



HAL
open science

Mesure de la violation de CP dans les désintégrations Bs -> J/psi phi auprès du détecteur LHCb

Emilie Maurice

► To cite this version:

Emilie Maurice. Mesure de la violation de CP dans les désintégrations Bs -> J/psi phi auprès du détecteur LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Aix-Marseille Université, 2012. Français. NNT: . tel-00742181

HAL Id: tel-00742181

<https://theses.hal.science/tel-00742181>

Submitted on 16 Oct 2012

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

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

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

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Émilie Maurice

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

**Mesure de la violation de CP dans les désintégrations
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ auprès du détecteur LHCb**

soutenue le 18 juillet 2012 devant le jury composé de

Dr	E. Kajfasz	Président du jury
Dr	R. Le Gac	Co-Directeur de thèse
Dr	O. Leroy	Directeur de thèse
Dr	V. Tisserand	Examineur
Dr	K. Trabelsi	Rapporteur
Dr	S. Vecchi	Rapporteur

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	3
1 Cadre théorique	5
1.1 Les symétries	5
1.2 Le Modèle Standard	7
1.3 Le formalisme des oscillations des mésons neutres	12
1.4 Phénoménologie des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	18
1.5 Conclusions	26
2 Le détecteur LHCb	27
2.1 Le grand collisionneur de hadrons : LHC	27
2.2 Présentation générale du détecteur LHCb	29
2.3 Le trajectographe de LHCb	33
2.4 L'identification des particules dans LHCb	36
2.5 Le système de déclenchement	40
2.6 Analyse des données	42
2.7 Conclusions	43
3 Méthodologie de la mesure de ϕ_s	45
3.1 Stratégie de mesure dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	45
3.2 Fonction de vraisemblance	46
3.3 Description du signal	47
3.4 Description du bruit de fond	50
3.5 Conclusions	51
4 Sélection de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	53
4.1 Présélection	53
4.2 Sélection standard	55
4.3 Sélection alternative	58
4.4 Impact du BDT dans la simulation Monte Carlo	66
4.5 Sélection multivariée dans les vraies données	72
4.6 Conclusions	76

5	Etude angulaire de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	79
5.1	Définitions et impact des distorsions angulaires	79
5.2	Étude des sources des distorsions angulaires	82
5.3	Distorsions angulaires dans l'analyse 1 fb^{-1}	86
5.4	Conclusions sur les distorsions angulaires	89
6	L'étiquetage de la saveur	91
6.1	Principe de l'algorithme d'étiquetage	91
6.2	Étude des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$	94
6.3	Optimisation de la sélection des marqueurs	99
6.4	Étalonnage de la probabilité de mauvais étiquetage	103
6.5	Performances de l'algorithme d'étiquetage	108
6.6	Conclusions sur l'étiquetage	114
7	Mesure de la phase ϕ_s	117
7.1	Résultats présentés à Moriond 2012	117
7.2	Perspectives	123
7.3	Conclusions	126
	Conclusions et perspectives	129
A	Impact de la sélection alternative sur la simulation Monte Carlo	131
A.1	$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	131
A.2	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$	131
	Bibliographie	137

Remerciements

Durant ces trois années de thèse, j'ai bénéficié du soutien, de l'expertise mais surtout de la gentillesse de nombreuses personnes. Je vais donc essayer de vous remercier dans ces quelques lignes.

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres de mon jury. Merci à Éric de m'avoir acceptée au CPPM et d'entretenir une si bonne ambiance dans ces murs. Merci à mes rapporteurs et examinateurs : Stefania, Karim et Vincent pour les lectures attentives et les remarques constructives sur mon travail de thèse. Un merci plus particulier à Stefania avec qui j'ai collaboré durant ces 3 années. Merci pour ta patience et ton attention. Je tiens aussi à remercier Renaud de m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du groupe LHCb.

Un grand merci à Olivier, pour avoir trouvé le temps de m'encadrer durant ces 3 (voire 5) années. Au lieu de dresser une liste exhaustive de toutes les choses pour lesquelles je devrais te remercier, je préfère choisir la plus importante à mes yeux : ton optimisme ! Merci d'avoir toujours été enthousiaste, même devant des résultats tels : $\omega = (0.48 \pm 0.15)\%$, mon premier résultat sur l'étiquetage avec une cinquantaine de $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$... Merci pour tout ton soutien !

