad (1.39)$$

Un exemple typique de cette violation de CP a lieu dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, ou encore pour le méson B^0 dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

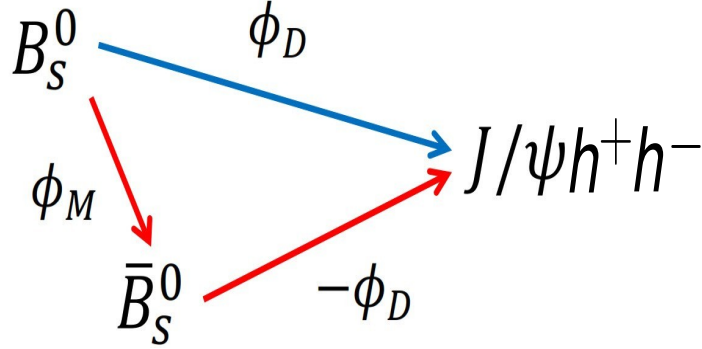


FIGURE 1.6 – Interférence entre la désintégration directe et la désintégration après le mélange $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ ($h = K, \pi$).

1.5 Désintégrations $B_S^0 \rightarrow J/\psi \phi$

L'interférence entre un méson B_S^0 qui se désintègre directement via les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ vers des états propres de CP et celui qui se désintègre après des oscillations $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ donne lieu à une phase violant CP (cf. figure 1.6).

1.5.1 Définition de la phase ϕ_S

L'amplitude totale de la désintégration $B_S^0 \rightarrow J/\psi \phi$ est donnée par :

$$A_{J/\psi \phi} = V_{cs}V_{cb}^*T + V_{us}V_{ub}^*P_u + V_{cs}V_{cb}^*P_c + V_{ts}V_{tb}^*P_t, \quad (1.40)$$

où T désigne l'amplitude des processus à l'arbre, schématisés sur la figure 1.7, à gauche. Le terme P_q ($q = u, c, t$) désigne l'amplitude des processus pingouins mettant en jeu le quark q , comme illustré sur la figure 1.7, à droite [23]. Nous négligeons les diagrammes d'ordre supérieur.

En utilisant la relation du triangle d'unitarité (équation 1.8), l'équation 1.40 devient :

$$A_{J/\psi \phi} = V_{cs}V_{cb}^*(T + P_c - P_t) + V_{us}V_{ub}^*(P_u - P_t). \quad (1.41)$$

En négligeant les processus pingouins, le rapport $\frac{\bar{A}_f}{A_f}$ s'écrit :

$$\frac{\bar{A}_f}{A_f} = -\eta_{J/\psi \phi} e^{i(2\phi_D)}, \quad (1.42)$$

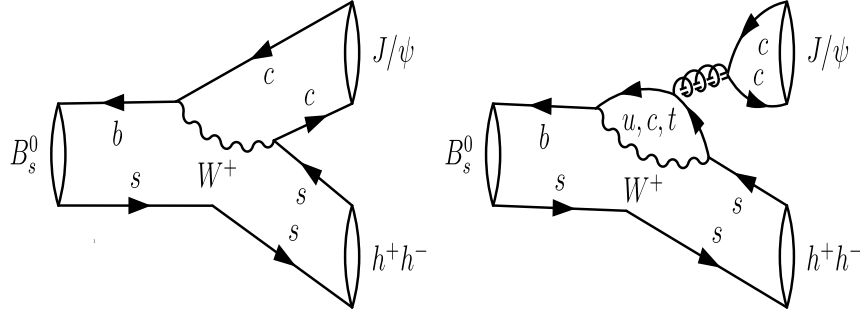


FIGURE 1.7 – Diagrammes de Feynman contribuant à la désintégration dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi h^- h^+$ ($h = K, \pi$) dans le Modèle Standard. À gauche : diagramme à l’arbre, à droite : diagramme pingouin.

avec $e^{2i\phi_D} = \frac{V_{cs}^* V_{cb}}{V_{cs} V_{cb}^*}$ et $\eta_{J/\psi\phi}$ est donnée par : $CP|J/\psi\phi\rangle = \eta_{J/\psi\phi}|J/\psi\phi\rangle$. Le rapport du mélange $\frac{p}{q}$ s’écrit :

$$\frac{p}{q} = -\frac{V_{tb}^* V_{ts}}{V_{tb} V_{ts}^*} = -e^{-i\phi_M}, \quad (1.43)$$

où $\phi_M = -2\arg(V_{tb}^* V_{ts})$. Par conséquent, le paramètre λ_f dans l’équation 1.31 s’écrit [24] :

$$\lambda_f = \eta_{J/\psi\phi} e^{i(2\phi_D - \phi_M)}. \quad (1.44)$$

L’interférence entre mélange et désintégration reçoit une phase faible standard :

$$2\phi_D - \phi_M = -2\arg\left(-\frac{V_{tb}^* V_{ts}}{V_{cs} V_{cb}^*}\right) = -2\beta_s. \quad (1.45)$$

La phase effective mesurée dans la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est donnée par :

$$\phi_{J/\psi\phi}^{\text{eff}} = -2\beta_s + \Delta\phi_s^{\text{peng, SM}} + \phi_s^{\text{NP}}, \quad (1.46)$$

où β_s est le plus petit angle du triangle d’unitarité, illustré sur la figure 1.2 [25]. La phase des contributions pingouins dans le Modèle Standard est représentée par $\Delta\phi_s^{\text{peng, SM}}$, tandis que ϕ_s^{NP} désigne la contribution de la Nouvelle Physique. Bien que faibles, il est essentiel de contraindre les effets des processus pingouins afin de pouvoir correctement interpréter la mesure de $\phi_{J/\psi\phi}^{\text{eff}}$ et la présence, ou non, de la Nouvelle Physique [26, 4]. La contribution des diagrammes pingouins constitue le sujet principal de ce manuscrit et va être discuter en détail dans les chapitres suivants. Dans la suite, on notera $\phi_{J/\psi\phi}^{\text{eff}} = \phi_s$.

1.5.2 Impact de la Nouvelle Physique

Les processus physiques au-delà du Modèle Standard (Nouvelle Physique) peuvent se manifester au niveau du mélange des mésons B^0 et B_s^0 mais aussi des désintégrations à l'arbre. Cela affecterait les éléments non diagonaux M_{12} et Γ_{12} de l'hamiltonien dans l'équation 1.13. La figure 1.8 illustre une contribution possible de la Nouvelle Physique faisant intervenir des gluinos dans les modèles supersymétriques [27]. Les éventuelles contributions de la Nouvelle Physique dans le mélange B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ peuvent être paramétrées d'une manière indépendante de tout modèle théorique. Nous notons Δ_s^M la Nouvelle Physique liée au mélange, tandis que celle des désintégrations à l'arbre est désignée par Δ_s^T . Ces termes affectent M_{12} et Γ_{12} de la manière suivante [28] :

$$\begin{aligned} M_{12} &= M_{12}^{\text{SM}} \Delta_s^M = M_{12}^{\text{SM}} |\Delta_s^M| e^{i\phi_s^{\Delta_s^M}}, \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{12}^{\text{SM}} \Delta_s^T = \Gamma_{12}^{\text{SM}} |\Delta_s^T| e^{i\phi_s^{\Delta_s^T}}. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Le Modèle Standard suppose que : $\Delta_s^M = \Delta_s^T = 1$. La Nouvelle Physique peut aussi apparaître dans les diagrammes pingouins sous-dominants : $\Delta\phi_s^{\text{peng}}$. La phase ϕ_s correspond donc à la somme :

$$\phi_s = -2\beta_s + \Delta\phi_s^{\text{peng,SM}} + \phi_s^{\Delta_s^M} + \phi_s^{\Delta_s^T} + \Delta\phi_s^{\text{peng,NP}}. \quad (1.48)$$

De plus, la présence de la Nouvelle Physique dans le mélange, Δ_s^M , peut être détectée dans la mesure d'une asymétrie spécifique de saveur, dite a_{fs} :

$$a_{fs} = \left| \frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} \right| \sin \left(\arg \left(-\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} \right) + \Delta_s^M \right). \quad (1.49)$$

Ce paramètre est accessible dans les désintégrations semileptoniques.

1.5.3 Analyse angulaire

La désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ fait intervenir un pseudo-scalaire se désintégrant en deux vecteurs. L'état propre CP de l'état final se définit par :

$$CP|J/\psi\phi\rangle_\ell = \eta_f |J/\psi\phi\rangle_\ell = (-1)^\ell |J/\psi\phi\rangle_\ell, \quad (1.50)$$

avec η_f la valeur propre de CP et ℓ est le moment angulaire orbital entre les deux mésons vecteurs de l'état final ($\ell = 0, 1, 2$). On en déduit qu'il y a une superposition des composantes CP paires et impaires dans l'état final. Afin de différencier ces 2 composantes, une analyse angulaire est exigée. Deux bases sont couramment utilisées dans cette analyse : la base de transversité et celle d'hélicité. Par la suite,

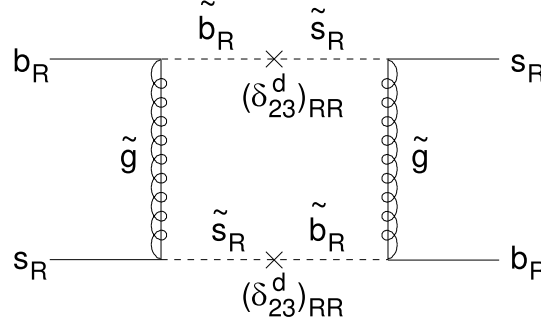


FIGURE 1.8 – Exemple de contribution de la Nouvelle Physique via des diagrammes gluinos [27].

nous considérons seulement la base d'hélicité, représentée sur la figure 1.9. Les amplitudes de désintégrations correspondent aux différents états de polarisations entre les spins du méson vecteur, ainsi qu'à la polarisation du spin de chaque méson par rapport à l'impulsion. À l'instant $t = 0$, les amplitudes sont : CP -paire pour $A_0(0)$ et $A_{||}(0)$ ($\ell = 0, 2$), alors que $A_{\perp}(0)$ est CP -impaire ($\ell = 1$). Lorsque les spins sont polarisés de manière longitudinale par rapport aux impulsions, et de manière parallèle les uns par rapport aux autres, il s'agit de $A_0(0)$. Lorsque les spins sont polarisés de manière transversale par rapport aux impulsions, mais parallèle les uns aux autres, il s'agit de $A_{||}(0)$. Le dernier cas correspond à la polarisation transversale des spins par rapport aux impulsions, et perpendiculaires les uns par rapport aux autres, il s'agit $A_{\perp}(0)$.

Ces amplitudes ont chacune une phase forte : δ_0 , $\delta_{||}$ et $\delta_{\perp}$. Seules 2 amplitudes et 2 phases fortes sont indépendantes. Par convention, on utilise :

$$\delta_0 = 0, \delta_{||} = \arg(A_{||}(0)A_0^*(0)) \text{ et } \delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}(0)A_0^*(0)).$$

Le méson ϕ est défini par la résonance de deux kaons chargés ayant un moment angulaire orbital égal à 1. On parle ainsi d'une contribution suivant l'onde P . Or, les kaons peuvent aussi contribuer à cette désintégration suivant une autre onde correspondant à un moment angulaire orbital nul, dite onde S . Ce cas-ci apporte de l'information sur la phase ϕ_s , cependant le système K^+K^- ne peut être appelé "méson ϕ ". L'onde S est introduite dans le taux de désintégration via son amplitude A_S et sa phase forte δ_S , liée à un état de polarisation CP impair.

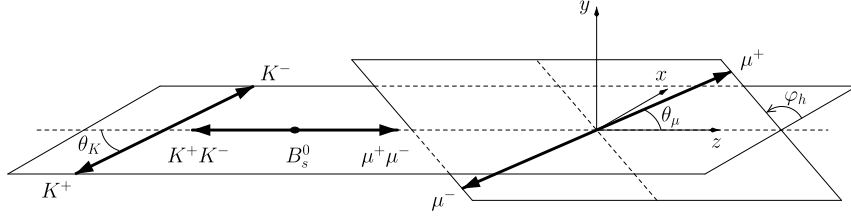


FIGURE 1.9 – Définition des angles en base d'hélicité. Le K^+ est caractérisé par son angle polaire θ_K dans le référentiel du centre de masse de K^+K^- . De même, la direction du μ^+ est décrite par son angle θ_μ dans le référentiel de centre de masse du dimuon ($\mu^+\mu^-$). L'orientation relative de K^+K^- et $\mu^+\mu^-$ est donnée par l'angle φ_h .

1.5.4 Taux de désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Le taux de désintégration différentiel est donné par [29] :

$$\frac{d^4\Gamma(t)}{dm_{KK}^2 d\cos\theta_K d\cos\theta_\mu d\varphi_h} = \sum_{k=1}^{10} N_k h_k(t) f_k(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h), \quad (1.51)$$

où m_{KK} désigne la masse de K^+K^- et les fonctions dépendantes de temps $h_k(t)$ sont définies telles que :

$$h_k(t) = \frac{3}{4\pi} e^{-\Gamma_s t} \left\{ a_k \cosh \frac{\Delta\Gamma t}{2} + b_k \sinh \frac{\Delta\Gamma t}{2} + c_k \cos(\Delta m t) + d_k \sin(\Delta m t) \right\} \quad (1.52)$$

Les fonctions angulaires $f_k(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h)$ sont indépendantes de la saveur du méson B_s^0 . Pour un méson ayant la saveur B_s^0 à la production, les signes de c_k and d_k doivent être inversés. Les expressions explicites de l'ensemble des termes intervenant dans le taux de désintégration différentiel sont données dans la table 1.1.

1.6 Mesure de la phase ϕ_s

Dans cette section, nous abordons les stratégies et résultats de la mesure de la phase ϕ_s dans les canaux caractérisés par les transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$, notamment les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^+$.

1.6.1 $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+$

Le but de cette analyse est principalement de mesurer ϕ_s , $|\lambda|$ qui est liée à la violation directe de CP , la différence de largeur de désintégration $\Delta\Gamma_s$ et Γ_s [3]. $B \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\phi(\rightarrow K^+K^-)$ est un pseudo-scalaire se désintégrant en deux mésons vecteurs. Le taux de désintégration différentiel peut être écrit comme suit :

TABLE 1.1 – Les fonctions angulaires et celles dépendantes du temps utilisées dans les équations (1.51) et (1.52). Quelques abréviations sont utilisées pour les fonctions cosinus et sinus : $c_K = \cos \theta_K$, $s_K = \sin \theta_K$, $c_\ell = \cos \theta_\ell$, $s_\ell = \sin \theta_\ell$, $c_{\varphi_h} = \cos \varphi_h$ et $s_{\varphi_h} = \sin \varphi_h$.

f_k	N_k	a_k	b_k	c_k	d_k
$c_K^2 s_\ell^2$	$ A_0 ^2$	$\frac{1}{2}(1 + \lambda_0 ^2)$	$- \lambda_0 \cos(\phi_0)$	$\frac{1}{2}(1 - \lambda_0 ^2)$	$ \lambda_0 \sin(\phi_0)$
$\frac{1}{2} s_K^2 (1 - c_{\varphi_h}^2 s_\ell^2)$	$ A_{ } ^2$	$\frac{1}{2}(1 + \lambda_{ } ^2)$	$- \lambda_{ } \cos(\phi_{ })$	$\frac{1}{2}(1 - \lambda_{ } ^2)$	$ \lambda_{ } \sin(\phi_{ })$
$\frac{1}{2} s_K^2 (1 - s_{\varphi_h}^2 s_\ell^2)$	$ A_\perp ^2$	$\frac{1}{2}(1 + \lambda_\perp ^2)$	$ \lambda_\perp \cos(\phi_\perp)$	$\frac{1}{2}(1 - \lambda_\perp ^2)$	$- \lambda_\perp \sin(\phi_\perp)$
$s_K^2 s_\ell^2 s_{\varphi_h} c_{\varphi_h}$	$ A_\perp A_{ } $	$\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_\perp - \delta_{ }) - \lambda_\perp \lambda_{ } \sin(\delta_\perp - \delta_{ } - \phi_\perp + \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_\perp \sin(\delta_\perp - \delta_{ } - \phi_\perp) + \lambda_{ } \sin(\delta_{ } - \delta_\perp - \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_\perp - \delta_{ }) - \lambda_\perp \lambda_{ } \sin(\delta_\perp - \delta_{ } - \phi_\perp + \phi_{ }) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\lambda_\perp \cos(\delta_\perp - \delta_{ } - \phi_\perp) + \lambda_{ } \cos(\delta_{ } - \delta_\perp - \phi_{ }) \right]$
$\sqrt{2} s_K c_K s_\ell c_\ell c_{\varphi_h}$	$ A_0 A_{ } $	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_0 - \delta_{ }) + \lambda_0 \lambda_{ } \cos(\delta_0 - \delta_{ } - \phi_0 + \phi_{ }) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\lambda_0 \cos(\delta_0 - \delta_{ } - \phi_0) + \lambda_{ } \cos(\delta_{ } - \delta_0 - \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_0 - \delta_{ }) - \lambda_0 \lambda_{ } \cos(\delta_0 - \delta_{ } - \phi_0 + \phi_{ }) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\lambda_0 \sin(\delta_0 - \delta_{ } - \phi_0) + \lambda_{ } \sin(\delta_{ } - \delta_0 - \phi_{ }) \right]$
$-\sqrt{2} s_K c_K s_\ell c_\ell s_{\varphi_h}$	$ A_0 A_\perp $	$-\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_0 - \delta_\perp) - \lambda_0 \lambda_\perp \sin(\delta_0 - \delta_\perp - \phi_0 + \phi_\perp) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_0 \sin(\delta_0 - \delta_\perp - \phi_0) + \lambda_\perp \sin(\delta_\perp - \delta_0 - \phi_\perp) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_0 - \delta_\perp) + \lambda_0 \lambda_\perp \sin(\delta_0 - \delta_\perp - \phi_0 + \phi_\perp) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\lambda_0 \cos(\delta_0 - \delta_\perp - \phi_0) + \lambda_\perp \cos(\delta_\perp - \delta_0 - \phi_\perp) \right]$
$\frac{1}{3} s_\ell^2$	$ A_S ^2$	$\frac{1}{2}(1 + \lambda_S ^2)$	$ \lambda_S \cos(\phi_S)$	$\frac{1}{2}(1 - \lambda_S ^2)$	$- \lambda_S \sin(\phi_S)$
$\frac{2}{\sqrt{6}} s_K s_\ell c_\ell c_{\varphi_h}$	$ A_S A_{ } $	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_S - \delta_{ }) - \lambda_S \lambda_{ } \cos(\delta_S - \delta_{ } - \phi_S + \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_S \cos(\delta_S - \delta_{ } - \phi_S) - \lambda_{ } \cos(\delta_{ } - \delta_S - \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_S - \delta_{ }) + \lambda_S \lambda_{ } \cos(\delta_S - \delta_{ } - \phi_S + \phi_{ }) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_S \sin(\delta_S - \delta_{ } - \phi_S) - \lambda_{ } \sin(\delta_{ } - \delta_S - \phi_{ }) \right]$
$-\frac{2}{\sqrt{6}} s_K s_\ell c_\ell s_{\varphi_h}$	$ A_S A_\perp $	$-\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_S - \delta_\perp) + \lambda_S \lambda_\perp \sin(\delta_S - \delta_\perp - \phi_S + \phi_\perp) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\lambda_S \sin(\delta_S - \delta_\perp - \phi_S) - \lambda_\perp \sin(\delta_\perp - \delta_S - \phi_\perp) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[\sin(\delta_S - \delta_\perp) - \lambda_S \lambda_\perp \sin(\delta_S - \delta_\perp - \phi_S + \phi_\perp) \right]$	$-\frac{1}{2} \left[- \lambda_S \cos(\delta_S - \delta_\perp - \phi_S) + \lambda_\perp \cos(\delta_\perp - \delta_S - \phi_\perp) \right]$
$\frac{2}{\sqrt{3}} c_K s_\ell^2$	$ A_S A_0 $	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_S - \delta_0) - \lambda_S \lambda_0 \cos(\delta_S - \delta_0 - \phi_S + \phi_0) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_S \cos(\delta_S - \delta_0 - \phi_S) - \lambda_0 \cos(\delta_0 - \delta_S - \phi_0) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\cos(\delta_S - \delta_0) + \lambda_S \lambda_0 \cos(\delta_S - \delta_0 - \phi_S + \phi_0) \right]$	$\frac{1}{2} \left[\lambda_S \sin(\delta_S - \delta_0 - \phi_S) - \lambda_0 \sin(\delta_0 - \delta_S - \phi_0) \right]$

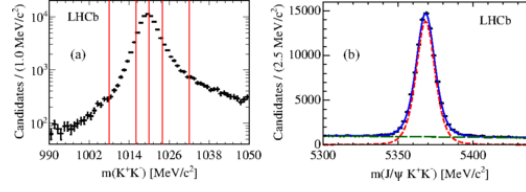


FIGURE 1.10 – La masse invariante de $J/\psi K^+ K^-$. Les points noirs correspondent aux données, la courbe bleue est la projection de l’ajustement de la fonction totale, la courbe rouge est la composante du signal B_s^0 , tandis que le vert représente le bruit de fond combinatoire [3].

$$\frac{d^4\Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+)}{d\tau d\cos\theta_\mu d\phi_h d\cos\theta_K} = f(\phi_s, \Delta\Gamma_s, \Gamma_s, M_{B_s^0}, |A_\parallel|^2, |A_\perp|^2, |A_s|^2, \delta_\perp, \delta_\parallel, \delta_s, \dots)$$

L’étude de ce canal nécessite une analyse angulaire pour distinguer les composantes CP paires et impaires dans l’état final. Après la soustraction statistique du bruit de fond [30], un ajustement de temps propre du méson B_s^0 et des trois angles en base d’hélicité est effectué dans six bins de m_{KK} . La masse invariante ($J/\psi K^+ K^-$) est illustrée sur la figure 1.10. Les projections de cet ajustement correspondent à la figure 1.11. Pour tenir compte des effets de détection et de sélection, l’acceptance temporelle est étudiée dans les données réelles alors que l’acceptance angulaire est déterminée dans la simulation. La résolution sur le temps propre du méson B_s^0 est modélisée par une gaussienne de largeur $S_{\sigma_t} \times \sigma_t$, où σ_t est l’incertitude temporelle estimée pour chaque évènement, et le facteur correctif, S_{σ_t} , est mesuré dans un échantillon de bruit de fond $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ provenant uniquement du vertex primaire. Le facteur S_{σ_t} intègre les défauts d’alignement et de description du matériel du détecteur. La résolution effective est de 46 fs pour $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Les mésons B_s^0 oscillant, leurs produits de désintégration ne portent pas d’information sur leur saveur initiale. La saveur du méson B_s^0 , à la production, est déterminée par l’algorithme d’étiquetage ayant une puissance : $\varepsilon(1 - 2\omega)^2 = (3.73 \pm 0.15)\%$, où ε indique l’efficacité d’étiquetage, et ω la probabilité que l’information apportée par l’algorithme d’étiquetage soit fausse [31].

En utilisant 3 fb^{-1} de données collectées en 2011 et 2012, LHCb a obtenu [3] :

$$\begin{aligned} \phi_s &= -0.058 \pm 0.049 \text{ (stat)} \pm 0.006 \text{ (syst)}, \\ |\lambda| &= 0.964 \pm 0.019 \text{ (stat)} \pm 0.007 \text{ (syst)}, \\ \Gamma_s &= 0.6603 \pm 0.0027 \text{ (stat)} \pm 0.0015 \text{ (syst)}, \\ \Delta\Gamma_s &= 0.0805 \pm 0.0091 \text{ (stat)} \pm 0.0032 \text{ (syst)}. \end{aligned}$$

1.6.2 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^+$

Un autre canal utile pour mesurer ϕ_s est $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^+$. Cette désintégration est dominée à 97.7% par la composante CP impaire, à 95% C.L. [32]. Néanmoins,

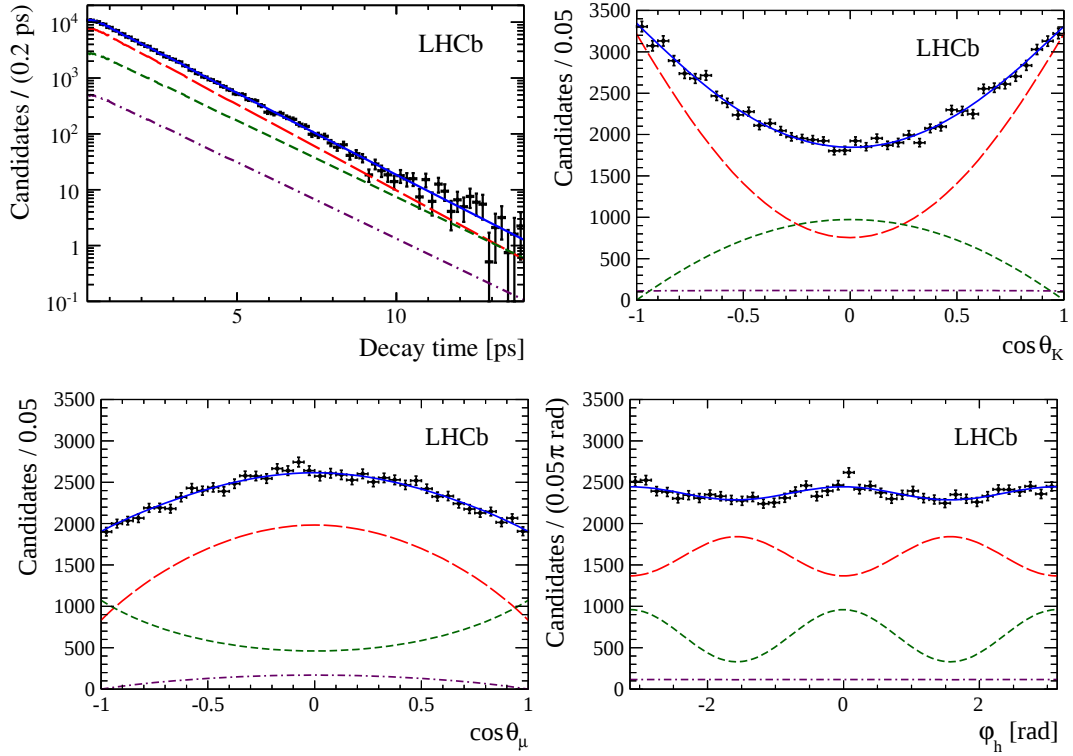


FIGURE 1.11 – Projections de l’ajustement sur les distributions du temps ainsi que les 3 angles des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$. Les points noirs correspondent aux données. La courbe bleue désigne la contribution totale du signal, composée des états CP pairs (courbe rouge en tiret) et CP impairs (courbe verte en tiret) et l’onde S en violet [3].

une analyse angulaire est nécessaire pour extraire la petite composante CP paire. Un ajustement à six dimensions, est effectué. Les observables mises en jeu sont les masses du méson B_s^0 et des particules filles $\pi\pi$, le temps et les trois angles d’hélicité. L’acceptance temporelle est déterminée via le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et la simulation. En outre, $\Delta\Gamma_s$ et Γ_s sont fixées aux valeurs mesurées par l’analyse de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Cette analyse vise la mesure de ϕ_s et $|\lambda|$. En suivant la même méthodologie que dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ pour déterminer la résolution temporelle effective, le résultat est : 40 fs. L’algorithme d’étiquetage atteint une puissance de : $\varepsilon(1 - 2\omega)^2 = (3.89 \pm 0.25)\%$.

LHCb a analysé 3 fb^{-1} de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^-\pi^+$ collectés en 2011 et 2012. En supposant une violation CP directe nulle ($|\lambda| = 1$), la phase violant CP , ϕ_s , est mesurée :

$$\phi_s = 0.075 \pm 0.067 \text{ (stat)} \pm 0.008 \text{ (syst)}.$$

En autorisant l’ajustement à extraire la quantité de violation de CP directe, les résultats sont :

$$\begin{aligned} \phi_s &= 0.070 \pm 0.068 \text{ (stat)} \pm 0.008 \text{ (syst)}, \\ \lambda &= 0.89 \pm 0.05 \text{ (stat)} \pm 0.01 \text{ (syst)}, \end{aligned}$$

Une combinaison de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^- \pi^+$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+$, donne :

$$\begin{aligned}\phi_s &= -0.010 \pm 0.039, \\ |\lambda| &= 0.957 \pm 0.017,\end{aligned}$$

Cette mesure est compatible avec le Modèle Standard mais n'exclut pas la présence de la Nouvelle Physique. Une comparaison du résultat obtenu par LHCb et ceux des autres expériences est schématisée sur la figure 1.12.

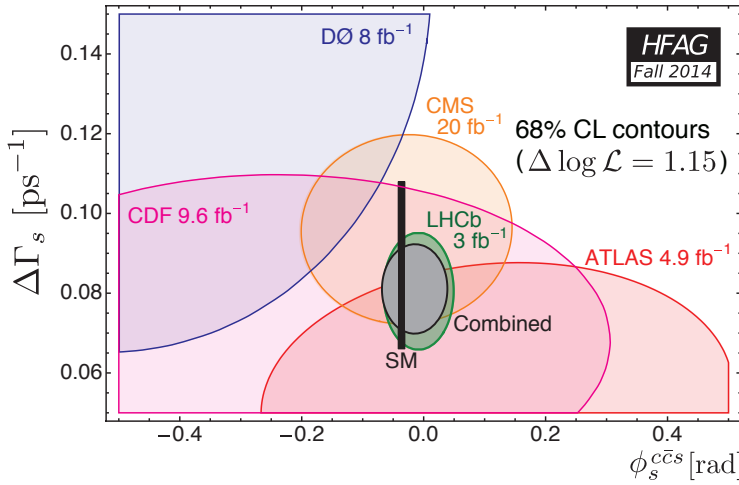


FIGURE 1.12 – Les contraintes expérimentales actuelles dans le plan ϕ_s - $\Delta\Gamma_s$ [22], incluant les derniers résultats obtenus par les collaborations Atlas [33] et CMS [34].

1.7 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons introduit le Modèle Standard de la physique des particules qui autorise une violation de la symétrie CP ayant lieu dans les systèmes $B - \bar{B}$. Puis, nous avons abordé la phénoménologie des mésons B , et les différents types de violation de la symétrie CP dans ces particules. Ensuite, la phase ϕ_s violant CP dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ a été définie. La mesure de cette phase est en bon accord avec le Modèle Standard, mais la précision expérimentale actuelle laisse une place à la Nouvelle Physique. En vue des progrès à venir, il est crucial de déterminer la pollution des diagrammes pingouins, négligés jusqu'à maintenant, dans la prédiction de ϕ_s . Cela permet d'isoler les contributions du Modèle Standard et de la Nouvelle Physique. Nous expliquons dans le chapitre suivant la méthodologie de contrôle des processus pingouins dans la phase ϕ_s .

Chapitre 2

Méthodologie du contrôle de la contribution des diagrammes pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s

*“In theory, theory and practice are the same.
In practice, they are not.”*

Albert Einstein

Dans ce chapitre, nous présentons la méthodologie du contrôle de la contribution des diagrammes pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Tout d’abord, nous décrivons la stratégie en utilisant le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ dans la section 2.1 [4], et en utilisant le canal $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ dans la section 2.2 [32]. Les diagrammes à l’arbre et pingouins contribuant aux canaux $B_q \rightarrow J/\psi X$ sont illustrés sur la figure 2.1, où $q \in (u, d, s)$ et X représente un des mésons $\pi^0, \pi^+, K^+, K_s^0, \rho^0, \phi^0$ ou $\bar{K}^{*0}$. Dans la dernière section, nous résumons une stratégie récente qui permet de combiner les résultats dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ [35]. Cela nous permettra d’aborder les chapitres suivants en ayant une vision globale de l’analyse.

2.1 Canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$

Les diagrammes de Feynman dominants le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ sont illustrés sur la figure 2.2. L’avantage des désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ est que les contributions des processus pingouins ne sont pas supprimés par rapport aux processus à l’arbre. En revanche, les processus pingouins sont supprimés par un facteur λ^2 par rapport à l’arbre dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

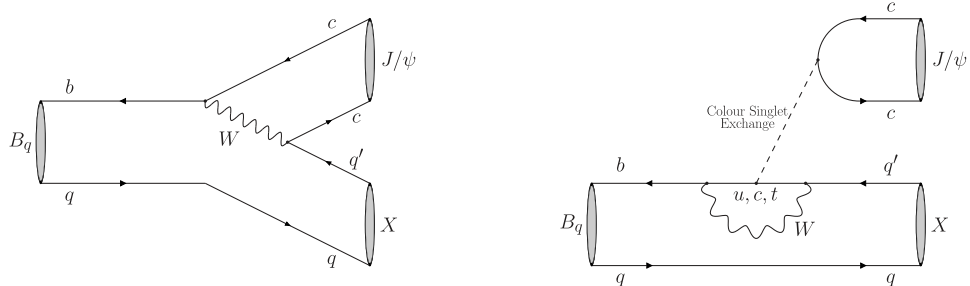


FIGURE 2.1 – Illustration des diagrammes à l’arbre (à gauche) et pingouins (à droite) qui contribuent aux canaux $B_q \rightarrow J/\psi X$ où $q \in (u, d, s)$, $q' \in (d, s)$ et X représente un des mésons $\pi^0, \pi^+, K^+, K_s^0, \rho^0, \phi^0$ ou $\bar{K}^{*0}$ [35]

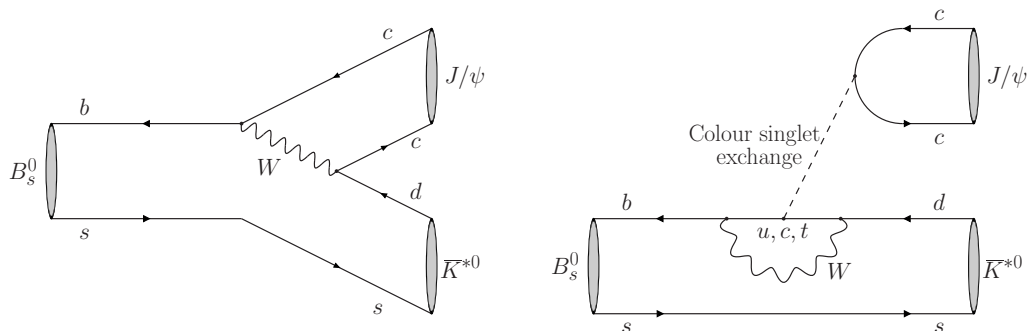


FIGURE 2.2 – Les diagrammes dominants qui contribuent à $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Les pingouins (à droite) ne sont pas supprimés par rapport à l’arbre (à gauche).

2.1.1 Formalisme

En utilisant la paramétrisation de Wolfenstein (équation 1.3), nous introduisons l’amplitude de désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ suivant la polarisation linéaire i des deux mésons vecteurs J/ψ et ϕ :

$$A'_i = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \mathcal{A}'_i [1 + \epsilon a'_i e^{i\theta'_f} e^{i\gamma}], \quad (2.1)$$

avec γ est l’angle du triangle d’unitarité, tel que $\gamma = (73.2^{+6.3}_{-7.0})^\circ$ [1], Les diagrammes pingouins d’annihilation et les diagrammes d’échange, schématisés sur la figure 2.3, sont négligés. Le terme $\mathcal{A}'_i$ s’écrit :

$$\mathcal{A}'_i = \lambda^2 |V_{cb}| [T_c^i + P_c^i - P_t^i]. \quad (2.2)$$

T désigne l'amplitude de l'arbre et P_q ($q = u, c, t$) est l'amplitude du processus pingouin mettant en jeu le quark q . Les paramètres pingouins sont :

$$a'_i e^{i\theta'_i} = (1 - \frac{\lambda^2}{2}) |V_{ub}/(\lambda V_{cb})| \left[\frac{P_u^i - P_t^i}{T_c^i + P_c^i - P_t^i} \right], \quad (2.3)$$

et les paramètres CKM [1] :

$$\lambda \simeq |V_{us}| = 0.22548_{-0.00034}^{+0.00068}, \quad \varepsilon = \frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2} = 0.0536 \pm 0.003. \quad (2.4)$$

Le paramètre a'_i représente la contribution relative des processus pingouins. La différence de phase forte entre les diagrammes à l'arbre et pingouins est paramétrée par θ'_i , tandis que la différence de phase faible est donnée par l'angle γ . Le signe devant l'angle γ change pour le processus conjugué.

On définit le taux de désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [36] :

$$\Gamma_i(t) = |A'_i(t)|^2 + |\bar{A}'_i(t)|^2, \quad (2.5)$$

et la différence :

$$|A'_i(t)|^2 - |\bar{A}'_i(t)|^2 = 2e^{-\Gamma_s t} \left[A_i'^{CP} \cos(\Delta m t) + A_i'^M \sin(\Delta m t) \right], \quad (2.6)$$

où $A_i'^{CP}$ et $A_i'^M$ désignent respectivement la violation de la symétrie CP dans la désintégration et l'interférence entre mélange et désintégration. D'après la référence [36], on obtient l'expression suivante pour l'asymétrie CP directe :

$$A_i'^{CP} = \frac{-2\varepsilon a'_i \sin \theta'_i \sin \gamma}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2}, \quad (2.7)$$

et dans l'interférence entre mélange et désintégration :

$$A_i'^M = \frac{\eta_i \left[\sin \phi + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \sin(\phi + \gamma) + \varepsilon^2 a_i'^2 \sin(\phi + 2\gamma) \right]}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2}. \quad (2.8)$$

Les contributions des diagrammes pingouins aboutissent à une déviation $\Delta \phi_{s,i}$ sur l'angle ϕ_s telle que :

$$\tan(\Delta \phi_{s,i}) = \frac{2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \sin \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2 \sin 2\gamma}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2 \cos 2\gamma}. \quad (2.9)$$

On remarque que $\Delta \phi_{s,i}$ ne dépend pas de la valeur de ϕ_s elle-même. L'analyse d'un échantillon de 3 fb^{-1} de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ a permis de mesurer pour la première fois les phases ϕ_s dépendantes des polarisations des produits de désintégration [3] :

$$\phi_{s,0} = -0.045 \pm 0.053 \pm 0.007 = -(2.58 \pm 3.04 \pm 0.4)^\circ, \quad (2.10)$$

$$\phi_{s,\parallel} - \phi_{s,0}^{\text{eff}} = -0.018 \pm 0.043 \pm 0.009 = -(1.03 \pm 2.46 \pm 0.52)^\circ, \quad (2.11)$$

$$\phi_{s,\perp} - \phi_{s,0}^{\text{eff}} = -0.014 \pm 0.035 \pm 0.006 = -(0.8 \pm 2.01 \pm 0.34)^\circ. \quad (2.12)$$

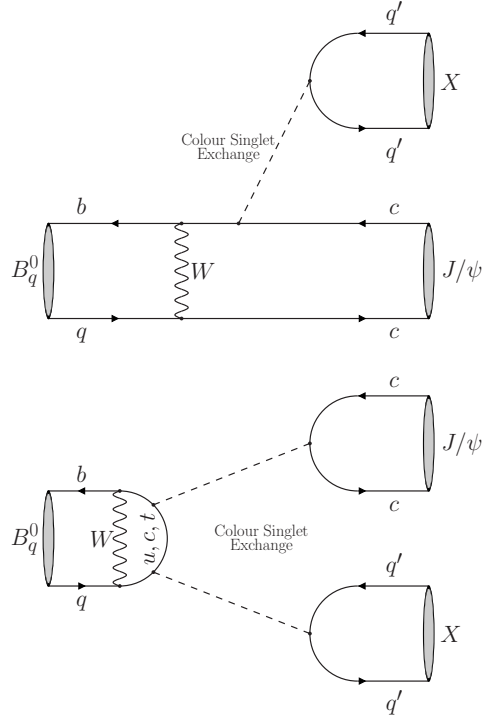


FIGURE 2.3 – Illustration des diagrammes supplémentaires contribuant à certains canaux $B \rightarrow J/\psi X$: diagrammes d'échange (en haut) et pingouins d'annihilation (en bas) [35].

Dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, l'amplitude de désintégration s'écrit, en analogie avec la définition 2.1 :

$$A(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) = -\lambda \mathcal{A}_i [1 - a_i e^{i\theta_i} e^{i\gamma}], \quad (2.13)$$

où $\mathcal{A}_i$ et $a_i e^{i\theta_i}$ sont les paramètres homologues de ceux introduits dans 2.2 et 2.3 pour $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Les paramètres pingouins dans l'équation 2.13 ne sont pas multipliés par le facteur suppressif ε comme dans l'amplitude du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est une transition $b \rightarrow c\bar{c}d$ alors que $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ est une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. Pour appliquer les résultats expérimentaux extraits de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ au canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, nous utilisons l'approximation $SU(3)$ de saveurs qui suppose que les quarks u , d et s sont identiques [26]. Cela donne :

$$a_i = a'_i, \quad \theta_i = \theta'_i. \quad (2.14)$$

Ces approximations ajoutent une erreur théorique qui sera détaillée dans le chapitre 5.

2.1.2 Paramètres mesurés dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$

Contrairement à $B_s^0 \rightarrow J/\psi[\rightarrow \ell^+ \ell^-] \phi[\rightarrow K^+ K^-]$, les états finaux de $B_s^0 \rightarrow J/\psi[\rightarrow \ell^+ \ell^-] \bar{K}^{*0}[\rightarrow K^- \pi^+]$ spécifient la saveur du méson B_s^0 à l'instant de sa désintégration, i.e les charges des pions et des kaons provenant des désintégrations $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ et $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ distinguent la saveur finale du méson B_s^0 ($\bar{B}_s^0$). Il n'y a donc pas de violation CP dans l'interférence entre le mélange B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ et la désintégration. Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est, comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, une désintégration d'un pseudo-scalaire en deux mésons vecteurs ($P \rightarrow VV$). On a donc besoin d'une analyse angulaire des produits de désintégration afin de mesurer l'asymétrie CP directe. Nous utilisons aussi le rapport d'embranchement du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et les fractions de polarisations pour construire un paramètre dit H_i .

Paramètre H_i

Le paramètre H_i est proportionnel au rapport des fractions d'embranchements pondérées par les fractions de polarisations i :

$$H_i = \frac{1}{\varepsilon} \left| \frac{\mathcal{A}'_i}{\mathcal{A}_i} \right|^2 \frac{\Phi(m_{J/\psi}/m_{B_s^0}, m_\phi/m_{B_s^0})}{\Phi(m_{J/\psi}/m_{B_s^0}, m_{\bar{K}^{*0}}/m_{B_s^0})} \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})_{\text{theo}}}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)_{\text{theo}}} \frac{f_i}{f'_i}, \quad (2.15)$$

où $\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i$ sont les termes hadroniques contenant les facteurs de forme $B \rightarrow V$ ($V = K^{*0}, \phi$) (cf. équation 2.2). Les expressions des amplitudes hadroniques sont plus compliquées pour un canal $B \rightarrow VV$ que pour les canaux $B \rightarrow VP$ ou $B \rightarrow PP$. De plus, Φ désigne le facteur d'espace de phase entre deux corps :

$$\Phi(x, y) = \sqrt{(1 - (x - y)^2)(1 - (x + y)^2)}. \quad (2.16)$$

Le paramètre H_i s'écrit en fonction des paramètres pingouins tel que :

$$H_i = \frac{1 - 2a_i \cos \theta_i \cos \gamma + a_i^2}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2}. \quad (2.17)$$

Asymétrie CP directe

Pour déterminer expérimentalement l'asymétrie CP directe dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, nous mesurons le rapport

$$A_i^{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})_i - \Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})_i}{\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})_i + \Gamma(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})_i}. \quad (2.18)$$

617 Cette asymétrie s'exprime en fonction des paramètres pingouins :

$$A_i^{CP} = \frac{-2a_i \sin \theta_i \sin \gamma}{1 - 2a_i \cos \theta_i \cos \gamma + a_i^2}. \quad (2.19)$$

618 Nous devons prendre en compte les effets induits par les différentes sections ef-
619 ficaces d'interactions entre les particules de l'état final et le détecteur, l'acceptance
620 du détecteur et la reconstruction des événements. En outre, la présence d'une asy-
621 métrie de production doit être prise en considération. Ces corrections sont détaillées
622 dans le chapitre 4.