Je tiens évidemment à remercier tout le groupe LHCb de Marseille : Justine, Julien, Élie, et Giampi (merci pour tous les chocolats et les repas pasta du Cern !). Merci aussi aux "vieux" : Stéphane et Basem pour m'avoir aidé et enseigné les subtilités informatiques du software de LHCb.

Je veux aussi saluer le soutien et la patience de mes collègues de bureau : Marine puis durant ces 2 dernières années Cosme et Mathieu. Merci pour l'excellente ambiance que vous avez su apporter à notre bureau !

Je remercie tous les membres du laboratoire, croisés au détour d'une pause café, notamment les stagiaires (Rémi, Didier, ...) et les autres compagnons d'aventures : Hamid, Ziad, Garo, Laura, Salvo, Nicolas, Nancy, Thomas, Michaël... Bon courage à chacun !

J'ai aussi une pensée pour toutes les personnes avec lesquelles j'ai travaillé durant ces 3 années notamment au sein du groupe de tagging de LHCb : Stefania, Marta, Marc, Sara, Tobias... Merci aussi à Wenbin pour l'excellente semaine à La Thuile !

En dehors du CPPM, beaucoup de personnes ont fait preuve d'une grande patience et d'un énorme soutien à mon égard. Merci donc aux grenoblois : Manu,

Heidi, Guillaume, Vanessa et à mes vieux amis qui me supportent depuis plus de 15 ans : Dinou, Benjamin, Line.

Je remercie aussi ma belle-famille pour leur soutien mais aussi pour les nombreux repas, trajets à la gare et déménagements.

Merci Arnault ! Pour te remercier sans rien oublier, je crois que je devrais ajouter un dernier chapitre ! Je vais donc essayer de résumer ça en une phrase. Merci d'avoir su m'encourager lorsque plus rien ne fonctionnait, et merci d'avoir aussi su me montrer qu'il y avait parfois autre chose à faire que de travailler sur ma thèse !

Pour terminer, je remercie mes parents, mon frère et ma soeur pour leurs soutiens sans faille depuis toujours ! Merci à Vanessa, Cédric et Kylian, Lilou, Éthan et Anaëlle pour tous leurs sourires.

Introduction

Le Modèle Standard est actuellement la théorie décrivant le mieux les interactions entre les particules fondamentales. Ce modèle n'a pas été mis en défaut expérimentalement bien que laissant plusieurs phénomènes inexpliqués. Par exemple, pourquoi les masses des quarks sont-elles réparties sur plus de 11 ordres de grandeur ? Le mécanisme de Higgs est-il responsable de la brisure électrofaible ? Pourquoi existe-t-il une asymétrie entre la matière et l'antimatière alors que la symétrie CP leur impose un comportement similaire ? Le Modèle Standard autorise une violation de cette symétrie. Cependant, la violation de CP observée dans le secteur des hadrons n'est pas suffisante pour expliquer la disparition de l'antimatière à l'échelle de l'Univers. Pour comprendre ces phénomènes, on cherche à repousser les limites du Modèle Standard et ainsi mettre en évidence de la Nouvelle Physique.

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) a été construit dans cette optique. Du fait de la haute énergie des collisions, il permet de sonder de manière directe la matière en cherchant d'éventuelles nouvelles particules. La grande luminosité délivrée par le LHC permet aussi de rechercher de manière indirecte de la Nouvelle Physique en créant de nouvelles particules dans des processus en boucle. L'expérience LHCb suit cette seconde approche avec la recherche de la Nouvelle Physique dans la dynamique des saveurs. Plus précisément, LHCb étudie la violation de CP et les désintégrations rares dans le domaine du charme et de la beauté.

Une des mesures phares de LHCb est la phase ϕ_s engendrée par l'interférence entre les 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 donne $\phi_s^{SM} = -0.0364 \pm 0.0017$ rad dans le cadre du Modèle Standard [1]. Or de nouvelles particules pourraient intervenir dans les diagrammes en boîte des oscillations $B_s^0-\bar{B}_s^0$ et changer la valeur de ϕ_s . La faible incertitude théorique fait de ϕ_s une observable particulièrement sensible à la Nouvelle Physique.