623
624 Les équations 2.15, 2.17, 2.18 et 2.19 sont utilisées pour construire un ajuste-
625 ment par la méthode de moindres carrés [37].

626 2.2 Canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$

627 Compte tenu de l'excellente précision de la première mesure de violation CP
628 dans $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ [32], ce canal joue un rôle capital dans la connaissance des effets
629 des diagrammes pingouins sur ϕ_s . Le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ est une transition $b \rightarrow c\bar{c}d$.
630 Il s'agit d'une désintégration $P \rightarrow VV$ avec un état final propre de CP . La mesure
631 de la violation CP dans l'interférence est possible via une analyse angulaire des
632 produits de désintégration $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ et $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, comme dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

LHCb a récemment publié le premier résultat expérimental de la violation CP
dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ [32] :

$$(A^{CP})_{\psi\rho} \equiv C_{J/\psi\rho} = -0.063 \pm 0.056_{-0.014}^{+0.019}, \quad (2.20)$$

$$-(A^M)_{\psi\rho} \equiv S_{J/\psi\rho} = -0.66_{-0.12-0.03}^{+0.13+0.09}. \quad (2.21)$$

633 $(A^{CP})_{\psi\rho}$ et $(A^M)_{\psi\rho}$ sont les paramètres de l'asymétrie CP dans $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$,
634 homologues à ceux introduites dans 2.7 et 2.8.

635 La phase violant CP dans ce canal est donnée en fonction des différents états de
636 polarisations de l'état final [32] :

$$\phi_{d,0}^{\text{eff}} = (44.1 \pm 10.2_{-6.9}^{+3.0})^\circ, \quad (2.22)$$

$$\phi_{d,\parallel}^{\text{eff}} - \phi_{d,0}^{\text{eff}} = -(0.8 \pm 6.5_{-1.3}^{+1.9})^\circ, \quad (2.23)$$

$$\phi_{d,\perp}^{\text{eff}} - \phi_{d,0}^{\text{eff}} = -(3.6 \pm 7.2_{-1.}^{+2.0})^\circ. \quad (2.24)$$

637 Sachant que $\phi_{d,i}^{\text{eff}} = \phi_d + \Delta\phi_{d,i}$. Ces résultats montrent que la phase ϕ_d ne dépend
638 pas de l'état de polarisation i , dans les incertitudes actuelles.

639 Afin de déterminer les paramètres pingouins a et θ dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$,
640 les topologies d'ordre supérieur sont négligées (cf. figure 2.3). De plus, la différence

entre le méson ρ^0 qui est un état octet de $SU(3)_F$ et le ϕ qui est un état singlet, n'est pas prise en compte. Les résultats sont :

$$a_{\psi\rho} = 0.035^{+0.082}_{-0.035} \quad , \quad \theta_{\psi\rho} = (285^{+69}_{-95})^\circ.$$

Ces paramètres pingouins sont utilisés pour calculer $\Delta\phi_d^{\psi\rho}$ et $\Delta\phi_s$:

$$\Delta\phi_d^{\psi\rho} = -(1.5^{+12}_{-10})^\circ, \quad (2.25)$$

$$\Delta\phi_s = (0.05 \pm 0.56)^\circ. \quad (2.26)$$

La déviation $\Delta\phi_s$ est comprise dans l'intervalle $[-1.05^\circ, 1.18^\circ]$ à 95% de niveau de confiance (C.L.) [32].

Ces résultats ont été affinés dans l'article [35], en prenant en compte l'erreur expérimentale sur ϕ_d , ce qui donne les valeurs suivantes des paramètres pingouins :

$$a_{\psi\rho} = 0.037^{+0.097}_{-0.037}, \quad \theta_{\psi\rho} = -(67^{+281}_{-141})^\circ,$$

Donc :

$$\Delta\phi_d^{\psi\rho} = -(1.5^{+12}_{-10})^\circ, \quad (2.27)$$

$$\Delta\phi_s = \left(0.08^{+0.56}_{-0.72}(\text{stat})^{+0.15}_{-0.13}(SU(3))\right)^\circ. \quad (2.28)$$

Les termes hadroniques de $SU(3)$ intervenant dans le paramètre H_i , définie dans l'équation 2.15, peuvent être calculés :

$$\begin{aligned} \left| \frac{\mathcal{A}'_0(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{\mathcal{A}_0(B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0)} \right| &= 1.06 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.04(a_0, \theta_0), \\ \left| \frac{\mathcal{A}'_{\parallel}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{\mathcal{A}_{\parallel}(B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0)} \right| &= 1.08 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.05(a_{\parallel}, \theta_{\parallel}), \\ \left| \frac{\mathcal{A}'_{\perp}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}{\mathcal{A}_{\perp}(B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0)} \right| &= 1.24 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.06(a_{\perp}, \theta_{\perp}). \end{aligned} \quad (2.29)$$

2.3 Ajustement combiné des paramètres pingouins dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$

Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ est semblable au canal $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$, si :

- le quark spectateur s est remplacé par un quark d via la symétrie $SU(3)$ de saveur,
- les diagrammes d'échange et les diagrammes pingouins d'annihilation et dans $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ sont négligés (cf. figure 2.3).

Par conséquent, les paramètres des diagrammes pingouins (a, θ) sont égaux dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$. De plus, les asymétries CP directes dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ sont supposées être égales à celles dans $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$:

$$(A^{CP})_0 = -0.094 \pm 0.071, \quad (2.30)$$

$$(A^{CP})_{\parallel} = -0.12 \pm 0.12, \quad (2.31)$$

$$(A^{CP})_{\perp} = 0.03 \pm 0.22. \quad (2.32)$$

Contrairement à l'analyse $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$, dans laquelle la violation de CP dans l'interférence joue un rôle clé, l'extraction des paramètres pingouins dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est affectée par des incertitudes hadroniques qui entrent dans les facteurs H_i [35]. La combinaison des résultats obtenus dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ permet de déterminer expérimentalement les amplitudes hadroniques $\left(\frac{\mathcal{A}'_i}{\mathcal{A}_i}\right)$ en supposant que :

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})} \right| = \left| \frac{\mathcal{A}'_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_i(B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0)} \right|. \quad (2.33)$$

Cette méthode, représentée sur la figure 2.4, permet de réduire les incertitudes théoriques.

2.4 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthodologie de mesure des effets des processus pingouins sous-dominants tel que proposé dans [4]. Pour estimer ces effets, il faut d'abord sélectionner des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Avec cet échantillon, nous mesurons le rapport d'embranchement de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et les trois amplitudes de polarisation pour déterminer H_i . De plus, l'échantillon $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ doit être divisé suivant la charge du kaon dans l'état final pour déterminer l'asymétrie CP directe. Les équations 2.15, 2.17, 2.19 et 2.18 sont utilisées par la méthode de moindres carrés afin d'extraire les deux inconnus : a et θ , qui sont les paramètres que l'on cherche à déterminer, pour estimer $\Delta\phi_s$ donnée par l'équation 5.22. Dans le chapitre suivant, nous présentons le détecteur LHCb qui a servi à effectuer les mesures présentées dans le chapitre 4. Au delà du travail réalisé dans cette thèse, l'étude combinée de plusieurs canaux devrait permettre à long terme de contraindre non seulement les diagrammes pingouins mais également les processus d'ordre supérieur comme l'échange ainsi que les diagrammes pingouins d'annihilation (cf.

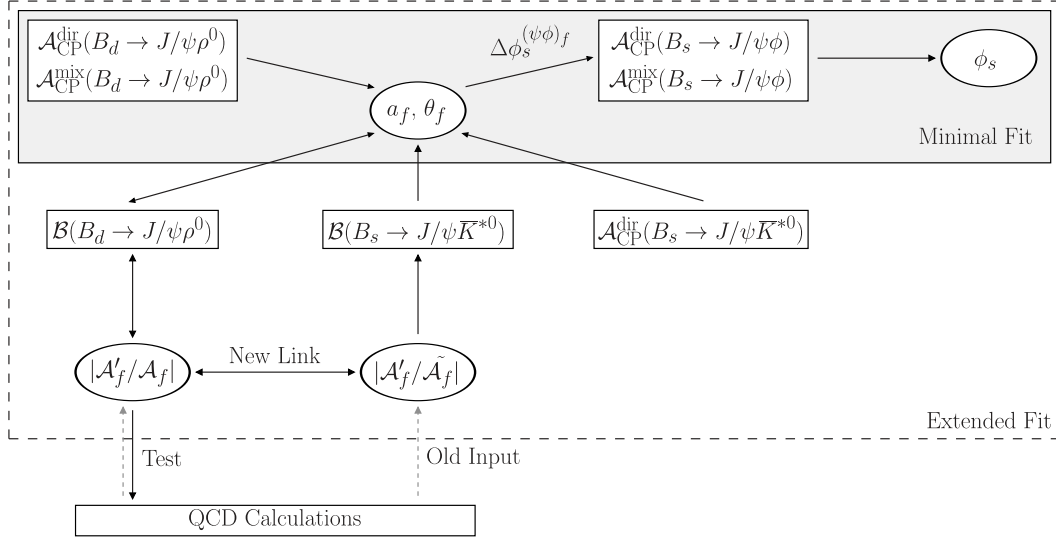


FIGURE 2.4 – Illustration d’une analyse combinée des canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ permettant de déterminer simultanément les paramètres des diagrammes pingouins et le rapport des amplitudes hadroniques [35]

687 figure 2.3). Les canaux clés dans ce travail seront $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, $B^0(B_s^0) \rightarrow J/\psi \rho^0$,
688 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, $B^0(B_s^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ [35].

Chapitre 3

Le détecteur LHCb au LHC

*“Experience without theory is blind,
but theory without experience
is mere intellectual play.”*

Immanuel Kant

Ce chapitre présente le cadre expérimental dans lequel cette thèse s’est déroulée. La première section est consacrée au grand collisionneur de hadrons, le LHC [38]. Puis, nous présentons de manière générale le détecteur LHCb avant de détailler ses différents sous-détecteurs. Ensuite, nous abordons le système de déclenchement du détecteur LHCb. Dans la dernière section, nous introduisons succinctement la simulation et les logiciels d’analyse des données. Ce chapitre est basé sur une description plus détaillée du détecteur dans [39].

3.1 Grand collisionneur de hadrons : LHC

En 1984, le CERN lance le projet du LHC et prépare le fonctionnement du grand collisionneur electron-positron (LEP)¹. Le conseil du CERN approuve le LHC en 1994, et les quatre grandes expériences LHCb, ATLAS, CMS et ALICE [40, 41, 42] entre 1996 et 1998. Fin 2009, alors que les deux usines à B , BaBar et Belle, ont terminé la phase de prise de données, les premières paires de protons entrent en collision au LHC.

Les premières collisions ont eu lieu à une énergie de 900 GeV. Depuis mars 2010 et durant l’année 2011, les collisions ont lieu avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Cette dernière a augmenté pour atteindre 8 TeV en 2012 et 13 TeV en 2015.

1. Le LEP fonctionnait de 1989 à 2000.

La chaîne d'accélération du LHC

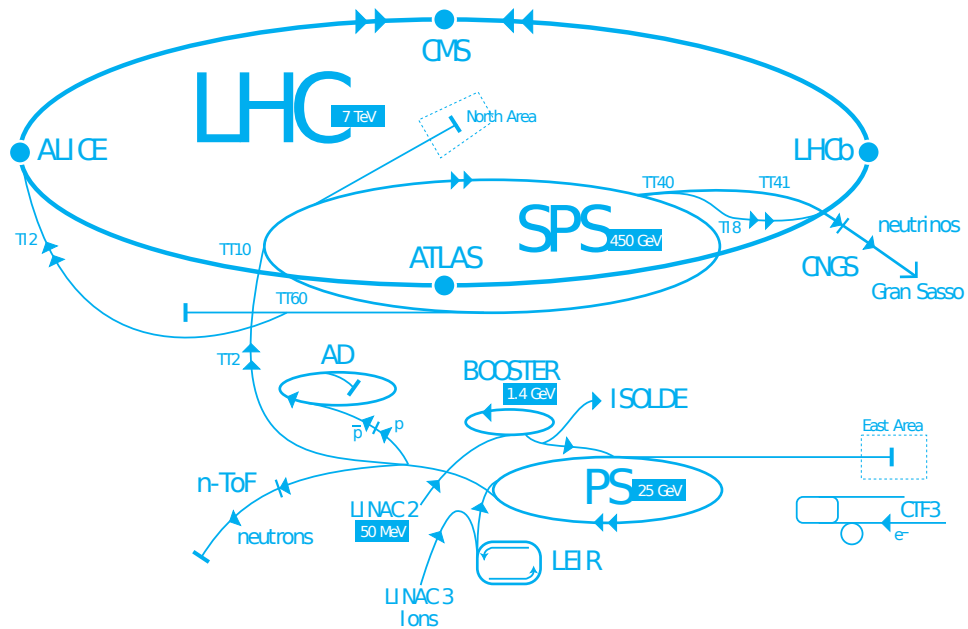


FIGURE 3.1 – Ensemble de la chaîne d'accélération des protons au LHC.

Les éléments clés de ce programme d'exploration sont l'énergie accessible dans le centre de masse et le taux de collision. Les protons sont les hadrons les plus appropriés pour atteindre une haute luminosité, et une énergie au dessus de TeV. Le LHC, installé dans le tunnel du LEP, est un collisionneur proton-proton. Il permet également de réaliser des collisions entre ions lourds dans le but d'étudier le plasma quarks-gluons. Avant d'être accélérés et d'entrer en collision, les protons sont isolés en appliquant un champ électrique sur un gaz d'hydrogène. Ces protons sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de 750 keV par un quadripôle radiofréquence. Puis un LINAC (LINear ACcelerator) amène les protons à une énergie de 50 MeV, avant que le PSB (Proton Synchrotron Booster) les porte à 1.4 GeV. Le PS (Proton Synchrotron) les regroupe alors en paquet d'environ 10^{11} protons et les accélère jusqu'à 26 GeV. Ensuite le SPS (Super Proton Synchrotron) amène ces faisceaux à une énergie de 450 GeV, avant l'étape finale : l'injection dans le LHC. Chaque tour dans le LHC apporte une énergie de 485 keV. Il faut alors une dizaine de minutes pour atteindre l'énergie de 3.5 TeV. La chaîne d'accélération est représentée sur la figure 3.1. Une fois les faisceaux stables, les collisions débutent. Un schéma de collision est donné par la figure 3.2.

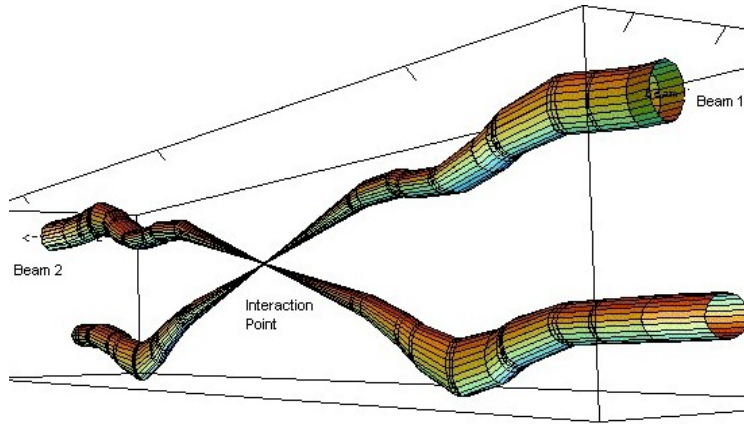


FIGURE 3.2 – Deux faisceaux de protons autour du point d’interaction.

3.2 Présentation générale du détecteur LHCb

Pendant longtemps, les mesures de précision dans le domaine de la physique du B se produisaient principalement auprès des collisionneurs e^+e^- . Toutefois, le Tevatron a prouvé que des mesures précises sont également possibles dans un environnement hadronique et, encore plus, complémentaires à celles effectuées dans les usines à B . En effet, les deux environnements représentent deux compromis différents entre la production des mésons B et la pureté du signal. Le principal avantage de LHCb par rapport aux usines à B est la possibilité d’étudier tous les types de hadrons b , notamment le méson B_s^0 . De plus, les collisions hadroniques permettent de produire de grands échantillons dans de nombreux canaux. Cependant, la pureté en paires $b\bar{b}$ est beaucoup plus faible dans l’environnement du LHC. Elle passe d’environ un quart pour les usines à B , à $\sim 0.6\%$ au LHC. De plus la grande multiplicité des traces dans l’environnement hadronique et le fait que ces traces soient produites dans un petit angle, rendent les analyses plus compliquées, notamment pour rejeter efficacement les bruits de fond.

3.2.1 Production des paires de quarks $b\bar{b}$

Dans l’intervalle d’énergie au LHC, les quarks b sont principalement produits en paire via des collisions inélastiques pp . Les diagrammes de Feynman prédominants, issus de la simulation à $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$, sont présentés sur la figure 3.3. Les paires $b\bar{b}$ sont majoritairement créées par excitation des saveurs (57 %), où deux gluons de la mer de quarks de chaque proton interagissent et produisent une paire $b\bar{b}$. Environ 27% des paires $b\bar{b}$ sont issues de la séparation des gluons, c’est-à-dire la fusion de deux gluons en un seul, qui à son tour produira une paire $b\bar{b}$. Le restant des cas

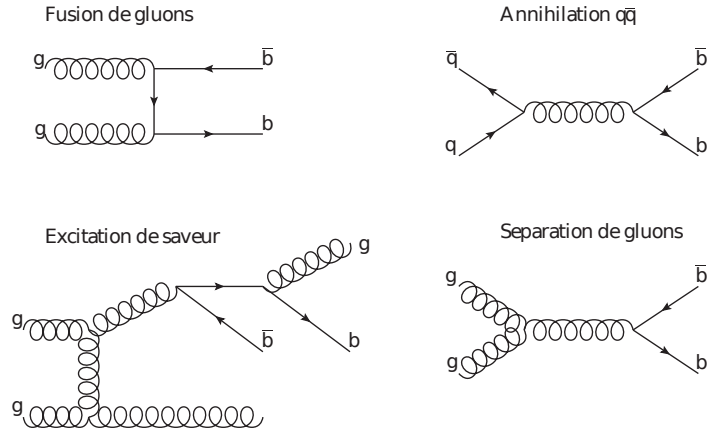


FIGURE 3.3 – Production de paires $b\bar{b}$ au LHC à $\sqrt{s} = 14$ TeV.

correspond à la création de paires $b\bar{b}$ soit par un processus de fusion des gluons soit par une annihilation quark-antiquark. La section efficace de la production des quarks $b\bar{b}$ dépend de l'énergie dans le centre de masse comme montré sur la figure 3.4. Elle a été mesurée par LHCb à une énergie de 7 TeV au centre de masse, en utilisant les mésons J/ψ résultants de la désintégration des hadrons b [44] :

$$\sigma_{b\bar{b}} = \sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}X} = (288 \pm 4 \pm 48) \mu\text{b}. \quad (3.1)$$

La première incertitude est statistique, la deuxième est systématique. Cette dernière est dominée par l'incertitude sur l'efficacité du trajectographe et la détermination de luminosité.

3.2.2 Détecteur dédié à la physique des hadrons B

Le détecteur LHCb est un spectromètre orienté vers l'avant, comme montré sur la figure 3.5. L'axe z est défini dans la direction de l'axe de faisceaux, l'axe y représente la direction verticale. L'acceptance géométrique du détecteur varie dans un intervalle de 10 à 300 mrad dans le plan $x - z$, et de 10 à 250 mrad dans le plan $y - z$. Environ 25% des paires $b\bar{b}$ sont produites dans l'acceptance géométrique du détecteur LHCb. Comme il est improbable que les deux gluons ou quarks produisant la paire $b\bar{b}$ portent la même fraction de l'impulsion de proton, les paires $b\bar{b}$ sont boostées dans la direction de l'axe du faisceau. Par conséquent, elles sont principalement produites vers l'avant ou l'arrière, comme schématisé sur la figure 3.6, où la répartition de l'angle entre le quark $b(\bar{b})$ et l'axe du faisceau z est illustrée, en utilisant des événements simulés à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Dans la section suivante, nous présentons l'ensemble des sous-détecteurs constituant LHCb. Autour de la région de l'interaction

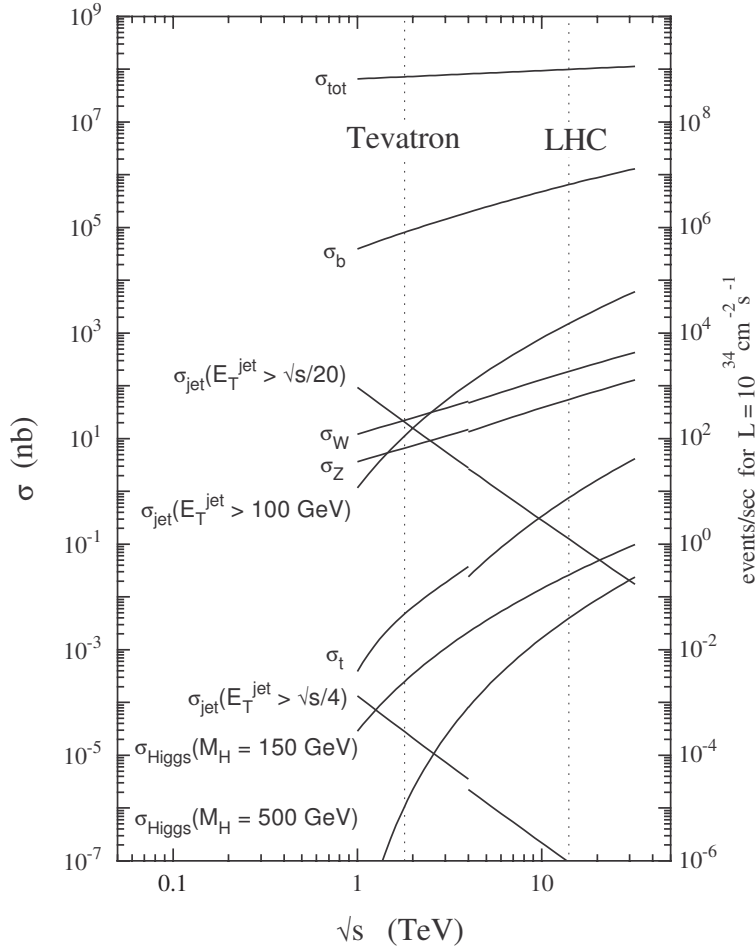


FIGURE 3.4 – La variation de la section efficace de production de plusieurs processus en fonction de l'énergie pp au centre de masse [43].

pp , le détecteur de vertex (VELO) permet de reconstruire les vertex de production et de désintégration des mésons B [45]. Il est suivi des stations (TT, T1, T2 et T3) conçues pour reconstruire les trajectoires et mesurer les impulsions des particules chargées traversant le détecteur. Ces parties sont détaillées dans la section 3.3. Les deux détecteurs à effet Cherenkov (RICH1 et RICH2) sont primordiales afin de distinguer les kaons, pions et de protons. À la suite du RICH2, se trouve le scintillateur (SPD) suivi par les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL). En outre, l'expérience dispose de cinq sous-détecteurs dédiés aux muons (M1-M5), la première station à muons M1 est placée avant et les quatre autres après le calorimètre. Les sous-détecteurs identifiant les particules sont abordés dans la section 3.4. Enfin, le système de déclenchement, présenté dans la section 3.5, sélectionne les événements importants pour être ensuite analysés.

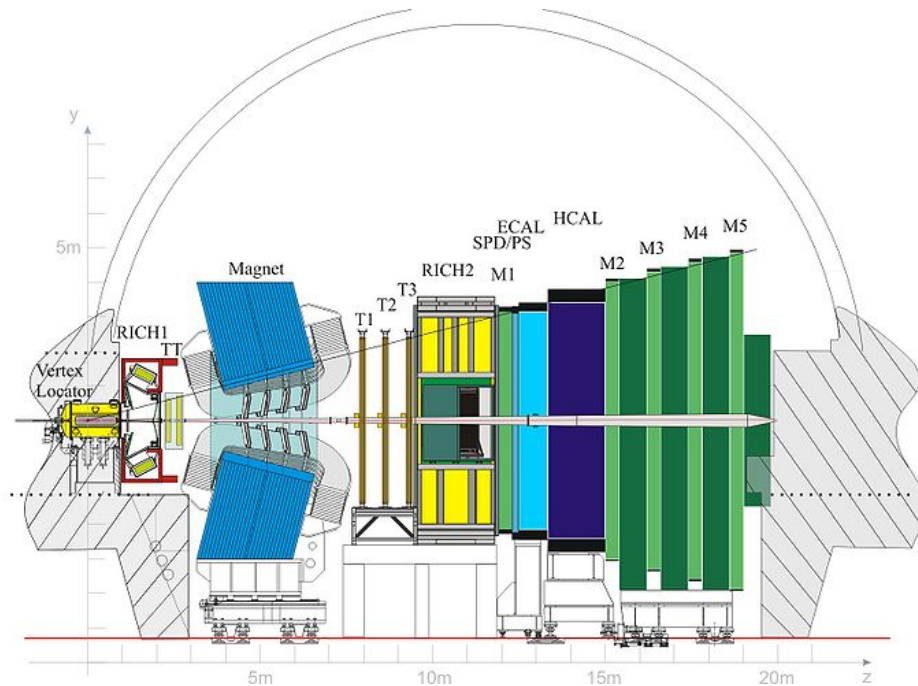


FIGURE 3.5 – Le détecteur LHCb.

3.3 Trajectographe du détecteur LHCb

Le trajectographe permet de mesurer la trajectoire, la charge et l'impulsion des particules chargées. Le trajectographe de LHCb comprend un détecteur de vertex proche du point d'interaction, la station TT [48], un aimant dipolaire et, en aval, les trois stations T1, T2, T3. Ces dernières sont constituées de deux parties. Un détecteur interne (IT) et un détecteur externe (OT) [49] qui utilisent des systèmes de détection différents. L'aimant dipolaire génère un champ magnétique intégré de 4 T.m qui courbe la trajectoire des particules chargées. Il n'est pas supra-conducteur, ce qui permet de diminuer les incertitudes systématiques relatives aux différences droite-gauche en inversant régulièrement sa polarité. Les différents sous-systèmes du trajectographe couvrent l'acceptance du détecteur LHCb.

3.3.1 Détecteur de vertex

Les vertex de production et de désintégration d'un méson B sont utilisés afin de sélectionner les événements de signal dans plusieurs analyses physiques. Dans LHCb, les mésons B volent en moyenne 1 cm à partir du vertex primaire avant de se désintégrer. Pour protéger le VELO des radiations lorsque les faisceaux ne sont pas stables, il se rétracte jusqu'à une distance de 30 mm. Le VELO est constitué de

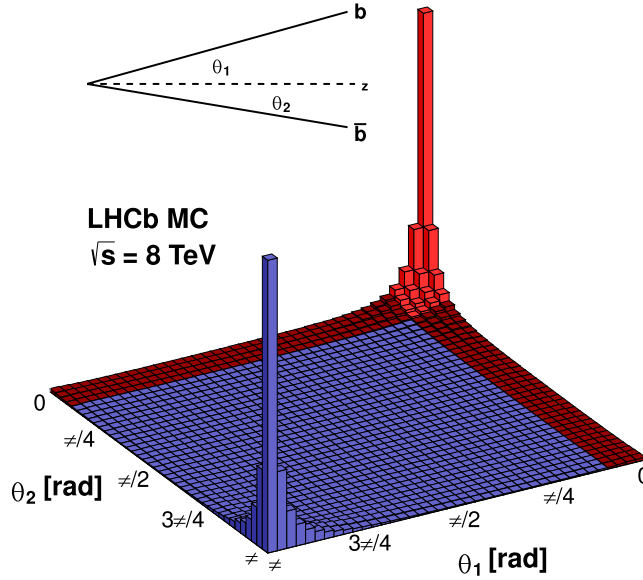


FIGURE 3.6 – La corrélation angulaire entre les quarks b et $\bar{b}$ produits au LHC, selon des données simulées [46, 47]

deux hémisphères, composés chacun de 21 stations de silicium, disposés sur environ 1 m le long de l'axe des faisceaux, comme modélisé par la figure 3.7. Chaque station comporte des modules dits en r et ϕ donnant respectivement les coordonnées cylindriques r et ϕ des traces. Cette base, schématisée par la figure 3.8, permet une reconstruction rapide et efficace du paramètre d'impact des traces utilisées par le système de déclenchement du haut niveau. Pour améliorer la résolution spatiale des vertex primaires, l'espacement entre les pistes de détection augmente le long de l'axe des faisceaux. Le VELO contient deux modules r supplémentaires, placés en amont du point de collision proton-proton, afin de mesurer le nombre de collisions par croisement de faisceaux.

3.3.2 Stations en silicium

Les stations en silicium TT et T1, T2, T3 permettent de reconstruire les trajectoires des particules chargées. Les parties internes de T1, T2 et T3 sont désignées par IT (Inner Tracker). Les stations TT et IT sont constituées de quatre couches de micro-pistes de silicium pour gérer la grande densité de traces et résister aux radia-

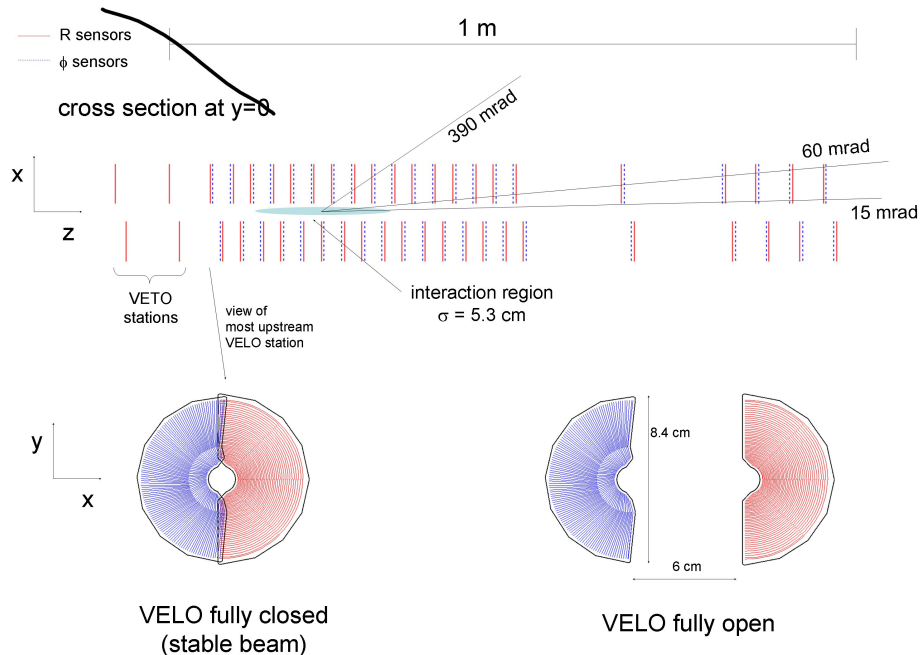


FIGURE 3.7 – Schéma du VELO. La partie supérieure montre les différentes stations lorsque le VELO est entièrement fermé dans le plan (x, z) avec $y = 0$. Les premières stations sont celles du compteur d’empilement (pile-up). Les 21 stations suivantes sont illustrées avec un espacement qui grandit en s’éloignant de la zone d’interaction. Dans la partie inférieure de la figure, le VELO est modélisé en étant fermé à gauche, et ouvert à droite.

807 tions. Les pistes sont distantes de $200 \mu\text{m}$. La première et la quatrième couches sont
808 placées verticalement, tandis que la seconde et la troisième forment un angle de $\pm$
809 5 degrés avec la verticale. Cette configuration est représentée sur la figure 3.9. Elle
810 offre une résolution spatiale de $50 \mu\text{m}$ sur la position et présente plusieurs avan-
811 tages : reconstruction des traces en trois dimensions, réduction de temps de calcul,
812 meilleure efficacité de l’algorithme de reconstruction...

813 3.3.3 Trajectographe externe

814 Le trajectographe est complété par les stations externes dites OT de T1, T2 et
815 T3 [50]. Seule la région interne du trajectographe, où la densité des traces est plus
816 élevée, est fabriquée en utilisant la technologie silicium qui est précise mais chère.
817 La partie externe est formée de tubes à dérives comportant 4 couches. Celles-ci pré-
818 sentent la même géométrie que IT, soit successivement : verticale, $+5$ degrés, -5

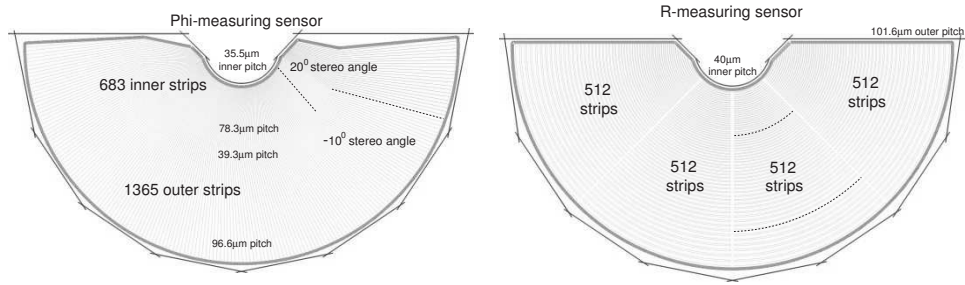


FIGURE 3.8 – Schéma de la géométrie du VELO en ϕ (à droite) et r (à gauche).

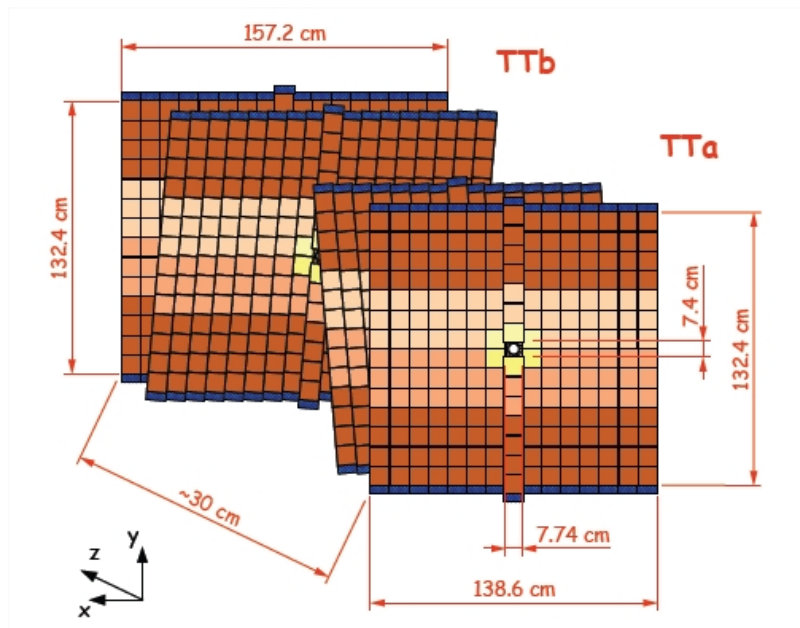


FIGURE 3.9 – Positionnement des différentes couches des stations TT du trajectographe.

degrés, verticale. Chaque couche est composée de plusieurs modules de largeur 34 cm, contenant deux épaisseurs de tubes en quinconce. Chaque tube est un cylindre en kapton et aluminium au centre duquel se situe un fil d'anode métallique. Ils sont remplis avec un mélange d'argon à 70% et de CO₂ à 30%, comme schématisé sur la figure 3.10. Les électrons, ionisés par les particules chargées traversant ces stations, sont collectés en un temps de dérive inférieur à la durée entre deux croisements de faisceaux au LHC, soit 25 ns. La résolution sur la coordonnée de dérive est inférieure à 200 μm .

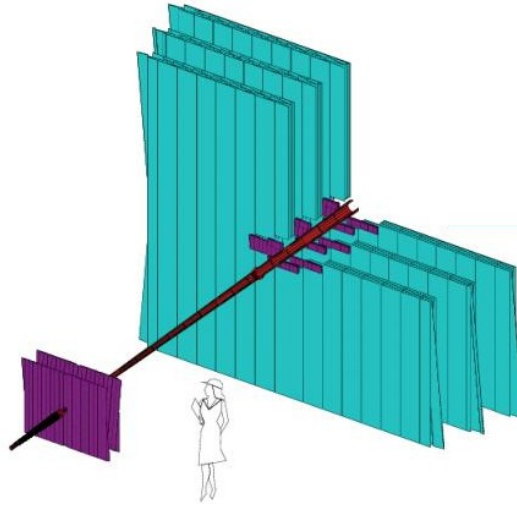


FIGURE 3.10 – Les stations TT et T1-T3 du trajectographe. Le violet indique la partie fabriquée en silicium, alors que la partie bleu-verte représente l'utilisation des tubes en quinconce.

3.3.4 Algorithme de reconstruction des traces

Tous les impacts dans le trajectographe sont fournis à un algorithme afin de reconstruire les trajectoires des particules [51]. L'algorithme de reconstruction recherche d'abord les graines de traces, laissées par les particules chargées dans le VELO et la station TT. Le champ magnétique de l'aimant ne change presque pas la trajectoire des particules chargées dans le VELO. Les traces détectées dans le VELO sont extrapolées pour déterminer les trajectoires dans la station TT, puis dans les stations T1, T2 et T3. La deuxième étape consiste à évaluer la qualité des traces trouvées. Les traces sont ajustées par la technique du filtre de Kalman. Ce dernier renvoie, pour chaque trace, le paramètre χ^2 pour qualifier la qualité de la trace. Les traces ayant la meilleure impulsion et meilleure résolution sur le paramètre d'impact sont utilisées dans les analyses physiques. Ce système dispose d'une résolution en impulsion, σ_p/p , qui va de 0.4% à 5 GeV/c jusqu'à 0.6% à 100 GeV/c et une résolution sur le paramètre d'impact d'environ 15 μm pour les traces de grandes impulsions transverses, à savoir de 5 à 100 GeV/c.

3.4 Identification des particules dans LHCb

Plusieurs sous-détecteurs sont utilisés afin d'identifier les particules produites des désintégrations des mésons B comme illustré sur la figure 3.11. Dans la suite, nous détaillons les détecteurs à effet Cherenkov [52], les calorimètres [53] puis les

détecteurs à muons [54].

3.4.1 Détecteurs à effet Cherenkov

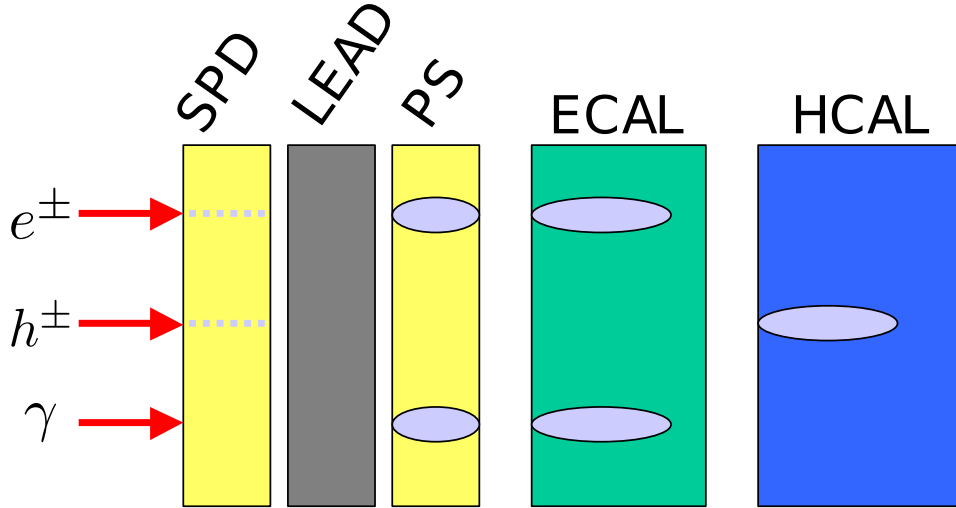


FIGURE 3.11 – L'énergie déposée dans les différentes parties du calorimètre par les électrons, hadrons chargés et photons. Les lignes pointillées représentent le dépôt d'énergie, les ellipses indiquent les gerbes.

LHCb dispose de deux détecteurs à effet Cherenkov qui servent à identifier les particules chargées. L'effet Cherenkov se produit quand une particule traverse un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. La particule relativiste émet une lumière sous forme d'un cône dont l'angle d'ouverture θ_c dépend de la vitesse de cette particule comme illustré par la figure 3.12. En mesurant l'angle θ_c , on peut déterminer la vitesse de la particule. Connaissant son impulsion grâce au trajectographe, on en déduit sa masse. La particule est alors identifiée. Le premier RICH est placé avant l'aimant, entre le détecteur de vertex et la station TT du trajectographe. Les particules ayant une faible impulsion ($1 - 60 \text{ GeV}/c$) sont identifiées par le premier RICH, grâce à de l'aérogel et à du gaz C_4F_{10} . Le second RICH est installé entre l'aimant et les calorimètres. Il utilise le CF_4 comme milieu radiateur afin de détecter les particules de hautes impulsions, soient entre 15 et $100 \text{ GeV}/c$. Des miroirs sphériques réfléchissent les photons Cherenkov vers des miroirs plans. Ces photons sont ensuite collectés par des photomultiplicateurs hybrides (HPD), qui disposent d'une photocathode pour les convertir en électrons, comme schématisé sur la figure 3.13. Ces sous-détecteurs assurent une efficacité typique d'identification de kaons de 95%, ainsi qu'une probabilité de mauvaise identification des kaons est de 5%.

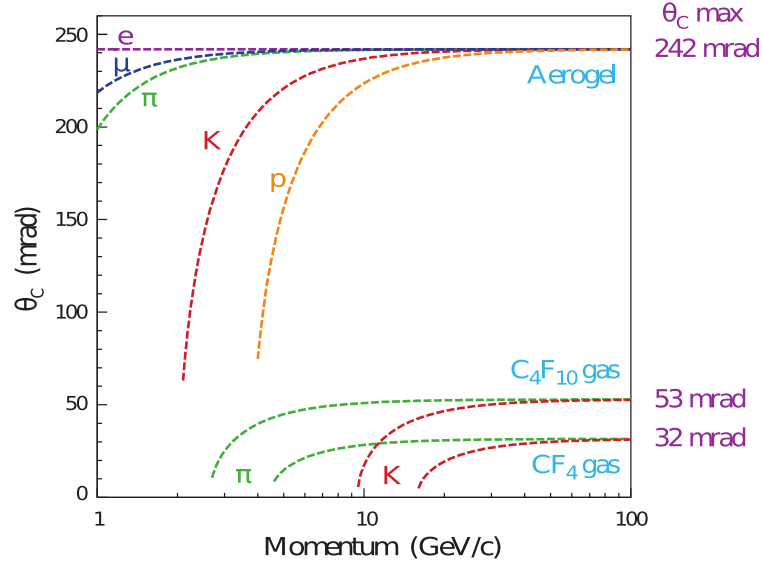


FIGURE 3.12 – L'angle de l'effet Cherenkov en fonction de l'impulsion de différentes particules dans les milieux radiateurs de RICH1 et RICH2 [55].

3.4.2 Calorimètres

Les calorimètres contribuent à l'identification des électrons, photons et hadrons tout en mesurant leur énergie et position. Les quatre sous-détecteurs destinés à la calorimétrie suivent le même principe de base : après avoir traversé le second détecteur à effet Cherenkov et la première station à muons M1, les particules franchissent le scintillateur SPD. Ce dernier différencie les particules chargées des particules neutres. Si les particules sont électromagnétiques, elles engendrent une gerbe dans une plaque de plomb de 12 mm d'épaisseur, placée après le SPD. Le détecteur de pied de gerbe PS permet ensuite d'identifier la nature hadronique ou électromagnétique de la particule suivant la forme de la gerbe déposée dans la plaque de plomb. Les particules arrivent ensuite dans le calorimètre électromagnétique (ECAL) puis dans le calorimètre hadronique (HCAL). Les deux sont formés d'éléments denses tels que le plomb ou le fer. Les particules y créent des gerbes qui sont détectées par des scintillateurs. Ceux-ci émettent des photons transmis à des photomultiplicateurs. Le ECAL contient les gerbes électromagnétiques, avec une résolution de :

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

où $\oplus$ désigne une somme en quadrature.

Les gerbes hadroniques sont arrêtées dans le HCAL, sa résolution est donnée par :

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

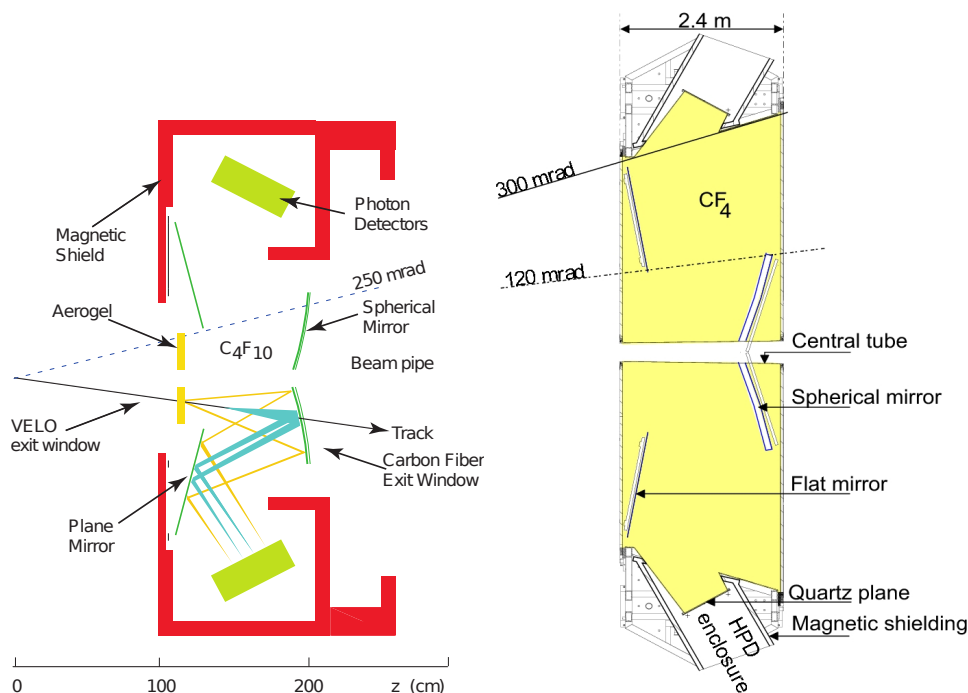


FIGURE 3.13 – Le fonctionnement du détecteur à effet Cherenkov RICH1 est illustré à gauche, celui du RICH2 à droite.

Les électrons sont identifiés avec une efficacité typique de 90%, la probabilité d'associer un électron à une particule hadronique est de 5%.

3.4.3 Système à muons

Le système à muons est composé de cinq stations de forme rectangulaire (M1-M5), placées le long de l'axe des faisceaux. La première station est située en amont des calorimètres, elle est donc traversée par un flux important de particules. Les muons étant très pénétrants, les autres stations sont placées à l'extrémité du détecteur. Les muons ayant une impulsion supérieure à $5 \text{ GeV}/c$ peuvent traverser l'épaisseur de fer de 80 cm qui séparent les différentes chambres à muons. Plus que 99% de la surface totale de ce système est équipée de chambres proportionnelles multifils (MWPC) avec un mélange gazeux de $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (40 :55 :5). La partie interne de la station M1 est formée de 24 détecteurs GEM (Gas Electron Multiwire) à triple couche avec un mélange de $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45 :15 :40).

Le système à muons est conçu pour fonctionner avec une efficacité supérieure à 99% et un niveau de bruit inférieur à 1 kHz. Les chambres à muons fournissent des informations au système de déclenchement niveau-0 et à l'identification des muons

de grandes impulsions transverses dans plusieurs analyses, telles $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$.

3.4.4 Algorithmes d'identification des particules

L'identification des kaons, pions et muons joue un rôle primordial dans l'étude des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$. En utilisant les informations recueillies par les calorimètres et les détecteurs à effet Cherenkov, une fonction de vraisemblance hypothéquant sur la nature de la particule est développée. Elle est définie comme :

$$\Delta LL_{x\pi} = \ln L_x - \ln L_\pi. \quad (3.2)$$

Cette fonction est maximisée pour chaque hypothèse : kaon, proton et pion. Si $\Delta LL_{x\pi} > 0$, alors la trace reconstruite ressemble plus à une particule x qu'à un pion. D'autre part, la stratégie d'identification des muons est divisée en deux étapes :

- une sélection lâche des candidats de muons en fonction de leur pénétration à travers les calorimètres et les stations à muons, offre une bonne efficacité tout en réduisant la probabilité d'une erreur d'identification au niveau du pour cent ;
- une fonction de vraisemblance, appelée $\Delta LL_{\mu\pi}$, qui teste l'hypothèse qu'une particule soit un muon est utilisée comme variable discriminante. Cette étape est basée sur les trajectoires des particules chargées, reconstruites avec une grande précision dans le trajectographe.

Cet algorithme permet d'atteindre une efficacité d'identification des muons de 97%. Un pion peut être mal identifié comme un muon avec une probabilité de $(1 - 3)\%$. Ces fonctions de vraisemblance sont utilisées dans la sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ (cf. table A.1).

3.5 Système de déclenchement

L'expérience LHCb fonctionne à une luminosité plus faible que les expériences ATLAS et CMS. La principale raison pour cela est de limiter le nombre d'interactions par collision, dit empiement, à un ou deux tout au plus, ce qui protège les sous-détecteurs des radiations et est essentiel pour le programme physique de LHCb. En effet, un nombre limité d'interactions par collision facilite la reconstruction de traces et permet de mesurer le temps de vie des mésons B et d'étiqueter leurs saveurs de manière rapide et efficace. En outre, la majorité des canaux étudiés dans LHCb comportent des hadrons dans l'état final. Ainsi, avoir un faible empiement est crucial pour la sélection des événements intéressants. Le taux d'événements au LHC est très grand, de 40 MHz. Le système de déclenchement sélectionne les événements contenant des candidats intéressants. Il permet ainsi de réduire les données

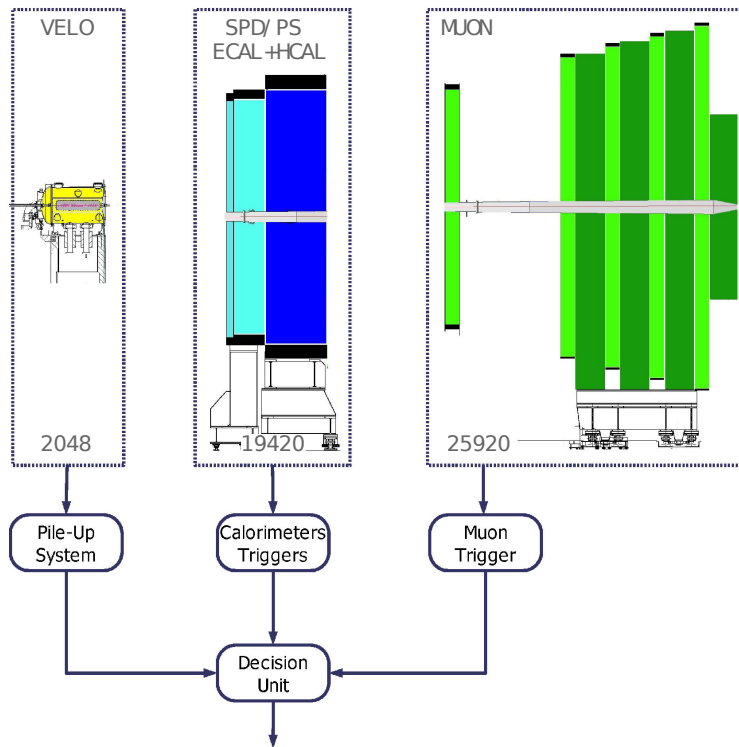


FIGURE 3.14 – Représentation du système à déclenchement de niveau 0.

de 40 MHz à 5 kHz pour les analyser [56]. Il est composé de deux niveaux. Le premier, L0, utilise un système électronique dédié basé sur les réponses de quelques sous-détecteurs. Ce premier niveau réduit la fréquence des événements de 40 MHz à 1 MHz, dont 400 kHz dédiés à des événements contenant des muons. Puis le second niveau du système de déclenchement performe une sélection plus raffinée via un logiciel tournant sur une large ferme de calcul. Ceci réduit la fréquence des événements écrits sur bande à 5 kHz.

3.5.1 Système de déclenchement de niveau 0 : L0

Le système de déclenchement de niveau 0 est destiné à réduire en temps réel la fréquence des événements à un taux inférieur à 1 MHz [57]. Il est représenté sur la figure 3.14. Le nombre d'événements qui passent le L0 est d'environ 450 kHz pour les hadrons chargés, 400 kHz pour les muons et 150 kHz pour les électrons et les photons. En général, le L0 permet de sélectionner les électrons, photons et hadrons ayant de hautes énergies transverses et des muons avec une grande impulsion transverse. Par exemple, la ligne Muon sélectionne les muons ayant une impulsion transverse supérieure à 1480 MeV/c. Avant de transférer les candidats sélectionnés

929 au niveau suivant, le système de déclenchement de niveau 0 utilise les informa-
930 tions du SPD et du compteur d’empilement afin d’éliminer les événements ayant un
931 nombre de traces trop important.

932 3.5.2 Système de déclenchement de haut niveau : HLT

933 Ce niveau exécute des algorithmes de sélection sur les événements qui ont passé
934 le niveau L0 [58]. En premier lieu, le taux d’événements est réduit jusqu’à 30 kHz
935 par le premier niveau du HLT, dit HLT1. Cette sélection est faite en utilisant toutes
936 les données recueillies par le trajectographe. À ce stade, le niveau 2 du système de
937 déclenchement (HLT2) permet la reconstruction globale des événements sélection-
938 nés. Ainsi, ce niveau sélectionne de manière inclusive ou exclusive les différentes
939 désintégrations étudiées dans LHCb. À la fin de ce processus, la fréquence des évè-
940 nements finalement enregistrés diminue jusqu’à 5 kHz.

941 3.6 Simulation et analyse des données

942 Dans LHCb, la simulation est assurée par des logiciels, en C++, inclus dans un
943 environnement général nommé GAUDI. Les échantillons de données Monte Carlo
944 utilisés dans l’analyse $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ sont générés via PYTHIA 6.4 [59] qui simule
945 les collisions proton-proton. Les désintégrations des mésons B sont effectuées par
946 EvtGen [60]. Tous ces logiciels de génération font partie du logiciel GAUSS [61].
947 Après la phase de génération, le logiciel PHOTOS simule l’émission de photons
948 radiatifs. Puis, GEANT4 simule la réponse du détecteur suite à l’interaction des
949 particules [62]. Le logiciel Boole a pour but la digitisation des événements, qui
950 consiste à simuler la réponse électronique des sous-détecteurs. À ce stade, la si-
951 mulation produit des données dans le même format que les données collectées par
952 LHCb. Les prochaines étapes présentées sont appliquées sur les données réelles et si-
953 mulées. D’abord, le logiciel Brunel reconstruit complètement les événements. Après
954 la reconstruction, les événements sont enregistrés en format de Data Summary Tape
955 (DST). Finalement, DaVinci est le logiciel d’analyse [63]. Il assure la sélection des
956 désintégrations intéressantes, puis l’enregistrement des données sous forme de fi-
957 chiers « root » utilisés dans cette analyse.

958 3.7 Résumé

959 Le détecteur LHCb a été conçu pour réaliser le programme physique de l’expé-
960 rience, à savoir l’étude des hadrons B et D . La très bonne qualité des données col-
961 lectées par LHCb est due aux caractéristiques exceptionnelles du détecteur LHCb,

abordées dans ce chapitre. En effet, l'excellente résolution temporelle du trajectographe permet de résoudre l'oscillation rapide du système $B_s^0-\bar{B}_s^0$. La bonne résolution sur l'impulsion permet de calculer précisément la masse des mésons B et les variables angulaires. Les systèmes d'identification des particules fournissent une excellente séparation des kaons et des pions. Cela est employé dans la sélection du signal et l'étiquetage de la saveur des mésons B . Dans ce chapitre, nous avons également présenté la simulation dans LHCb ainsi que les logiciels d'analyse physique. Cette thèse utilise l'intégralité des données enregistrées par LHCb en 2011 et 2012, soit 3 fb^{-1} de luminosité intégrée (figure 3.15). La luminosité instantanée pour le détecteur LHCb était de $4 \times 10^{32}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En 2013, le LHC a été arrêté pour redémarrer en 2015 avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Ce redémarrage va nous permettre de collecter de nouvelles données et d'entrer dans une nouvelle phase de la recherche en physique des particules où les résultats seront plus précis et apporteront d'éventuelles réponses sur la Nouvelle Physique. Pendant la phase de mise à jour qui commencera en 2019, LHCb devrait enregistrer des collisions avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. La luminosité instantanée sera de l'ordre de $10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Après dix ans de prise de données, LHCb aura 50 fb^{-1} . Dans le chapitre suivant, nous allons aborder la présélection ainsi que la sélection hors ligne (offline) appliquées sur les événements qui ont passé les coupures du système de déclenchement.

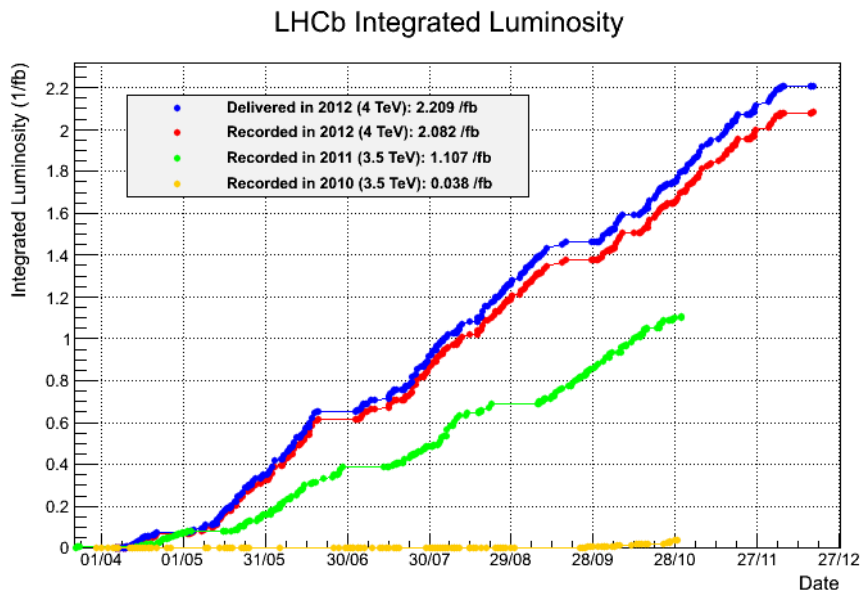


FIGURE 3.15 – Luminosités intégrées délivrées et enregistrées par le détecteur LHCb durant les années 2010, 2011 et 2012.

Chapitre 4

Analyse de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$

*“Experience has shown, and a true philosophy will always show,
that a vast, perhaps the larger portion of the truth arises from
the seemingly irrelevant.”*

Edgar Allan Poe

Dans ce chapitre, nous détaillons l’analyse du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ ($\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$) afin de mesurer les paramètres nécessaires à l’étude des processus pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s violant la symétrie CP .

Nous avons expliqué dans le chapitre 2 que nous avons besoin de l’asymétrie CP directe dépendante de polarisation, des fractions de polarisations ainsi que du rapport d’embranchement des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ [4].

Dans ce canal, le méson B_s^0 est un pseudo-scalaire se désintégrant en deux mésons vecteurs J/ψ et $\bar{K}^{*0}$. Par conséquent, une analyse angulaire est requise afin de mesurer les amplitudes de polarisations et les phases fortes en tenant compte de la présence des ondes S et P dans le système $K\pi$. Nous effectuons un ajustement de la masse invariante ($J/\psi K^- \pi^+$), puis nous utilisons la technique $sPlot$ afin de soustraire le bruit de fond. Nous ajustons ensuite les distributions angulaires des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ dans quatre bins de masse $K\pi$ afin de tenir compte de la variation de l’onde S avec la masse dans le système $K\pi$. La définition des bins $m_{K\pi}$ est donnée dans la table 4.1. Nous analysons l’échantillon de 3 fb^{-1} de données collectées par le détecteur LHCb durant le Run I. Cet échantillon est divisé selon la charge du kaon dans l’état final dans le but de déterminer l’asymétrie CP directe.

Dans la section 4.1, nous présentons brièvement la sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Les différents bruits de fond sont présentés dans la section 4.2. Puis, nous expliquons l’ajustement de la masse dans la section 4.4 ainsi que la soustraction de bruit de fond par la méthode $sPlot$ dans 4.5. L’analyse angulaire est décrite dans la section 4.6, l’asymétrie CP directe en fonction des différents états de polarisations de l’état final dans la section 4.7. Nous validons la cohérence de notre analyse avec des

1011 pseudo-expériences dans la section 4.8. Après avoir présenté nos résultats dans la
 1012 section 4.9, nous détaillons les incertitudes systématiques dans la section 4.10. En-
 1013 fin, nous appliquons notre analyse sur le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ dans la section 4.11.

1014 4.1 Sélection

1015 La sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ consiste en deux étapes : un ensemble
 1016 de coupures rectangulaires utilisées pour réduire la taille des échantillons à un ni-
 1017 veau gérable, et un arbre de décision boosté, de type BDTG [64], pour optimiser
 1018 le rapport signal sur bruit de fond. Les coupures rectangulaires consistent à exiger
 1019 une bonne séparation entre les vertex primaire et secondaire, une cohérence entre
 1020 l'impulsion du méson B_s^0 et sa direction de vol ainsi qu'une bonne identification des
 1021 kaons et des pions. De plus, des critères sur les impulsions des particules sont appli-
 1022 qués. Des informations supplémentaires concernant la sélection sont données dans
 1023 l'appendice A.

1024 L'algorithme de BDTG est entraîné en utilisant la simulation pour le signal et
 1025 les vraies données pour le bruit de fond. Cet algorithme utilise principalement des
 1026 informations sur le temps de vol, l'impulsion transverse et le paramètre d'impact
 1027 par rapport au vertex de production des candidats B_s^0 (B^0) [65]. La fenêtre de masse
 1028 pour le signal B_s^0 est de $20 \text{ MeV}/c^2$ autour de sa masse nominale ($5366.3 \text{ MeV}/c^2$).
 1029 Les évènements du bruit de fond sont choisis dans la région de masse comprise entre
 1030 $5401.3 \text{ MeV}/c^2$ et $5700 \text{ MeV}/c^2$.

1031 Enfin, une coupure est appliquée sur le BDTG pour obtenir l'échantillon final. Cette
 1032 coupure est optimisée de manière indépendante pour 2011 et 2012, de telle sorte
 1033 qu'elle maximise la variable suivante [66] :

$$F(W_i) = \frac{(\sum W_i)^2}{\sum W_i^2}. \quad (4.1)$$

1034 Dans cette équation, W_i représente le poids de chaque évènement (cf. section 4.5).
 1035 La valeur de $F(W_i)$ correspond au nombre effectif du signal. Cette technique permet
 1036 d'isoler 68 100 évènements dans les données collectées en 2011. Dans l'échantillon
 1037 de 2012, 147 760 évènements ont été sélectionnés.

TABLE 4.1 – Définitions des quatre bins $m_{K\pi}$ (en MeV/c^2).

Bin 0	Bin 1	Bin 2	Bin 3
$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$	$861 < m_{K\pi} \leq 896$	$896 < m_{K\pi} \leq 931$	$931 < m_{K\pi} \leq 966$

4.2 Description des bruits de fond

Dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, on distingue deux types de bruits. Le premier est dit combinatoire, sa masse est modélisée par une loi exponentielle décroissante. Ce bruit de fond peut être étudié dans les bandes latérales de la masse invariante $J/\psi \bar{K}^{*0}$. Néanmoins, il est très important de vérifier si d'autres bruits de fond, non combinatoires, sont présents.

Les bruits de fond non combinatoires sont plus dangereux car leurs distributions de masse piquent dans la même région que celles des B_s^0 et B^0 . Ces structures ne sont pas visibles dans les bandes latérales de la masse, donc elles doivent être étudiées dans les données simulées.

Les études MC montrent que plusieurs bruits de fond de type $B_{s,d}^0 \rightarrow J/\psi h^+ h^-$, tels que $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ contribuent. Les distributions de masses invariantes des événements $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ mal identifiés forment un pic proche de celui du signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi K \pi$. Les événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ mal identifiés sont situés presque sous le pic du signal $B^0 \rightarrow J/\psi K \pi$. Notons qu'une mauvaise hypothèse de masse dépend des impulsions des particules filles. Par conséquent, la distribution de masse de chacun de ces bruits de fond dépend de la distribution angulaire. Pour ces raisons, les événements de bruits de fond mal identifiés sont exclus de la procédure $_sPlot$ (cf. section 4.5).

Afin de se débarrasser de ces espèces sans altérer l'ajustement angulaire, nous décidons de les supprimer en introduisant des événements MC dans les données réelles, avec un poids négatif. Ces événements de bruit de fond sont simulés en utilisant un modèle d'espace de phase, et sont ensuite pondérés par des poids calculés selon les analyses d'amplitudes de ces désintégrations [67, 68, 69]. La somme des poids de chaque espèce est normalisée de telle sorte que les événements simulés injectés annulent le nombre d'événements attendus pour cette espèce dans les données réelles (cf. table 4.2).

Un autre type de bruit de fond provient des désintégrations du baryon Λ_b^0 , à savoir $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$. Le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ est statistiquement soustrait, comme les bruits de fond abordés ci-dessus, en injectant des événements simulés à partir du modèle figurant dans [70]. Les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ sont traitées autrement dans l'ajustement de masse. En effet, les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ sont ajoutés comme une espèce supplémentaire à la procédure $_sPlot$. Cela est justifié par le fait que la structure d'amplitude n'est pas complètement connue [71]. De plus, le pic de masse $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ dans le spectre $J/\psi K \pi$ est plus large que ceux des autres bruits de fond ce qui permet d'inclure cette espèce dans la procédure $_sPlot$. Nous utilisons la fonction Amoroso [72] afin de décrire la masse $J/\psi K \pi$ provenant des événements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ mal identi-

TABLE 4.2 – Le nombre d'évènements obtenus dans la simulation pour chaque type de bruit de fond dans une fenêtre de masse $K\pi$ de $\pm 70 \text{ MeV}/c^2$.

Espèce	2011	2012
$B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	51 ± 10	115 ± 23
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	9.3 ± 2.1	25.0 ± 5.4
$B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$	10.1 ± 2.3	19.2 ± 4.0
$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$	36 ± 17	90 ± 43
$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$	13.8 ± 5.3	27.3 ± 9.0

1077 fiés, comme illustré sur la figure 4.1. Les valeurs des paramètres de cette distribution
1078 sont obtenues, pour chaque bin $m_{K\pi}$, dans les données simulées et sont ensuite fixées
1079 dans l'ajustement de masse nominal. Les taux attendus pour les deux désintégrations
1080 $B_{s,d}^0 \rightarrow J/\psi h^+ h^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p h^-$ sont donnés dans la table 4.2.

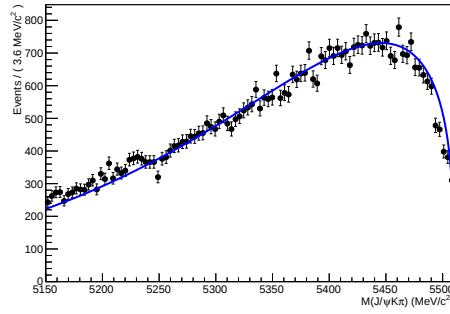


FIGURE 4.1 – Ajustement de la distribution des évènements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ dans les vraies données (points noirs) avec une fonction Amoroso (ligne bleue).

4.3 Méthode de maximum de vraisemblance étendue

Avec la méthode de vraisemblance, un ou plusieurs paramètres inconnus $\vec{\lambda}$ représentant des quantités physiques peuvent être estimés à partir de variables, $\vec{x}$. La prédiction théorique pour la distribution de l'ensemble des variables $\vec{x}$ est appelée la fonction de densité de probabilité (probability density function, PDF). La PDF dépend des paramètres inconnus $\vec{\lambda}$ et doit respecter la condition de normalisation :

$$\int_D f(\vec{x}; \vec{\lambda}) d\vec{x} = 1. \quad (4.2)$$

D est le domaine dans lequel se trouve $\vec{x}$. La fonction de vraisemblance d'un échantillon de N évènements est définie comme le produit des PDFs de chaque évènement :

$$\vec{\mathcal{L}}(\vec{\lambda}) = f(\vec{x}_1; \vec{\lambda}) \cdot f(\vec{x}_2; \vec{\lambda}) \dots f(\vec{x}_N; \vec{\lambda}) = \prod_{i=1}^N f(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (4.3)$$

La meilleure estimation $\vec{\hat{\lambda}}$ des paramètres inconnus $\vec{\lambda}$ maximise la fonction $F(\vec{\lambda})$. En pratique, l'opposé du logarithme de la fonction $\vec{\mathcal{L}}(\vec{\lambda})$ est utilisé de telle sorte que la fonction :

$$F(\vec{\lambda}) = -\ln \mathcal{L}(\vec{\lambda}) = -\sum_{i=1}^N \ln f(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (4.4)$$

est minimisée. Cette procédure est plus stable numériquement. Généralement, nous avons besoin de connaître le nombre d'évènements. Par conséquent, la méthode de maximum de vraisemblance est étendue afin d'inclure la probabilité, décrite par une loi de Poisson, d'avoir N occurrences quand le nombre moyen d'occurrences est ν :

$$\mathcal{L}(\nu, \vec{\lambda}) = \frac{e^{-\nu} \nu^N}{N!} \prod_{i=1}^N f(\vec{x}_i; \vec{\lambda}) = \frac{e^{-\nu}}{N!} \prod_{i=1}^N \nu f(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (4.5)$$

Dans un échantillon de données réaliste, nous avons plusieurs espèces d'évènements, n_s . Dans ce cas, l'équation 4.5 est généralisée telle que :

$$\mathcal{L}(\vec{n}, \vec{\lambda}) = \frac{e^{-\sum_{j=1}^{n_s} N_j}}{N!} \prod_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^{n_s} N_j f_j(\vec{x}_i; \vec{\lambda}) \right), \quad (4.6)$$

où N_j est le nombre d'évènements dans l'espèce j .

Dans cette analyse, la minimisation de $F(\vec{\lambda})$ est effectuée par Minuit [73].

Les éléments de la matrice de corrélation G entre les paramètres λ sont donnés par :

$$G_{ik} = \frac{\partial^2 F}{\partial \lambda_i \partial \lambda_k}. \quad (4.7)$$

1102 Pour un large nombre d'évènements ($N \rightarrow \infty$), la distribution de probabilité, corres-
 1103 pondant aux paramètres $\vec{\lambda}$, déterminée dans l'ajustement, est gaussienne. Dans ce
 1104 cas, l'incertitude sur chaque paramètre λ est donnée par :

$$\sigma = \left(\frac{d^2 F}{d\lambda^2} \Big|_{\hat{\lambda}} \right)^{-1/2}. \quad (4.8)$$

1105 Pour un paramètre λ , la différence entre les logarithmes de fonction de vraisem-
 1106 blance est définie telle que :

$$\Delta \ln \mathcal{L}(\lambda_i) = - \left[\ln \mathcal{L}(\hat{\lambda}_i) - \ln \mathcal{L}(\lambda_i) \right]. \quad (4.9)$$

1107 où $\hat{\lambda}_i$ est la meilleure estimation du paramètre λ déterminée via un ajustement sur les
 1108 données. La signification statistique en nombre d'écarts types (N_σ) de la différence
 1109 de vraisemblance en logarithme ($\Delta \ln \mathcal{L}(\lambda_i)$), s'exprime par :

$$N_\sigma = \sqrt{2 \Delta \ln \mathcal{L}(\lambda_i)}. \quad (4.10)$$

1110 4.4 Modélisation de la masse

1111 En premier lieu, nous expliquons le modèle utilisé afin de décrire la masse inva-
 1112 riante ($J/\psi K^- \pi^+$), puis nous donnons les résultats de l'ajustement.

1113 4.4.1 Formalisme

1114 L'ajustement de masse est effectué dans 4 bins de $m_{K\pi}$ divisés chacun en 5 bins
 1115 de $\cos \theta_\mu$, ce qui fait 20 bins au total. Les bins $m_{K\pi}$ et $\cos \theta_\mu$ sont respectivement
 1116 donnés dans les tables 4.1 et 4.3. Les angles d'hélicité sont désignés par $(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h)$
 1117 et leur définition est représentée sur la figure 1.9 (chapitre 1).

1118 Les masses des mésons B_s^0 et B^0 sont modélisées par une fonction Hypatia [74].
 1119 Cette dernière est une fonction hyperbolique généralisée au centre avec des queues
 1120 de Crystal Ball (CB) [75]. La queue du côté droit de la fonction Hypatia permet
 1121 de tenir compte des évènements mal reconstruits ainsi que des photons radiatifs qui
 1122 deviennent plus visibles après l'application de contraintes sur la masse du J/ψ [74].
 1123 La fonction Hypatia est définie telle que :

$$I(m, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta, a_1, a_2, n_1, n_2) \propto \begin{cases} \frac{A}{(B+m-\mu)^{n_1}}, \text{ si } m - \mu < -a_1 \sigma \\ \frac{C}{(D+m-\mu)^{n_2}}, \text{ si } m - \mu > a_2 \sigma \\ \left(((m - \mu)^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}\lambda - \frac{1}{4}} e^{\beta(m-\mu)} K_{\lambda - \frac{1}{2}} \left(\alpha \sqrt{(m - \mu)^2 + \delta^2} \right) \right), \text{ sinon,} \end{cases} \quad (4.11)$$

TABLE 4.3 – Définitions des cinq bins $\cos \theta_\mu$.

Bin	Définition
0	$-1.0 \leq \cos \theta_\mu \leq -0.6$
1	$-0.6 < \cos \theta_\mu \leq -0.2$
2	$-0.2 < \cos \theta_\mu \leq 0.2$
3	$0.2 < \cos \theta_\mu \leq 0.6$
4	$0.6 < \cos \theta_\mu \leq 1.0$

où $K_\nu(z)$ est une fonction de Bessel modifiée de second type.

Les paramètres $\delta \equiv \sigma \sqrt{\frac{\zeta K_\lambda(\zeta)}{K_{\lambda+1}(\zeta)}}$, $\alpha \equiv \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\zeta K_{\lambda+1}(\zeta)}{K_\lambda(\zeta)}}$, et A, B, C, D sont obtenus en imposant la continuité et la différentiabilité.

Les paramètres β et ζ sont fixés à zéro. Les paramètres a_1 and n_1 décrivent la queue gauche de la fonction Hypatia et sont extraits, avec les paramètres a_2 , n_2 et λ , du MC et ensuite fixés dans l'ajustement.

Certains des paramètres de la fonction Hypatia, décrivant les événements B_s^0 et B^0 , dépendent de la masse invariante $m_{K\pi}$. Ces paramètres sont fixés dans l'ajustement de la masse invariante $J/\psi K\pi$. De ce fait, nous décidons de diviser la masse $m_{K\pi}$ en 4 bins. Nous nous servons de l'ajustement de la masse invariante dans la procédure $sPlot$ permettant de calculer un poids pour chaque événement dans l'échantillon de données. Ces poids sont ensuite utilisés dans l'ajustement angulaire. Cependant, la masse invariante $J/\psi K^- \pi^+$ est corrélée avec la variable $\cos \theta_\mu$, ce qui peut affecter la procédure $sPlot$. Puisque ces corrélations ne sont pas explicitement prises en compte lors du calcul des poids, nous divisons chaque bin $m_{K\pi}$ en 5 bins de $\cos \theta_\mu$.

4.4.2 Résultats de l'ajustement de la masse

Nous effectuons 20 ajustements indépendants de la masse invariante $m(J/\psi K^- \pi^+)$ en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance étendue présentée dans la section 4.3. Dans l'ajustement de masse, les paramètres physiques dans l'équation 4.6 sont :

$\vec{\lambda}_{\text{phys}} = (k_{\text{bkg}}, \mu_{B^0}, \mu_{B_s^0}, \sigma_{B^0}, \sigma_{B_s^0}, N_{B^0}, N_{B_s^0}, N_{\text{bkg}}, N_{\Lambda p \pi})$. Le paramètre k_{bkg} décrit le bruit de fond combinatoire, tandis que μ_{B^0} et σ_{B^0} sont les paramètres de la fonction Hypatia modélisant les événements $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Il en est de même pour les paramètres $\mu_{B_s^0}$ et $\sigma_{B_s^0}$. Le nombre d'événements de l'espèce k est noté N_k . Dans notre cas, nous avons quatre espèces, à savoir $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ et le bruit de fond combinatoire. Chaque ajustement est effectué dans un bin de $m_{K\pi}$ et $\cos \theta_\mu$. Un ajustement simultané des 20 bins montre qu'il

1153 n'y a pas de corrélations significatives entre les différents bins. Cet ajustement nous
 1154 permet d'extraire le nombre d'évènements de chaque *catégorie* de signal et bruit de
 1155 fond. Pour obtenir le nombre total des évènements B_s^0 et B^0 , nous additionnons le
 1156 nombre de ces évènements, obtenus dans chaque bin, ce qui donne :

$$\begin{aligned} N_{B^0} &= 208656 \pm 462_{-76}^{+78}, \\ N_{B_s^0} &= 1808 \pm 51_{-33}^{+38}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

1157 Les premières incertitudes sont statistiques et sont obtenues à partir de la somme
 1158 quadratique de celles dans chaque sous-ensembles d'ajustement, les secondes cor-
 1159 respondent aux incertitudes systématiques. Les corrélations entre les nombres d'évè-
 1160 nements B_s^0 et B^0 sont inférieures à 4% dans tous les sous-ensembles d'ajustement.
 1161 Par conséquent, nous négligeons ces corrélations dans le calcul du rapport suivant :

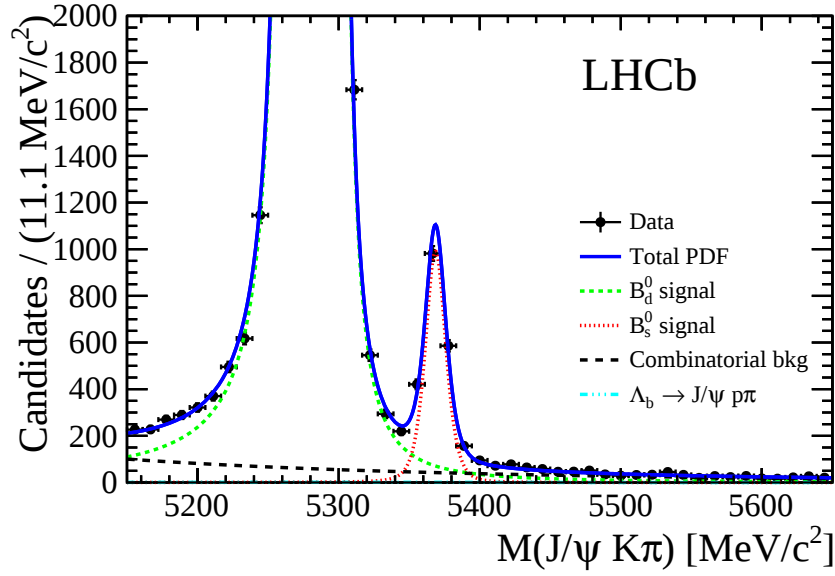
$$\frac{N_{B_s^0}}{N_{B^0}} = (8.66 \pm 0.24_{-0.16}^{+0.18}) \times 10^{-3}. \quad (4.13)$$

1162 Ce rapport sera utilisé dans le chapitre suivant afin de déterminer le rapport
 1163 d'embranchement du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Les résultats complets de chaque ajuste-
 1164 ment sont donnés dans l'appendice B. La figure 4.2 montre la somme des projections
 1165 de l'ajustement dans chaque bin superposées au spectre de masse ($J/\psi K^- \pi^+$) pour
 1166 la totalité de l'échantillon de données.

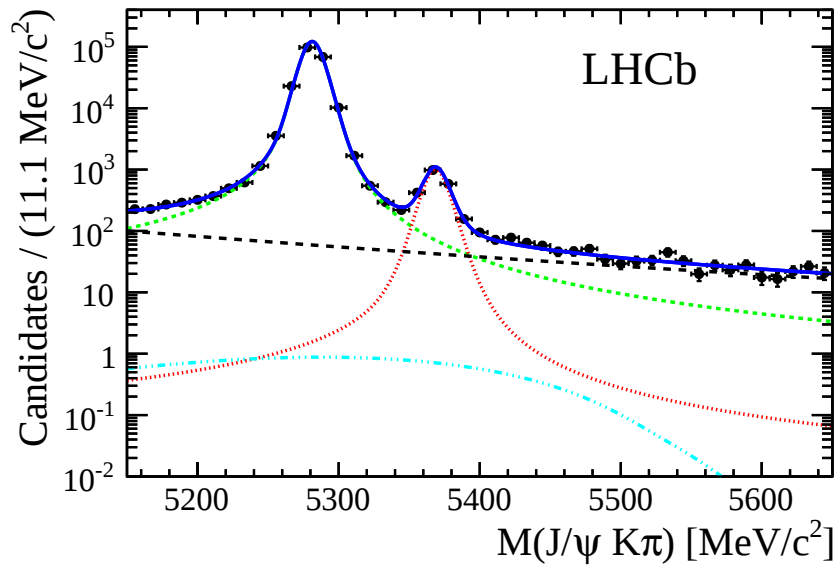
1167 Le spectre $m_{\mu^+\mu^-}$ et le spectre $m_{K\pi}$ pour les mésons B_s^0 et B^0 après l'applica-
 1168 tion des $_s\mathcal{Weights}$ sont illustrés sur la figure 4.3. Le spectre di-muon a une forme
 1169 très similaire pour le B_s^0 et le B^0 . En revanche, on remarque que le spectre $m_{K\pi}$
 1170 correspondant au signal B_s^0 est légèrement déformé par rapport à celui du B^0 . Cela
 1171 pourrait être expliqué par la présence d'interférences entre l'onde S du système $K\pi$
 1172 et le méson K^{*0} plus fortes dans les désintégrations du méson B_s^0 en comparaison
 1173 avec le B^0 . En premier lieu, nous vérifions que ce comportement n'est pas causé
 1174 par le traitement du bruit de fond qui entre dans la technique $_s\mathcal{Plot}$. Dans ce but,
 1175 nous calculons les $_s\mathcal{Weights}$ sans injecter des données MC pour soustraire les bruits
 1176 de fond non combinatoires. Nous n'observons pas de différence significative dans
 1177 le spectre $m_{K\pi}$ après l'application de nouveaux $_s\mathcal{Weights}$, comme illustré sur la fi-
 1178 gure 4.4. Nous répétons l'ajustement de masse en utilisant les mêmes moyennes et
 1179 résolutions, dans les 20 bins, pour les fonctions Hypatia décrivant les masses du B_s^0
 1180 et du B^0 . Le nouvel échantillon de $_s\mathcal{Weights}$ calculé via cet ajustement simultanée
 1181 des 20 bins ne modifie pas la forme du spectre $m_{K\pi}$.

1182 Une autre étude est effectuée, elle consiste à annuler l'interférence entre les
 1183 ondes S du système $K\pi$ et l'onde P du K^{*0} en corrigeant les effets de l'acceptance
 1184 angulaire puis en intégrant sur les angles d'hélicité. Les spectres de masse obtenus
 1185 sont illustrés sur la figure 4.5, où nous observons que la distribution de $m_{K\pi}$ pour le
 1186 méson B_s^0 est plus proche de celle du méson B^0 . Cela valide notre hypothèse sur la

1187 présence d'une interférence plus forte entre les ondes S et P dans le cas du méson
 1188 B_s^0 par rapport au méson B^0 .

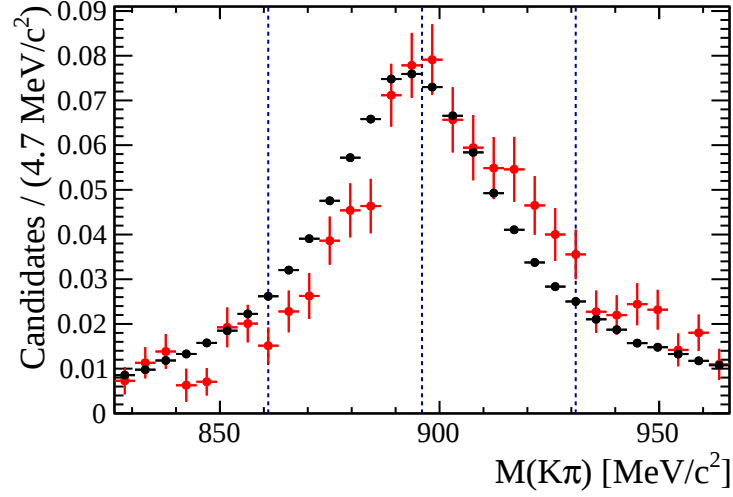


(a)

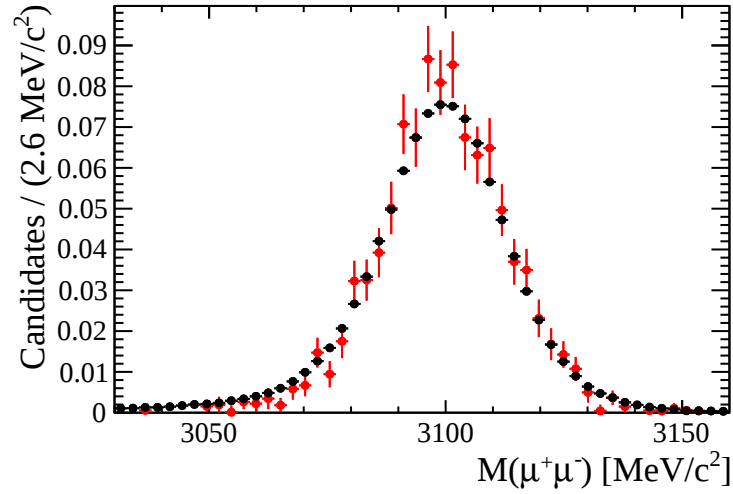


(b)

FIGURE 4.2 – Somme des projections de l'ajustement de masse dans 20 bins dans une échelle linéaire (a) et logarithmique (b) de l'axe des y . La légende illustrée dans (a) est aussi valide dans (b).