L'extraction de la phase ϕ_s nécessite l'ajustement de la fonction de vraisemblance décrivant les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. La première étape est donc de détecter et sélectionner ces candidats. Puis les observables dont dépend la fonction de vraisemblance sont mesurées : masse, temps propre, angles caractéristiques des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ainsi que la saveur initiale des mésons B_s^0 . Celle-ci est essentielle à la sensibilité de la mesure de ϕ_s . Elle est estimée par un algorithme dit d'étiquetage exploitant les autres particules de la collision.

Après avoir introduit les cadres théorique et expérimental dans les chapitres 1 et 2, nous détaillons la méthodologie de la mesure de ϕ_s dans le chapitre 3. Puis nous décrivons la sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ avec notamment une sélection multivariée développée durant cette thèse. Dans le chapitre 5 nous abordons l'étude angulaire des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ avec la détermination des sources des distorsions angulaires. Dans le chapitre 6, nous détaillons l'optimisation ainsi que l'étalonnage de l'algorithme d'étiquetage de la saveur des mésons B en étudiant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Nous concluons en présentant la mesure de la phase ϕ_s avec 1 fb^{-1} dans le chapitre 7.

Chapitre 1

Cadre théorique

Dans ce chapitre, nous développons le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. Ce chapitre est largement inspiré des références [2] et [3]. En premier, nous définissons les symétries C, P et T. Puis nous introduisons le Modèle Standard de la physique des particules avec notamment l'interaction faible. Cette interaction est la seule à violer la symétrie CP. Nous verrons son intégration dans le Modèle Standard à travers la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM). Ensuite nous abordons le formalisme des mésons neutres et nous l'appliquons aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ avec la mesure de la phase de violation CP : ϕ_s .

1.1 Les symétries

Dans l'univers, l'asymétrie entre les quantités de matière et d'anti-matière peut théoriquement être expliquée par des interactions différentes pour les particules et pour les antiparticules. Trois symétries sont essentielles pour caractériser ces interactions. Il s'agit de la parité P, la conjugaison de charge C et le renversement du temps T.

Dans cette section, nous présentons les symétries individuelles : P, C et T. Puis nous abordons les symétries combinées CP et CPT.

1.1.1 Les symétries : P, C et T

La parité P

La symétrie P ou parité oppose les coordonnées spatiales d'un système physique. Cette transformation appliquée sur un système quantique $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ d'impulsion \vec{p} et d'hélicité h s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{P}|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_P|\psi(-\vec{p}, -h)\rangle, \quad (1.1)$$

avec \mathcal{P} l'opérateur de la parité et η_P sa valeur propre. Étant donné que la parité est un opérateur unitaire, $\mathcal{P}^2 = 1$, seules deux valeurs propres sont possibles : $\eta_P = \pm 1$.

La conjugaison de charge : C

La conjugaison de charge est une symétrie discrète. Elle oppose toutes les charges du groupe $U(1)$, c'est-à-dire la charge électrique, le nombre baryonique, le nombre leptonique, etc. Son action sur un système quantique $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ s'écrit

$$\mathcal{C}|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C |\bar{\psi}(\vec{p}, h)\rangle, \quad (1.2)$$

avec η_C la valeur propre de la conjugaison de charge et $|\bar{\psi}(\vec{p}, h)\rangle$ le conjugué C du système $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$. Comme l'opérateur \mathcal{C} est unitaire, ses valeurs propres sont $\eta_C = \pm 1$. Le spin d'une particule et son hélicité ne sont pas changés par la conjugaison de charge.

Le renversement du temps T

Le renversement du temps T permet d'amener un système d'un temps $t + \Delta t$ à $t - \Delta t$. L'effet de cette transformation sur un système quantique $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ est :

$$\mathcal{T}|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T |\bar{\psi}(-\vec{p}, h)\rangle^*, \quad (1.3)$$

avec η_T la valeur propre de l'opérateur anti-unitaire \mathcal{T} et $|\bar{\psi}(-\vec{p}, h)\rangle^*$ le conjugué complexe de l'état initial. η_T est définie à un facteur de phase près, dépendant du spin. Cette transformation oppose les spins et impulsions des particules.

1.1.2 Les symétries CP et CPT

La symétrie CP

La symétrie CP combine la conjugaison de charge avec la parité. L'action de l'opérateur \mathcal{CP} sur un système physique $|\psi(\vec{p}, h)\rangle$ est définie par :

$$\mathcal{CP}|\psi(\vec{p}, h)\rangle = \eta_{CP} |\bar{\psi}(-\vec{p}, -h)\rangle \quad (1.4)$$

avec η_{CP} la valeur propre de l'opérateur de la symétrie CP.