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – Spectres de masses invariantes $K\pi$ (a) et $\mu^+\mu^-$ (b) pondérées par les $_s\mathcal{Weights}$, correspondant au méson B_s^0 (en rouge) et au méson B^0 (en noir). Dans les deux cas, les $_s\mathcal{Weights}$ sont calculés via l'ajustement de la masse invariante $J/\psi K^-\pi^+$ séparément dans quatre bins $m_{K\pi}$. Les lignes bleues dans (a) indiquent les quatre bins $m_{K\pi}$, définis dans la table 4.1

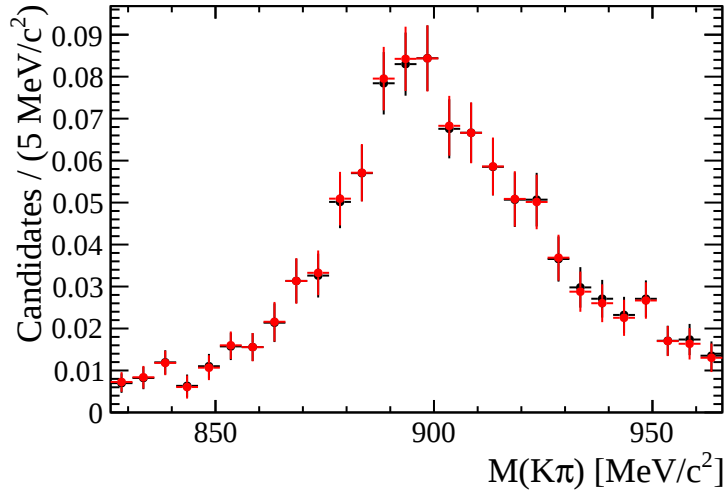
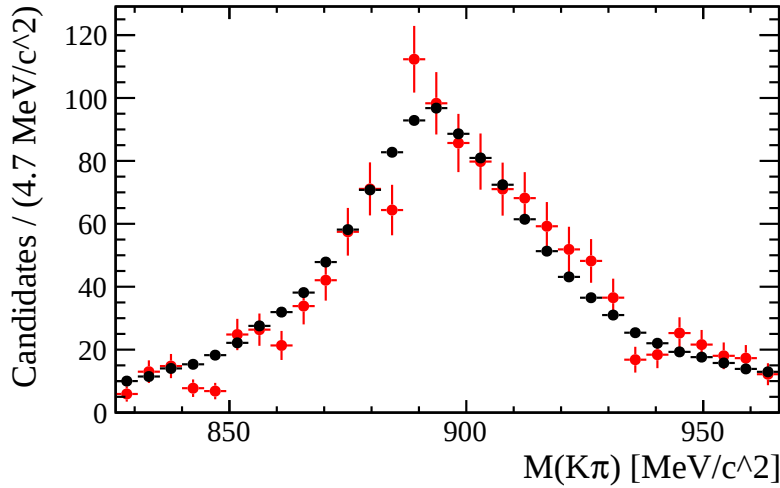


FIGURE 4.4 – Spectre de masse invariante $K\pi$, provenant du méson B_s^0 , pondérée par les ${}_s\mathcal{W}eights$ calculés avec (en rouge) et sans (en noir) l’injection des évènements MC utilisés pour soustraire des bruits de fond non combinatoires. Dans les deux cas, les ${}_s\mathcal{W}eights$ sont calculés via l’ajustement de la masse invariante $J/\psi K^- \pi^+$ séparément dans quatre bins $m_{K\pi}$.



(b)

FIGURE 4.5 – Spectre de masse invariante $K\pi$ corrigée par l’acceptance angulaire et pondérée par les ${}_s\mathcal{W}eights$, correspondant au méson B_s^0 (en rouge) et au méson B^0 (en noir). Dans les deux cas, les ${}_s\mathcal{W}eights$ sont calculés via l’ajustement de la masse invariante $J/\psi K^- \pi^+$ séparément dans quatre bins $m_{K\pi}$.

4.5 Méthode $_s\mathcal{P}lot$

Nous utilisons la technique $_s\mathcal{P}lot$ afin d'extraire des poids correspondant à chaque espèce d'évènements. L'ajustement de la variable discriminante, $M_e = m(J/\psi K^- \pi^+)$, permet d'attribuer un poids ($_sWeight$), noté $W_n(M_e)$, à chaque événement « e » de l'espèce n tel que [76] :

$$W_n(M_e) = \frac{\sum_{j=1}^{N_s} V_{nj} \text{PDF}_j(M_e)}{\sum_{k=1}^{N_s} N_k \text{PDF}_k(M_e)}. \quad (4.14)$$

La matrice de covariance V est obtenue en inversant la matrice :

$$V_{nj}^{-1} = \sum_{e=1}^{N_{\text{tot}}} \frac{\text{PDF}_n(M_e) \text{PDF}_j(M_e)}{(\sum_{k=1}^{N_s} N_k \text{PDF}_k(M_e))^2}, \quad (4.15)$$

où N_s est le nombre d'espèces d'évènements dans l'échantillon de données. Le nombre d'évènements attendus dans la k^{e} espèce est noté N_k , et le nombre d'évènements total dans l'échantillon de données est désigné par N_{tot} .

La méthode $_s\mathcal{P}lot$ permet d'attribuer des poids négatifs ou très petits aux évènements de bruit de fond. Par conséquent, les évènements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ ainsi que le bruit de fond combinatoire sont statistiquement soustraits de notre échantillon de données réelles. Ainsi, un ajustement, dit sFit, peut être effectué sur la distribution angulaire pondérée, ce qui permet de modéliser uniquement le signal ainsi que de réduire le temps de calcul et les incertitudes systématiques associées à la modélisation de bruit de fond. Afin d'avoir un résultat fiable, la variable discriminante, $M(J/\psi K^- \pi^+)$, doit être indépendante des variables utilisées dans le sFit, à savoir les angles entre les produits de désintégration. Par la suite, nous notons « W_i » les $_sWeights$ correspondant au signal B_s^0 .

4.6 Modélisation angulaire

Nous utilisons la méthode de maximum de vraisemblance afin d'ajuster les distributions angulaires des produits de désintégration. En premier lieu, nous expliquons le formalisme angulaire décrivant les distributions angulaires du signal. Puis, nous abordons les facteurs C_{SP} permettant de décrire le couplage entre les ondes S et P dans le système $K\pi$. Dans la dernière partie de cette section, nous abordons l'acceptance angulaire.

4.6.1 Formalisme angulaire

Cette analyse utilise les angles de désintégration définis dans la base d'hélicité. Les angles d'hélicité sont désignés par $(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h)$ et leur définition est représentée

sur la figure 1.9. Les définitions des angles sont les mêmes pour les désintégrations du méson $\bar{B}_s^0$. Elles sont également les mêmes pour le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

La distribution angulaire de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est donnée par [77] :

$$\text{PDF}(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h) = \sum_{\alpha_\mu = \pm 1} \left| \sum_{\lambda, J}^{| \lambda | < J} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} H_\lambda^J e^{-i\lambda \varphi_h} d_{\lambda, \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) d_{-\lambda, 0}^1(\theta_K) \right|^2, \quad (4.16)$$

où $\lambda = 0, \pm 1$ est l'hélicité du méson J/ψ , $\alpha_\mu = \pm 1$ correspond à la différence d'hélicité entre les muons, J est le spin du système $K\pi$, H représente les amplitudes d'hélicité, et d les matrices de Wigner. Nous isolons les termes dépendants du spin J et nous définissons :

$$H_\lambda(\theta_K) = \sum_J \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} H_\lambda^J d_{-\lambda, 0}^1(\theta_K). \quad (4.17)$$

L'équation 4.16 devient :

$$\begin{aligned} \text{PDF}(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h) &= \sum_{\alpha_\mu = \pm 1} \left| \sum_{\lambda} e^{-i\lambda \varphi_h} d_{\lambda, \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) H_\lambda(\theta_K) \right|^2 \\ &= \sum_{\alpha_\mu = \pm 1} \left[\left(\sum_{\lambda'} e^{-i\lambda' \varphi_h} d_{\lambda', \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) H_{\lambda'}(\theta_K) \right)^* \left(\sum_{\lambda} e^{-i\lambda \varphi_h} d_{\lambda, \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) H_\lambda(\theta_K) \right) \right] \\ &= \sum_{\lambda', \lambda} \left(\sum_{\alpha_\mu = \pm 1} d_{\lambda', \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) d_{\lambda, \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) \right) H_{\lambda'}^*(\theta_K) H_\lambda(\theta_K) e^{-i(\lambda - \lambda') \varphi_h}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

En définissant :

$$\Theta_{\lambda\lambda'}(\theta_\mu) = \sum_{\alpha_\mu = \pm 1} d_{\lambda', \alpha_\mu}^1(\theta_\mu) d_{\lambda, \alpha_\mu}^1(\theta_\mu), \quad (4.19)$$

la PDF peut être écrite telle que :

$$\text{PDF}(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h) = \sum_{\lambda', \lambda} H_{\lambda'}^*(\theta_K) H_\lambda(\theta_K) e^{-i(\lambda - \lambda') \varphi_h} \Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu). \quad (4.20)$$

Sachant que la fonction $\Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu)$ reste invariante si λ' et λ sont inter-changées, c'est-à-dire : $\Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu) = \Theta_{\lambda\lambda'}(\theta_\mu)$. Si les signes de λ' ou λ changent, la fonction $\Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu)$ devient : $\Theta_{-\lambda'-\lambda}(\theta_\mu) = (-1)^{\lambda' - \lambda} \Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu)$. En utilisant les expressions

1231 explicites de $\Theta_{\lambda'\lambda}(\theta_\mu)$, la PDF totale dans l'équation 4.16 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \text{PDF}(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h) = & |H_0(\theta_K)|^2 \sin^2 \theta_\mu \\
 & + \frac{1}{2}(|H_+(\theta_K)|^2 \\
 & + |H_-(\theta_K)|^2) \times (1 + \cos^2 \theta_K) \\
 & + \text{Re}[H_+(\theta_K)H_-^*(\theta_K)e^{-i\lambda\varphi_h}] \sin^2 \theta_\mu \\
 & + \sqrt{2}\text{Re}[(H_0(\theta_K)H_+^*(\theta_K) - H_0^*(\theta_K)H_-(\theta_K))e^{i\lambda\varphi_h}] \times \sin \theta_\mu \cos \theta_\mu,
 \end{aligned}
 \tag{4.21}$$

où 0, + et – désignent respectivement $\lambda = 0$, $\lambda = +1$ et $\lambda = -1$. Afin de déterminer les composantes de CP , les amplitudes d'hélicité sont transformées en «amplitudes de transversité», telles que :

$$A_S = H_0^0, \tag{4.22}$$

$$A_{J0} = H_0^J, \tag{4.23}$$

$$A_{J||} = \frac{1}{\sqrt{2}}(H_+^J + H_-^J), \tag{4.24}$$

$$A_{J\perp} = \frac{1}{\sqrt{2}}(H_+^J - H_-^J). \tag{4.25}$$

1232 Les amplitudes de transversité associées à l'onde P (système $K\pi$ de spin 1) sont
 1233 écrites simplement A_0 , $A_{||}$ et $A_{\perp}$, tandis que celles associées à une onde D (système
 1234 $K\pi$ de spin 2) sont désignées par : A_{20} , $A_{2||}$ et $A_{2\perp}$. Le module d'une amplitude de
 1235 transversité A_x est simplement noté $|A_x|$, tandis que sa phase forte est notée δ_x . La
 1236 distribution angulaire pour l'état CP conjugué est obtenue en changeant le signe des
 1237 termes d'interférences qui contiennent $|A_{\perp}|$ ou $|A_{2\perp}|$. Nous adoptons la convention
 1238 $|A_0|^2 + |A_{||}|^2 + |A_{\perp}|^2 + |A_S|^2 = 1$ et définissons :

1239 — les fractions correspondant à l'onde P comme :

$$f_i = \frac{|A_i|^2}{\sum_{i=1}^3 |A_i|^2} \quad (i = 0, ||, \perp), \tag{4.26}$$

1240 — la fraction de l'onde S comme :

$$F_S = \frac{|A_S|^2}{|A_0|^2 + |A_{||}|^2 + |A_{\perp}|^2 + |A_S|^2}. \tag{4.27}$$

1241 Le taux de désintégration complet est donné dans l'appendice C. Nous écrivons
 1242 l'équation 4.21 en fonction des amplitudes de transversité :

$$\text{PDF}(\theta_K, \theta_\mu, \varphi_h) = \sum_{k=1}^{10} q_k(\bar{q}_k) g_k(\Omega) \tag{4.28}$$

TABLE 4.4 – Définition des fonctions utilisées dans l'équation 4.28. La notation $\pm$ est un raccourci et signifie $+$ pour q_k et $-$ pour $\bar{q}_k$ [77].

k	$q_k(\bar{q}_k)$	$g_k(\Omega)$
1	$ A_0 ^2$	$\sin^2 \theta_\mu \cos^2 \theta_K$
2	$ A_{ } ^2$	$\frac{1}{2}(1 - \sin^2 \theta_\mu \cos^2 \varphi_h) \sin^2 \theta_K$
3	$ A_{\perp} ^2$	$\frac{1}{2}(1 - \sin^2 \theta_\mu \sin^2 \varphi_h) \sin^2 \theta_K$
4	$ \frac{A_s}{3} ^2$	$\sin^2 \varphi_h$
5	$Re(A_0^* A_{ })$	$\frac{1}{2\sqrt{2}}(\sin 2\theta_\mu \sin 2\theta_K) \cos \varphi_h$
6	$\pm Im(A_0^* A_{\perp})$	$\frac{-1}{2\sqrt{2}}(\sin 2\theta_\mu \sin 2\theta_K) \sin \varphi_h$
7	$Re(A_0^* \frac{A_s}{3})$	$2 \sin^2 \theta_\mu \cos \theta_K$
8	$\pm Im(A_{ }^* A_{\perp})$	$\frac{1}{2} \sin^2 \theta_\mu \sin^2 \theta_K \sin 2\varphi_h$
9	$Re(A_{ }^* \frac{A_s}{3})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\sin 2\theta_\mu \sin \theta_K) \cos \varphi_h$
10	$\pm Im(A_{\perp}^* \frac{A_s}{3})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\sin 2\theta_\mu \sin \theta_K) \sin \varphi_h$

Les expressions explicites de $q_k(\bar{q}_k)$ et $g_k(\Omega)$ sont données dans le tableau 4.4. Les échantillons $K^+ \pi^-$ et $K^- \pi^+$ sont séparés et ajustés simultanément.

Nous avons vérifié la description des distributions angulaires en ajustant des échantillons Monte Carlo générés avec différentes valeurs d'amplitudes et de phases. De plus, nous avons testé notre modèle avec les données qui ont servi à l'analyse $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [78]. Dans tous les cas, nous avons trouvé des résultats cohérents entre eux. Dans la section 4.11.1, nous présentons une comparaison entre nos résultats dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et ceux déjà publiés en utilisant 1 fb^{-1} des données [78].

Dans l'ajustement angulaire, nous adoptons la méthode sFit où la fonction de vraisemblance est ajustée dans un échantillon d'évènements pondérés par les poids W_i correspondant au signal B_s^0 . L'ajustement minimise alors l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance étendue définie initialement par l'équation 4.5 [66] :

$$-\ln \mathcal{L}(\mathbf{v}, \vec{\lambda}) = -\alpha \frac{e^{-\mathbf{v}}}{N!} \sum_{i=1}^N \mathbf{v} W_i \ln f(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (4.29)$$

Le facteur de correction $\alpha = \sum_i W_i / \sum_i W_i^2$ tient compte de l'effet des $Weights$ dans la détermination des incertitudes statistiques, qui sont généralement sous-estimées par l'ajustement des distributions pondérées (sFit) [66]. La PDF du signal est :

$$f(\vec{x}; \vec{\lambda}) = \text{PDF}(\Omega; \vec{\lambda}), \quad (4.30)$$

où la PDF décrit les distributions angulaires du signal B_s^0 (cf. équation 4.21) et $\Omega = \theta_K, \theta_\mu, \varphi_h$. Les paramètres $\vec{\lambda}$ sont des paramètres physiques angulaires :

1261 $\vec{\lambda}_{\text{phys}} = (f_0, f_{\parallel}, \delta_{\parallel}, \delta_{\perp}, F_S, \delta_S, A_0^{CP}, A_{\parallel}^{CP}, A_{\perp}^{CP}, A_S^{CP})$. Les paramètres A_0^{CP} , $A_{\parallel}^{CP}$ et $A_{\perp}^{CP}$
1262 désignent respectivement les asymétries CP directes pour les polarisations longitudi-
1263 nale, parallèle et perpendiculaire de l'onde P . L'asymétrie CP directe correspondant
1264 à l'onde S du système $K\pi$ est notée A_S^{CP} . L'asymétrie CP directe sera détaillée dans
1265 la section 4.7.
1266 Les distributions angulaires sont déformées par l'acceptance du détecteur. La PDF
1267 totale avec laquelle nous ajustons notre échantillon final est :

$$\text{PDF}^{\text{reco}}(\Omega; \vec{\lambda}_{\text{phys}}) = \frac{\varepsilon(\Omega) \text{PDF}(\Omega; \vec{\lambda}_{\text{phys}})}{\int d\Omega \varepsilon(\Omega) \text{PDF}_{\Omega}(\Omega; \vec{\lambda}_{\text{phys}})}, \quad (4.31)$$

1268 où $\varepsilon(\Omega)$ est l'acceptance angulaire.

TABLE 4.5 – Les facteurs C_{SP} , C_{SD} et C_{PD} calculés dans 4 bins de $m_{K\pi}$ pour $B_s^0 \rightarrow J/\psi K\pi$. Les incertitudes sont obtenues en prenant les différences maximales trouvées lors de la comparaison avec les valeurs obtenues à l'aide des modèles alternatifs [65].

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$	$861 < m_{K\pi} \leq 896$	$896 < m_{K\pi} \leq 931$	$931 < m_{K\pi} \leq 966$
C_{SP}	0.968 ± 0.017	0.931 ± 0.012	0.952 ± 0.012	0.988 ± 0.011
C_{SD}	0.9968 ± 0.0030	0.9978 ± 0.0021	0.9983 ± 0.0016	0.9986 ± 0.0012
C_{PD}	0.9827 ± 0.0048	0.9402 ± 0.0048	0.9421 ± 0.0056	0.9802 ± 0.0066

1269 4.6.2 Facteurs C_{SP}

1270 En raison de la présence simultanée de l'onde P et de l'onde S , la distribution
1271 angulaire dépend de $m_{K\pi}$. Afin de tenir compte de la variation de l'amplitude an-
1272 gulaire avec $m_{K\pi}$ sans compliquer le modèle de l'ajustement angulaire, la région de
1273 masse est subdivisée en 4 bins de 35 MeV/ c^2 , ajustés simultanément. Cela permet
1274 d'éviter d'ajouter explicitement la variable $m_{K\pi}$ dans l'ajustement. L'intégration de
1275 la PDF dans un bin $m_{K\pi}$, $m_{K\pi}^L < m_{K\pi} \leq m_{K\pi}^H$, donne lieu aux coefficients correctifs
1276 suivants, dans les termes d'interférence $S - P$ ($k = 7, 9, 10$ dans la table 4.4) :

$$\frac{\int_{m_{K\pi}^L}^{m_{K\pi}^H} p \times s^* \Phi \varepsilon(m_{K\pi}) dm_{K\pi}}{\sqrt{\int_{m_{K\pi}^L}^{m_{K\pi}^H} |p|^2 \Phi \varepsilon(m_{K\pi}) dm_{K\pi} \int_{m_{K\pi}^L}^{m_{K\pi}^H} |s|^2 \text{PhSp} \varepsilon(m_{K\pi}) dm_{K\pi}}} = C_{SP} e^{-i\theta_{SP}}, \quad (4.32)$$

1278 où p et s représentent respectivement les propagateurs de masse de l'onde P et de
1279 l'onde S , et l'espace de phase est représenté par Φ . Le terme $\varepsilon(m_{K\pi})$ désigne l'ef-
1280 ficacité de la sélection d'évènements dans un bin, $m_{K\pi}^L < m_{K\pi} \leq m_{K\pi}^H$, en fonction

de la vraie distribution $m_{K\pi}$ obtenue dans la simulation. La fonction $\varepsilon(m_{K\pi})$ n'est pas exactement une fonction en escalier à cause des effets de la résolution [79]. La phase θ_{SP} est réabsorbée dans δ_S . Les facteurs C_{SP} sont des nombres réels définis dans l'intervalle $[0,1]$, qui entrent dans l'ajustement angulaire. De même, les facteurs C_{SD} et C_{PD} sont calculés, ils sont nécessaires pour l'estimation de l'incertitude systématique due à la possibilité de la présence d'une onde D dans le système $K\pi$.

Le propagateur de l'onde S est construit en utilisant la paramétrisation dite LASS [80], constituée d'une combinaison linéaire de la résonance $K_2^*(1430)^0$ avec une composante non résonante. L'onde P est décrite par une combinaison des résonances $K^*(892)^0$ et $K_1^*(1410)^0$. On inclut la possibilité d'une onde D provenant de la résonance $K_2^*(1430)^0$. Les résonances sont paramétrées en utilisant des fonctions Breit Wigner relativistes. La table 4.5 contient les valeurs des facteurs C_{SP} , C_{SD} et C_{PD} . Des incertitudes systématiques leur sont assignées en utilisant des modèles alternatifs de propagateurs pour décrire les distributions de masse correspondant à l'onde S et l'onde P [65].

4.6.3 Acceptance angulaire

Les effets de l'acceptance angulaire sont modélisés avec *des poids de normalisation* [81]. Ces coefficients de pondération sont obtenus à partir d'événements de signal simulés. Ces poids sont affinés en utilisant la procédure itérative expliquée dans [66, 3] pour corriger les imperfections de la simulation du détecteur ainsi que la différence dans la physique sous-jacente entre la simulation et les vraies données, comme l'absence de l'onde S dans le MC. L'ensemble des poids de normalisation est calculé séparément pour chaque bin $m_{K\pi}$ et charge de kaons. Nous pouvons résumer la procédure itérative comme suit [65] :

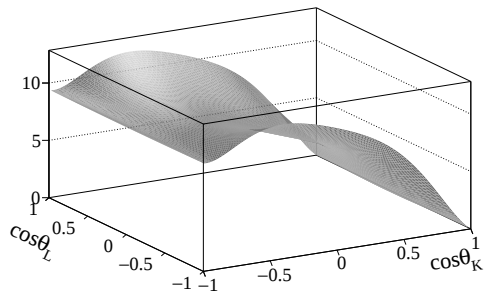
- les poids de normalisation sont calculés en utilisant des événements $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ simulés et non corrigés,
- une première estimation des paramètres physiques est obtenue via un sFit sur les vraies données pondérées par les ${}_s\mathcal{Weights}$ du méson B^0 ,
- l'échantillon MC est pondéré par la différence entre la PDF angulaire dans les vraies données et celle utilisée dans la simulation,
- on pondère les impulsions des particules filles $K^\pm$ et $\pi^\pm$ afin qu'elles décrivent mieux les distributions cinématiques dans les vraies données,
- on re-calcule les poids de normalisation en utilisant l'échantillon MC simulé et effectuer le sFit,
- on répète les deux dernières étapes jusqu'à ce que le changement des paramètres physiques soit négligeable ($< 0.01\sigma$)

A titre d'exemple, le tableau 4.6 montre les poids de normalisation dans le premier bin, avant la procédure itérative [65]. Bien que les poids de normalisation permettent

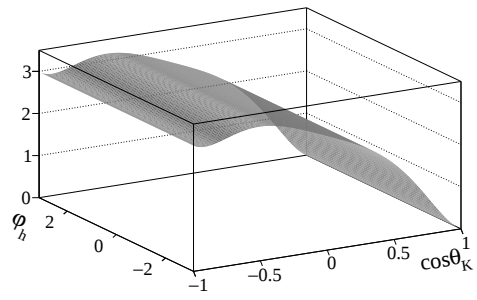
1319 une description mathématique exacte de l'acceptance, ils ne permettent pas de vi-
 1320 sualiser les ajustements angulaires sur les données. Pour cette raison, un autre trai-
 1321 tement est mis en oeuvre. Il consiste à paramétrer l'acceptance angulaire en utilisant
 1322 des harmoniques sphériques et des polynômes de Legendre. Les coefficients de la
 1323 fonction d'acceptance sont choisis de telle sorte qu'ils soient mathématiquement
 1324 identiques aux poids de normalisation. La figure 4.6 illustre des projections bidi-
 1325 mensionnelles de la paramétrisation d'acceptance utilisée lors de la construction
 1326 des distributions angulaires. La forme asymétrique de l'acceptance dans la dimen-
 1327 sion $\cos\theta_K$ est due à la masse asymétrique des particules filles provenant du méson
 1328 $\bar{K}^{*0}$. Dans le cas d'un état final symétrique comme $J/\psi K^+ K^-$, l'acceptance dans la
 1329 dimension $\cos\theta_K$ doit être symétrique autour de $\cos\theta_K = 0$.

TABLE 4.6 – Les poids de l'acceptance angulaire avant la procédure itérative calculés avec
 un échantillon Monte Carlo. Les valeurs ci-dessous correspondent au premier bin de $m_{K\pi}$ et
 aux kaons négatifs. Les poids de l'acceptance sont normalisés par rapport au poids ξ_{00} .

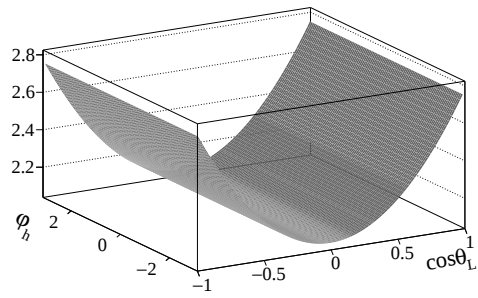
k	ξ_k / ξ_1
1 (00)	1.000
2 ()	$+1.379 \pm 0.029$
3 ($\perp\perp$)	$+1.388 \pm 0.003$
4 (SS)	$+1.190 \pm 0.019$
5 (0)	-0.003 ± 0.012
6 (0 $\perp$)	$+0.010 \pm 0.011$
7 (0S)	-0.929 ± 0.024
8 ($\parallel\perp$)	$+0.035 \pm 0.019$
9 ($\parallel S$)	-0.042 ± 0.017
10 ($\perp S$)	$+0.029 \pm 0.016$



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.6 – Projections 2D de la fonction 3D de l'acceptance dans le 1^{er} bin de $m_{K\pi}$, pour les kaons négatifs.

4.7 Asymétrie CP directe

Cette section est consacrée à la première mesure mondiale de l'asymétrie CP directe dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Le Modèle Standard prédit une asymétrie CP directe nulle dans ce canal [82]. Après avoir défini l'asymétrie CP directe, nous détaillons son implantation dans notre ajustement angulaire. Puis, nous abordons les asymétries de détection et de production qui tiennent compte des effets de détection et de production des hadrons B dans les collisions proton-proton au LHC. Il est important de mentionner que les asymétries CP directes étaient ajustées en aveugle dans notre analyse, en appliquant un décalage masqué (« blinding shift »), jusqu'à ce que les rapporteurs nous ont autorisés à démasquer ce décalage, en juin 2015.

4.7.1 Définition

Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ ($\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$) est un canal spécifique de saveur, c'est-à-dire que le signe du kaon donne la saveur du méson B_s^0 au moment de la désintégration. Nous définissons l'asymétrie CP de la façon suivante :

$$A^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) = \frac{\Gamma(\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow \bar{f}_{(s)}) - \Gamma(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)})}{\Gamma(\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow \bar{f}_{(s)}) + \Gamma(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)})}, \quad (4.33)$$

où $f_s = J/\psi(K^- \pi^+)$ et $\bar{f} = J/\psi(K^+ \pi^-)$. En effet, le méson B_s^0 donne un $\bar{K}^{*0}$ ($\rightarrow K^- \pi^+$), tandis que le B^0 donne K^{*0} ($\rightarrow K^+ \pi^-$). L'asymétrie CP brute est définie comme :

$$A_{\text{brute}}^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) = \frac{N^{\text{obs}}(\bar{f}_{(s)}) - N^{\text{obs}}(f_{(s)})}{N^{\text{obs}}(\bar{f}_{(s)}) + N^{\text{obs}}(f_{(s)})}. \quad (4.34)$$

Dans cette équation, $A_{\text{brute}}^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)})$ représente l'asymétrie brute sans aucune correction des effets de détecteur et de la production des paires $b - \bar{b}$. De plus, N^{obs} et $N^{\text{obs}}(\bar{f}_{(s)})$ désignent respectivement le nombre d'événements observés ayant l'état final $f_{(s)}$ et $\bar{f}_{(s)}$. L'asymétrie CP totale est donnée par [83] :

$$A^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) = A_{\text{brute}}^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) - \zeta_{(s)} A_D(f) - \kappa_{(s)} A_P(B_{(s)}^0), \quad (4.35)$$

où $A_D(f)$ est l'asymétrie de détection et $A_P(B_{(s)}^0)$ est l'asymétrie de production. Le facteurs $\zeta_{(s)} = +1(-1)$ et $\kappa_{(s)}$ rendent compte de la dilution due aux oscillations $B_{(s)}^0 - \bar{B}_{(s)}^0$ [19]. Le terme $\kappa_{(s)}$ est défini comme :

$$\kappa_{(s)} = \frac{\int_0^\infty e^{-\Gamma_{(s)} t} \cos(\Delta m_{(s)} t) \varepsilon(t) dt}{\int_0^\infty e^{-\Gamma_{(s)} t} \cosh\left(\frac{\Delta \Gamma_{(s)}}{2} t\right) \varepsilon(t) dt}, \quad (4.36)$$

où $\varepsilon(t)$ est l'acceptance temporelle, que l'on suppose identique pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

Nous mesurons l'asymétrie CP pour les 3 polarisations correspondant à l'onde P ($0, \parallel, \perp$), ainsi que pour l'onde S .

4.7.2 Asymétrie CP directe dépendante de polarisations

Nous définissons les asymétries CP dépendantes de polarisation en fonction des fractions de polarisation pour le méson B_s^0 et $\bar{B}_s^0$. Soit N^+ (N^-) le nombre d'évènements ayant un K^+ (K^-) dans l'état final. L'amplitude angulaire $|A_i|$ s'écrit comme :

$$|A_i|^2 = \frac{N^+ |A_i^+|^2 + N^- |A_i^-|^2}{N^+ + N^-}, \quad (4.37)$$

où i est l'état de polarisation ($i = 0, \parallel, \perp, S$) et $A_i^\pm$ est l'amplitude correspondante mesurée dans un échantillon avec des kaons positifs (négatifs). Les amplitudes de polarisation sont contraintes par la relation de normalisation $\sum_i |A_i|^2 = 1$.

Pour chacune des quatre polarisations, l'asymétrie CP brute peut être écrite comme :

$$A_{\text{brute},i}^{CP} = \frac{N^+ |A_i^+|^2 - N^- |A_i^-|^2}{N^+ |A_i^+|^2 + N^- |A_i^-|^2}. \quad (4.38)$$

Par conséquent, nous écrivons l'asymétrie CP directe dans l'équation 4.35 en fonction des différents états de polarisations de l'état final :

$$A_i^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) = A_{\text{brute},i}^{CP}(B_{(s)}^0 \rightarrow f_{(s)}) - \zeta_{(s)} A_D(f_{(s)}) - \kappa_{(s)} A_P(B_{(s)}^0). \quad (4.39)$$

4.7.3 Asymétrie de production

Le LHC étant un collisionneur protons-protons, il se produit une asymétrie entre le nombre de quarks b et $\bar{b}$ produits dans l'acceptance de LHCb. L'asymétrie de production que nous utilisons dans notre analyse est obtenue en pondérant les résultats reportés dans [84] avec l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité de nos candidats B ¹. L'asymétrie de production est définie comme suit :

$$A_P(B) \equiv \frac{\sigma(\bar{B}) - \sigma(B)}{\sigma(\bar{B}) + \sigma(B)}, \quad (4.40)$$

où σ est la section efficace de production. Les asymétries de production $A'_P(B)$ mesurées dans [84] sont données dans les tableaux 4.7 et 4.8. Elles sont ensuite pondérées suivant l'équation ci-dessous :

$$A_P(B) \equiv \sum_{\text{Bins } i} w_i A'_{P,i}(B), \quad w_i \equiv \frac{N_B \in \text{Bin } i}{N_B^{\text{total}}}, \quad B = B_{(s)}^0. \quad (4.41)$$

1. ici $B = B^0$ ou B_s^0

TABLE 4.7 – Les asymétries de production de B^0 en bins d’impulsion transverse (p_T) et de pseudo-rapidité (η), ainsi que les poids des candidats $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (Poids w_i) après la sélection finale. Pour $A'_{P,i}(B^0)$ la première incertitude est statistique, la deuxième est systématique.

Bin	p_T (GeV/c)	η	Poids w_i	$A'_{P,i}(B)$
1	(1.0, 4.0)	(4.5,5.2)	0.0350 ± 0.0004	$0.0016 \pm 0.0253 \pm 0.0016$
2	(1.0, 4.0)	(3.7,4.5)	0.1038 ± 0.0007	$-0.0158 \pm 0.0162 \pm 0.0015$
3	(2.0, 4.0)	(3.0,3.7)	0.0551 ± 0.0005	$0.0055 \pm 0.0254 \pm 0.0016$
4	(4.0,12.0)	(4.5,4.7)	0.0031 ± 0.0001	$0.0160 \pm 0.0736 \pm 0.0067$
5	(4.0, 7.0)	(3.7,4.5)	0.0958 ± 0.0007	$-0.0189 \pm 0.0158 \pm 0.0032$
6	(4.0, 7.0)	(3.0,3.7)	0.1671 ± 0.0010	$-0.0311 \pm 0.0132 \pm 0.0014$
7	(4.0, 7.0)	(2.5,3.0)	0.0513 ± 0.0005	$0.0556 \pm 0.0254 \pm 0.0020$
8	(7.0,12.0)	(3.7,4.5)	0.0432 ± 0.0005	$-0.0145 \pm 0.0205 \pm 0.0027$
9	(7.0,12.0)	(3.0,3.7)	0.1558 ± 0.0009	$-0.0142 \pm 0.0111 \pm 0.0015$
10	(7.0,12.0)	(2.5,3.0)	0.1035 ± 0.0007	$-0.0236 \pm 0.0138 \pm 0.0014$
11	(7.0,12.0)	(2.2,2.5)	0.0172 ± 0.0003	$-0.0190 \pm 0.0348 \pm 0.0034$
12	(12.0,30.0)	(3.7,4.5)	0.0080 ± 0.0002	$-0.0550 \pm 0.0473 \pm 0.0020$
13	(12.0,30.0)	(3.0,3.7)	0.0508 ± 0.0005	$0.0067 \pm 0.0180 \pm 0.0021$
14	(12.0,30.0)	(2.5,3.0)	0.0557 ± 0.0005	$0.0177 \pm 0.0162 \pm 0.0023$
15	(12.0,30.0)	(2.0,2.5)	0.0276 ± 0.0004	$-0.0018 \pm 0.0236 \pm 0.0020$
16	(0.2, 1.0)	(4.5,6.0)	0.0098 ± 0.0002	$-0.0391 \pm 0.0501 \pm 0.0016$
17	(1.0, 2.2)	(5.2,6.0)	0.0034 ± 0.0001	$0.0523 \pm 0.0684 \pm 0.0025$

La fraction des évènements $B^0_{(s)}$ dans le bin i est donnée par w_i , obtenue en additionnant les ${}_s\mathcal{Weights}$ calculés via l’ajustement de masse décrit dans la section 4.4.

En utilisant les poids et les asymétries de production donnés dans les tableaux 4.7 et 4.8 pour les systèmes B^0 et B^0_s , respectivement, nous obtenons les asymétries de production suivantes pour notre analyse :

$$A_P(B^0) = (-1.04 \pm 0.48 \text{ (stat)} \pm 0.14 \text{ (syst)})\%, \quad (4.42)$$

$$A_P(B^0_s) = (-1.64 \pm 2.28 \text{ (stat)} \pm 0.55 \text{ (syst)})\%. \quad (4.43)$$

Afin de calculer le facteur $\kappa_{(s)}$ (cf. équation 4.36), l’acceptance temporelle est déterminée dans les données réelles après avoir appliqué les ${}_s\mathcal{Weights}$ correspondant au méson B^0 (cf. figure 4.7). En premier lieu, nous générons une distribution à partir d’une convolution d’une exponentielle décrivant le temps propre et une gaussienne modélisant la résolution temporelle. Puis, nous divisons la distribution de temps propre du B^0 , dans les vraies données, par la distribution générée. Ensuite, nous ajustons l’histogramme résultant avec la fonction d’acceptance donnée dans [85] :

$$\varepsilon(t) = \frac{[1 + \beta(t - t_0)][a(t - t_0)]^n}{1 + [a(t - t_0)]^n}, \quad (4.44)$$

TABLE 4.8 – Les asymétries de production de B_s^0 en bins d’impulsion transverse (p_T) et de pseudo-rapidité (η), ainsi que les poids des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ (Poids w_i) après la sélection finale. Pour $A'_{P,i}(B_s^0)$ la première incertitude est statistique, la deuxième est systématique.

Bin	p_T (GeV/c)	η	Poids w_i	$A'_{P,i}(B)$
1	(2, 4)	(3.0,5.0)	0.1630 ± 0.0103	$-0.1475 \pm 0.0895 \pm 0.0192$
2	(4, 8)	(3.5,4.5)	0.1776 ± 0.0108	$-0.0471 \pm 0.0513 \pm 0.0112$
3	(4, 9)	(2.5,3.5)	0.2773 ± 0.0140	$0.0376 \pm 0.0467 \pm 0.0083$
4	(8,12)	(3.5,4.5)	0.0542 ± 0.0056	$0.0582 \pm 0.0537 \pm 0.0053$
5	(8,12)	(2.5,3.5)	0.1810 ± 0.0109	$0.0370 \pm 0.0332 \pm 0.0051$
6	(12,30)	(3.5,4.5)	0.0150 ± 0.0029	$-0.0339 \pm 0.0750 \pm 0.0095$
7	(12,30)	(2.5,3.5)	0.0815 ± 0.0070	$-0.0333 \pm 0.0309 \pm 0.0040$
8	(8,30)	(2.2,2.5)	0.0296 ± 0.0041	$-0.0351 \pm 0.0485 \pm 0.0059$

et obtenons $a = 1.814$, $n = 1.552$, $t_0 = 0.219$ et $\beta = 0.020$. Par conséquent, le facteur de dilution dans l’équation 4.36 est égal à 0.06% pour le méson B_s^0 , et 41% pour le B^0 . La grande différence entre les deux valeurs est due aux oscillations qui sont plus rapides pour les mésons B_s^0 . L’asymétrie de production est de 10^{-5} pour le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et 10^{-3} pour $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Par conséquent, l’asymétrie de production n’a d’influence significative que dans le cas du $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

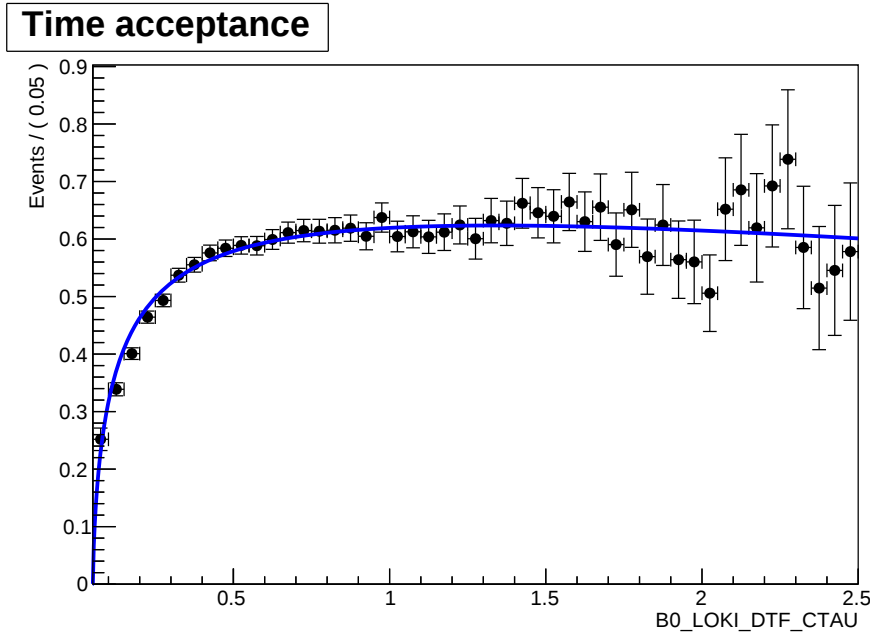


FIGURE 4.7 – L’ajustement de l’acceptance temporelle dans les données réelles pondérées avec les s Weights du B^0 .

4.7.4 Asymétrie de détection

Dans la reconstruction de l'état final ($K^- \pi^+$), il y a une asymétrie instrumentale, $A_D(f)$, due à la différence de section efficace d'interaction entre les kaons positifs et négatifs. En outre, l'acceptance du détecteur et les inefficacités de détection et de sélection peuvent contribuer à cette asymétrie. Nous définissons ci-dessous l'asymétrie de détection $A_D(f)$ pour l'état final f en fonction de l'efficacité de détection $\varepsilon(f)$:

$$A_D(f) \equiv \frac{\varepsilon(\bar{f}) - \varepsilon(f)}{\varepsilon(\bar{f}) + \varepsilon(f)}. \quad (4.45)$$

De manière similaire à l'asymétrie de production, nous utilisons les $A'_{D,i}(K\pi)$ mesurées en bins d'impulsions de K^+ [86], puis nous les pondérons par la distribution de l'impulsion de K^+ dans le canal $B_{d(s)}^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\bar{K}^{*0})$. Nous supposons négligeable l'asymétrie de détection provenant des pions [86], Par conséquent, nous écrivons :

$$A_D(B) \equiv \sum_{\text{Bins } i} w_i A'_{D,i}(B), \quad w_i \equiv \frac{N_B \in \text{Bin } i}{N_B^{\text{tot}}}, \quad B = B_{(s)}^0, \quad (4.46)$$

Afin de calculer les incertitudes de manière conservative, nous supposons une corrélation de 100% entre les valeurs de $A'_{D,i}(K\pi)$ dans les différents bins.

En utilisant les valeurs de l'asymétrie de détection des kaons et les poids donnés dans les tableaux 4.9 et 4.10, nous obtenons les asymétries de détection dans les canaux $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$:

$$A_D(B^0) = (1.12 \pm 0.55 \text{ (stat)})\%, \quad (4.47)$$

$$A_D(B_s^0) = (-1.08 \pm 0.53 \text{ (stat)})\%. \quad (4.48)$$

Nous rappelons que le B_s^0 donne $\bar{K}^{*0}$, tandis que le B^0 donne un K^{*0} , ce qui explique la différence de signe dans les asymétries de détection ci-dessus.

TABLE 4.9 – Les asymétries de détection de $(K^- \pi^+)$ en bins d’impulsion de kaon (p), et les poids des candidats $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (Poids w_i) obtenus après la sélection finale. Les incertitudes sont statistiques [86]

Bin	p (GeV/ c)	Poids w_i	$A'_{D,i}(K^-)$
1	(02.0,10.0)	0.1836 ± 0.0010	-1.37 ± 0.11
2	(10.0,17.5)	0.2954 ± 0.0014	-1.21 ± 0.10
3	(17.5,22.5)	0.1458 ± 0.0009	-1.15 ± 0.11
4	(22.5,30.0)	0.1446 ± 0.0009	-1.10 ± 0.12
5	(30.0,50.0)	0.1581 ± 0.0009	-0.89 ± 0.16
6	(50.0,70.0)	0.0472 ± 0.0005	-0.72 ± 0.29
7	(70.0,100)	0.0192 ± 0.0003	-0.33 ± 0.30
8	(100 ,150)	0.0054 ± 0.0002	0.18 ± 0.45

TABLE 4.10 – Les asymétries de détection de $(K^- \pi^+)$ en bins d’impulsion de kaon (p), et les poids des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ (Poids w_i) obtenus après la sélection finale. Les incertitudes sont statistiques [86]

Bin	p (GeV/ c)	Poids w_i	$A'_{D,i}(K^-)$
1	(02.0,10.0)	0.1557 ± 0.0100	-1.37 ± 0.11
2	(10.0,17.5)	0.2735 ± 0.0139	-1.21 ± 0.10
3	(17.5,22.5)	0.1389 ± 0.0094	-1.15 ± 0.11
4	(22.5,30.0)	0.1451 ± 0.0096	-1.10 ± 0.12
5	(30.0,50.0)	0.1884 ± 0.0111	-0.89 ± 0.16
6	(50.0,70.0)	0.0649 ± 0.0062	-0.72 ± 0.29
7	(70.0,100)	0.0243 ± 0.0037	-0.33 ± 0.30
8	(100 ,150)	0.0079 ± 0.0021	0.18 ± 0.45

1412 4.8 Validation de l'ajustement avec des 1413 pseudo-expériences

1414 Dans cette section, nous expliquons la validation de notre analyse avec des
1415 pseudo-expériences. Après avoir défini les paramètres utilisés dans ces études, nous
1416 développons la validation de l'ajustement de la masse puis celui des angles.