La symétrie CPT

La combinaison des 3 opérateurs donne la symétrie CPT. Cette symétrie laisse tout système invariant. L'invariance de cette symétrie est une des propriétés fondamentales de la théorie quantique des champs, entraînant l'égalité des masses et des temps de vie d'une particule et de son anti-particule [4, 5, 6]. L'invariance de la symétrie CPT a été testée par diverses expériences et jusqu'à présent jamais mise en défaut.

Dans la suite, nous montrons l'intégration de la symétrie CP dans le Modèle Standard ainsi que l'impact de la symétrie CPT.

Quarks		
Saveurs	Charges électriques	Masses (GeV/c ²)
u	2/3	$(1.55 - 3.3) \times 10^{-3}$
d	-1/3	$(3 - 6) \times 10^{-3}$
c	2/3	1.27
s	-1/3	$(70 - 130) \times 10^{-3}$
t	2/3	171.2
b	-1/3	4.2 - 4.7
Leptons		
e^-	-1	3.3×10^{-3}
ν_e	0	$< 2 \times 10^{-9}$
μ^-	-1	105.7×10^{-3}
ν_μ	0	$< 0.19 \times 10^{-6}$
τ^-	-1	1.77
ν_τ	0	$< 18.2 \times 10^{-6}$

TABLE 1.1: Saveurs, charges électriques et masses des particules élémentaires groupées en famille [3].

1.2 Le Modèle Standard

Actuellement, la meilleure description du monde subatomique est donnée par le Modèle Standard. Développée à partir des années 1950, cette théorie décrit les interactions entre les particules élémentaires.

Dans un premier temps, nous décrivons brièvement les particules élémentaires. Ensuite nous abordons les interactions fondamentales, en détaillant notamment le lagrangien de l'interaction faible. Puis nous définissons la matrice CKM. Finalement, nous discutons du succès et des limites du Modèle Standard.

1.2.1 Particules élémentaires

Les particules élémentaires sont essentiellement caractérisées par leur masse, leur charge et leur spin. En fonction de leur spin, elles obéissent à des statistiques différentes. Les particules de spin entiers, appelées bosons, sont les vecteurs des interactions. Les particules de spin demi-entier sont des fermions.

Parmi les 12 fermions existants, on distingue 6 quarks et 6 leptons, tous observés expérimentalement. On peut les classer en 3 familles, de masses croissantes, comme le montre le tableau 1.1. Les éléments de la première famille, à savoir les quarks up, down ainsi que l'électron et le neutrino électronique constituent la matière ordinaire. Les autres éléments ne sont créés qu'à haute énergie, lors de processus astrophysiques ou dans des collisionneurs.

Toutes les particules élémentaires ont une antiparticule, ayant les mêmes propriétés telles la masse ou le temps de vie mais leurs nombres quantiques additifs

sont opposés comme la charge électrique, le nombre baryonique. L'interaction entre une particule et son anti-particule provoque leur annihilation.

1.2.2 Interactions fondamentales

Le Modèle Standard décrit les interactions fondamentales à l'aide de la théorie quantique relativiste des champs. Il est composé de deux théories, reposant sur le principe d'invariance de jauge : la chromodynamique quantique et la théorie électrofaible.

La chromodynamique quantique (QCD) décrit la force forte, responsable de la cohésion nucléaire. Elle régit les échanges de gluons entre particules porteuses de couleurs, propriété quantique des quarks et des gluons. Cette théorie est décrite par le groupe de symétrie $SU(3)_C$.

La théorie électrofaible unifie les interactions électromagnétique et faible. Elle est décrite par le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

L'interaction électromagnétique (QED) correspond à un échange de photons entre particules électriquement chargées. Elle est décrite par le groupe de symétrie $U(1)_Y$.

L'interaction faible (EW) permet l'échange de courants chargés via les vecteurs W^\pm , et de courants neutres via le vecteur Z^0 . Son groupe de symétrie est $SU(2)_L$.

Parmi ces 3 interactions, les observations expérimentales ont montré que seule l'interaction faible viole les symétries C et P de manière maximale [7, 8], mais aussi la symétrie T [9] ainsi que la symétrie combinée CP. En 1964, Cronin et Fitch découvrent que les kaons neutres violent la symétrie CP [10]. Puis en 2001, les expériences BaBar [11] et Belle [12] mettent en évidence la violation CP dans le secteur de la beauté.

Nous développons donc le lagrangien de l'interaction faible \mathcal{L}_{EW} . Celui-ci est la somme de 4 contributions :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{\text{Bosons}} + \mathcal{L}_{\text{Fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (1.5)$$

Le premier terme $\mathcal{L}_{\text{Bosons}}$ décrit l'énergie cinétique et l'auto-interaction des bosons de jauge sans masse. $\mathcal{L}_{\text{Fermions}}$ correspond à l'énergie cinétique des fermions ainsi que leurs interactions avec les bosons de jauge. Ces 2 termes décrivent la propagation et l'interaction des champs respectant l'invariance de jauge sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cependant ils ne contiennent pas de termes relatifs aux masses des particules. Pour cela, il faut introduire le mécanisme de Higgs, qui par brisure de symétrie donne la masse aux fermions et bosons. Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ décrit le champ de Higgs. Il définit ses interactions avec les bosons de jauge, leur attribuant ainsi une masse, mais aussi son auto-interaction impliquant une masse au boson dit de Higgs.

La masse des fermions est régie par le lagrangien de Yukawa : $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$, représentant l'interaction du champ de Higgs avec les fermions. Ce lagrangien s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left(1 - \frac{h}{v} \right) \left(M_l^{jk} \bar{l}^j l^k + M_u^{jk} \bar{u}^j u^k + M_d^{jk} \bar{d}^j d^k \right), \quad (1.6)$$

avec h, v des paramètres du champs de Higgs, l, u, d les champs spineurs respectivement des leptons, quarks de type up, et quarks de type down, et j, k correspondant à l'indice de famille. Les matrices M_l, M_u et M_d donnent la masse des quarks. Ces matrices ne sont pas diagonalisables simultanément. Autrement dit, les quarks de type down ne peuvent pas avoir des états propres de masse identiques à leurs états propres de l'interaction faible lorsque c'est le cas pour les quarks de type up. La matrice CKM décrite dans la section suivante permet de relier les états propres de masse et de l'interaction faible des quarks de type down. Le changement de saveur dans le Modèle Standard via interaction par courant chargé (W^\pm) se traduit alors par le lagrangien :

$$\mathcal{L}^{W^\pm} = - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^\dagger + \text{h.c.}, \quad (1.7)$$

avec g le couplage de jauge relié au groupe $SU_L(2)$, γ_μ les matrices de Dirac, W_μ^\dagger le champ décrivant les bosons chargés W^\pm , et V_{CKM} la matrice CKM.

1.2.3 La matrice CKM

Le Modèle Standard rend compte de la violation de la symétrie CP via la matrice CKM. Dans un premier temps, nous décrivons cette matrice. Puis nous abordons la représentation sous forme de triangle des paramètres de cette matrice.

Définition de la matrice CKM

La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) décrit le changement de saveur des quarks dans les interactions faibles [13]. Elle est définie de la manière suivante :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Cette matrice est 3×3 , unitaire et complexe. Elle possède 4 paramètres fondamentaux : 3 angles et une phase. Cette dernière est responsable de la violation CP dans le secteur électrofaible du Modèle Standard.

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs des éléments de la matrice. Expérimentalement, on observe une hiérarchie : plus les éléments sont proches de la

diagonale, plus leur valeur est proche de l'unité. La paramétrisation de Wolfenstein introduite dans [14] permet de mettre en évidence cette hiérarchie :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.9)$$

avec $\lambda \sim 0.22$ le sinus de l'angle de Cabibbo, A, ρ, η les 3 autres paramètres de la matrice.

Triangles unitaires

La matrice CKM est unitaire c'est-à-dire $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$. On peut alors extraire 6 relations pouvant être représentées par des triangles, comme illustré par la figure 1.1.