1417 4.8.1 Généralités

1418 Les pseudo-expériences permettent de construire des distributions de « pulls »
1419 pour chaque paramètre dans l'ajustement afin d'estimer les biais potentiels qui peuvent
1420 résulter du modèle. Nous définissons le pull d'un paramètre libre a dans la i^e pseudo-
1421 expérience comme suit :

$$1422 \text{pull}_i = \frac{a_i^f - a_i^t}{\sigma_i^f}, \quad (4.49)$$

1423 où a_i^f est la valeur ajustée du paramètre a et σ_i^f son incertitude estimée par l'ajus-
1424 tement. La valeur générée du paramètre est désignée par a_i^t . La définition du pull
1425 dans 4.49 est valable uniquement dans le cas où l'ajustement calcule des erreurs
1426 symétriques. Sinon, lors de l'utilisation de MINOS [73] par exemple, les erreurs
1427 peuvent être asymétriques. Dans ce cas, le pull est défini tel que :

$$\text{pull}_i = \frac{\xi (a_i^f - a_i^t)}{\tilde{\sigma}_i^f} \begin{cases} a_i^f < a_i^t \Rightarrow \xi = +1 \text{ et } \tilde{\sigma}_i^f = \sigma_i^{f,+} \\ a_i^f \geq a_i^t \Rightarrow \xi = -1 \text{ et } \tilde{\sigma}_i^f = \sigma_i^{f,-} \end{cases}, \quad (4.50)$$

1428 où $\sigma_i^{f,+}$ et $\sigma_i^{f,-}$ sont les erreurs positive et négative calculées par l'ajustement.
1429 Un pull idéal suit une loi gaussienne, centrée à zéro avec une largeur de 1. Cela
1430 indique l'absence de biais et valide l'estimation de l'incertitude sur ce paramètre.
1431 Le biais sur le paramètre a_i est égale à la différence $(a_i^f - a_i^t)$. Toutes les pseudo-
1432 expériences sont générées avec le même nombre d'évènements que celui observé
1433 dans les données réelles.

1434 Dans cette étude, nous considérons deux types de pseudo-expériences : *pur* et
1435 *intégré*. Dans le cas des pseudo-expériences *pures*, des échantillons de chaque *ca-*
1436 *tégorie* d'évènements sont générés à partir du modèle qui a servi à l'ajustement
1437 des données réelles. Cette technique permet de déterminer quels paramètres de la
1438 PDF peuvent être libres dans la configuration nominale. Les biais qui apparaissent
1439 dans ce cas peuvent être dus à la petite taille de l'échantillon utilisé. D'autre part, le
1440 deuxième type de pseudo-expériences, dit *intégré*, permet d'utiliser des évènements
1441 MC reconstruits. Ces évènements simulés sont ensuite insérés dans l'échantillon to-
1442 tal de la pseudo-expérience. Nous nous assurons que chaque évènement MC utilisé

est unique. Ces études *intégrées* sont limitées par le nombre d'échantillons MC statistiquement indépendants.

Dans cette analyse, les événements correspondants aux mésons B_s^0 , B^0 et au bruit de fond combinatoire sont générés à partir de leurs PDF nominales (voir équation 4.16), tandis que les bruits de fond non combinatoires sont injectés à partir d'échantillons MC. La validation du modèle d'ajustement doit être effectuée en deux étapes :

- nous vérifions la présence de biais potentiels sur les paramètres entrant dans l'ajustement de masse. Les résultats de cette étude sont présentés dans la section 4.8.2.
- la deuxième étape consiste à valider l'analyse angulaire des produits de désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Les paramètres angulaires sont extraits en ajustant les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ dans les données réelles après avoir appliqué les $_s\mathcal{Weights}$ pour soustraire le bruit de fond [87]. Nous vérifions si l'ajustement de masse biaise les paramètres angulaires via les $_s\mathcal{Weights}$. En outre, le modèle angulaire peut contenir des biais intrinsèques. Ces deux sources potentielles de biais sont étudiées à l'aide de pseudo-expériences, comme décrit dans la section 4.8.3.

Il est important de mentionner que la masse et les distributions angulaires sont générées en même temps pour s'assurer que les $_s\mathcal{Weights}$ extraits de l'ajustement de la masse sont appliqués sur les événements correspondants lors de l'exécution des pseudo-expériences liées à l'ajustement angulaire.

4.8.2 Validation de l'ajustement de la masse

Afin de tester le modèle nominal de masse, nous générons 1000 pseudo-expériences à partir de la PDF de masse. Pour chaque pseudo-expérience, le nombre d'événements pour les catégories B_s^0 , B^0 et le bruit de fond combinatoire, est tiré aléatoirement selon une distribution de Poisson construite à partir des résultats de l'ajustement nominal de masse présenté dans la section 4.4. Nous divisons l'échantillon généré dans chaque pseudo-expérience en 20 sous-ensembles correspondant aux quatre bins $m_{K\pi}$ multipliés par les cinq bins $\cos \theta_\mu$ tels que définis dans les tables 4.1 et 4.3.

Les valeurs des paramètres fixes dans le modèle de masse sont extraites des données simulées, séparément pour chaque bin $m_{K\pi}$, et sont supposées identiques pour chaque bin $\cos \theta_\mu$. Les nombres d'événements B_s^0 , B^0 ainsi que celui de bruit de fond combinatoire sont libres de varier dans l'ajustement.

1479 Les évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

1480 Concernant la modélisation de la masse des mésons B_s^0 et B^0 , les paramètres des
1481 queues de la fonction Hypatia sont fixes, tandis que la moyenne et la résolution sont
1482 libres de varier dans l’ajustement.

1483 Le bruit de fond combinatoire

1484 Le paramètre décrivant la forme exponentielle du bruit de fond combinatoire est
1485 libre de varier dans l’ajustement.

1486 Les bruits de fond non combinatoires

1487 Tous les paramètres décrivant la forme des bruits de fond non combinatoires
1488 sont fixes. Ces paramètres ne varient pas selon les bins $m_{K\pi}$. Ceci est imposé par la
1489 faible statistique de ces *catégories* dans les données réelles et simulées. Les bruits
1490 de fond non combinatoires, à savoir le $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, $B_s^0 \rightarrow$
1491 $J/\psi K^+ K^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ sont soustraits dans le modèle d’ajustement nominal
1492 à l’aide de poids négatifs, comme expliqué dans la section 4.2. Nous procédons de
1493 la même manière lors de la génération de pseudo-expériences. Un nombre d’évène-
1494 ments, N_j , est tiré aléatoirement d’une distribution de Poisson de moyenne égale au
1495 nombre d’évènements attendus pour la *catégorie* de bruit de fond j . Puis, nous pre-
1496 nons N_j évènements des données simulées correspondant au bruit de fond en ques-
1497 tion. Nous ajoutons ensuite ces évènements à l’échantillon de pseudo-expérience
1498 généré. Les poids appliqués à ces évènements sont égaux à 1. Puis, un autre nombre
1499 d’évènements, N'_j , est tiré au hasard de la même distribution de Poisson et ajouté à
1500 l’échantillon de pseudo-expérience généré. Les poids appliqués aux évènements N_j
1501 sont donnés par :

$$w_j = -\frac{N_j}{N'_j}. \quad (4.51)$$

1502 De cette façon, la somme pondérée des évènements pour chacune de quatre *caté-*
1503 *gories* de bruit de fond sera statistiquement égale à zéro, i.e. elle sera égale à $N_j \times$
1504 $1 + N'_j \times (-\frac{N_j}{N'_j})$. Notons que chaque évènement $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$,
1505 $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ est unique dans l’échantillon de
1506 pseudo-expérience.

1507 Le nombre d’évènements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ est petit et ne peut donc être déter-
1508 miné librement dans l’ajustement. Cependant, lors de l’utilisation de la technique
1509 de *sPlot* dans le cas où le nombre d’évènements d’une ou plusieurs *catégories* est
1510 fixe, l’estimation par la méthode de maximum de vraisemblance des distributions
1511 « x » doit être corrigée par la distribution de chaque *catégorie* fixe [76]. Cette pro-
1512 cédure implique que les distributions « x » des *catégories* fixes sont bien connues.

Puisque les distributions angulaires des désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ ne sont pas bien connues, nous décidons de ne pas fixer le nombre d'évènements de cette *catégories*. Cependant, nous appliquons une contrainte gaussienne sur le nombre d'évènements $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ dans l'ajustement de la masse, en suivant la procédure décrite dans [88]. En effet, la valeur moyenne de la contrainte gaussienne est tirée aléatoirement selon la PDF décrivant la distribution de masse $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$, à savoir la fonction Amoroso [72].

Le taux de convergence des ajustements est de 100 %. Les résultats des études de pseudo-expériences sont détaillés dans [65].

Dans certains bins $m_{K\pi}$, nous observons quelques petits biais sur le nombre des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Ces biais peuvent être expliqués par le manque de statistique. Pour valider cette hypothèse, nous avons généré un ensemble de 1000 pseudo-expériences avec seulement les quatre bins $m_{K\pi}$. Dans ces échantillons, les nombres d'évènements correspondants au méson B_s^0 et au bruit de fond combinatoire sont respectivement multipliés par un facteur 20 et 10. Les résultats sont donnés dans [65], ils montrent que les biais sur le nombre d'évènements disparaissent.

Les biais dans chaque bin $m_{K\pi}$ et $\cos \theta_\mu$ sont ajoutés en quadrature et sont ensuite pris comme incertitudes systématiques sur le résultat final et propagés dans les incertitudes systématiques sur le rapport $N_{B_s^0}/N_{B^0}$.

En ajoutant les biais sur $N_{B_s^0}$ et N_{B^0} dans les 20 bins, nous obtenons :

$$\text{biais}_{N_{B^0}} = -11.7, \quad (4.52)$$

$$\text{biais}_{N_{B_s^0}} = 5.3. \quad (4.53)$$

Les valeurs de $N_{B_s^0}$ et N_{B^0} sont données dans l'équation 4.12.

4.8.3 Validation de l'ajustement des angles

Dans cette section, nous décrivons la validation de l'ajustement angulaire via des pseudo-expériences. Nous avons effectué 1000 pseudo-expériences en fixant les asymétries CP à zéro. En effet, les asymétries CP sont ajustées en aveugle dans la configuration nominale sur les données et nous nous attendons à ce que leurs valeurs soient quasi nulles.

Pseudo-expériences avec des valeurs nulles de A^{CP}

Le modèle angulaire décrit dans la section 4.6 est assez complexe et doit être testé attentivement afin de détecter tout biais dans les paramètres d'intérêt, à savoir

les fractions de polarisation et les asymétries CP directes. Les biais dans l’ajustement angulaire peuvent provenir de deux sources :

- les biais dans l’ajustement de masse peuvent affecter l’ajustement angulaire via les $sWeights$ appliqués sur les distributions angulaires,
- les biais intrinsèques au modèle angulaire.

Afin de distinguer ces deux sources de biais, nous étudions deux cas :

- nous effectuons un sFit des distributions angulaires pondérées par les $sWeights$ correspondant au signal B_s^0 , extraits d’un ajustement de masse pour chacune des 1000 pseudo-expériences,
- nous générons des distributions angulaires vraies du signal B_s^0 , puis nous les ajustons pour chacune des 1000 pseudo-expériences.

La comparaison entre les résultats de ces deux études de pseudo-expériences permet aussi de valider la procédure de normalisation des $sWeights$ afin d’obtenir des incertitudes correctes, comme décrit dans la section 4.5.

Dans les deux études, l’ajustement angulaire est effectué simultanément pour 16 sous-ensembles définis par les deux périodes de prise de données 2011 et 2012, la charge du kaon et les 4 bins de $m_{K\pi}$. Tous les paramètres sont communs parmi les 16 sous-ensembles, sauf ceux de l’onde S (i.e. les fractions d’amplitudes F_S et les phases fortes δ_S), qui varient dans les 4 bins $m_{K\pi}$. Chacun des 16 paramètres angulaires est laissé libre dans l’ajustement.

La table 4.11 donne les résultats de l’étude de pseudo-expériences avec la configuration nominale où les distributions angulaires pondérées sont ajustées, montrant la moyenne et largeur obtenues par un ajustement de la distribution de pull correspondant à chaque paramètre libre dans le modèle angulaire du méson B_s^0 . Nous observons certains petits biais dans les paramètres de l’onde S . Cependant, ces biais ne sont pas significatifs en comparaison avec l’incertitude statistique des paramètres de l’onde S .

La table 4.12 donne les résultats des ajustements effectués sur les distributions angulaires vraies du B_s^0 , montrant la moyenne et la largeur données par un ajustement de la distribution de pull correspondant à chaque paramètre libre dans le modèle d’ajustement angulaire.

Afin de comparer les résultats entre ces deux études de pseudo-expériences, nous définissons $\Delta(\text{true} - \text{sWeight})$, la différence entre la valeur d’un paramètre donnée par l’ajustement des distributions vraies et celle du sFit, comme :

$$\Delta(\text{true} - \text{sWeight}) = (a^{f, \text{true dist.}} - a^{f, \text{sWeighted dist.}}), \quad (4.54)$$

l’incertitude totale est donnée par $\sigma_{\text{tot.}}$, telle que :

$$\sigma_{\text{tot.}} = \sqrt{(\sigma^{f, \text{true dist.}})^2 + (\sigma^{f, \text{sWeighted dist.}})^2}, \quad (4.55)$$

où $a^{f,\text{true dist.}}$ et $\sigma^{f,\text{true dist.}}$ sont les valeurs ajustées d'un paramètre a et leurs incertitudes renvoyées par l'ajustement des distributions angulaires vraies du signal B_s^0 , respectivement. D'autre part, $a^{f,\text{sWeighted dist.}}$ et $\sigma^{f,\text{sWeighted dist.}}$ désignent la valeur ajustée d'un paramètre a et son incertitude obtenues via l'ajustement des distributions angulaires après ${}_s\mathcal{P}lot$.

Si $\Delta(\text{true} - \text{sWeight}) / \sigma_{\text{tot.}}$ est proche de zéro, cela indique qu'il n'y a pas de biais dans le modèle angulaire provenant de la procédure ${}_s\mathcal{P}lot$. De plus, nous normalisons les ${}_s\mathcal{W}eights$ dans la procédure ${}_s\mathcal{P}lot$ afin d'obtenir des incertitudes correctes. Cette normalisation est validée si le rapport $\sigma^{f,\text{true dist.}} / \sigma^{f,\text{sWeighted dist.}}$ est égal à 1. La table 4.13 donne les résultats de la comparaison entre les deux études de pseudo-expériences. Les résultats sont en bon accord avec les valeurs attendues. Pour ces raisons, nous concluons que la procédure sFit est validée. Une autre conclusion peut aussi être tirée : les petits biais observés sur le nombre des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ n'affectent pas les pulls des paramètres d'intérêt dans l'ajustement angulaire.

Notons que le taux de convergence de l'ajustement est proche 100%. Les distributions de pull de chaque paramètre libre dans la procédure nominale de sFit sont données dans l'appendice D.1. De plus, les corrélations entre les paramètres libres sont données dans l'appendice D.2.

TABLE 4.11 – Moyennes et largeurs des distributions de pulls pour tous les paramètres libres de l'ajustement angulaire aux distributions angulaires pondérées du méson B_s^0 .

$a (B_s^0)$	$\mu(\text{pull})$	$\sigma(\text{pull})$	a^f	biais	$\mu(\sigma^f)$
A_0^{CP}	-0.060 ± 0.033	1.027 ± 0.024	0.000	-0.003	0.055
A_S^{CP}	0.038 ± 0.033	1.014 ± 0.025	0.000	0.004	0.106
$A_{\parallel}^{CP}$	0.016 ± 0.033	1.016 ± 0.024	0.000	0.002	0.156
$A_{\perp}^{CP}$	-0.062 ± 0.034	1.029 ± 0.023	0.000	-0.005	0.088
f_0	0.017 ± 0.033	1.025 ± 0.027	0.497	0.000	0.028
$f_{\parallel}$	-0.035 ± 0.033	1.020 ± 0.027	0.179	-0.001	0.027
$\delta_{\parallel}$	0.061 ± 0.034	1.056 ± 0.027	-2.700	0.010	0.160
$\delta_{\perp}$	-0.069 ± 0.034	1.059 ± 0.027	-0.010	-0.007	0.108
$F_{S_826_861}$	0.047 ± 0.035	1.078 ± 0.028	0.475	0.005	0.109
$F_{S_861_896}$	0.110 ± 0.033	0.971 ± 0.024	0.080	0.003	0.032
$F_{S_896_931}$	0.195 ± 0.033	1.010 ± 0.027	0.044	0.007	0.035
$F_{S_931_966}$	0.126 ± 0.034	1.047 ± 0.029	0.523	0.015	0.115
$\delta_{S_826_861}$	0.061 ± 0.034	1.056 ± 0.027	0.540	0.010	0.156
$\delta_{S_861_896}$	-0.069 ± 0.034	1.059 ± 0.027	-0.530	-0.017	0.244
$\delta_{S_896_931}$	-0.108 ± 0.032	0.996 ± 0.020	-1.460	-0.022	0.208
$\delta_{S_931_966}$	0.043 ± 0.035	1.063 ± 0.027	-1.760	0.006	0.136

TABLE 4.12 – Moyennes et largeurs des distributions de pulls pour tous les paramètres libres de l’ajustement aux distributions angulaires vraies du méson B_s^0 .

$a (B_s^0)$	$\mu(\text{pull})$	$\sigma(\text{pull})$	a^f	biais	$\mu(\sigma^f)$
A_0^{CP}	0.008 ± 0.031	0.974 ± 0.026	0.000	0.000	0.056
A_S^{CP}	-0.007 ± 0.033	1.022 ± 0.025	0.000	-0.001	0.100
$A_{\parallel}^{CP}$	0.003 ± 0.032	0.987 ± 0.024	0.000	0.000	0.147
$A_{\perp}^{CP}$	0.011 ± 0.032	0.998 ± 0.024	0.000	0.001	0.094
f_0	-0.023 ± 0.031	0.970 ± 0.028	0.497	-0.001	0.023
$f_{\parallel}$	-0.030 ± 0.033	1.007 ± 0.028	0.179	-0.001	0.026
$\delta_{\parallel}$	0.034 ± 0.032	0.979 ± 0.027	-2.700	0.005	0.161
$\delta_{\perp}$	-0.020 ± 0.032	1.003 ± 0.027	-0.010	-0.002	0.108
$F_{S_826_861}$	0.054 ± 0.031	0.970 ± 0.028	0.475	0.006	0.109
$F_{S_861_896}$	0.198 ± 0.031	0.961 ± 0.022	0.080	0.006	0.031
$F_{S_896_931}$	0.313 ± 0.033	1.011 ± 0.026	0.044	0.010	0.031
$F_{S_931_966}$	0.048 ± 0.031	0.962 ± 0.030	0.523	0.005	0.100
$\delta_{S_826_861}$	0.034 ± 0.032	0.979 ± 0.027	0.540	0.005	0.145
$\delta_{S_861_896}$	-0.020 ± 0.032	1.003 ± 0.027	-0.530	-0.005	0.229
$\delta_{S_896_931}$	-0.104 ± 0.034	1.043 ± 0.020	-1.460	-0.022	0.212
$\delta_{S_931_966}$	0.022 ± 0.035	1.071 ± 0.028	-1.760	0.003	0.124

TABLE 4.13 – Validation de la procédure sFit.

$a (B_s^0)$	$\Delta(\text{true} - \text{sWeight}) / \sigma_{\text{tot.}}$	$\sigma^{f, \text{true dist.}} / \sigma^{f, \text{sWeighted dist.}}$
A_0^{CP}	0.048	1.023
A_S^{CP}	-0.032	0.940
$A_{\parallel}^{CP}$	-0.010	0.943
$A_{\perp}^{CP}$	0.050	1.063
f_0	-0.028	0.843
$f_{\parallel}$	0.005	0.955
$\delta_{\parallel}$	-0.019	1.005
$\delta_{\perp}$	0.036	0.993
$F_{S_826_861}$	0.005	0.997
$F_{S_861_896}$	0.061	0.987
$F_{S_896_931}$	0.062	0.888
$F_{S_931_966}$	-0.064	0.869
$\delta_{S_826_861}$	-0.022	0.925
$\delta_{S_861_896}$	0.037	0.938
$\delta_{S_896_931}$	0.001	1.021
$\delta_{S_931_966}$	-0.017	0.914

Pseudo-expériences avec des valeurs non nulles de A^{CP}

Dans le but de tester la possibilité d'avoir des asymétries CP non nulles dans les données, nous effectuons des études supplémentaires où les A^{CP} sont générées avec des valeurs différentes de zéro. Compte tenu du temps nécessaire pour tester chaque configuration, nous avons simplifié la procédure décrite dans 4.8.3.

Nous générons aléatoirement 10 valeurs de A^{CP} à partir d'une distribution uniforme dans laquelle $A^{CP} \in [-0.6, 0.6]$. Les valeurs générées de A^{CP} sont données dans la table 4.14. Pour chaque ensemble de valeurs A^{CP} , nous générons 10 grands échantillons de distributions angulaires à partir de la PDF nominale décrivant le signal B_s^0 . Dans chaque échantillon généré, le nombre d'évènements B_s^0 est 1000 fois plus grand que le nombre d'évènements B_s^0 attendu dans les données. Enfin, nous réalisons un ajustement classique des distributions angulaires générées. Cela se justifie par le fait que les valeurs d' A^{CP} ne sont pas corrélées à la distribution de masse et par le fait que la procédure de pondération n'ajoute pas de biais supplémentaires sur les paramètres angulaires, comme nous l'avons montré dans la section 4.8.3. Tous les paramètres angulaires sont libres dans les 10 ajustements effectués.

Les résultats correspondants aux ensembles de 0 à 4 et de 5 à 9 sont donnés respectivement dans les tables 4.15 et 4.16. Dans ces tables, seules les valeurs ajustées des différentes A^{CP} sont affichées. Les résultats complets de l'ajustement pour chacun des dix tests avec les A^{CP} non nulles sont donnés dans l'appendice D.3.

En conclusion, nous n'observons pas de biais significatifs dans les paramètres A^{CP} dans aucune des 10 configurations testées. Notons de plus que les incertitudes statistiques correspondant aux valeurs de A^{CP} sont divisées par un facteur $\simeq 30$ par rapport à celles dans la configuration nominale. Ceci est dû à la grande taille des échantillons générés.

Nous pouvons donc conclure que le modèle de l'ajustement angulaire est stable et ne présente pas de biais intrinsèque pour les valeurs de A^{CP} comprises dans l'intervalle $[-0.6, 0.6]$.

TABLE 4.14 – Valeurs des A^{CP} non-nulles générées aléatoirement pour les ensembles de 0 à 9.

Set	A_0^{CP}	$A_{\parallel}^{CP}$	$A_{\perp}^{CP}$	A_S^{CP}
0	-0.0768	-0.5689	-0.3779	0.5178
1	0.0596	-0.0776	0.5373	-0.0183
2	-0.0956	-0.2036	-0.2154	-0.4147
3	-0.3544	0.1431	0.2386	-0.4561
4	-0.2404	-0.2798	-0.0178	0.1593
5	0.1454	0.0350	0.3819	0.2196
6	-0.4385	0.0163	-0.0017	0.1042
7	-0.3787	0.3424	0.2637	-0.2898
8	0.4248	-0.0069	0.0554	-0.1112
9	0.4159	-0.5044	-0.3876	0.5636

TABLE 4.15 – Résultats des pseudo-expériences pour les ensembles 0 à 4 de valeurs non-nulles de A^{CP} .

A^{CP} set	$a(B_s^0)$	a^t	$a^f \pm \sigma^f$	$(a^f - a^t) / \sigma^f$
0	A_0^{CP}	-0.0768	-0.0745 ± 0.0017	1.369
	A_S^{CP}	0.5178	0.5184 ± 0.0043	0.139
	$A_{\parallel}^{CP}$	-0.3779	-0.3777 ± 0.0036	0.056
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.5689	-0.5698 ± 0.0021	-0.438
1	A_0^{CP}	0.0596	0.0592 ± 0.0015	-0.277
	A_S^{CP}	-0.0183	-0.0190 ± 0.0029	-0.236
	$A_{\parallel}^{CP}$	0.5373	0.5354 ± 0.0038	-0.498
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.0776	-0.0807 ± 0.0025	-1.217
2	A_0^{CP}	-0.0956	-0.0974 ± 0.0015	-1.160
	A_S^{CP}	-0.4147	-0.4151 ± 0.0030	-0.144
	$A_{\parallel}^{CP}$	-0.2154	-0.2086 ± 0.0041	1.682
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.2036	-0.2044 ± 0.0025	-0.340
3	A_0^{CP}	-0.3544	-0.3533 ± 0.0015	0.729
	A_S^{CP}	-0.4561	-0.4547 ± 0.0031	0.463
	$A_{\parallel}^{CP}$	0.2386	0.2341 ± 0.0040	-1.135
	$A_{\perp}^{CP}$	0.1431	0.1419 ± 0.0025	-0.460
4	A_0^{CP}	-0.2404	-0.2432 ± 0.0015	-1.863
	A_S^{CP}	0.1593	0.1604 ± 0.0033	0.337
	$A_{\parallel}^{CP}$	-0.0178	-0.0154 ± 0.0041	0.591
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.2798	-0.2768 ± 0.0024	1.245

TABLE 4.16 – Résultats des pseudo-expériences pour les ensembles 5 à 9 de valeurs non-nulles de A^{CP} .

A^{CP} set	$a(B_s^0)$	a^t	$a^f \pm \sigma^f$	$(a^f - a^t) / \sigma^f$
5	A_0^{CP}	0.1454	0.1450 ± 0.0015	-0.258
	A_S^{CP}	0.2196	0.2200 ± 0.0028	0.153
	$A_{\parallel}^{CP}$	0.3819	0.3776 ± 0.0039	-1.088
	$A_{\perp}^{CP}$	0.0350	0.0375 ± 0.0025	0.991
6	A_0^{CP}	-0.4385	-0.4385 ± 0.0015	-0.017
	A_S^{CP}	0.1042	0.1059 ± 0.0032	0.544
	$A_{\parallel}^{CP}$	-0.0017	-0.0028 ± 0.0041	-0.259
	$A_{\perp}^{CP}$	0.0163	0.0158 ± 0.0025	-0.182
7	A_0^{CP}	-0.3787	-0.3788 ± 0.0016	-0.036
	A_S^{CP}	-0.2898	-0.2855 ± 0.0030	1.443
	$A_{\parallel}^{CP}$	0.2637	0.2671 ± 0.0039	0.874
	$A_{\perp}^{CP}$	0.3424	0.3437 ± 0.0024	0.534
8	A_0^{CP}	0.4248	0.4244 ± 0.0015	-0.243
	A_S^{CP}	-0.1112	-0.1127 ± 0.0032	-0.472
	$A_{\parallel}^{CP}$	0.0554	0.0511 ± 0.0041	-1.051
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.0069	-0.0065 ± 0.0025	0.163
9	A_0^{CP}	0.4159	0.4127 ± 0.0016	-1.989
	A_S^{CP}	0.5636	0.5671 ± 0.0036	0.980
	$A_{\parallel}^{CP}$	-0.3876	-0.3818 ± 0.0037	1.570
	$A_{\perp}^{CP}$	-0.5044	-0.4998 ± 0.0023	2.040

4.9 Résultats

Nous effectuons un ajustement simultané dans 16 sous-ensembles définis par les deux périodes de prise de données 2011 et 2012, la charge du kaon et les 4 bins de $m_{K\pi}$. Toutes les étapes de la construction du modèle de l'ajustement angulaire sont décrites dans la section 4.6. Les paramètres d'intérêt sont les fractions de polarisations et les asymétries CP directes dépendantes de polarisation. Les valeurs des paramètres angulaires et leurs incertitudes statistiques, obtenues à partir de l'ajustement, sont données dans les deuxième et troisième lignes des tableaux 4.18 et 4.19. Les amplitudes de l'onde P et leurs phases fortes ont des valeurs communes dans les quatre bins $m_{K\pi}$, tandis que les paramètres de l'onde S sont répartis dans les différents bins.

L'analyse précédente des amplitudes de polarisation du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est effectuée dans un seul bin $m_{K\pi}$ et ne tient pas compte de la présence d'asymétrie CP . En analysant 0.37 fb^{-1} de données réelles, LHCb a mesuré $f_0 = 0.50 \pm 0.08 \pm 0.02$, $f_{\parallel} = 0.19^{+0.10}_{-0.08} \pm 0.02$ et $\delta_{\parallel} = -2.78 \pm 0.54$ [89]. La première incertitude est statistique, la seconde est systématique. Dans notre analyse, la fenêtre de $m_{K\pi}$ autour du pic K^{*0} a été élargie jusqu'à $140 \text{ MeV}/c^2$ par rapport à la fenêtre de $80 \text{ MeV}/c^2$ utilisée dans la publication précédente [89].

Nos résultats avec 3 fb^{-1} sont compatibles avec l'analyse précédente et sont plus précis d'un facteur ~ 3 . La distribution angulaire du signal et les projections de la PDF ajustée sont présentées dans la figure 4.8. En outre, les corrélations entre les paramètres ajustés sont données dans le tableau 4.17.

FIGURE 4.8 – Projections de la PDF angulaire superposées aux distributions angulaires des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ dans les données réelles. Les points noirs correspondent aux données et la ligne noire à l'ajustement total. La ligne bleue en tiret aux composantes CP -paires de l'onde P , la ligne bleue en pointillés correspondant aux composantes CP -impaires de l'onde P ainsi qu'aux interférences entre ces polarisations, la ligne verte en pointillés pour l'onde S , et en rouge pour l'interférence entre les onde S et P .

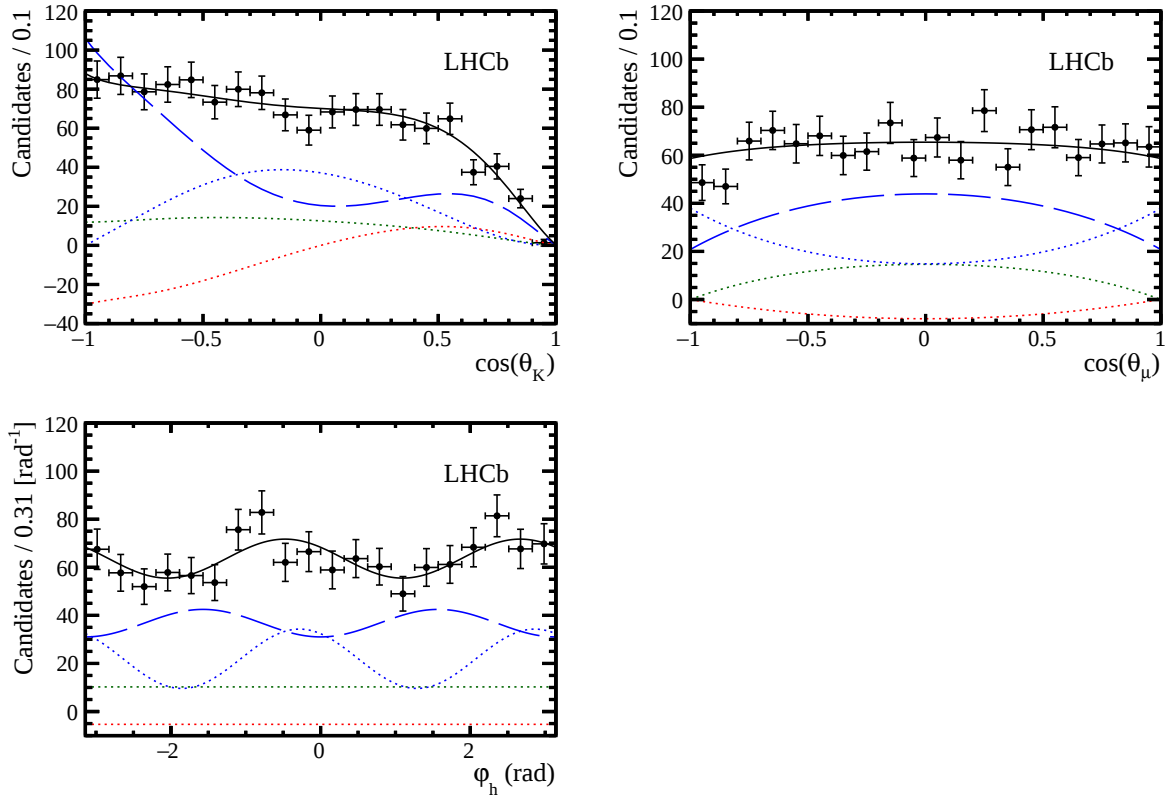


TABLE 4.17 – Corrélations linéaires entre les paramètres libres de l'ajustement angulaire dans les vraies données.

	A_0^C	A_S^C	$A_{\parallel}^C$	$A_{\perp}^C$	F_S^0	F_S^1	F_S^2	F_S^3	$\delta_{\parallel}$	$\delta_{\perp}$	δ_S^0	δ_S^1	δ_S^2	δ_S^3	f_0	$f_{\parallel}$
A_0^C	+1.00	-0.12	-0.11	-0.17	-0.13	-0.02	-0.06	-0.01	+0.03	+0.02	+0.10	-0.00	+0.07	+0.01	+0.06	-0.05
A_S^C		+1.00	-0.14	-0.12	+0.16	-0.12	+0.03	-0.10	+0.00	-0.06	+0.02	+0.07	+0.05	+0.07	+0.01	+0.03
$A_{\parallel}^C$			+1.00	-0.49	+0.02	+0.09	-0.02	+0.08	+0.09	+0.06	-0.06	-0.04	-0.05	-0.12	-0.04	-0.07
$A_{\perp}^C$				+1.00	-0.00	-0.01	-0.06	-0.07	-0.09	-0.03	-0.03	+0.01	-0.02	+0.07	+0.01	-0.06
F_S^0					+1.00	+0.01	-0.01	-0.03	-0.10	-0.24	-0.77	+0.01	+0.04	-0.00	+0.10	-0.09
F_S^1						+1.00	-0.01	-0.00	-0.02	-0.05	-0.01	-0.25	+0.03	-0.01	+0.15	-0.10
F_S^2							+1.00	+0.01	-0.04	+0.07	+0.01	-0.00	-0.22	+0.00	-0.02	+0.04
F_S^3								+1.00	+0.08	+0.08	+0.00	-0.01	-0.03	-0.29	-0.09	+0.04
$\delta_{\parallel}$									+1.00	+0.62	+0.10	+0.14	+0.03	+0.11	+0.04	-0.03
$\delta_{\perp}$										+1.00	+0.17	+0.13	-0.02	+0.13	+0.05	-0.04
δ_S^0											+1.00	+0.04	+0.03	+0.04	+0.08	+0.04
δ_S^1												+1.00	+0.04	+0.04	+0.13	-0.05
δ_S^2													+1.00	+0.04	+0.27	-0.08
δ_S^3														+1.00	+0.11	+0.00
f_0															+1.00	-0.34
$f_{\parallel}$																+1.00

4.10 Incertitudes systématiques

Cette section est dédiée à l'étude des incertitudes systématiques sur les paramètres angulaires. La plus grande contribution provient de la détermination de l'acceptance angulaire.

4.10.1 Acceptance angulaire

L'acceptance angulaire est déterminée à partir d'évènements simulés, comme expliqué dans la section 4.6.3. Les poids de l'acceptance sont fixes dans la procédure de l'ajustement nominal. En raison de la taille limitée de l'échantillon MC, les incertitudes statistiques sur les poids de normalisation doivent être prises en compte comme une incertitude systématique sur les paramètres physiques extraits de l'ajustement angulaire. Ces incertitudes systématiques sont évaluées en faisant varier, indépendamment dans tous les bins $m_{K\pi}$, les poids de normalisation de cinq déviations standards en tenant compte des corrélations. Nous répétons l'ajustement angulaire 200 fois, chacune avec un nouvel ensemble de poids de normalisation. Pour chaque paramètre ajusté, la variance de la distribution obtenue est prise comme incertitude systématique sur ce paramètre.

Sachant que les données simulées ne décrivent pas parfaitement les données réelles, nous évaluons les incertitudes systématiques qui tiennent compte de cette différence. La procédure itérative (cf. section 4.6.3) a permis de corriger l'absence de l'onde S et les distributions cinématiques dans la simulation [3]. La différence résiduelle entre la simulation et les vraies données est ajoutée comme incertitude systématique. Dans ce but, nous calculons les poids de normalisation dans un échantillon de données réelles pondérées par les poids des candidats $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Ensuite, nous ajustons les distributions angulaires en appliquant les nouveaux poids de normalisation. Pour chaque paramètre de l'ajustement angulaire, nous attribuons une incertitude systématique égale à la différence entre la valeur de ce paramètre dans l'ajustement nominal, où les poids de normalisation sont calculés dans le MC, et celle dans l'ajustement utilisant les poids de normalisation extraits des données réelles. Notons que cette incertitude systématique est conservative parce que les différences entre les données réelles et le MC ont été déjà corrigées grâce à la procédure itérative.

4.10.2 Modèle de masse $m(J/\psi K^+ \pi^-)$

Certains paramètres de la fonction Hypatia, utilisée pour modéliser les masses des mésons B_s^0 et B^0 , sont fixes dans l'ajustement nominal². Les valeurs de ces

2. Plus précisément, les paramètres fixes sont : λ , a_1 , n_1 , a_2 et n_2 , ainsi que les paramètres des fonctions Amoroso décrivant les bruits de fond Λ_b^0 (cf. section 4.4).

paramètres sont extraites des données simulées ce qui induit des incertitudes systématiques. Ces dernières sont évaluées en répétant l’ajustement de masse 1000 fois. Dans chacun de ces ajustements, la valeur de chaque paramètre fixe est tirée aléatoirement d’une distribution gaussienne dont la moyenne et la largeur correspondent respectivement à la valeur et l’incertitude de ce paramètre dans la procédure nominale. Cette stratégie prend en compte les corrélations entre les différents paramètres. Les poids calculés dans chacun des ajustements de masse sont ensuite utilisés pour pondérer les distributions angulaires avant de les ajuster. Ensuite, les incertitudes systématiques positive et négative sur chaque paramètre angulaire correspondent à sa valeur obtenue par une intégrale de $\pm 34.1\%$ de sa distribution autour de sa valeur nominale. De plus, un ajustement de masse est fait en fixant le paramètre a_2 de la fonction Hypatia à l’infini, ce qui permet de négliger la contribution des évènements dans les queues provenant des effets autre que la résolution. Un autre ajustement est effectué en laissant a_2 libre dans l’ajustement.

4.10.3 Bruit de fond non combinatoire

En se basant sur notre connaissance des bruits de fond non combinatoires, nous avons introduit des poids négatifs fixes dans le modèle de masse, comme décrit dans la section 4.2. L’ajustement de masse est répété en variant les poids des évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ de $\pm 1\sigma$ par rapport à ceux utilisés dans la procédure nominale. Ensuite, l’ajustement angulaire est répété avec le nouvel ensemble de poids. Les déviations sur chacun des paramètres angulaires sont ajoutées en quadrature et utilisées comme incertitudes systématiques.

4.10.4 Biais de l’ajustement

Le biais sur chaque paramètre, dans les études de pseudo-expériences, est pris comme une incertitude systématique sur ce paramètre (cf. section 4.8).

4.10.5 Facteurs C_{SP}

Pour tenir compte de la dépendance entre la masse $K\pi$ et les amplitudes de polarisations, les facteurs C_{SP} , décrivant le couplage entre les onde S et P , sont calculés en bins de masse $m_{K\pi}$, comme expliqué dans la section 4.6.2. Cette procédure dépend des modèles choisis pour décrire les distributions des ondes S et P . L’incertitude systématique sur chaque facteur C_{SP} est égale à la plus grande différence entre sa valeur nominale et celle obtenue avec des modèles alternatifs [65].

4.10.6 Corrélations entre la masse et les angles

L’ajustement nominal de la masse, décrit dans la section 4.4, est effectué dans 4 bins de masse $m_{K\pi}$ et 5 bins de $\cos \theta_\mu$. L’ajustement de masse sert à calculer des poids pour chacune des *catégories* d’évènements, qui seront ensuite appliqués sur les distributions angulaires. Afin de tenir compte de la corrélation entre la masse invariante ($J/\psi K^- \pi^+$) et les angles, nous varions le nombre de bins $\cos \theta_\mu$. Nous répétons l’ajustement de la masse et la procédure *sPlot* dans 4 puis dans 6 bins de $\cos \theta_\mu$. Dans tous les cas, les bins ont une taille égale, elle est obtenue en divisant l’intervalle $-1 \leq \cos \theta_\mu \leq 1$ par le nombre choisi de bins. Les poids correspondant au signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ sont ensuite appliqués aux données avant d’effectuer l’ajustement angulaire. Les déviations sur chacun des paramètres angulaires dans les deux ajustements sont ajoutées en quadrature et prises comme incertitude systématique sur le paramètre en question.

4.10.7 Contribution de l’onde D

L’onde D peut contribuer dans les distributions angulaires sous forme de $K_2^*(1430)^0$. Cette contribution est négligée dans l’ajustement nominal. Nous attribuons à chaque paramètre de l’ajustement angulaire une incertitude systématique égale à la différence entre sa valeur dans l’ajustement nominal et celle dans un ajustement qui inclue l’onde D . Les paramètres de l’onde D sont fixés à leurs valeurs mesurées dans la région du $K_2^*(1430)^0$ et extrapolées dans la région du $K^{*0}(892)$ [65]. Dans l’appendice C, nous donnons la PDF angulaire totale incluant l’onde D .

TABLE 4.18 – Paramètres de l’onde P mesurés dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ ainsi que leurs incertitudes statistiques et systématiques. Nous ne donnons pas de valeurs quand les incertitudes sont inférieures à 5×10^{-4} , sauf pour les deux phases fortes, $\delta_{\parallel}$ et $\delta_{\perp}$, pour lesquels les incertitudes sont inférieures à 5×10^{-3} .

Paramètre	f_0	$f_{\parallel}$	$\delta_{\parallel}$	$\delta_{\perp}$	A_0^{CP}	$A_{\parallel}^{CP}$	$A_{\perp}^{CP}$
Valeur nominale	0.497	0.179	-2.70	0.01	-0.048	0.171	-0.049
Incertitudes statistiques	$+0.024$ -0.025	$+0.027$ -0.026	$+0.15$ -0.16	0.11	0.057	0.152	$+0.095$ -0.096
Acceptance angulaire (MC stat)	0.018	0.008	0.02	0.01	0.009	0.017	0.008
Acceptance angulaire (corrections data–MC)	0.015	0.007	0.17	0.10	0.007	—	0.015
Facteurs C_{SP}	—	0.001	—	—	0.001	0.002	0.002
Contribution de l’onde D	0.004	0.003	—	—	0.002	0.015	0.002
Modèle angulaire du bruit de fond	$+0.004$ -0.003	0.002	0.02	0.01	$+0.003$ -0.004	$+0.012$ -0.004	0.002
Paramètres de masse et contamination de B^0	—	—	—	—	0.001	0.001	—
Corrélations Mass— $\cos \theta_{\mu}$	0.007	0.006	0.07	$+0.02$ -0.04	0.014	$+0.009$ -0.012	0.016
Biais d’ajustement	—	0.001	0.01	0.07	0.003	0.002	0.005
Asymétrie de détection	—	—	—	—	0.005	0.005	$+0.005$ -0.006
Asymétrie de production	—	—	—	—	—	—	—
Somme quadratique des systématiques	0.025	0.013	0.19	$+0.012$ -0.013	0.020	$+0.028$ -0.027	0.025
Incertitudes totales	0.035	0.030	0.25	$+0.016$ -0.017	0.060	0.154	0.099

TABLE 4.19 – Paramètres de l’onde S mesurés dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ ainsi que leurs incertitudes statistiques et systématiques. Nous ne donnons pas de valeurs quand les incertitudes sont inférieures à 5×10^{-4} .

Paramètre	A_S^{CP}	$m_{K\pi}^{\text{bin0}}$		$m_{K\pi}^{\text{bin1}}$		$m_{K\pi}^{\text{bin2}}$		$m_{K\pi}^{\text{bin3}}$	
		F_S	δ_S	F_S	δ_S	F_S	δ_S	F_S	δ_S
Valeur nominale	0.167	0.475	0.54	0.080	-0.53	0.044	-1.46	0.523	-1.76
Incertitudes statistiques	+0.113 -0.114	+0.108 -0.112	0.16	+0.031 -0.025	+0.25 -0.21	+0.042 -0.029	+0.22 -0.19	+0.109 -0.112	+0.13 -0.14
Acceptance angulaire (MC stat)	0.028	0.039	0.03	0.012	0.065	0.015	0.10	0.065	0.06
Acceptance angulaire (corrections data–MC)	0.015	0.058	0.08	0.019	0.18	0.027	0.27	0.006	0.04
Facteurs C_{SP}	—	0.002	0.01	0.001	—	0.002	—	0.001	0.01
Contribution de l’onde D	0.008	0.010	0.02	0.005	0.03	0.008	0.08	0.002	0.04
Modèle angulaire du bruit de fond	0.001	0.002	0.01	+0.000 -0.001	0.01	—	+0.03 -0.02	+0.002 -0.000	+0.07 -0.04
Paramètres de masse et contamination de B^0	0.001	0.001	+0.00 -0.01	—	—	—	—	—	—
Corrélations Mass— $\cos \theta_\mu$	+0.023 -0.029	+0.040 -0.028	0.05	0.003	0.040	+0.006 -0.016	0.02	+0.009 -0.011	+0.02 -0.03
Biais d’ajustement	0.004	0.005	0.01	0.003	0.02	0.007	0.032	0.015	0.01
Asymétrie de détection	0.005	—	—	—	—	—	—	—	—
Asymétrie de production	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Somme quadratique des systématiques	+0.041 -0.044	+0.081 -0.076	0.10	0.023	0.20	+0.033 -0.036	0.30	0.068	+0.11 -0.09
Incertitudes totales	+0.120 -0.122	0.135	0.19	+0.039 -0.034	+0.32 -0.29	+0.054 -0.047	+0.37 -0.35	+0.128 -0.131	0.17

4.11 Vérifications

Dans cette section, nous présentons deux tests supplémentaires de notre modèle angulaire. En premier lieu, nous ajustons les distributions angulaires dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Dans la deuxième partie, nous comparons la fraction de l'onde S dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$.

4.11.1 Ajustement angulaire pour le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

LHCb a publié une mesure des fractions de polarisation et des phases fortes dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ en quatre bins $m_{K\pi}$ autour de la masse nominale du méson $K^*(892)^0$, en utilisant 1 fb^{-1} de données réelles [78]. Dans cette section, nous comparons cette mesure avec les résultats que nous avons obtenus en effectuant un sFit des distributions angulaires pondérées par les ${}_s\text{Weights}$ du signal B^0 extrait de l'ajustement de masse (voir section 4.5). Les résultats sont donnés dans le tableau 4.20.

TABLE 4.20 – Paramètres de l'ajustement angulaire dans quatre bins de $m_{K\pi}$ autour de la masse nominale de $K^*(892)^0$. Les incertitudes dans la première colonne sont statistiques. Dans la deuxième colonne, les incertitudes sont obtenues en ajoutant en quadrature les incertitudes systématiques et statistiques. La dernière colonne donne la différence entre les deux résultats en unité de l'incertitude totale, σ_{tot} , qui est la somme en quadrature des incertitudes dans la première et deuxième colonnes.

Paramètre	Résultats avec 3 fb^{-1}	Papier $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [78], 1 fb^{-1}	différence/ σ_{tot}
f_0	0.552 ± 0.002	0.572 ± 0.014	-1.405
$f_{\parallel}$	0.225 ± 0.002	0.227 ± 0.012	-0.137
$\delta_{\parallel}$	-2.93 ± 0.01	-2.94 ± 0.04	0.19
$\delta_{\perp}$	2.93 ± 0.01	2.94 ± 0.03	-0.29
$F_{S_826_861}$	0.090 ± 0.004	0.115 ± 0.021	-1.170
$\delta_{S_826_861}$	3.17 ± 0.06	3.09 ± 0.08	0.78
$F_{S_861_896}$	0.025 ± 0.002	0.049 ± 0.008	-2.941
$\delta_{S_861_896}$	2.54 ± 0.04	2.66 ± 0.08	-1.36
$F_{S_896_931}$	0.032 ± 0.003	0.052 ± 0.011	-1.742
$\delta_{S_896_931}$	1.71 ± 0.02	1.94 ± 0.09	-2.53
$F_{S_931_966}$	0.109 ± 0.007	0.105 ± 0.016	0.221
$\delta_{S_931_966}$	1.39 ± 0.02	1.53 ± 0.11	-1.30

Nous avons également comparé les deux analyses en incluant les asymétries CP dépendantes de polarisation dans notre ajustement. Les résultats sont présentés dans

la table 4.21. Nous trouvons un bon accord entre nos résultats et ceux du papier $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Cependant, nous observons quelques différences, notamment dans certains paramètres de l'onde S ($F_{S_861_896}$ et $\delta_{S_896_931}$), qui peuvent être dues à la différence dans plusieurs aspects des deux analyses comme le traitement de bruit de fond et l'acceptance.

TABLE 4.21 – Paramètres de l'ajustement angulaire dans quatre bins de $m_{K\pi}$ autour de la masse nominale de $K^*(892)^0$. Les incertitudes dans la première colonne sont statistiques. Dans la deuxième colonne, les incertitudes sont obtenues en ajoutant en quadrature les incertitudes systématiques et statistiques. La dernière colonne donne la différence entre les deux résultats en unité de l'incertitude totale, σ_{tot} , qui est la somme en quadrature des incertitudes dans la première et deuxième colonnes.

Paramètre	Résultats avec 3 fb^{-1}	Papier $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [78], 1 fb^{-1}	différence/ σ_{tot}
A_0^{CP}	0.010 ± 0.004	-	-
$A_{\parallel}^{CP}$	0.033 ± 0.009	-	-
$A_{\perp}^{CP}$	0.005 ± 0.009	-	-
A_S^{CP}	0.061 ± 0.026	-	-
f_0	0.552 ± 0.002	0.572 ± 0.014	-1.405
$f_{\parallel}$	0.225 ± 0.002	0.227 ± 0.012	-0.137
$\delta_{\parallel}$	-2.93 ± 0.01	-2.94 ± 0.04	0.19
$\delta_{\perp}$	2.93 ± 0.01	2.94 ± 0.03	-0.29
$F_{S_826_861}$	0.090 ± 0.004	0.115 ± 0.021	-1.156
$\delta_{S_826_861}$	3.17 ± 0.06	3.09 ± 0.08	0.76
$F_{S_861_896}$	0.025 ± 0.002	0.049 ± 0.008	-2.940
$\delta_{S_861_896}$	2.54 ± 0.04	2.66 ± 0.08	-1.37
$F_{S_896_931}$	0.032 ± 0.003	0.052 ± 0.011	-1.743
$\delta_{S_896_931}$	1.71 ± 0.02	1.94 ± 0.09	-2.52
$F_{S_931_966}$	0.109 ± 0.007	0.105 ± 0.016	0.234
$\delta_{S_931_966}$	1.39 ± 0.02	1.53 ± 0.11	-1.30

4.11.2 Fractions de l'onde S dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Afin de comprendre la différence entre les amplitudes de l'onde S dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, nous calculons le nombre d'évènements correspondant aux ondes S et P dans les deux canaux. Le nombre d'évènements correspondant à l'onde P , $N^{\text{P-wave}}$, est défini tel que :

$$\frac{N^{\text{P-wave}}}{N_{\text{tot}}} = \frac{\sum_{ij}^{i,j \neq S} \xi_{ij} \times A_i^* A_j}{\sum_{ij} \xi_{ij} \times C_{ij} \times A_i^* A_j} \quad (i, j = 0, \parallel, \perp, S), \quad (4.56)$$

où N_{tot} est le nombre total des candidats B_s^0 (ou B^0), ξ_{ij} sont les poids de l'acceptance, A_i et A_j représentent les amplitudes de polarisations et C_{ij} les facteurs C_{SP} . Le nombre d'évènements correspondant à l'onde S , $N^{S\text{-wave}}$, est égal à :

$$\frac{N^{S\text{-wave}}}{N_{\text{tot}}} = \frac{\xi_{SS} \times A_S^* A_S}{\sum_{ij} \xi_{ij} \times C_{ij} \times A_i^* A_j} \quad (i, j = 0, \parallel, \perp, S). \quad (4.57)$$

Les incertitudes sur ces valeurs incluent les incertitudes statistiques sur les fractions de l'onde S , F_S , ainsi que sur le nombre total des candidats B^0 et B_s^0 , $N_{B_s^0, B^0}$, provenant de l'ajustement de la masse dans la section 4.4 :

$$\begin{aligned} \sigma(N_{B_s^0, B^0}^{S\text{-wave}}) &= \sigma(N_{B_s^0, B^0} \cdot F_S), \\ \sigma(N_{B_s^0, B^0}^{P\text{-wave}}) &= \sigma(N_{B_s^0, B^0} \cdot (1 - F_S)). \end{aligned} \quad (4.58)$$

Nous tenons aussi compte de l'incertitude systématique due à l'exclusion de l'asymétrie CP dans l'ajustement angulaire. Les incertitudes statistiques sont dominantes. Les résultats sont présentés sur la figure 4.9 et confirment que les contributions de l'onde S dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ sont compatibles dans les incertitudes. Nous illustrons aussi sur la figure 4.9 la différence de phase forte de l'onde S entre les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Les valeurs et les incertitudes proviennent des résultats de l'ajustement angulaire.

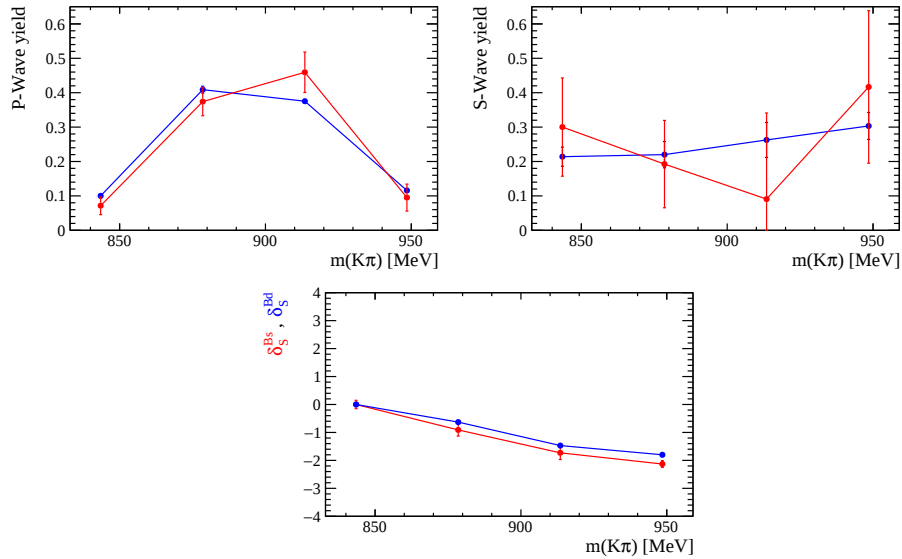


FIGURE 4.9 – Les fractions de l'onde P (en haut à gauche) et l'onde S (en haut à droite) ainsi que les phases fortes de l'onde S dans les quatre bins de $m_{K\pi}$ (en bas). La ligne bleue correspond au canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et la rouge à $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$.

4.12 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ qui sert à extraire le nombre de candidats B_s^0 permettant de calculer le rapport d'embranchement de ce canal via un ajustement de la masse invariante ($J/\psi K^- \pi^+$). Puis, nous avons effectué une analyse angulaire des produits de désintégration afin de déterminer les amplitudes de polarisations et les phases fortes ainsi que l'asymétrie CP directe.

Les résultats peuvent être séparés en trois parties. Les paramètres correspondant à l'onde P du système $K\pi$ sont les résultats les plus importants de cette analyse. La fraction de polarisation longitudinale est majoritaire dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ ($f_0 = 0.497 \pm 0.025(\text{stat}) \pm 0.025(\text{syst})$), conformément aux prédictions théoriques [90]. Les phases fortes correspondantes aux polarisations longitudinale et parallèle varient entre $-\pi$ et 0. Les paramètres de l'onde P sont compatibles avec une analyse d'un échantillon de 0.37 fb^{-1} [89], ainsi qu'avec l'analyse d'un échantillon de 3 fb^{-1} de $B_s^0 \rightarrow \psi(2S) \bar{K}^{*0}$ qui donne $f_0 = 0.524 \pm 0.056(\text{stat}) \pm 0.029(\text{syst})$ [91].

Nous avons mesuré, pour la première fois, les paramètres de l'onde S dans quatre bins de masse $m_{K\pi}$ afin de tenir compte de la variation de l'onde S avec la masse $m_{K\pi}$. Cette procédure nous permet de décrire correctement l'onde S sans compliquer notre ajustement en incluant la masse $m_{K\pi}$ comme une observable physique supplémentaire. Nous constatons que les fractions de l'onde S sont plus grandes dans les bins $m_{K\pi}$ externes que dans les deux bins de milieu. En d'autres termes, les amplitudes de l'onde S diminuent dans les régions de masse où les amplitudes de l'onde P dominent. Cela est attendu puisque la résonance $\bar{K}^{*0}$ est centrée autour de sa masse nominale, à savoir $896 \text{ MeV}/c^2$.

Nous avons également présenté une première mesure de la symétrie CP directe dépendante de polarisation. Les résultats sont compatibles avec le Modèle Standard, et ne montrent pas de violation de la symétrie CP dans ce canal.

Les résultats de cette analyse seront exploités dans le chapitre suivant pour extraire les paramètres des processus pingouins contribuant aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

Chapitre 5

Interprétation des résultats

“All meanings, we know, depend on the key of interpretation.”

George Eliot

Dans ce chapitre, nous exploitons les résultats de l’analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, présentée dans le chapitre précédent, afin de mesurer le rapport d’embranchement de ce canal et de déterminer la déviation sur la phase ϕ_s due aux processus pingouins. Nous suivons la méthodologie expliquée dans le chapitre 2, en se basant sur les études phénoménologiques dans [36, 4, 35].

5.1 Mesure du rapport d’embranchement de

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$$

Nous présentons dans cette section la mesure du rapport d’embranchement du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. La normalisation de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$ par rapport à une désintégration $B_q \rightarrow J/\psi X$ ($\equiv B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ou $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$) est définie telle que :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) \times \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(B_q \rightarrow J/\psi X) \times \mathcal{B}(X \rightarrow h^+ h^-)} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}}{N_{B_q \rightarrow J/\psi X}} \times \frac{\varepsilon_{B_q \rightarrow J/\psi X}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}} \times \frac{f_q}{f_s}, \quad (5.1)$$

où N indique le nombre des candidats $B_q \rightarrow J/\psi X$, ε est l’efficacité totale incluant les effets de reconstruction, les coupures du système de déclenchement et la sélection finale. Le terme $f_q(f_s)$ désigne la fraction de production de mésons $B_q(B_s^0)$. Le rapport $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$ est obtenu en normalisant par rapport à deux canaux :

- le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$: très semblable au signal B_s^0 , il permet d’obtenir de faibles incertitudes systématiques,

— le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$: optimal pour l'extraction des diagrammes pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s . S'agissant d'un canal B_s^0 , cette mesure ne souffre pas de la grande incertitude sur $\frac{f_q}{f_s}$ comme dans le cas précédent.

5.1.1 Efficacités calculées dans la simulation

En premier lieu, les rapports d'efficacité sont estimés en utilisant des événements simulés, dans lesquels la résolution de l'impulsion et les variables liées à l'identification des particules sont calibrées afin de mieux décrire les vraies données. Nous obtenons les rapports d'efficacité suivants pour 2011(2012) :

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}^{MC} / \varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^{MC} = 0.929 \pm 0.012 (0.927 \pm 0.012), \\ & \varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi}^{MC} / \varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^{MC} = 1.991 \pm 0.025 (1.986 \pm 0.027), \end{aligned}$$

Puisque les efficacités sont déterminées en utilisant des événements simulés, elles doivent être corrigées. Soient ω les facteurs de correction définis tels que :

$$\frac{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^M}{N_{B_q \rightarrow J/\psi X}^M} \times \frac{\varepsilon_{B_q \rightarrow J/\psi X}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^{MC}} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^M}{N_{B_q \rightarrow J/\psi X}^M} \times \frac{\varepsilon_{B_q \rightarrow J/\psi X}^{MC}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^{MC}} \times \frac{\omega_{B_q \rightarrow J/\psi X}}{\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}}, \quad (5.2)$$

où $N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}}^M$ et $N_{B_q \rightarrow J/\psi X}^M$ sont les nombres d'évènements obtenus à partir des ajustements de masse dans les vraies données. Le facteur de correction ω est défini comme :

$$\omega_{B_q \rightarrow J/\psi X} = \frac{F_{B_q \rightarrow J/\psi X}^X}{c_{B_q \rightarrow J/\psi X}}, \quad (5.3)$$

où $F_{B_q \rightarrow J/\psi X}^X$ est la fraction de l'onde P donnant la résonance X dans le canal $B_q \rightarrow J/\psi X$ et $c_{B_q \rightarrow J/\psi X}$ est la correction de $\varepsilon_{B_q \rightarrow J/\psi X}^{MC}$ afin de rendre compte de la différence entre les valeurs de paramètres physiques utilisées dans la simulation et les valeurs mesurées dans les vraies données. Les valeurs de ω sont [65] :

$$\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}} = 1.149 \pm 0.044 \text{ (stat)} \pm 0.018 \text{ (syst)}, \quad (5.4)$$

$$\omega_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}} = 1.107 \pm 0.003 \text{ (stat)} \pm 0.038 \text{ (syst)}, \quad (5.5)$$

$$\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi} = 1.013 \pm 0.002 \text{ (stat)} \pm 0.007 \text{ (syst)}. \quad (5.6)$$

5.1.2 Normalisation avec $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

La normalisation par rapport au canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est définie par l'équation ci-dessous :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi K\pi}^M}{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-}^M} \times \frac{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi}^{MC}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}}^{MC}} \times \frac{\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi}}{\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}}} \times \frac{\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-)}{\mathcal{B}(\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+)}, \quad (5.7)$$

avec les facteurs $\mathcal{B}(\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+) = 2/3$ et $\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (49.5 \pm 0.5)\%$ [37].

Le résultat obtenu est :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)} = (4.09 \pm 0.20(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst}))\%. \quad (5.8)$$

5.1.3 Normalisation avec $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

La normalisation avec le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ est donnée par :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow J/\psi K\pi}^M}{N_{B^0 \rightarrow J/\psi K\pi}^M} \times \frac{f_d}{f_s} \times \frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}^{MC}}{\varepsilon_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}}^{MC}} \times \frac{\omega_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}}{\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}}}, \quad (5.9)$$

où :

$$\frac{\omega_{B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}}}{\omega_{B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}}} = 0.963 \pm 0.036(\text{stat}) \pm 0.031(\text{syst}). \quad (5.10)$$

Ce qui donne le résultat suivant :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} = \left(2.99 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst}) \pm 0.17\left(\frac{f_d}{f_s}\right) \right)\%. \quad (5.11)$$

5.1.4 Calcul de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})$

Pour calculer le rapport $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})$, nous multiplions le résultat obtenu dans l'équation 5.11 par le rapport d'embranchement mesuré par l'expérience Belle : $(1.29 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.13(\text{syst})) \times 10^{-3}$ [92]. Ce dernier est choisi car il est le seul à soustraire la contribution de l'onde S . En tenant compte de la différence dans les taux de production des paires $B^+ B^-$ et $B^0 \bar{B}^0$ pour les résonances $\Upsilon(4S)$, i.e. $\Gamma(B^+ B^-)/\Gamma(B^0 \bar{B}^0) = 1.058 \pm 0.024$ [93], nous obtenons :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0})_d = \left(3.95 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst}) \pm 0.23\left(\frac{f_d}{f_s}\right) \pm 0.43(\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})) \right) \times 10^{-5}, \quad (5.12)$$

TABLE 5.1 – Les valeurs des rapports d’embranchement normalisés et leurs incertitudes statistiques et systématiques (%).

Rapport d’embranchement normalisé	$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$	$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}$
Valeur nominale	2.99	4.09
Incertitudes statistiques	0.14	0.20
Rapport d’efficacité	0.04	0.05
Correction angulaire (ω)	0.09	0.07
Effet de modèle de masse	0.06	0.08
f_d/f_s	0.17	0.
Somme en quadrature des systématiques (sans f_d/f_s)	0.12	0.12
Incertitudes totales	0.25	0.23

1856 Nous considérons ensuite le rapport d’embranchement dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [94],
1857 recalculé en utilisant les dernières valeurs de $\frac{f_d}{f_s}$ [93] :
1858 $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi) = (1.038 \pm 0.013 \pm 0.063 \pm 0.060) \times 10^{-3}$. Ce qui donne :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})_\phi = \left(4.25 \pm 0.20(\text{stat}) \pm 0.13(\text{syst}) \pm 0.36(\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)) \right) \times 10^{-5}. \quad (5.13)$$

1859 Les deux résultats de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$ sont compatibles dans les incertitudes.
1860 Nous combinons les deux résultats en tenant compte des corrélations :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) = (4.17 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.26(\text{syst}) \pm 0.24(f_d/f_s)) \times 10^{-5},$$

1861 Les incertitudes sur les paramètres externes $\frac{f_d}{f_s}$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})$, et $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow$
1862 $J/\psi \phi)$ sont ajoutées en quadrature et prises comme incertitudes systématiques
1863 sur $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$. Toutes les incertitudes systématiques sur les paramètres
1864 angulaires sont propagées dans les facteurs ω utilisés dans la normalisation de
1865 $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})$. Les incertitudes systématiques sur les rapports d’embranchement
1866 sont détaillées dans le tableau 5.1.

1867 5.2 Effets des processus pingouins sur ϕ_s

1868 En premier lieu, nous rappelons les paramètres requis afin de contraindre les pro-
1869 cessus pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s (cf. chapitre 2). Puis, nous donnons
1870 les résultats sur la pollution pingouin en utilisant le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et enfin en
1871 combinant les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$.

5.2.1 Formalisme

La pollution due aux processus pingouins, $\Delta\phi_{s,i}$, peut être calculée en utilisant les paramètres pingouins a_i et θ_i comme définit dans l'équation 2.3 du chapitre 2 [36, 35]. Nous pouvons calculer les effets des diagrammes pingouins en utilisant une autre paramétrisation avec les coordonnées cartésiennes telle que : $\Re[a_i] = a_i \cos \theta_i$ et $\Im[a_i] = a_i \sin \theta_i$. Les deux paramètres expérimentaux utilisés afin d'extraire les paramètres pingouins sont :

- le paramètre H_i écrit en fonction de rapport d'embranchement et de fractions de polarisations dans les deux canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$:

$$H_i \equiv \frac{1}{\varepsilon} \left| \frac{\mathcal{A}'_i}{\mathcal{A}_i} \right|^2 \frac{\Phi(m_{J/\psi}/m_{B_s^0}, m_\phi/m_{B_s^0})}{\Phi(m_{J/\psi}/m_{B_s^0}, m_{\bar{K}^{*0}}/m_{B_s^0})} \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})_{\text{theo}}}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)_{\text{theo}}} \frac{f_i}{f'_i}, \quad (5.14)$$

$$= \frac{1 - 2a_i \cos \theta_i \cos \gamma + a_i^2}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2},$$

Le prime (') désigne le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ tandis que les autres termes sont mesurés dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Le passage du rapport d'embranchement théorique au rapport d'embranchement expérimental intégré sur le temps se fait selon [95] :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s \rightarrow f)_{\text{theo}}}{\mathcal{B}(B_s \rightarrow f)_{\text{exp}}} = \left[\frac{1 - y_s^2}{1 + \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} y_s} \right], \quad (5.15)$$

avec :

$$y_s \equiv \frac{\Delta\Gamma_s}{2\Gamma_s} \quad (5.16)$$

Le paramètre de la symétrie CP , $\mathcal{A}_{\Delta\Gamma,i}$, intervenant dans l'équation ci-dessus, est donné par :

$$\mathcal{A}_{\Delta\Gamma,i} = -\eta_i \left(\frac{\cos \phi_s + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos(\phi_s + \gamma) + \varepsilon^2 a_i'^2 \cos(\phi_s + 2\gamma)}{1 + 2\varepsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \varepsilon^2 a_i'^2} \right) \quad (5.17)$$

Par conséquent, l'équation 5.15 dépend des différents états de polarisations de l'état final.

Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est spécifique de saveur, alors : $\mathcal{A}_{\Delta\Gamma}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) = 0$. Par conséquent, le facteur de conversion dans l'équation 5.15 est égal à 0.9963 ± 0.0006 . Quant aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Delta\Gamma}$ est non nulle et elle dépend des paramètres pingouins. Les paramètres pingouins a_i et θ_i sont supposés nuls dans le calcul de l'équation 5.15, ce qui donne :

$$\mathcal{A}_{\Delta\Gamma,i} = -\eta_i \cos \phi_s, \quad (5.18)$$

1896

et :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s \rightarrow f)_{\text{theo}}}{\mathcal{B}(B_s \rightarrow f)_{\text{exp}}} = 1.0608 \pm 0.0045 (0.9392 \pm 0.0045), \quad (5.19)$$

pour les états de CP pairs (impairs).

1897

1898

— L'asymétrie CP directe A_i^{CP} dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ est :

$$A_i^{CP} = -\frac{2a_i \sin \theta_i \sin \gamma}{1 - 2a_i \cos \theta_i \cos \gamma + a_i^2}. \quad (5.20)$$

1899

1900

En connectant les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ via l'approximation $SU(3)$ de saveur, nous écrivons :

$$a_i = a'_i, \quad \theta_i = \theta'_i, \quad (5.21)$$

1901

1902

Les paramètres a_i et θ_i permettent de calculer la déviation sur la phase ϕ_s due aux processus pingouins :

$$\tan(\Delta \phi_{s,i}) = \frac{2\epsilon a'_i \cos \theta'_i \sin \gamma + \epsilon^2 a_i'^2 \sin 2\gamma}{1 + 2\epsilon a'_i \cos \theta'_i \cos \gamma + \epsilon^2 a_i'^2 \cos 2\gamma}. \quad (5.22)$$

1903

5.2.2 Facteurs théoriques

1904

1905

1906

Les amplitudes hadroniques $|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|$ sont calculées suivant la méthode décrite dans la référence [96], et en utilisant les derniers résultats sur les facteurs de forme [97]. Les résultats sont :

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_0(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_0(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})} \right| = 1.23 \pm 0.16, \quad (5.23)$$

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_{\parallel}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_{\parallel}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})} \right| = 1.28 \pm 0.15, \quad (5.24)$$

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_{\perp}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_{\perp}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})} \right| = 1.20 \pm 0.12. \quad (5.25)$$

Ce qui donne :

$$H_0 = 0.99 \pm 0.07 (\text{stat}) \pm 0.06 (\text{syst}) \pm 0.27 (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = 0.99 \pm 0.28, \quad (5.26)$$

$$H_{\parallel} = 0.91 \pm 0.14 (\text{stat}) \pm 0.08 (\text{syst}) \pm 0.21 (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = 0.91 \pm 0.27, \quad (5.27)$$

$$H_{\perp} = 1.47 \pm 0.14 (\text{stat}) \pm 0.11 (\text{syst}) \pm 0.28 (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = 1.47 \pm 0.33. \quad (5.28)$$

5.2.3 Résultats de l'ajustement avec le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$

Pour chacune des trois polarisations, un ajustement par la méthode des moindres carrés est effectué. Les trois degrés de liberté sont : $\Re[a]$, $\Im[a]$ et l'angle γ du triangle d'unitarité. Une contrainte gaussienne est appliquée sur γ [98] :

$$\gamma = \left(73.2_{-7.0}^{+6.3}\right)^\circ. \quad (5.29)$$

Les fonctions χ^2 sont minimales pour les valeurs suivantes de $\Re[a]$ et $\Im[a]$:

$$\Re[a_0] = 0.01_{-0.32}^{+0.97}, \quad \Im[a_0] = 0.025_{-0.031}^{+0.035}, \quad \chi_{\min}^2 = 1.1 \times 10^{-7}, \quad (5.30)$$

$$\Re[a_{\parallel}] = 0.31_{-0.51}^{+0.58}, \quad \Im[a_{\parallel}] = -0.082_{-0.087}^{+0.074}, \quad \chi_{\min}^2 = 1.2 \times 10^{-3}, \quad (5.31)$$

$$\Re[a_{\perp}] = -0.44_{-0.21}^{+0.27}, \quad \Im[a_{\perp}] = 0.037_{-0.076}^{+0.079}, \quad \chi_{\min}^2 = 1.5 \times 10^{-6}, \quad (5.32)$$

Cela implique :

$$a_0 = 0.03_{-0.03}^{+0.97}, \quad \theta_0 = \left(64_{-244}^{+116}\right)^\circ, \quad (5.33)$$

$$a_{\parallel} = 0.32_{-0.32}^{+0.58}, \quad \theta_{\parallel} = -\left(15_{-195}^{+165}\right)^\circ, \quad (5.34)$$

$$a_{\perp} = 0.45_{-0.27}^{+0.21}, \quad \theta_{\perp} = (175 \pm 10)^\circ. \quad (5.35)$$

Pour les états de polarisations longitudinale et parallèle, la phase forte θ est affectée par une grande incertitude. Les contraintes sur les paramètres pingouins provenant des paramètres H_i et A_i^{CP} sont illustrées en coordonnées cartésiennes dans la figure 5.1 et en coordonnées polaires dans la figure 5.2.

En supposant une symétrie $SU(3)$ parfaite et en négligeant les diagrammes pingouins d'annihilation et les diagrammes d'échange dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ ainsi que la différence entre les mésons $\bar{K}^{*0}$ et ϕ , les paramètres pingouins dans les équations (5.30)–(5.32) donnent ¹ :

$$\Delta\phi_{s,0} = 0.001_{-0.011}^{+0.087} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.013} (\text{syst})_{-0.030}^{+0.048} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) \quad (5.36)$$

$$= 0.001_{-0.033}^{+0.100}, \quad (5.37)$$

$$\Delta\phi_{s,\parallel} = 0.031_{-0.038}^{+0.049} (\text{stat})_{-0.013}^{+0.013} (\text{syst})_{-0.033}^{+0.031} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) \quad (5.38)$$

$$= 0.031_{-0.052}^{+0.059}, \quad (5.39)$$

$$\Delta\phi_{s,\perp} = -0.046_{-0.012}^{+0.012} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst})_{-0.024}^{+0.017} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) \quad (5.40)$$

$$= -0.046_{-0.028}^{+0.022}. \quad (5.41)$$

1. Les résultats sont obtenus en propageant les incertitudes obtenues de l'analyse angulaire dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$.

La dernière incertitude provient de $(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)$. On peut écrire ces résultats en degrés tels que :

$$\Delta\phi_{s,0} = \left(0.1^{+5.0}_{-0.6}(\text{stat})^{+0.7}_{-0.5}(\text{syst})^{+2.7}_{-1.7}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)\right)^\circ = \left(0.1^{+5.7}_{-1.9}\right)^\circ, \quad (5.42)$$

$$\Delta\phi_{s,\parallel} = \left(1.8^{+2.8}_{-2.2}(\text{stat})^{+0.7}_{-0.7}(\text{syst})^{+1.8}_{-1.9}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)\right)^\circ = \left(1.8^{+3.4}_{-3.0}\right)^\circ, \quad (5.43)$$

$$\Delta\phi_{s,\perp} = -\left(2.6^{+0.7}_{-0.7}(\text{stat})^{+0.5}_{-0.4}(\text{syst})^{+1.4}_{-1.0}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)\right)^\circ = -\left(2.6^{+1.6}_{-1.3}\right)^\circ. \quad (5.44)$$

1917 5.2.4 Brisure de la symétrie $SU(3)$

1918 Nous incluons les paramètres ξ et δ représentant la brisure de symétrie $SU(3)$
1919 dans la relation 5.21 :

$$a'_i = \xi \times a_i, \quad \theta'_i = \theta_i + \delta. \quad (5.45)$$

1920 Le cas $\xi = 1$ et $\delta = 0$ correspond à une symétrie $SU(3)$ parfaite. Puisque les pa-
1921 ramètres $a_i^{(r)}$ sont des rapports d'amplitudes (cf. équation 2.3), les corrections facto-
1922 risables, du premier ordre de la brisure de symétrie $SU(3)$, peuvent être simplifiées.
1923 Par conséquent, les termes restant dans $a_i^{(r)}$ sont des corrections non-factorisables
1924 de brisure de symétrie $SU(3)$ très difficiles à calculer mais sous-dominantes par
1925 rapport aux corrections factorisables. Les incertitudes sur les paramètres ξ et δ sont
1926 traitées comme des contraintes gaussiennes dans l'ajustement de χ^2 . La déviation
1927 $\Delta\phi_{s,i}$ varie avec l'incertitude sur le paramètre ξ comme le montre la figure 5.3.
1928 Cependant, elle est indépendante de l'incertitude sur δ . Cela est dû à la structure al-
1929 gébrique de $\Delta\phi_{s,i}$ ainsi qu'à la solution obtenue par l'ajustement, à savoir $\Im[a] \approx 0$,
1930 ce qui réduit l'effet de δ sur $\Delta\phi_{s,i}$.

1931 5.2.5 Ajustement global combinant les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et 1932 $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$

1933 En suivant la méthode proposée dans [35], un ajustement combiné des asy-
1934 métries CP et des rapports d'embranchement dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et
1935 $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ a été effectué en supposant que :

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0})} \right| = \left| \frac{\mathcal{A}'_i(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{\mathcal{A}_i(B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0)} \right|. \quad (5.46)$$

1936 Cet ajustement permet de déterminer le rapport $|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|$ directement dans les
1937 données expérimentales, comme expliqué dans le chapitre 2. Pour chacune des trois
1938 polarisations, un ajustement de moindres carrés est effectué. Il y a cinq degrés de
1939 liberté dans l'ajustement : $\Re[a]$, $\Im[a]$, $|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|$, γ et ϕ_d , ce dernier est contraint par
1940 une gaussienne. La phase γ est prise de l'équation (5.29), tandis que ϕ_d est égale à :

$$\phi_d = 0.767 \pm 0.029 \quad ([99]), \quad (5.47)$$

FIGURE 5.1 – En coordonnées cartésiennes, contraintes sur les paramètres pingouins a_i et θ_i obtenus à partir des mesures de A_i^{CP} (en bleu) et H_i (en jaune) dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. La partie interne représente le contour associé à la valeur centrale du paramètre considéré. Les contours sont obtenus par un ajustement χ^2 dans les vraies données. La polarisation longitudinale est illustrée en haut à gauche, la polarisation parallèle en haut à droite et la perpendiculaire en bas.

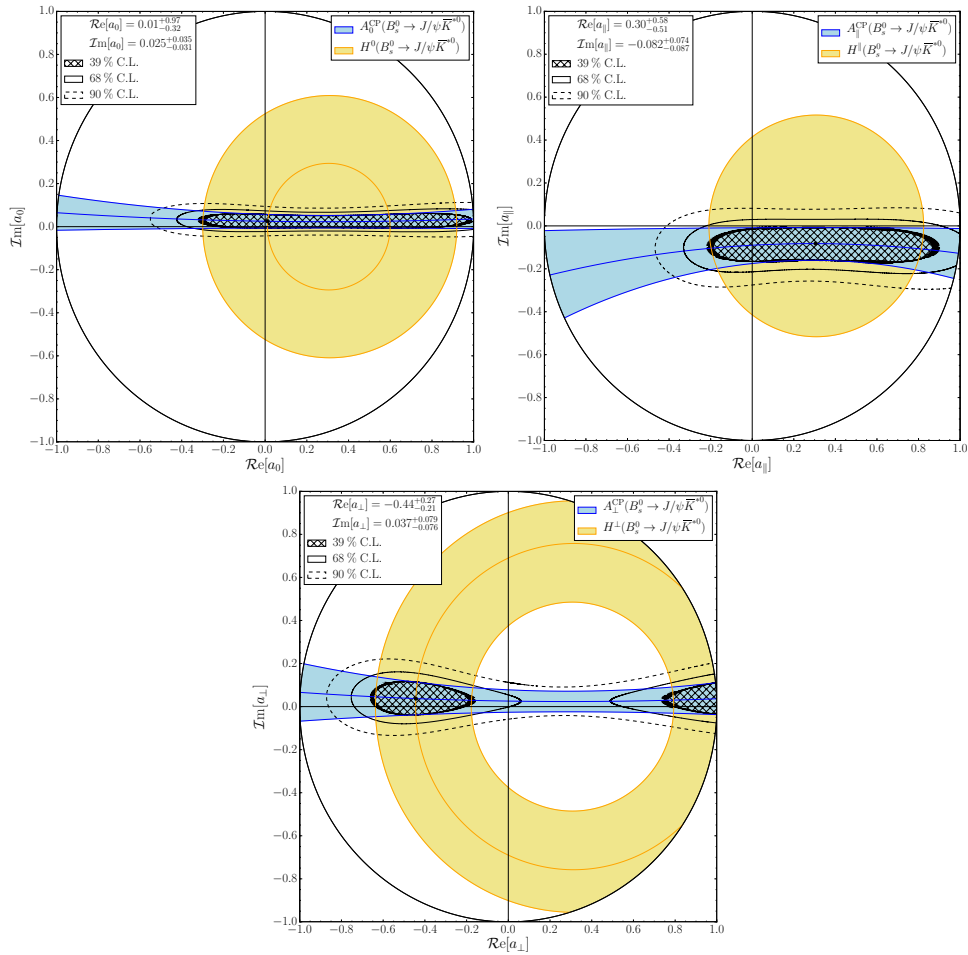


FIGURE 5.2 – Identique à 5.1, en coordonnées polaires.

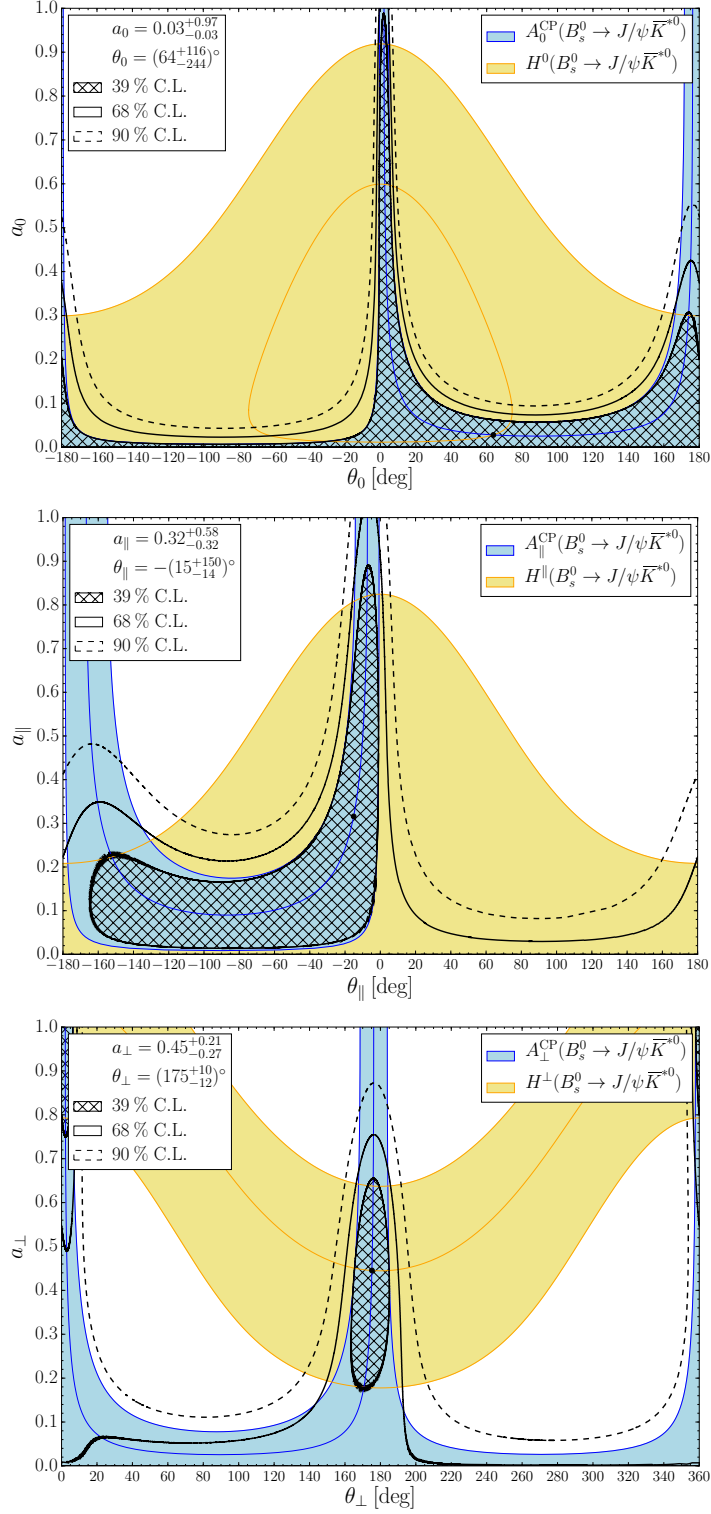
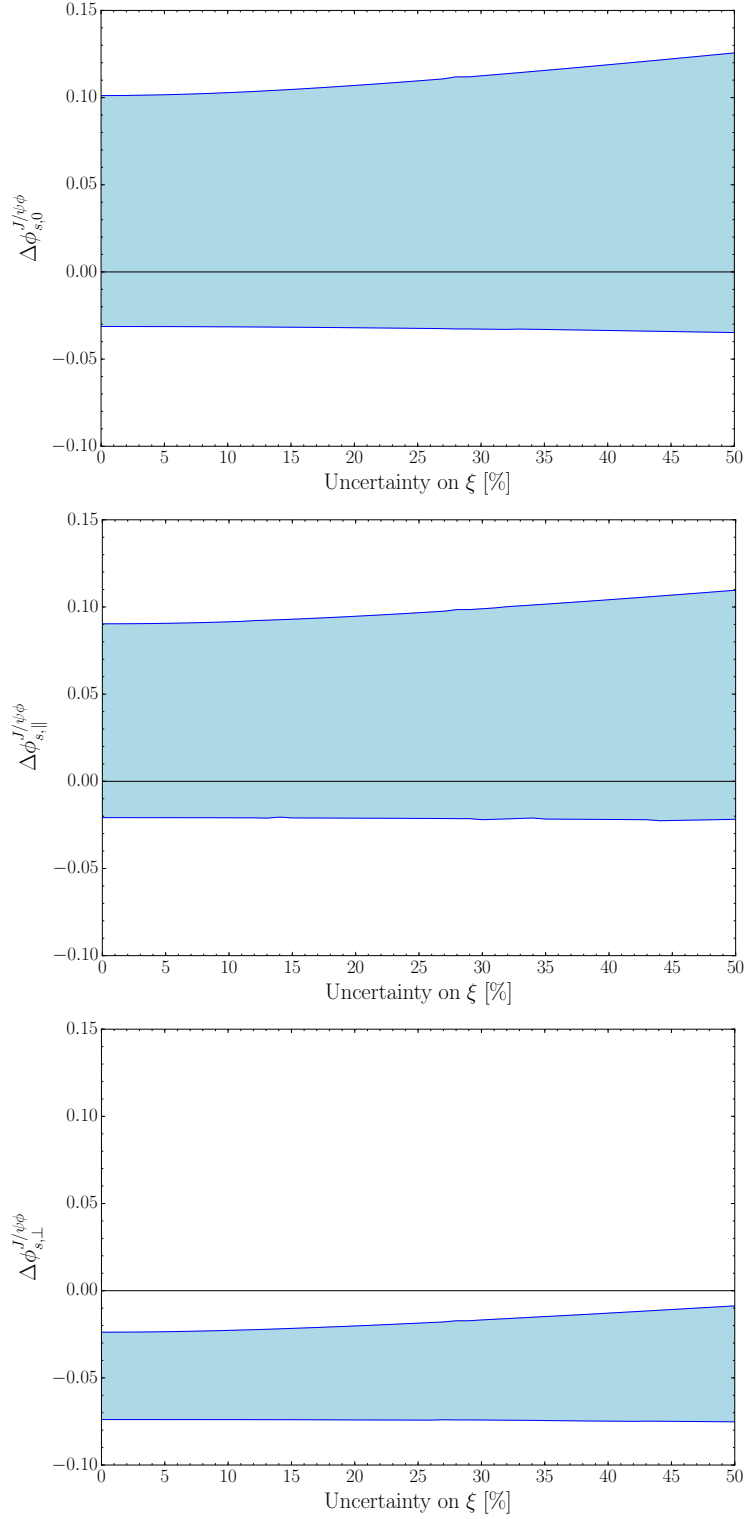


FIGURE 5.3 – Variation de la déviation $\Delta\phi_{s,i}$ avec les incertitudes sur le paramètre de brisure de symétrie $SU(3)$, ξ . Les contours correspondent à un intervalle de 68% C.L.



En supposant que la symétrie $SU(3)$ de saveur est parfaite et en négligeant la contribution des processus d'ordre supérieur dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, les résultats suivants sont obtenus :

$$\Re[a_0] = 0.00_{-0.13}^{+0.11}, \quad \Im[a_0] = -0.006 \pm 0.024, \quad (5.48)$$

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_0}{\mathcal{A}_0} \right| = 1.190_{-0.056}^{+0.074}, \quad (5.49)$$

$$\Re[a_{\parallel}] = 0.01_{-0.16}^{+0.11}, \quad \Im[a_{\parallel}] = -0.073_{-0.052}^{+0.050}, \quad (5.50)$$

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_{\parallel}}{\mathcal{A}_{\parallel}} \right| = 1.233_{-0.079}^{+0.104}, \quad (5.51)$$

$$\Re[a_{\perp}] = 0.03_{-0.16}^{+0.12}, \quad \Im[a_{\perp}] = 0.024 \pm 0.047, \quad (5.52)$$

$$\left| \frac{\mathcal{A}'_{\perp}}{\mathcal{A}_{\perp}} \right| = 1.039_{-0.063}^{+0.080}. \quad (5.53)$$

En coordonnées polaires :

$$a_0 = 0.01_{-0.01}^{+0.10}, \quad \theta_0 = -(82_{-262}^{+98})^\circ, \quad (5.54)$$

$$a_{\parallel} = 0.07_{-0.05}^{+0.11}, \quad \theta_{\parallel} = -(85_{-63}^{+71})^\circ, \quad (5.55)$$

$$a_{\perp} = 0.04_{-0.04}^{+0.12}, \quad \theta_{\perp} = (38_{-218}^{+142})^\circ. \quad (5.56)$$

En négligeant les effets de brisure de symétrie $SU(3)$ et les diagrammes pingouins d'annihilation et d'échange dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$, l'ajustement combiné donne une déviation ϕ_s :

$$\Delta\phi_{s,0} = 0.000_{-0.011}^{+0.009} (\text{stat})_{-0.009}^{+0.004} (\text{syst}),$$

$$\Delta\phi_{s,\parallel} = 0.001_{-0.014}^{+0.010} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst}),$$

$$\Delta\phi_{s,\perp} = 0.003_{-0.014}^{+0.010} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst}).$$

Ainsi, la pollution pingouin sur ϕ_s est inférieure à 19 mrad, quelque soit la polarisation de l'état final. Les résultats sont dominés par les incertitudes statistiques. Les contraintes sur les paramètres pingouins provenant des paramètres H_i et A_i^{CP} sont illustrées en coordonnées cartésiennes dans la figure 5.4 et en coordonnées polaires dans la figure 5.5. Les résultats sont dominés par les mesures d'asymétries CP dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$. Ces résultats montrent une petite tension entre les paramètres H_i calculés dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$. S'il ne s'agit pas de fluctuations statistiques, cette tension peut indiquer une violation de l'équation 5.46, c'est-à-dire une différence entre les termes factorisables brisant $SU(3)$ dans les désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$.

FIGURE 5.4 – En coordonnées cartésiennes, contraintes sur les paramètres pingouins a_i et θ_i obtenus à partir des mesures de A_i^{CP} et H_i dans les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$. La partie interne représente le contour associé à la valeur centrale du paramètre considéré. Les contours sont obtenus par un ajustement χ^2 dans les vraies données. La polarisation longitudinale est illustrée en haut à gauche, la polarisation parallèle en haut à droite et la perpendiculaire en bas.

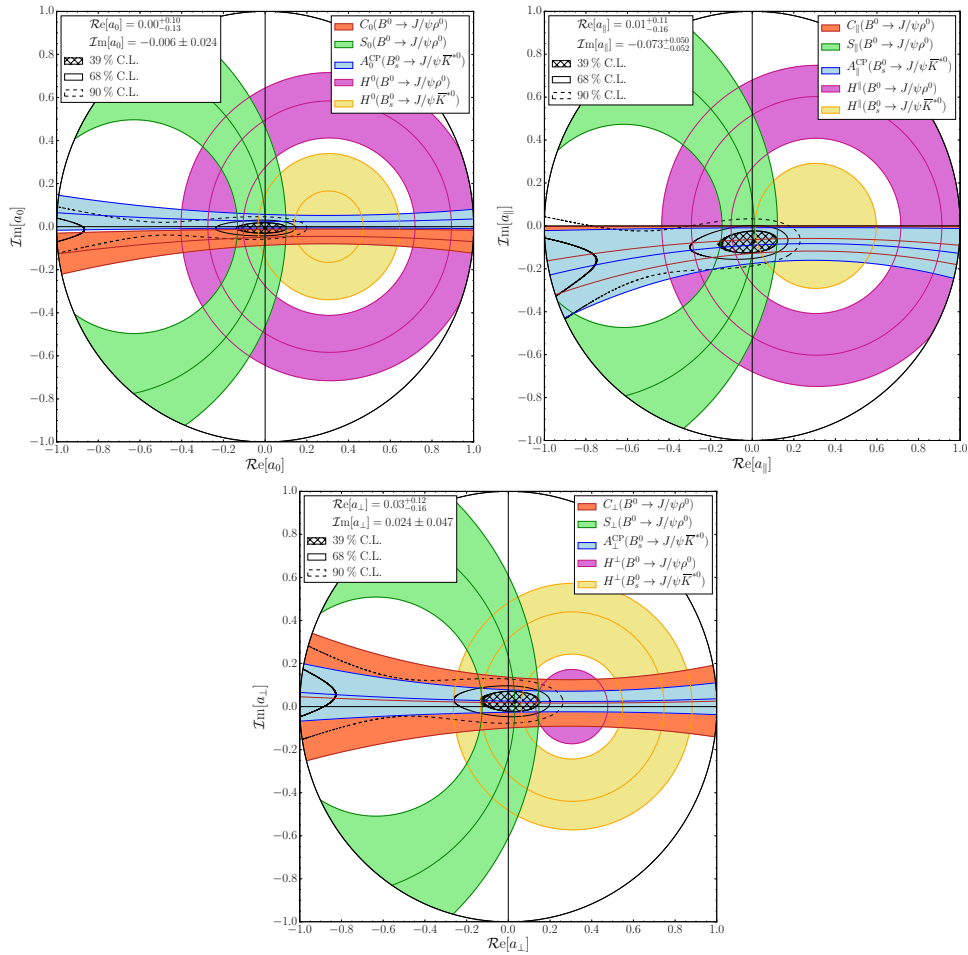
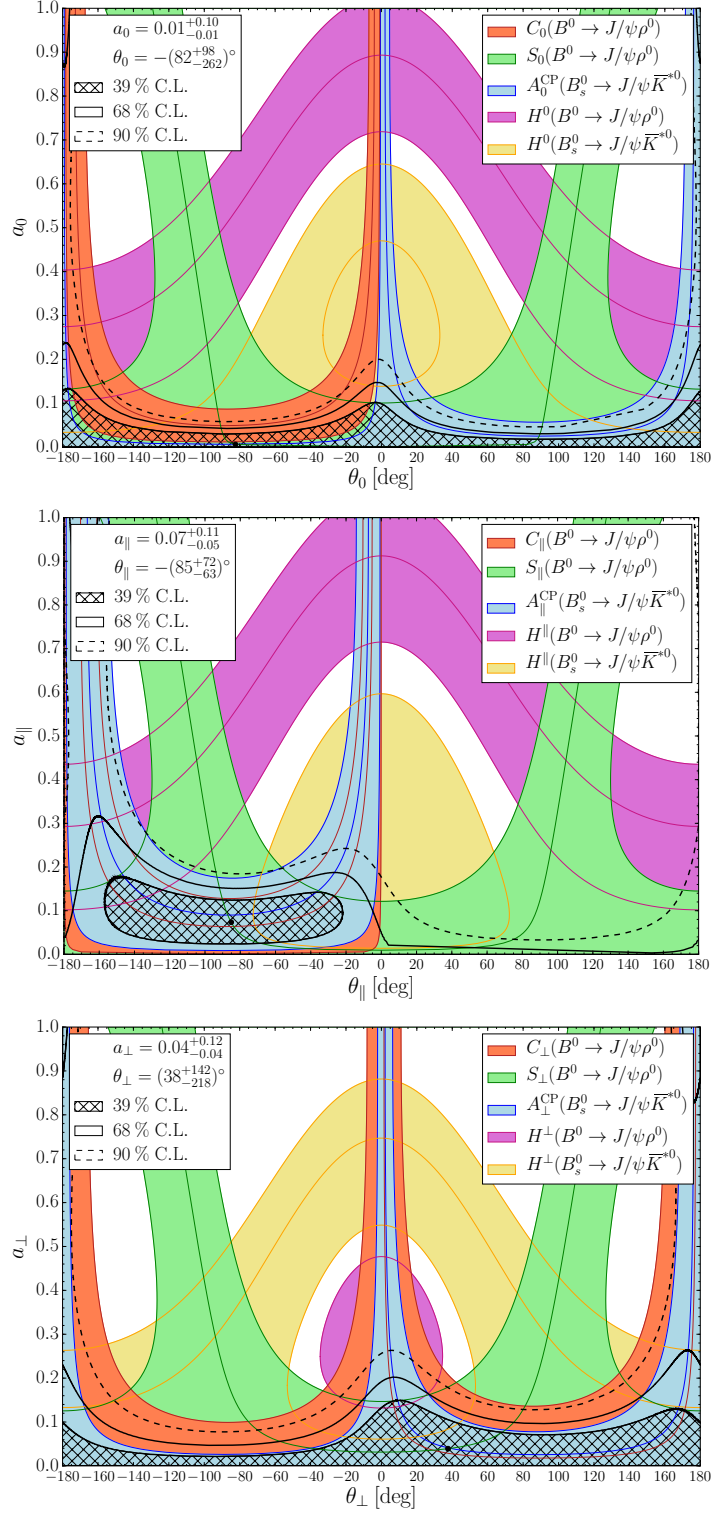


FIGURE 5.5 – Identique à la figure 5.4, en coordonnées polaires.



5.3 Résumé

Nous obtenons la meilleure mesure mondiale du rapport d'embranchement du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) = (4.17 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.26(\text{syst}) \pm 0.24(f_d/f_s)) \times 10^{-5},$$

Elle est compatible avec la mesure précédente de LHCb effectuée avec 0.4fb^{-1} [89]. Nous avons utilisé le rapport d'embranchement et l'asymétrie CP directe dépendante de la polarisation dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ afin de contraindre les diagrammes pingouins dans la mesure de la phase ϕ_s . Nous supposons une symétrie $SU(3)$ parfaite et nous négligeons la contribution des diagrammes pingouins d'annihilation et les diagrammes d'échange présents dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ et qui n'ont pas d'homologues dans $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Nous obtenons les déviations sur la phase ϕ_s , $\Delta\phi_s$, pour les trois polarisations :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{s,0} &= 0.001_{-0.011}^{+0.087}(\text{stat})_{-0.008}^{+0.013}(\text{syst})_{-0.030}^{+0.048}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = 0.001_{-0.033}^{+0.100}, \\ \Delta\phi_{s,\parallel} &= 0.031_{-0.038}^{+0.049}(\text{stat})_{-0.013}^{+0.013}(\text{syst})_{-0.033}^{+0.031}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = 0.031_{-0.052}^{+0.059}, \\ \Delta\phi_{s,\perp} &= -0.046_{-0.012}^{+0.012}(\text{stat})_{-0.008}^{+0.007}(\text{syst})_{-0.024}^{+0.017}(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|) = -0.046_{-0.028}^{+0.022}.\end{aligned}$$

Elles sont compatibles avec les résultats obtenus dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ [32]. Nous avons aussi combiné nos résultats avec ceux obtenus dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ en supposant que le rapport des amplitudes hadroniques ($|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|$) est le même pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ et en négligeant les effets de brisure de la symétrie $SU(3)$ et la présence des diagrammes pingouins d'annihilation et d'échange dans $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$, les résultats sont :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{s,0} &= 0.000_{-0.011}^{+0.009}(\text{stat})_{-0.009}^{+0.004}(\text{syst}), \\ \Delta\phi_{s,\parallel} &= 0.001_{-0.014}^{+0.010}(\text{stat})_{-0.008}^{+0.007}(\text{syst}), \\ \Delta\phi_{s,\perp} &= 0.003_{-0.014}^{+0.010}(\text{stat})_{-0.008}^{+0.007}(\text{syst}).\end{aligned}$$

Ces résultats montrent que la pollution due aux diagrammes pingouins est très faible ($< 19\text{ mrad}$) dans la mesure de ϕ_s ($\sigma_{\phi_s} = 35\text{ mrad}$ [22]). Cette pollution est suffisamment faible pour considérer que la mesure de ϕ_s demeure une mesure essentielle et incontournable jusqu'à la fin de la phase de mise à jour du détecteur LHCb.

Conclusions et perspectives

Le détecteur LHCb est principalement dédié à la mesure de la violation CP et les désintégrations rares dans le secteur des hadrons beaux. Un des buts de LHCb est de mesurer la phase ϕ_s . Dans le cadre du Modèle Standard : $-2\beta_s = -2 \arg(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}) = -0.0363 \pm 0.0013$ rad [1] en ignorant les contributions des diagrammes pingouins. En 2015, LHCb a obtenu la meilleure précision mondiale sur ce paramètre dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^- K^+$. Une combinaison de toutes les mesures de ϕ_s des expériences CDF, D0, ATLAS, CMS et LHCb donne : -0.015 ± 0.035 [22]. Cette combinaison est compatible avec le Modèle Standard, mais n'exclut pas la possible présence de Nouvelle Physique.

Avec le démarrage du Run II et bientôt la phase de mise à jour du LHC, les contributions des diagrammes pingouins, aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, doivent être mesurées afin d'isoler les contributions du Modèle Standard et de la Nouvelle Physique.

Durant ma thèse, j'ai participé à l'étude de la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, utilisée comme canal de contrôle afin de contraindre l'effet des diagrammes pingouins, sous-dominants à la phase ϕ_s . Nous avons utilisé l'intégralité des données collectées par LHCb pendant le Run I, soit 3 fb^{-1} . Nous avons sélectionné 1 808 candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et mesuré le rapport d'embranchement :

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) = (4.17 \pm 0.18 (\text{stat}) \pm 0.26 (\text{syst}) \pm 0.24 (f_d/f_s)) \times 10^{-5},$$

où $f_{d(s)}$ est la fraction de production du méson B^0 (B_s^0). Un ajustement tridimensionnel des distributions angulaires des produits de désintégration a permis d'extraire les fractions de polarisations et, pour la première fois, l'asymétrie CP directe en fonction des différents états de polarisations de l'état final et en incluant un terme décrivant l'onde S du système $K\pi$. Les principaux résultats sont donnés ci-dessous :

$$\begin{aligned} f_0 &= 0.497 \pm 0.025 (\text{stat}) \pm 0.025 (\text{syst}), \\ f_{\parallel} &= 0.179 \pm 0.027 (\text{stat}) \pm 0.013 (\text{syst}), \\ A_0^{CP}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) &= -0.048 \pm 0.057 (\text{stat}) \pm 0.020 (\text{syst}), \\ A_{\parallel}^{CP}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) &= 0.171 \pm 0.152 (\text{stat}) \pm 0.028 (\text{syst}), \\ A_{\perp}^{CP}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}) &= -0.049 \pm 0.096 (\text{stat}) \pm 0.025 (\text{syst}). \end{aligned}$$

La mesure du rapport d'embranchement et des paramètres de l'onde P sont compatibles avec la mesure précédente de LHCb utilisant seulement 0.37 fb^{-1} de données [89].

En utilisant l'approximation $SU(3)$ de saveur connectant les deux canaux $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, et en négligeant la différence entre les mésons ϕ et K^{*0} , ainsi que les topologies pingouins d'annihilation et d'échange, nous obtenons les contraintes suivantes sur la contributions des diagrammes pingouins affectant la phase ϕ_s :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{s,0} &= 0.001_{-0.011}^{+0.087} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.013} (\text{syst})_{-0.030}^{+0.048} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|), \\ \Delta\phi_{s,\parallel} &= 0.031_{-0.038}^{+0.049} (\text{stat})_{-0.013}^{+0.013} (\text{syst})_{-0.033}^{+0.031} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|), \\ \Delta\phi_{s,\perp} &= -0.046_{-0.012}^{+0.012} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst})_{-0.024}^{+0.017} (|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|),\end{aligned}$$

où la dernière incertitude provient des facteurs hadroniques $(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)$.

Nous combinons ces résultats avec une analyse précédente dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ [32] en supposant que le rapport des amplitudes hadroniques $(|\mathcal{A}'_i/\mathcal{A}_i|)$ est le même pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ et en négligeant les effets de brisure de symétrie $SU(3)$ et la présence des diagrammes pingouins d'annihilation et d'échange dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{s,0} &= 0.000_{-0.011}^{+0.009} (\text{stat})_{-0.009}^{+0.004} (\text{syst}), \\ \Delta\phi_{s,\parallel} &= 0.001_{-0.014}^{+0.010} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst}), \\ \Delta\phi_{s,\perp} &= 0.003_{-0.014}^{+0.010} (\text{stat})_{-0.008}^{+0.007} (\text{syst}).\end{aligned}$$

La déviation sur la phase ϕ_s due aux processus pingouins, est donc inférieure à 19 mrad, quelque soit la polarisation de l'état final. Le détecteur LHCb devrait avoir collecté 5 fb^{-1} supplémentaires à la fin de 2017 et 50 fb^{-1} à la fin de la phase de mise à jour qui commencera en 2019. L'incertitude sur ϕ_s sera alors de 8 mrad [100], ce qui est du même ordre de grandeur que la plus grande des incertitudes systématiques actuelles sur $\Delta\phi_s$. En conclusion, la pollution due aux diagrammes pingouins est suffisamment faible pour que la mesure de ϕ_s demeure une façon essentielle de sonder la Nouvelle Physique jusqu'à la fin de la prise de données de LHCb. Le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ sera utilisé avec $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ et d'autres canaux dans un ajustement global permettant de déterminer simultanément l'effet de différents types de diagrammes sous-dominants dans les mesures des phases ϕ_s et ϕ_d [95].

Annexe A

Sélection

Les coupures de la présélection ainsi que de la sélection hors ligne (offline) sont présentées dans la table [A.1](#). Dans cette analyse, aucune ligne spécifique du système de déclenchement n'est choisie, c'est-à-dire chaque événement est présélectionné s'il passe au moins une ligne du système de déclenchement. Nous définissons les échantillons du signal et du bruit de fond dans la table [A.2](#).

Decay mode	Cut parameter	Stripping line	Final selection
$J/\psi \rightarrow \mu\mu$	$\Delta LL\mu\pi(\mu)$ $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}(J/\psi)$ $\chi^2_{\text{DOCA}}/\text{nDoF}(J/\psi)$ $\chi^2_{\text{IP}}(\mu)$ $p_T(\mu)$ $\text{IsMuon}(\mu)$ $ M(\mu^+\mu^-) - M(J/\psi) $	> 0 < 16 < 20 $-$ $> 500 \text{ GeV}/c$ > 0 $< 150 \text{ MeV}/c^2$	$-$ $-$ $-$ > 16 $-$ $-$ $-$
$\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$	$\Delta LLK\pi(K)$ $p_T(K)$ $\text{Prob}_{\text{ghost}}(\text{track})(K)$ $\chi^2_{\text{IP}}(K)$ $\text{ProbNNK}(K)$ $\text{ProbNNK}(K)/\text{ProbNNp}(K) (*)$ $\Delta LLK\pi(\pi)$ $p_T(\pi)$ $\text{Prob}_{\text{ghost}}(\text{track})(\pi)$ $\chi^2_{\text{IP}}(\pi)$ $\text{ProbNNK}(\pi)$ $\text{ProbNN}\pi(\pi)/\text{ProbNNp}(\pi) (*)$ $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}(\bar{K}^{*0})$ $\chi^2_{\text{DOCA}}/\text{nDoF}(\bar{K}^{*0})$ $M(K^-\pi^+)$ $ M(K^-\pi^+) - 896 $	> 0 $> 0.5 \text{ GeV}/c$ < 0.8 $-$ $-$ $-$ < 0 $> 0.5 \text{ GeV}/c$ < 0.8 $-$ $-$ $-$ $-$ $-$ < 25 < 30 $\in [750, 1900] \text{ MeV}/c^2$ $-$	$-$ $> 0.5 \text{ GeV}/c$ $-$ > 2 > 0.21 > 0.99 $-$ $> 0.5 \text{ GeV}/c$ $-$ > 2 < 0.01 > 21.9 $-$ $-$ $-$ $< 70 \text{ MeV}/c^2$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	$M(B_s^0)$ $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}(B_s^0)$ $\text{DIRA}(B_s^0)$ VS	$\in [5100, 5700] \text{ MeV}/c^2$ < 10 > 0.999 $> 1.5 \text{ mm}$	$\in [5150, 5650] \text{ MeV}/c^2$ $-$ $-$ $-$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ veto	$ M(J/\psi, K) - 5279 $	$-$	$> 60 \text{ MeV}/c^2$
BDTG (MVA)	2011 data/MC (**)	$-$	> 0.2
	2012 data/MC (**)	$-$	> 0.12

TABLE A.1 – Critères de présélection et de sélection hors ligne (offline) des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$. Les coupures marquées par (*) sont utilisées pour supprimer les événements correspondant aux bruits de fond non combinatoires $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$. Les coupures correspondant à l'arbre de décision boosté sont marquées par (**). La variable $M(J/\psi)$ est la masse nominale du méson J/ψ dans le PDG. La séparation entre un vertex donné et le vertex primaire est représentée par VS.

	Decay mode	Cut parameter	Cut value
Signal sample	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$	$ M(K^- \pi^+, J/\psi) - 5366.3 $ <i>mcTruth</i>	$< 25 \text{ MeV}/c^2$ <i>yes</i>
Background sample	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$	$M(K^- \pi^+, J/\psi) - 5366.3$ ProbNNK(<i>K</i>) ou ProbNNK(π)	$> 35 \text{ MeV}/c^2$ $< 0.21 \parallel > 0.01$
Common preselection	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ veto $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$	$ M(J/\psi, K) - 5279 $ $\chi_{\text{IP}}^2(\mu)$ $p_T(K)$ $\chi_{\text{IP}}^2(K)$ $p_T(\pi)$ $\chi_{\text{IP}}^2(\pi)$ $ M(K^- \pi^+) - 896 $	$> 60 \text{ MeV}/c^2$ > 16 $> 0.5 \text{ GeV}/c$ > 2 $> 0.5 \text{ GeV}/c$ > 2 $< 70 \text{ MeV}/c^2$

TABLE A.2 – Définitions des échantillon du signal et du bruit de fond ainsi que la présélection commune, extraite de la table A.1, pour les échantillons utilisés dans la sélection multivariée (MVA).

Annexe B

Résultats de l'ajustement de masse

Dans cette section, nous donnons les résultats de l'ajustement de masse invariante $J/\psi K^- \pi^+$ dans 20 bins correspondant aux quatre bins $m_{K\pi}$ multipliés par cinq bins de $\cos \theta_\mu$.

TABLE B.1 – Résultats de l'ajustement de la masse invariante dans chaque bin $m_{K\pi}$ pour $-1.0 \leq \cos \theta_\mu < -0.6$.

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$ MeV/ c^2	$861 < m_{K\pi} \leq 896$ MeV/ c^2	$896 < m_{K\pi} \leq 931$ MeV/ c^2	$931 < m_{K\pi} \leq 966$ MeV/ c^2
k_{bkg}	$-0.0043 \pm 0.0014^{+0.0003}_{-0.0003}$	$-0.0007 \pm 0.0016^{+0.0008}_{-0.0007}$	$-0.0042 \pm 0.0011^{+0.0004}_{-0.0004}$	$-0.0043 \pm 0.0009^{+0.0004}_{-0.0004}$
μ_{B^0}	$5\,280.95 \pm 0.15^{+0.00}_{-0.00}$	$5\,281.00 \pm 0.07^{+0.03}_{-0.04}$	$5\,281.44 \pm 0.08^{+0.02}_{-0.02}$	$5\,281.72 \pm 0.14^{+0.01}_{-0.01}$
$\mu_{B_s^0}$	$5\,370.17 \pm 2.48^{+0.33}_{-0.40}$	$5\,369.05 \pm 0.87^{+0.55}_{-0.16}$	$5\,368.38 \pm 1.17^{+0.50}_{-0.51}$	$5\,367.68 \pm 1.72^{+0.19}_{-0.30}$
σ_{B^0}	$10.03 \pm 0.16^{+0.18}_{-0.14}$	$10.26 \pm 0.08^{+0.07}_{-0.06}$	$9.91 \pm 0.08^{+0.07}_{-0.07}$	$10.37 \pm 0.14^{+0.15}_{-0.12}$
$\sigma_{B_s^0}$	$12.23 \pm 3.15^{+0.36}_{-0.34}$	$9.07 \pm 0.95^{+0.38}_{-0.83}$	$12.67 \pm 1.51^{+1.48}_{-1.48}$	$9.02 \pm 2.06^{+0.84}_{-0.79}$
N_{B^0}	$4008.8 \pm 66.1^{+5.4}_{-5.0}$	$15964.8 \pm 127.4^{+12.6}_{-12.6}$	$14664.2 \pm 122.2^{+29.7}_{-29.6}$	$4842.2 \pm 70.9^{+15.7}_{-15.4}$
$N_{B_s^0}$	$31.9 \pm 7.7^{+1.1}_{-0.8}$	$132.2 \pm 13.2^{+3.6}_{-12.1}$	$138.0 \pm 14.4^{+16.9}_{-16.7}$	$42.0 \pm 8.8^{+4.3}_{-4.2}$
N_{Bkg}	$87.2 \pm 22.4^{+6.4}_{-7.3}$	$66.7 \pm 19.7^{+11.0}_{-11.7}$	$97.6 \pm 19.5^{+10.9}_{-11.2}$	$116.6 \pm 17.6^{+9.6}_{-9.7}$
$N_{\Lambda p \pi}$	$1.8 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.3 \pm 0.7^{+0.0}_{-0.0}$

TABLE B.2 – Résultats de l’ajustement de la masse invariante dans chaque bin $m_{K\pi}$ pour $-0.6 \leq \cos \theta_\mu < -0.2$.

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$ MeV/ c^2	$861 < m_{K\pi} \leq 896$ MeV/ c^2	$896 < m_{K\pi} \leq 931$ MeV/ c^2	$931 < m_{K\pi} \leq 966$ MeV/ c^2
k_{bkg}	$-0.0028 \pm 0.0014^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-0.0045 \pm 0.0008^{+0.0001}_{-0.0002}$	$-0.0030 \pm 0.0011^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-0.0071 \pm 0.0014^{+0.0010}_{-0.0010}$
μ_{B^0}	$5\,281.06 \pm 0.11^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.08 \pm 0.06^{+0.00}_{-0.00}$	$5\,281.59 \pm 0.06^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.52 \pm 0.12^{+0.01}_{-0.01}$
$\mu_{B_s^0}$	$5\,367.44 \pm 1.60^{+0.07}_{-0.05}$	$5\,369.35 \pm 0.87^{+0.17}_{-0.09}$	$5\,368.16 \pm 0.73^{+0.30}_{-0.32}$	$5\,368.78 \pm 1.46^{+0.08}_{-0.11}$
σ_{B^0}	$8.42 \pm 0.12^{+0.15}_{-0.12}$	$8.69 \pm 0.06^{+0.05}_{-0.05}$	$8.58 \pm 0.07^{+0.06}_{-0.06}$	$9.04 \pm 0.12^{+0.12}_{-0.14}$
$\sigma_{B_s^0}$	$7.74 \pm 1.89^{+0.31}_{-0.25}$	$7.90 \pm 1.07^{+0.33}_{-0.28}$	$8.58 \pm 0.85^{+0.67}_{-0.65}$	$10.33 \pm 1.69^{+0.65}_{-0.46}$
N_{B^0}	$5012.9 \pm 72.8^{+7.9}_{-7.9}$	$17416.8 \pm 133.4^{+11.0}_{-10.9}$	$15481.1 \pm 125.6^{+26.4}_{-26.3}$	$5016.5 \pm 72.2^{+17.1}_{-15.8}$
$N_{B_s^0}$	$33.2 \pm 7.1^{+1.0}_{-0.8}$	$105.1 \pm 12.3^{+2.9}_{-2.8}$	$152.3 \pm 14.1^{+10.9}_{-10.7}$	$63.9 \pm 10.0^{+5.2}_{-4.0}$
N_{Bkg}	$78.4 \pm 19.8^{+10.1}_{-10.2}$	$169.9 \pm 24.0^{+12.3}_{-11.6}$	$95.9 \pm 19.6^{+13.9}_{-13.9}$	$95.6 \pm 16.5^{+12.3}_{-10.9}$
$N_{\Lambda p\pi}$	$1.8 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.3 \pm 0.7^{+0.0}_{-0.0}$

TABLE B.3 – Résultats de l’ajustement de la masse invariante dans chaque bin $m_{K\pi}$ pour $-0.2 \leq \cos \theta_\mu < 0.2$.

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$ MeV/ c^2	$861 < m_{K\pi} \leq 896$ MeV/ c^2	$896 < m_{K\pi} \leq 931$ MeV/ c^2	$931 < m_{K\pi} \leq 966$ MeV/ c^2
k_{bkg}	$-0.0017 \pm 0.0011^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-0.0040 \pm 0.0008^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-0.0049 \pm 0.0008^{+0.0003}_{-0.0003}$	$-0.0040 \pm 0.0009^{+0.0003}_{-0.0003}$
μ_{B^0}	$5\,281.11 \pm 0.10^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.00 \pm 0.05^{+0.16}_{-0.39}$	$5\,281.67 \pm 0.06^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.45 \pm 0.11^{+0.02}_{-0.01}$
$\mu_{B_s^0}$	$5\,370.94 \pm 2.72^{+0.27}_{-0.27}$	$5\,369.72 \pm 0.82^{+0.45}_{-0.11}$	$5\,368.59 \pm 0.76^{+0.11}_{-0.11}$	$5\,370.61 \pm 1.12^{+0.10}_{-0.20}$
σ_{B^0}	$7.97 \pm 0.11^{+0.15}_{-0.11}$	$8.01 \pm 0.06^{+0.11}_{-0.11}$	$7.95 \pm 0.06^{+0.06}_{-0.05}$	$8.35 \pm 0.11^{+0.12}_{-0.09}$
$\sigma_{B_s^0}$	$14.59 \pm 4.91^{+1.11}_{-1.09}$	$7.53 \pm 0.89^{+0.50}_{-0.46}$	$8.88 \pm 0.92^{+0.50}_{-0.50}$	$8.08 \pm 1.20^{+0.49}_{-0.36}$
N_{B^0}	$5470.4 \pm 75.2^{+9.2}_{-8.7}$	$18252.7 \pm 136.3^{+12.2}_{-11.5}$	$15713.0 \pm 126.3^{+26.7}_{-26.2}$	$5102.4 \pm 72.8^{+15.5}_{-13.5}$
$N_{B_s^0}$	$38.1 \pm 9.0^{+1.8}_{-2.0}$	$110.1 \pm 12.1^{+3.6}_{-2.9}$	$144.9 \pm 13.8^{+8.8}_{-8.8}$	$67.2 \pm 9.8^{+3.4}_{-3.2}$
N_{Bkg}	$86.6 \pm 17.7^{+10.0}_{-9.9}$	$146.8 \pm 22.2^{+11.9}_{-11.3}$	$143.2 \pm 19.6^{+15.3}_{-14.9}$	$114.3 \pm 17.0^{+11.4}_{-9.8}$
$N_{\Lambda p\pi}$	$1.8 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.1}_{-1.1}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.2 \pm 0.7^{+0.0}_{-0.0}$

TABLE B.4 – Résultats de l’ajustement de la masse invariante dans chaque bin $m_{K\pi}$ pour $0.2 \leq \cos \theta_\mu < 0.6$.

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$ MeV/ c^2	$861 < m_{K\pi} \leq 896$ MeV/ c^2	$896 < m_{K\pi} \leq 931$ MeV/ c^2	$931 < m_{K\pi} \leq 966$ MeV/ c^2
k_{bkg}	$0.0000 \pm 0.0067^{+0.0001}_{-0.0003}$	$-0.0018 \pm 0.0011^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-0.0054 \pm 0.0009^{+0.0004}_{-0.0004}$	$-0.0038 \pm 0.0008^{+0.0003}_{-0.0003}$
μ_{B^0}	$5\,281.06 \pm 0.11^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.00 \pm 0.06^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.64 \pm 0.06^{+0.02}_{-0.02}$	$5\,281.57 \pm 0.11^{+0.01}_{-0.01}$
$\mu_{B_s^0}$	$5\,371.86 \pm 2.05^{+0.12}_{-0.12}$	$5\,368.07 \pm 0.96^{+0.11}_{-0.12}$	$5\,367.91 \pm 0.91^{+0.32}_{-0.32}$	$5\,367.50 \pm 1.07^{+0.08}_{-0.18}$
σ_{B^0}	$8.37 \pm 0.12^{+0.15}_{-0.12}$	$8.70 \pm 0.06^{+0.06}_{-0.05}$	$8.50 \pm 0.06^{+0.06}_{-0.06}$	$8.80 \pm 0.12^{+0.12}_{-0.14}$
$\sigma_{B_s^0}$	$11.60 \pm 2.60^{+0.29}_{-0.28}$	$9.54 \pm 1.04^{+0.24}_{-0.23}$	$11.25 \pm 1.07^{+0.75}_{-0.75}$	$7.11 \pm 1.33^{+0.53}_{-0.32}$
N_{B^0}	$4904.6 \pm 70.6^{+5.4}_{-5.0}$	$17315.8 \pm 132.7^{+10.7}_{-10.7}$	$15528.2 \pm 125.6^{+26.4}_{-26.2}$	$4993.6 \pm 72.0^{+15.5}_{-14.9}$
$N_{B_s^0}$	$36.6 \pm 7.5^{+0.8}_{-0.8}$	$127.3 \pm 13.0^{+2.9}_{-2.8}$	$169.6 \pm 15.1^{+12.8}_{-12.7}$	$57.0 \pm 9.5^{+3.8}_{-3.2}$
N_{Bkg}	$53.2 \pm 11.0^{+7.2}_{-6.4}$	$103.9 \pm 20.2^{+11.3}_{-11.1}$	$135.8 \pm 19.8^{+11.6}_{-11.6}$	$129.4 \pm 17.7^{+10.9}_{-10.4}$
$N_{\Lambda p\pi}$	$1.8 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.3 \pm 0.7^{+0.0}_{-0.0}$

TABLE B.5 – Résultats de l’ajustement de la masse invariante dans chaque bin $m_{K\pi}$ pour $0.6 \leq \cos \theta_\mu < 1.0$.

	$826 \leq m_{K\pi} \leq 861$ MeV/ c^2	$861 < m_{K\pi} \leq 896$ MeV/ c^2	$896 < m_{K\pi} \leq 931$ MeV/ c^2	$931 < m_{K\pi} \leq 966$ MeV/ c^2
k_{bkg}	$-0.0057 \pm 0.0014^{+0.0005}_{-0.0006}$	$-0.0014 \pm 0.0015^{+0.0004}_{-0.0003}$	$-0.0017 \pm 0.0013^{+0.0002}_{-0.0003}$	$-0.0042 \pm 0.0012^{+0.0005}_{-0.0005}$
μ_{B^0}	$5\,280.90 \pm 0.14^{+0.00}_{-0.00}$	$5\,280.85 \pm 0.07^{+0.01}_{-0.01}$	$5\,281.48 \pm 0.08^{+0.12}_{-0.11}$	$5\,281.41 \pm 0.14^{+0.01}_{-0.01}$
$\mu_{B_s^0}$	$5\,371.26 \pm 1.99^{+0.11}_{-0.20}$	$5\,368.80 \pm 0.97^{+0.04}_{-0.08}$	$5\,368.36 \pm 0.93^{+0.20}_{-0.20}$	$5\,368.01 \pm 1.72^{+0.49}_{-0.26}$
σ_{B^0}	$10.05 \pm 0.16^{+0.18}_{-0.14}$	$10.23 \pm 0.08^{+0.06}_{-0.06}$	$9.80 \pm 0.08^{+0.08}_{-0.09}$	$10.28 \pm 0.15^{+0.15}_{-0.12}$
$\sigma_{B_s^0}$	$10.56 \pm 2.78^{+0.54}_{-0.52}$	$10.06 \pm 1.06^{+0.40}_{-0.38}$	$10.67 \pm 1.07^{+0.97}_{-0.97}$	$10.02 \pm 2.36^{+1.18}_{-1.04}$
N_{B^0}	$4046.6 \pm 65.3^{+6.5}_{-6.0}$	$15804.8 \pm 126.5^{+12.7}_{-11.1}$	$14422.5 \pm 120.9^{+30.3}_{-29.7}$	$4693.7 \pm 69.8^{+14.1}_{-14.1}$
$N_{B_s^0}$	$32.8 \pm 7.5^{+1.0}_{-0.9}$	$129.9 \pm 13.1^{+4.3}_{-3.5}$	$145.9 \pm 13.9^{+24.4}_{-14.0}$	$49.6 \pm 9.5^{+6.0}_{-5.2}$
N_{Bkg}	$71.7 \pm 17.9^{+8.9}_{-9.8}$	$63.1 \pm 17.2^{+9.8}_{-12.4}$	$62.0 \pm 15.5^{+13.2}_{-13.6}$	$80.2 \pm 16.5^{+7.8}_{-7.7}$
$N_{\Lambda p \pi}$	$1.8 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.0}_{-0.0}$	$2.0 \pm 0.6^{+0.1}_{-1.9}$	$2.3 \pm 0.7^{+0.0}_{-0.0}$

Annexe C

Taux de désintégration complet

Le taux de désintégration complet est donné dans cette section, incluant les facteurs de correction C_{SP} , C_{SD} et C_{PD} . Le terme $c\theta_K$ désigne $\cos \theta_K$ et $c\theta_\ell$ désigne $\cos \theta_\ell$.

$$\begin{aligned}
\int_{K\pi\text{bin}} \frac{d\Gamma(\Omega, m_{K\pi})}{d\Omega} dm_{K\pi} \propto & \frac{3}{4} \frac{|A_0|^2 c\theta_K^2 (-c\theta_\ell^2 + 1)}{\pi} \\
& + \frac{\sqrt{15} C_{PD} |A_0| |A_{2\parallel}| c\theta_K (6c\theta_K^2 - 2) (-c\theta_\ell^2 + 1) \cos(\delta_{20})}{8\pi} \\
& + \frac{3}{4} \frac{\sqrt{10} C_{PD} |A_0| |A_{2\parallel}| c\theta_K^2 c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} \cos(\delta_{2\parallel}) \cos(\phi)}{\pi} \\
& - \frac{3}{4} \frac{\sqrt{10} C_{PD} |A_0| |A_{2\perp}| c\theta_K^2 c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} \sin(\delta_{2\perp}) \sin(\phi)}{\pi} \\
& + \frac{\sqrt{3} C_{SP} |A_0| |A_S| c\theta_K (-c\theta_\ell^2 + 1) \cos(\delta_S)}{2\pi} \\
& + \frac{3}{4} \frac{\sqrt{2} |A_0| |A_{\parallel}| c\theta_K c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} \cos(\delta_{\parallel}) \cos(\phi)}{\pi} \\
& - \frac{3}{4} \frac{\sqrt{2} |A_0| |A_{\perp}| c\theta_K c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} \sin(\delta_{\perp}) \sin(\phi)}{\pi} \\
& + \frac{5}{64} \frac{|A_{2\parallel}|^2 (-c\theta_\ell^2 + 1) (-36c\theta_K^2 (-c\theta_K^2 + 1) + 12c\theta_K^2 + 4)}{\pi} \\
& + \frac{5}{16} \frac{\sqrt{6} |A_{2\parallel}| |A_{2\parallel}| c\theta_K c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} (6c\theta_K^2 - 2) \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} (\sin(\delta_{20}) \sin(\delta_{2\parallel}) + \cos(\delta_{20}) \cos(\delta_{2\parallel})) \cos(\phi)}{\pi} \\
& - \frac{5}{16} \frac{\sqrt{6} |A_{2\parallel}| |A_{2\perp}| c\theta_K c\theta_\ell \sqrt{-c\theta_K^2 + 1} (6c\theta_K^2 - 2) \sqrt{-c\theta_\ell^2 + 1} (-\sin(\delta_{20}) \cos(\delta_{2\perp}) + \sin(\delta_{2\perp}) \cos(\delta_{20})) \sin(\phi)}{\pi}
\end{aligned}$$

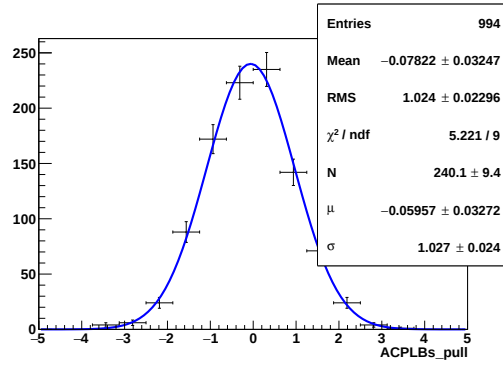
$$\begin{aligned}
& + \frac{\sqrt{5}C_{SD}|A_{2\parallel}||A_S|(6c\theta_K^2-2)(-c\theta_\ell^2+1)(\sin(\delta_{20})\sin(\delta_S)+\cos(\delta_{20})\cos(\delta_S))}{8\pi} \\
& + \frac{\sqrt{30}C_{PD}|A_{2\parallel}||A_\parallel|c\theta_\ell\sqrt{-c\theta_K^2+1}(6c\theta_K^2-2)\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(\sin(\delta_{20})\sin(\delta_\parallel)+\cos(\delta_{20})\cos(\delta_\parallel))\cos(\phi)}{16\pi} \\
& - \frac{\sqrt{30}C_{PD}|A_{2\parallel}||A_\perp|c\theta_\ell(-6c\theta_K^2+2)\sqrt{-c\theta_K^2+1}\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(\sin(\delta_{20})\cos(\delta_\perp)-\sin(\delta_\perp)\cos(\delta_{20}))\sin(\phi)}{16\pi} \\
& + \frac{15|A_{2\parallel}|^2c\theta_K^2(-c\theta_K^2+1)(2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2\sin^2(\phi))}{16\pi} \\
& + \frac{15|A_{2\parallel}||A_{2\perp}|c\theta_K^2(-c\theta_K^2+1)(-c\theta_\ell^2+1)(-\sin(\delta_{2\parallel})\cos(\delta_{2\perp})+\sin(\delta_{2\perp})\cos(\delta_{2\parallel}))\sin(\phi)\cos(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{\sqrt{30}C_{SD}|A_{2\parallel}||A_S|c\theta_Kc\theta_\ell\sqrt{-c\theta_K^2+1}\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(\sin(\delta_{2\parallel})\sin(\delta_S)+\cos(\delta_{2\parallel})\cos(\delta_S))\cos(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{3\sqrt{5}C_{PD}|A_{2\perp}||A_\parallel|c\theta_K(-c\theta_K^2+1)(2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2\sin^2(\phi))(\sin(\delta_{2\parallel})\sin(\delta_\parallel)+\cos(\delta_{2\parallel})\cos(\delta_\parallel))}{8\pi} \\
& - \frac{3\sqrt{5}C_{PD}|A_{2\perp}||A_\perp|c\theta_K(-c\theta_K^2+1)(-c\theta_\ell^2+1)(\sin(\delta_{2\parallel})\cos(\delta_\perp)-\sin(\delta_\perp)\cos(\delta_{2\parallel}))\sin(\phi)\cos(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{15|A_{2\perp}|^2c\theta_K^2(-c\theta_K^2+1)(-2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2c\theta_\ell^2+2\cos^2(\phi))}{16\pi} \\
& - \frac{\sqrt{30}C_{SD}|A_{2\perp}||A_S|c\theta_Kc\theta_\ell\sqrt{-c\theta_K^2+1}\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(\sin(\delta_{2\perp})\cos(\delta_S)-\sin(\delta_S)\cos(\delta_{2\perp}))\sin(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{3\sqrt{5}C_{PD}|A_{2\perp}||A_\parallel|c\theta_K(-c\theta_K^2+1)(-c\theta_\ell^2+1)(\sin(\delta_{2\perp})\cos(\delta_\parallel)-\sin(\delta_\parallel)\cos(\delta_{2\perp}))\sin(\phi)\cos(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{3\sqrt{5}C_{PD}|A_{2\perp}||A_\perp|c\theta_K(-c\theta_K^2+1)(\sin(\delta_{2\perp})\sin(\delta_\perp)+\cos(\delta_{2\perp})\cos(\delta_\perp))(-2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2c\theta_\ell^2+2\cos^2(\phi))}{8\pi} \\
& + \frac{|A_S|^2(-c\theta_\ell^2+1)}{4\pi} \\
& + \frac{\sqrt{6}C_{SP}|A_S||A_\parallel|c\theta_\ell\sqrt{-c\theta_K^2+1}\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(\sin(\delta_S)\sin(\delta_\parallel)+\cos(\delta_S)\cos(\delta_\parallel))\cos(\phi)}{4\pi} \\
& - \frac{\sqrt{6}C_{SP}|A_S||A_\perp|c\theta_\ell\sqrt{-c\theta_K^2+1}\sqrt{-c\theta_\ell^2+1}(-\sin(\delta_S)\cos(\delta_\perp)+\sin(\delta_\perp)\cos(\delta_S))\sin(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{3|A_\parallel|^2(-c\theta_K^2+1)(2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2\sin^2(\phi))}{16\pi} \\
& - \frac{3|A_\parallel||A_\perp|(-c\theta_K^2+1)(-c\theta_\ell^2+1)(\sin(\delta_\parallel)\cos(\delta_\perp)-\sin(\delta_\perp)\cos(\delta_\parallel))\sin(\phi)\cos(\phi)}{4\pi} \\
& + \frac{3|A_\perp|^2(-c\theta_K^2+1)(-2c\theta_\ell^2\cos^2(\phi)+2c\theta_\ell^2+2\cos^2(\phi))}{16\pi}
\end{aligned}$$

Annexe D

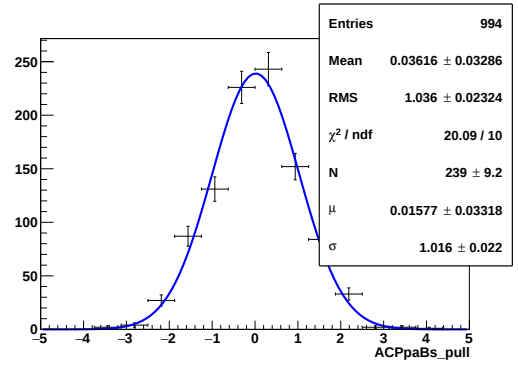
Pseudo-expériences pour le modèle angulaire

D.1 Distributions de pulls

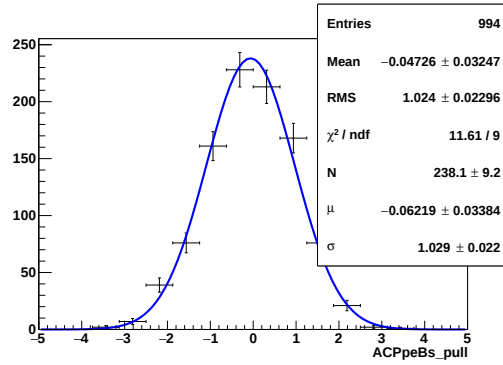
Dans cette section, nous présentons les distributions de pulls correspondant aux paramètres angulaires obtenues à partir des pseudo-expériences décrites dans la section [4.8.3](#).



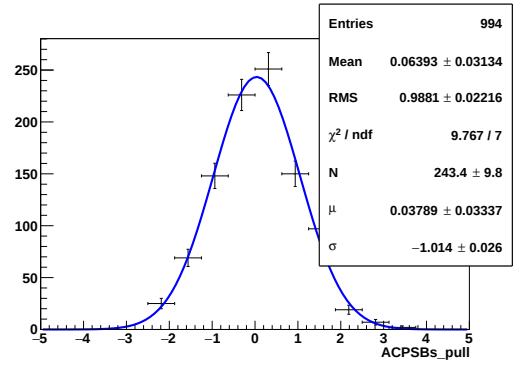
(a)



(b)

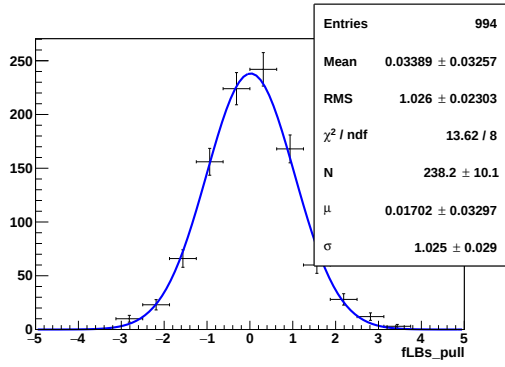


(c)

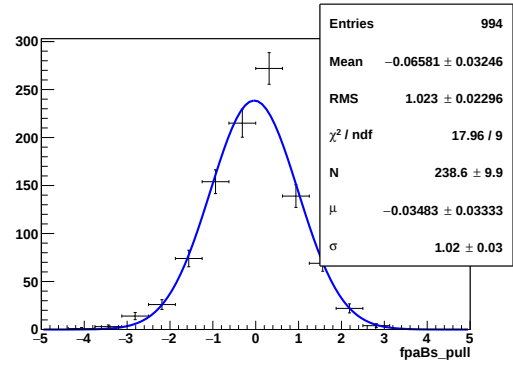


(d)

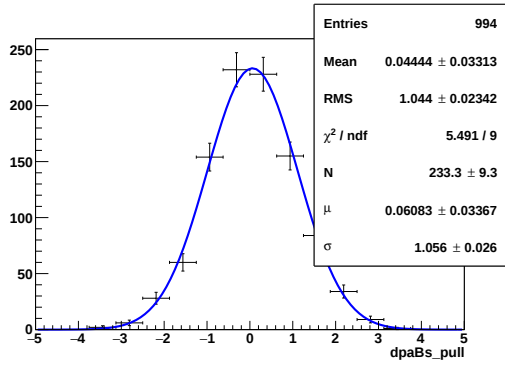
FIGURE D.1 – Distributions des pulls correspondant aux asymétries CP : A_0^{CP} (a), $A_{||}^{CP}$ (b), $A_{\perp}^{CP}$ (c) et A_S^{CP} (d).



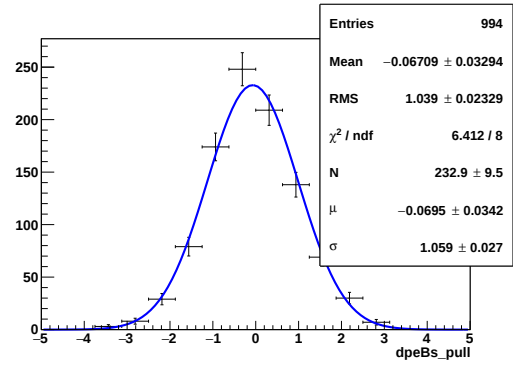
(a)



(b)

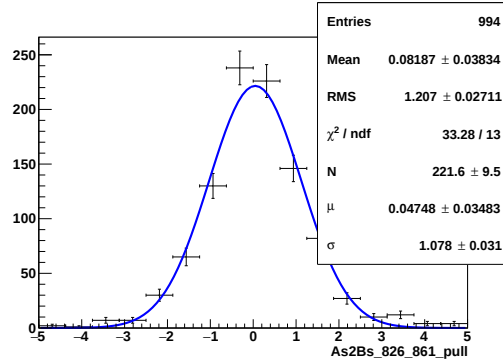


(c)

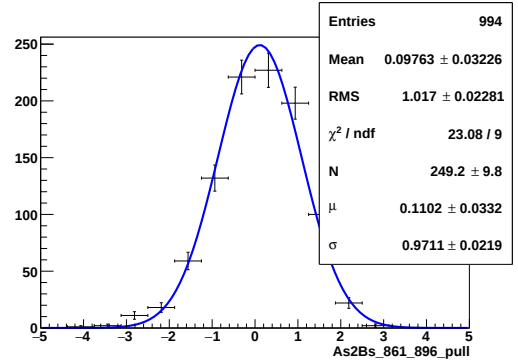


(d)

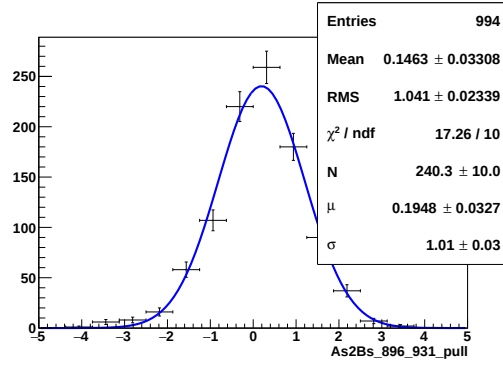
FIGURE D.2 – Distributions des pulls correspondant aux fractions de polarisations longitudinale f_0 (a), parallèle $f_{\parallel}$ (b) ainsi que les phases fortes parallèle $\delta_{\parallel}$ (c) et perpendiculaire $\delta_{\perp}$ (d).



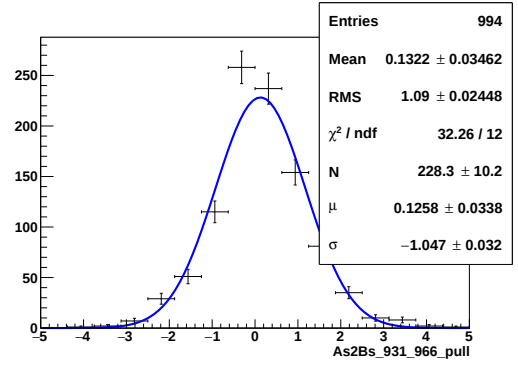
(a)



(b)

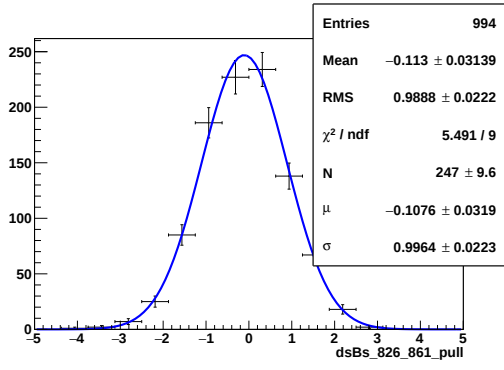


(c)

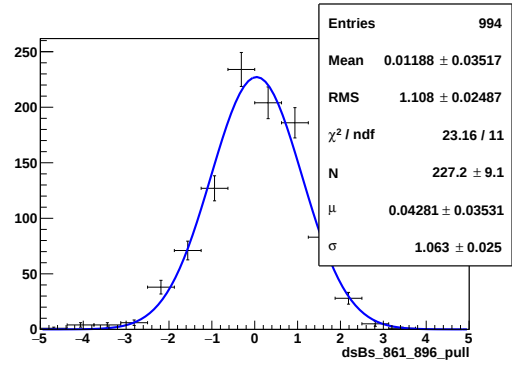


(d)

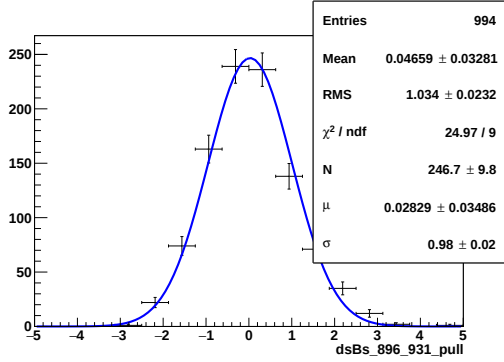
FIGURE D.3 – Distributions des pulls correspondant aux fractions de l'onde S dans les bins $m_{K\pi}$: F_S _826_861 (a), F_S _861_896 (b), F_S _896_931 (c) et F_S _931_966 (d).



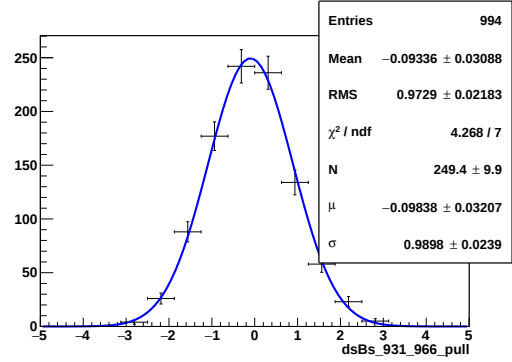
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE D.4 – Distributions des pulls correspondant aux phases fortes dans les bins $m_{K\pi}$: δ_S _826_861 (a), δ_S _861_896 (b), δ_S _896_931 (c) et δ_S _931_966 (d).

D.2 Corrélations entre les paramètres angulaires

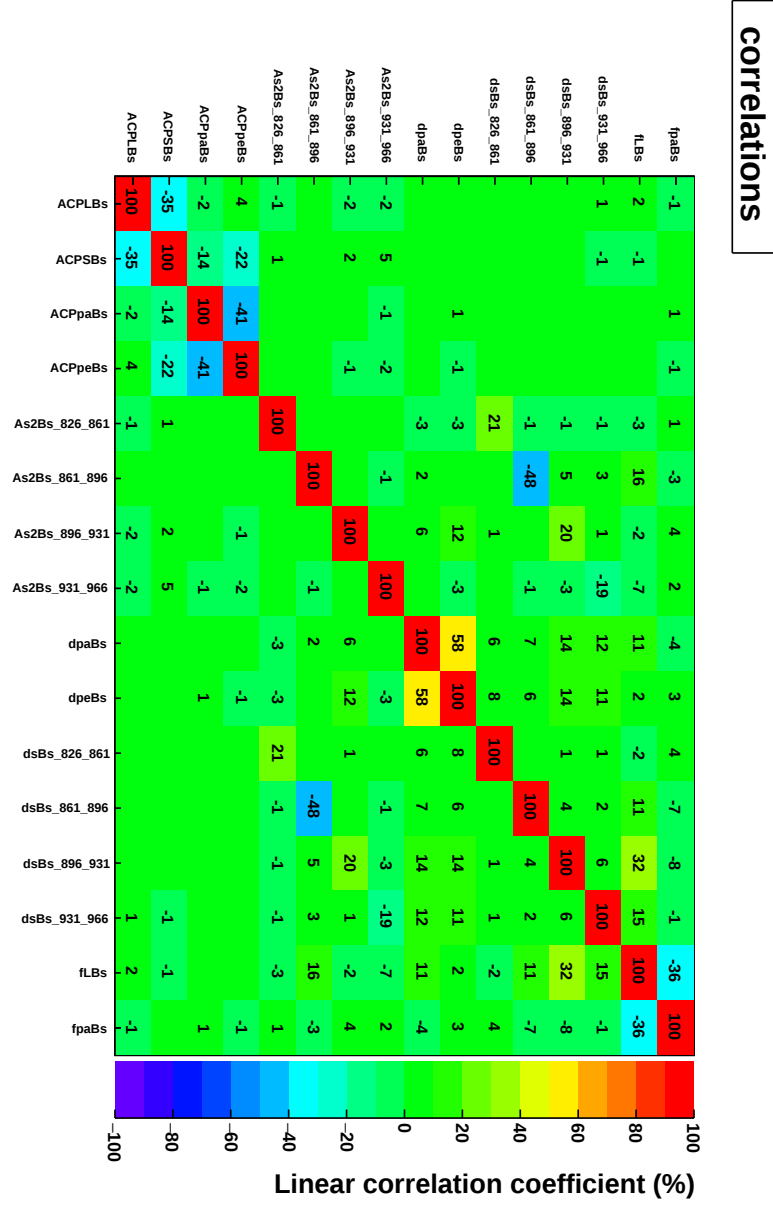


FIGURE D.5 – Corrélations linéaires entre les paramètres libres dans l’ajustement angulaire pour les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, obtenues à partir d’un ensemble de 1000 pseudo-expériences.

D.3 Pseudo-expériences avec des valeurs non nulles de A^{CP}

Dans cette section, nous présentons les résultats complets des études de pseudo-expériences effectuées avec des valeurs non nulles de A^{CP} . Les tables D.1– D.10 donnent les résultats pour chacune des dix séries de valeurs aléatoires de A^{CP} , données dans la table 4.14. Dans chacun des tableaux suivants, nous donnons pour chaque paramètre libre dans l’ajustement, sa valeur vraie, a_i^t , sa valeur ajustée et son incertitude renvoyées par HESSE, $a_i^f \pm \sigma_i^f$, ainsi que la différence entre la valeur ajustée et la valeur vraie divisée par l’incertitude, $(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$.

TABLE D.1 – Résultats complets correspondant à l’ensemble 0 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	−0.0768	−0.0745 ± 0.0017	1.369
A_S^{CP}	0.5178	0.5184 ± 0.0043	0.139
$A_{\parallel}^{CP}$	−0.3779	−0.3777 ± 0.0036	0.056
$A_{\perp}^{CP}$	−0.5689	−0.5698 ± 0.0021	−0.438
f_0	0.5100	0.5101 ± 0.0007	0.121
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1725 ± 0.0007	0.755
$\delta_{\parallel}$	−2.6190	−2.6164 ± 0.0040	0.666
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0542 ± 0.0029	0.391
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4699 ± 0.0023	0.820
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0676 ± 0.0007	−0.592
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0728 ± 0.0009	−0.194
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5902 ± 0.0025	−0.326
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8400 ± 0.0033	1.189
$\delta_{S_861_896}$	−0.6030	−0.6047 ± 0.0068	−0.246
$\delta_{S_896_931}$	−1.7480	−1.7452 ± 0.0043	0.654
$\delta_{S_931_966}$	−1.8190	−1.8152 ± 0.0034	1.109

TABLE D.2 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 1 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	0.0596	0.0592 ± 0.0015	-0.277
A_S^{CP}	-0.0183	-0.0190 ± 0.0029	-0.236
$A_{\parallel}^{CP}$	0.5373	0.5354 ± 0.0038	-0.498
$A_{\perp}^{CP}$	-0.0776	-0.0807 ± 0.0025	-1.217
f_0	0.5100	0.5095 ± 0.0007	-0.815
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1726 ± 0.0007	0.913
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6163 ± 0.0040	0.672
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0565 ± 0.0029	1.237
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4694 ± 0.0030	0.477
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0676 ± 0.0007	-0.587
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0721 ± 0.0010	-0.897
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5967 ± 0.0028	2.045
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8390 ± 0.0034	0.869
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.6018 ± 0.0068	0.175
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7495 ± 0.0044	-0.334
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8245 ± 0.0035	-1.552

TABLE D.3 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 2 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	-0.0956	-0.0974 ± 0.0015	-1.160
A_S^{CP}	-0.4147	-0.4151 ± 0.0030	-0.144
$A_{\parallel}^{CP}$	-0.2154	-0.2086 ± 0.0041	1.682
$A_{\perp}^{CP}$	-0.2036	-0.2044 ± 0.0025	-0.340
f_0	0.5100	0.5102 ± 0.0007	0.251
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1705 ± 0.0007	-2.186
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6222 ± 0.0040	-0.792
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0520 ± 0.0029	-0.364
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4706 ± 0.0029	0.881
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0678 ± 0.0007	-0.292
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0714 ± 0.0010	-1.602
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5901 ± 0.0028	-0.336
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8373 ± 0.0035	0.389
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.5977 ± 0.0069	0.765
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7452 ± 0.0044	0.628
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8196 ± 0.0035	-0.176

TABLE D.4 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 3 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	-0.3544	-0.3533 ± 0.0015	0.729
A_S^{CP}	-0.4561	-0.4547 ± 0.0031	0.463
$A_{\parallel}^{CP}$	0.2386	0.2341 ± 0.0040	-1.135
$A_{\perp}^{CP}$	0.1431	0.1419 ± 0.0025	-0.460
f_0	0.5100	0.5108 ± 0.0007	1.206
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1711 ± 0.0007	-1.260
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6184 ± 0.0040	0.146
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0515 ± 0.0029	-0.505
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4754 ± 0.0027	2.745
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0672 ± 0.0007	-1.162
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0733 ± 0.0010	0.289
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5918 ± 0.0027	0.292
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8375 ± 0.0034	0.439
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.6013 ± 0.0069	0.241
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7468 ± 0.0043	0.275
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8174 ± 0.0035	0.473

TABLE D.5 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 4 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	-0.2404	-0.2432 ± 0.0015	-1.863
A_S^{CP}	0.1593	0.1604 ± 0.0033	0.337
$A_{\parallel}^{CP}$	-0.0178	-0.0154 ± 0.0041	0.591
$A_{\perp}^{CP}$	-0.2798	-0.2768 ± 0.0024	1.245
f_0	0.5100	0.5101 ± 0.0007	0.202
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1723 ± 0.0007	0.491
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6175 ± 0.0040	0.384
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0527 ± 0.0029	-0.120
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4673 ± 0.0028	-0.240
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0689 ± 0.0007	1.184
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0723 ± 0.0010	-0.676
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5899 ± 0.0027	-0.411
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8356 ± 0.0035	-0.110
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.6098 ± 0.0067	-1.011
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7496 ± 0.0044	-0.363
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8170 ± 0.0035	0.566

TABLE D.6 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 5 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	0.1454	0.1450 ± 0.0015	-0.258
A_S^{CP}	0.2196	0.2200 ± 0.0028	0.153
$A_{\parallel}^{CP}$	0.3819	0.3776 ± 0.0039	-1.088
$A_{\perp}^{CP}$	0.0350	0.0375 ± 0.0025	0.991
f_0	0.5100	0.5094 ± 0.0007	-0.829
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1727 ± 0.0007	0.989
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6210 ± 0.0040	-0.505
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0509 ± 0.0029	-0.737
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4697 ± 0.0030	0.576
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0671 ± 0.0007	-1.222
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0722 ± 0.0010	-0.814
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5937 ± 0.0028	0.947
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8355 ± 0.0035	-0.155
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.5977 ± 0.0069	0.759
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7527 ± 0.0044	-1.052
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8149 ± 0.0035	1.162

TABLE D.7 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 6 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	-0.4385	-0.4385 ± 0.0015	-0.017
A_S^{CP}	0.1042	0.1059 ± 0.0032	0.544
$A_{\parallel}^{CP}$	-0.0017	-0.0028 ± 0.0041	-0.259
$A_{\perp}^{CP}$	0.0163	0.0158 ± 0.0025	-0.182
f_0	0.5100	0.5097 ± 0.0007	-0.502
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1721 ± 0.0007	0.111
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6174 ± 0.0040	0.396
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0538 ± 0.0029	0.265
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4646 ± 0.0028	-1.212
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0695 ± 0.0008	1.977
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0723 ± 0.0010	-0.651
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5895 ± 0.0027	-0.535
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8318 ± 0.0035	-1.192
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.6230 ± 0.0067	-2.984
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7440 ± 0.0044	0.917
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8158 ± 0.0036	0.887

TABLE D.8 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 7 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	-0.3787	-0.3788 ± 0.0016	-0.036
A_S^{CP}	-0.2898	-0.2855 ± 0.0030	1.443
$A_{\parallel}^{CP}$	0.2637	0.2671 ± 0.0039	0.874
$A_{\perp}^{CP}$	0.3424	0.3437 ± 0.0024	0.534
f_0	0.5100	0.5107 ± 0.0007	1.120
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1716 ± 0.0007	-0.581
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6214 ± 0.0041	-0.578
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0496 ± 0.0030	-1.136
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4708 ± 0.0027	1.022
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0672 ± 0.0007	-1.029
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0742 ± 0.0010	1.147
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5969 ± 0.0027	2.212
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8375 ± 0.0034	0.445
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.5938 ± 0.0070	1.314
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7450 ± 0.0043	0.706
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8232 ± 0.0035	-1.184

TABLE D.9 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 8 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	0.4248	0.4244 ± 0.0015	-0.243
A_S^{CP}	-0.1112	-0.1127 ± 0.0032	-0.472
$A_{\parallel}^{CP}$	0.0554	0.0511 ± 0.0041	-1.051
$A_{\perp}^{CP}$	-0.0069	-0.0065 ± 0.0025	0.163
f_0	0.5100	0.5108 ± 0.0007	1.165
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1715 ± 0.0007	-0.681
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6198 ± 0.0040	-0.188
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0509 ± 0.0029	-0.728
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4650 ± 0.0028	-1.088
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0693 ± 0.0008	1.707
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0743 ± 0.0010	1.231
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5866 ± 0.0027	-1.643
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8309 ± 0.0035	-1.467
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.6075 ± 0.0069	-0.652
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7451 ± 0.0043	0.659
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8177 ± 0.0036	0.373

TABLE D.10 – Résultats complets correspondant à l'ensemble 9 de valeurs non nulles de A^{CP} .

$a_i (B_s^0)$	a_i^t	$a_i^f \pm \sigma_i^f$	$(a_i^f - a_i^t) / \sigma_i^f$
A_0^{CP}	0.4159	0.4127 ± 0.0016	-1.989
A_S^{CP}	0.5636	0.5671 ± 0.0036	0.980
$A_{\parallel}^{CP}$	-0.3876	-0.3818 ± 0.0037	1.570
$A_{\perp}^{CP}$	-0.5044	-0.4998 ± 0.0023	2.040
f_0	0.5100	0.5100 ± 0.0007	0.040
$f_{\parallel}$	0.1720	0.1719 ± 0.0007	-0.191
$\delta_{\parallel}$	-2.6190	-2.6212 ± 0.0041	-0.532
$\delta_{\perp}$	0.0530	0.0481 ± 0.0031	-1.597
$F_{S_826_861}$	0.4680	0.4634 ± 0.0024	-1.954
$F_{S_861_896}$	0.0680	0.0663 ± 0.0007	-2.381
$F_{S_896_931}$	0.0730	0.0735 ± 0.0010	0.469
$F_{S_931_966}$	0.5910	0.5909 ± 0.0025	-0.047
$\delta_{S_826_861}$	0.8360	0.8346 ± 0.0033	-0.410
$\delta_{S_861_896}$	-0.6030	-0.5874 ± 0.0070	2.234
$\delta_{S_896_931}$	-1.7480	-1.7500 ± 0.0043	-0.468
$\delta_{S_931_966}$	-1.8190	-1.8246 ± 0.0034	-1.618

Bibliographie

- [1] J. Charles, O. Deschamps, S. Descotes-Genon, R. Itoh, H. Lacker, et al. Predictions of selected flavour observables within the Standard Model, updated results and plots available at : <http://ckmfitter.in2p3.fr>. *Phys.Rev.*, D84 :033005, 2011.
- [2] Ulrich Nierste. Bounds on new physics from B_s mixing. *Int.J.Mod.Phys.*, A22 :5986–5996, 2007.
- [3] R. Aaij et al. Precision measurement of CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ decays. *Phys. Rev. Lett.* 114, 041801 (2015), 2014.
- [4] Sven Faller, Robert Fleischer, and Thomas Mannel. Precision Physics with $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ at the LHC : The Quest for New Physics. *Phys.Rev.*, D79 :014005, 2009.
- [5] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [6] Abdus Salam and John Clive Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys.Lett.*, 13 :168–171, 1964.
- [7] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [8] Guido ALTARELLI. The Standard model of particle physics. hep-ph/0510281. CERN-PH-TH-2005-206. 2005.
- [9] Guido Altarelli. The Standard electroweak theory and beyond. hep-ph/0011078. CERN-TH-2000-291.
- [10] Guido Altarelli. A QCD primer. *AIP Conf.Proc.*, 631 :70, 2002.
- [11] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :585–587, 1964.
- [12] R. Aaij et al. Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :222002, 2014.

- [13] R. Aaij et al. Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays. hep-ex 1507.03414. LHCb-PAPER-2015-029, CERN-PH-EP-2015-153.
- [14] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys.Lett., B716 :1-29, 2012.
- [15] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys.Lett., B716 :30-61, 2012.
- [16] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K Meson. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :138–140, 1964.
- [17] Bernard Aubert et al. Observation of CP violation in the B^0 meson system. *Phys.Rev.Lett.*, 87 :091801, 2001.
- [18] K. Abe et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Phys.Rev.Lett.*, 87 :091802, 2001.
- [19] R. Aaij et al. First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :221601, 2013.
- [20] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog.Theor.Phys.*, 49 :652–657, 1973.
- [21] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys.Rev.Lett.*, 51 :1945, 1983.
- [22] Y. Amhis et al. Averages of B-Hadron, C-Hadron, and tau-lepton properties as of early 2012. Heavy Flavor Averaging Group. hep-ex 1207.1158. 2012.
- [23] Robert Fleischer. Extracting γ from $B(s/d) \rightarrow J/\psi K_S$ and $B(d/s) \rightarrow D^+(d/s)D^-(d/s)$. *Eur.Phys.J.*, C10 :299–306, 1999.
- [24] C.Langenbruch. *Measurement of the B_s mixing phase in the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ with the LHCb experiment.* PhD thesis, University of Heidelberg, Germany, 2011.
- [25] B.Khanji. *Recherche de la Nouvelle Physique dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ auprès de l'expérience LHCb.* PhD thesis, Université Aix-Marseille, 2011.
- [26] Sven Faller, Martin Jung, Robert Fleischer, and Thomas Mannel. The Golden Modes $B_0 \rightarrow J/\psi K(S,L)$ in the Era of Precision Flavour Physics. *Phys.Rev.*, D79 :014030, 2009.
- [27] R. Harnik et al. Atmospheric Neutrinos Can Make Beauty Strange. *Phys.Rev.D*, (69), 2004. arXiv :hep-ph/0212180v3.

- [28] Alexander J. Lenz. A simple relation for B_s mixing. *Phys.Rev.*, D84 :031501, 2011.
- [29] Xin Liu, Wei Wang, and Yuehong Xie. Penguin pollution in $B \rightarrow J/\psi V$ decays and impact on the extraction of the $B_s - \bar{B}_s$ mixing phase. *Phys.Rev.*, D89(9) :094010, 2014.
- [30] Yuehong Xie. sFit : a method for background subtraction in maximum likelihood fit. arXiv 0905.0724v1. *Phys.Rev.*, 2009.
- [31] R. Aaij et al. Measurement of CP violation and the B_s^0 meson decay width difference with $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays. *Phys. Rev.*, D87 :112010, 2013.
- [32] Roel Aaij et al. Measurement of the CP -violating phase β in $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays and limits on penguin effects. *Phys. Lett.*, B742 :38–49, 2015.
- [33] Georges Aad et al. Flavor tagged time-dependent angular analysis of the $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma$ s and the weak phase ϕ_s in ATLAS. *Phys.Rev.*, D90(5) :052007, 2014.
- [34] CMS Collaboration. Measurement of the CP -violating weak phase ϕ_s and the decay width difference $\Delta\Gamma_s$ using the $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi(1020)$ decay channel. CMS-PAS-BPH-13-012. 2014.
- [35] Kristof De Bruyn and Robert Fleischer. A Roadmap to Control Penguin Effects in $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. *JHEP*, 1503 :145, 2015.
- [36] Robert Fleischer. Extracting CKM phases from angular distributions of $B(d,s)$ decays into admixtures of CP eigenstates. *Phys.Rev.*, D60 :073008, 1999. 22 pages, 1 figure (modified presentation, including an extended discussion of $B_d \rightarrow J/\psi \rho^0$; conclusions partly changed) Report-no : CERN-TH/99-92.
- [37] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38 :090001, 2014.
- [38] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [39] LHCb ollaboration. The LHCb Detector at the LHC. *JINST* 3 S08005,.
- [40] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [41] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008.
- [42] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08002, 2008.

- [43] Markus Nordberg Peter Jenni, Marzio Nessi and Kenway Smith. ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [44] R. Aaij et al. Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C71 :1645, 2011.
- [45] LHCb Collaboration. Vertex locator technical design report. CERN-LHCC-2001-011, 2001.
- [46] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [47] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [48] P R Barbosa-Marinho et al. Technical Design 1437 Report. Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, 2001.
- [49] LHCb collaboration. A. Barbosa et al., LHCb inner tracker : Technical Design Report, CERN document server (2002).
- [50] LHCb Collaboration. Outer tracker technical design report. CERN-LHCC-2001-024, 2001.
- [51] LHCb collaboration. The LHCb reconstruction program, <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>.
- [52] M. Adinolfi et al. Performance of the LHCb RICH detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C73 :2431, 2013.
- [53] LHCb Collaboration. LHCb Calorimeter technical design report. CERN-LHCC- 2000-036, 2000.
- [54] LHCb Collaboration. LHCb Muon sytem technical design report. CERN-LHCC-2001-010, 2001.
- [55] M. Perrin-Terrin. *Searches for B meson decays to purely leptonic final states*. PhD thesis, Université Aix-Marseille, 2013.
- [56] Emilie Maurice. Search for new physics in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays. Mater 2 thesis, Centre de physique des particules de Marseille, june 2009.
- [57] Olivier Leroy. Trigger à muons, étiquetage de la saveur et performances physiques de l'exérence LHCb. HDR, Centre de physique des particules de Marseille, 2007.
- [58] LHCb Collaboration. LHCb Trigger system technical design report. CERN-LHCC-2003-010, 2003.

- [59] L. Lonnblad, S. Mrenna et P. Skands, T. Sjostrand. Pythia 6.3 physics and manual. 2003.
- [60] D. Lange. The EvtGen particle decay simulation package. *Nucl. Instrum. Meth.A462 (2001) 152*.
- [61] M. Clemencic et al. The LHCb simulation application, Gauss : design, evolution and experience. *J. of Phys, Conf. Ser 331 (2011) 032023*.
- [62] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth., A506 :250–303, 2003*.
- [63] LHCb collaboration. The LHCb analysis program, <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>.
- [64] A. Hoecker et al. Tmva - toolkit for multivariate data analysis, tech. rep., cern, mar, 2007. arxiv :physics/0703039.
- [65] LHCb Collaboration. Measurement of CP violation and polarization fractions in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ with 3 fb^{-1} . LHCb-ANA-2015-013.
- [66] Yuehong Xie. Some physics and technical issues in analysis of the decay $B_s^0 \rightarrow J\psi K^+ K^-$. LHCb-INT-2012-017.
- [67] R Aaij et al. Amplitude analysis and the branching fraction measurement of $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$. *Phys.Rev.*, D87(7) :072004, 2013.
- [68] Roel Aaij et al. Measurement of resonant and CP components in $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays. *Phys.Rev.*, D89(9) :092006, 2014.
- [69] Roel Aaij et al. Measurement of the resonant and CP components in $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays. *Phys.Rev.*, D90(1) :012003, 2014.
- [70] Yuanning Gao, Zhenwei Yang, and Xuhao Yuan. Measurement of Λ_b differential production cross section in $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$ decay. LHCb-ANA-2014-057.
- [71] R. Aaij et al. Observation of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ decay. *JHEP*, 07 :103, 2014.
- [72] L. Amoroso. Ricerche intorno alla curva dei redditi. *Ann. Mat. Pura. Appl.*, 21 :123–159, 1925.
- [73] F. James. Minuit, Function Minimization and Error Analysis. CERN long writeup DPhys. Rev. D 79, 074024 (2009).
- [74] Diego Martinez Santos and Frederic Dupertuis. Mass distributions marginalized over per-event errors. *Nucl.Instrum.Meth.*, A764 :150–155, 2014.

- [75] Tomasz Skwarnicki. *A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances*. PhD thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986. [DESY-F31-86-02](#).
- [76] Muriel Pivk and Francois R. Le Diberder. SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions. *Nucl.Instrum.Meth.*, A555 :356–369, 2005.
- [77] Liming Zhang and Sheldon Stone. Time-dependent Dalitz-plot formalism for $B_{s,d}^0 \rightarrow J/\psi h^+ h^-$. *Phys.Lett.*, B719 :383–387, 2013.
- [78] R. Aaij et al. Measurement of the polarization amplitudes in $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$ decays. *Phys. Rev.*, D88 :052002, 2013.
- [79] LHCb Collaboration. Flavour tagged time-dependent angular analysis of $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ decays in the low $K^+ K^-$ mass range. LHCb-ANA-2014-039.
- [80] D. Aston, N. Awaji, T. Bienz, F. Bird, J. D’Amore, W. Dunwoodie, R. Endorf, K. Fujii, H. Hayashi, S. Iwata, W.B. Johnson, R. Kajikawa, P. Kunz, D.W.G.S. Leith, L. Levinson, T. Matsui, B.T. Meadows, A. Miyamoto, M. Nussbaum, H. Ozaki, C.O. Pak, B.N. Ratcliff, D. Schultz, S. Shapiro, T. Shimomura, P.K. Sinervo, A. Sugiyama, S. Suzuki, G. Tarnopolsky, T. Tauchi, N. Toge, K. Ukai, A. Waite, and S. Williams. A study of $k^- \pi^+$ scattering in the reaction $k^- p \rightarrow k^- \pi^+ n$ at 11 gev/c. *Nuclear Physics B*, 296(3) :493 – 526, 1988.
- [81] T. du Pree. Search for a strange phase in beautiful oscillations, PhD Thesis. *VU University, Amsterdam, CERN-THESIS-2010-124*, 2010.
- [82] Wei-Shu Hou Xiao-Gang He. Direct CP violation in angular distribution of $B \rightarrow J/\psi K^*$ decays. *Phys.Rev.*, D58.
- [83] R. Aaij et al. First evidence of direct CP violation in charmless two-body decays of B_s^0 mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :201601, 2012.
- [84] R. Aaij et al. Measurement of the $\bar{B}^0 - B^0$ and $\bar{B}_s^0 - B_s^0$ production asymmetries in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett.*, B739 :218, 2014.
- [85] R. Aaij et al. Measurement of the semileptonic CP asymmetry in $B^0 - \bar{B}^0$ mixing. 2014. to appear in *Phys. Rev. Lett.*
- [86] R. Aaij et al. Measurement of CP asymmetry in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ decays. *JHEP*, 07 :041, 2014.
- [87] Yuehong Xie. sFit : a method for background subtraction in maximum likelihood fit. arXiv 0905.0724. 2009.
- [88] Till Moritz Karbach and Maximilian Schlupp. Constraints on Yield Parameters in Extended Maximum Likelihood Fits. arXiv 1210.7141. 2012.

- [89] R. Aaij et al. Measurement of the $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ branching fraction and angular amplitudes. *Phys. Rev.*, D86 :071102(R), 2012.
- [90] Gudrun Hiller and Roman Zwicky. (A)symmetries of weak decays at and near the kinematic endpoint. *JHEP*, 1403 :042, 2014.
- [91] R. Aaij et al. Observation of the decay $\bar{B}_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$. 2015. submitted to *Phys. Lett. B*.
- [92] K. Abe et al. Measurements of branching fractions and decay amplitudes in $B \rightarrow J/\psi K^*$ decays. *Phys.Lett.*, B538 :11–20, 2002.
- [93] Y. Amhis et al. Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of early 2012. 2012. updated results and plots available at <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>.
- [94] R. Aaij et al. Amplitude analysis and branching fraction measurement of $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$. *Phys. Rev.*, D87 :072004, 2013.
- [95] Kristof De Bruyn, Robert Fleischer, Robert Kneijens, Patrick Koppenburg, Marcel Merk, et al. Branching Ratio Measurements of B_s Decays. *Phys.Rev.*, D86 :014027, 2012.
- [96] Amol S. Dighe, Isard Dunietz, and Robert Fleischer. Extracting CKM phases and $B_s - \bar{B}_s$ mixing parameters from angular distributions of nonleptonic B decays. *Eur.Phys.J.*, C6 :647–662, 1999.
- [97] Aoife Bharucha, David M. Straub, and Roman Zwicky. $B \rightarrow V \ell^+ \ell^-$ in the Standard Model from Light-Cone Sum Rules. 2015.
- [98] J. Charles, O. Deschamps, S. Descotes-Genon, H. Lacker, A. Menzel, et al. Current Status of the Standard Model CKM Fit and Constraints on $\Delta F = 2$ New Physics. *Phys.Rev.*, D91(7) :073007, 2015. Online update : [CKM 2014](#).
- [99] K. De Bruyn. Searching for Penguin Footprints, PhD Thesis. *VU University, Amsterdam*, 2015.
- [100] LHCb collaboration. Framework TDR for the LHCb upgrade. CERN-LHCC-2012-007 ; LHCb-TDR-012.

Résumé : La désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ peut se faire suivant deux processus principaux : l'arbre et les pingouins sous-dominants. Négligée jusqu'à maintenant, la contribution des diagrammes pingouins doit être contrôlée afin d'isoler les effets du Modèle Standard de l'éventuelle présence de Nouvelle Physique dans la mesure de la phase ϕ_s . Nous avons étudié le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ dans lequel les diagrammes pingouins ne sont pas négligeables par rapport à l'arbre. Avec 3 fb^{-1} de données enregistrées par LHCb, nous avons mesuré le rapport d'embranchement : $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}) = (4.17 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.26(\text{syst}) \pm 0.24(f_d/f_s)) \times 10^{-5}$, où $f_{d(s)}$ est la fraction de production du méson B^0 (B_s^0). Nous avons effectué une analyse angulaire des produits de désintégrations J/ψ et $\bar{K}^{*0}$ afin d'extraire les fractions de polarisations et, pour la première fois, l'asymétrie CP en fonction des différents états de polarisations de l'état final. Les asymétries CP directes mesurées sont nulles, comme prédit par le Modèle Standard. Nous avons mesuré : $f_0 = 0.497_{-0.025}^{+0.024}(\text{stat}) \pm 0.025(\text{syst})$ et $f_{\parallel} = 0.179_{-0.026}^{+0.027}(\text{stat}) \pm 0.013(\text{syst})$. Nous avons déterminé les premières contraintes sur les diagrammes pingouins dans la phase ϕ_s en utilisant le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$. En combinant avec le canal $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$, la déviation sur la phase ϕ_s due aux processus pingouins, est inférieure à 19 mrad pour les trois polarisations. L'effet des processus pingouins est donc suffisamment petit pour que la mesure de la phase ϕ_s ($\sigma_{\phi_s} = 35 \text{ mrad}$) demeure une des mesures phares de LHCb dans les années à venir, pour rechercher de la Nouvelle Physique.

Abstract : Within the Standard Model, the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ can occur via two main processes : the predominant tree and the sub-leading penguin. Penguin contributions have been so far ignored. Controlling them is crucial in order to disentangle Standard Model effects from possible New Physics in the measurement of ϕ_s . We studied the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ channel where penguin diagrams are not negligible compared to tree. Using 3 fb^{-1} of data collected by LHCb, we measured the branching ratio : $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}) = (4.17 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.26(\text{syst}) \pm 0.24(f_d/f_s)) \times 10^{-5}$, where $f_{d(s)}$ is the production fraction of the B^0 (B_s^0) meson. We performed an angular analysis of the decay products J/ψ and $\bar{K}^{*0}$ to extract the polarisation fractions and the first estimate of the polarization-dependent direct CP asymmetry. Our results show no evidence for direct CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$, as expected in the Standard Model. We measured : $f_0 = 0.497_{-0.025}^{+0.024}(\text{stat}) \pm 0.025(\text{syst})$ and $f_{\parallel} = 0.179_{-0.026}^{+0.027}(\text{stat}) \pm 0.013(\text{syst})$. We determined the first constraints on penguin diagrams in ϕ_s phase using the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\bar{K}^{*0}$ channel. Combining with the $B^0 \rightarrow J/\psi\rho^0$ decays, the shift on ϕ_s , due to penguin processes, is below 19 mrad for the three polarizations. The effect of penguin processes is therefore sufficiently small to keep the ϕ_s measurement ($\sigma_{\phi_s} = 35 \text{ mrad}$) among the top priorities of LHCb for the upcoming years, to search for New Physics.