Parmi ces relations, l'équation suivante définit le triangle dit d'unitarité relié aux mésons B_d^0 composés de quarks $\bar{b}d$:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.10)$$

Ce triangle correspond au triangle (db) sur la figure 1.1. Ces angles sont reliés aux éléments de la matrice CKM via les relations suivantes :

$$\alpha = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right), \quad (1.11)$$

$$\beta = \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \quad (1.12)$$

$$\gamma = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right). \quad (1.13)$$

De manière similaire, le triangle relatif aux mésons B_s^0 défini par la paire de quarks $\bar{b}s$, correspond à la relation :

$$V_{ub}V_{us}^* + V_{cb}V_{cs}^* + V_{tb}V_{ts}^* = 0. \quad (1.14)$$

Il est représenté par le triangle (sb) sur la figure 1.1, Son plus petit angle β_s , équivalent de β du triangle (db) , est défini par :

$$\beta_s = \arg \left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*} \right). \quad (1.15)$$

Les contraintes expérimentales actuelles des triangles (db) et (sb) sont combinées par le groupe CKMfitter [1]. En utilisant une approche fréquentiste, ce groupe teste les éléments de la matrice CKM dans le cadre du Modèle Standard mais aussi

dans des modèles de Nouvelle Physique. Les triangles (db) et (sb) sont respectivement contraints dans les plans complexes $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ et $(\bar{\rho}_s, \bar{\eta}_s)$. Ces plans sont définis de la manière suivante [15] :

$$\begin{aligned} \bar{\rho} + i\bar{\eta} &= -\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad \text{d'où} \quad \bar{\rho} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\rho \quad \text{et} \quad \bar{\eta} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\eta, \\ \bar{\rho}_s + i\bar{\eta}_s &= -\left(\frac{V_{us}V_{ub}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) \quad \text{d'où} \quad \bar{\rho}_s = -\frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2/2}\rho \quad \text{et} \quad \bar{\eta}_s = \frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2/2}\eta. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Les principales contraintes sont alors dues aux mesures des angles α, β, γ ainsi qu'aux fréquences d'oscillations $\Delta m_d, \Delta m_s$ des systèmes $B_d^0-\bar{B}_d^0$ et $B_s^0-\bar{B}_s^0$. Ces contraintes sont illustrées dans les figures 1.2. Ces ajustements globaux permet de déterminer de manière indirecte la valeur de l'angle β_s dans le cadre du Modèle Standard : $\beta_s = 0.01824_{-0.00075}^{+0.00080}$ rad [1]. Sa faible incertitude théorique en fait une observable prometteuse pour sonder les limites du Modèle Standard. Cet angle peut être mesuré dans les désintégrations des mésons B_s^0 et \bar{B}_s^0 en $J/\psi\phi$.

Dans la section suivante, nous introduisons le formalisme des mésons neutres, puis nous l'appliquons aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dans la section 1.4 afin de présenter la mesure de la phase ϕ_s reliée à l'angle β_s .

1.2.4 Les succès et limites du Modèle Standard

Près de 40 ans après sa création, aucune expérience n'a pu mettre en défaut le Modèle Standard. Il a prédit avec exactitude de nombreux phénomènes comme l'existence des bosons W^\pm et Z^0 découverts en 1983. Bien qu'étant la meilleure description actuelle de la physique des particules, plusieurs points restent inexplicés [17].

Lors de la conférence ICHEP 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont présenté la découverte d'une nouvelle particule à une masse comprise entre 125 et 126 GeV [18, 19]. Pour l'instant, cette nouvelle particule est compatible avec le boson de Higgs, élément essentiel du Modèle Standard, mais ses propriétés nécessitent d'être étudiées avant de pouvoir conclure sur la nature de cette particule.

Que l'existence du boson de Higgs soit confirmée ou non, le Modèle Standard laisse bien d'autres questions en suspens. Par exemple, parmi les 4 forces fondamentales seules 3 sont décrites. La gravitation n'est pas prise en compte. De plus, de nombreux paramètres ne sont pas fixés par la théorie, comme les masses des quarks et des leptons. La hiérarchie de ces masses est aussi énigmatique. D'autres phénomènes sont inexplicés tels la matière noire et de l'énergie noire. Autre point sensible : pourquoi trouve-t-on dans l'univers une seule antiparticule pour un milliard de particules ? Actuellement, la violation de la symétrie CP observée et prédite par le Modèle Standard n'est pas assez conséquente pour expliquer cette asymétrie matière antimatière. Le Modèle Standard tient compte de la violation CP, mais ne l'explique pas.

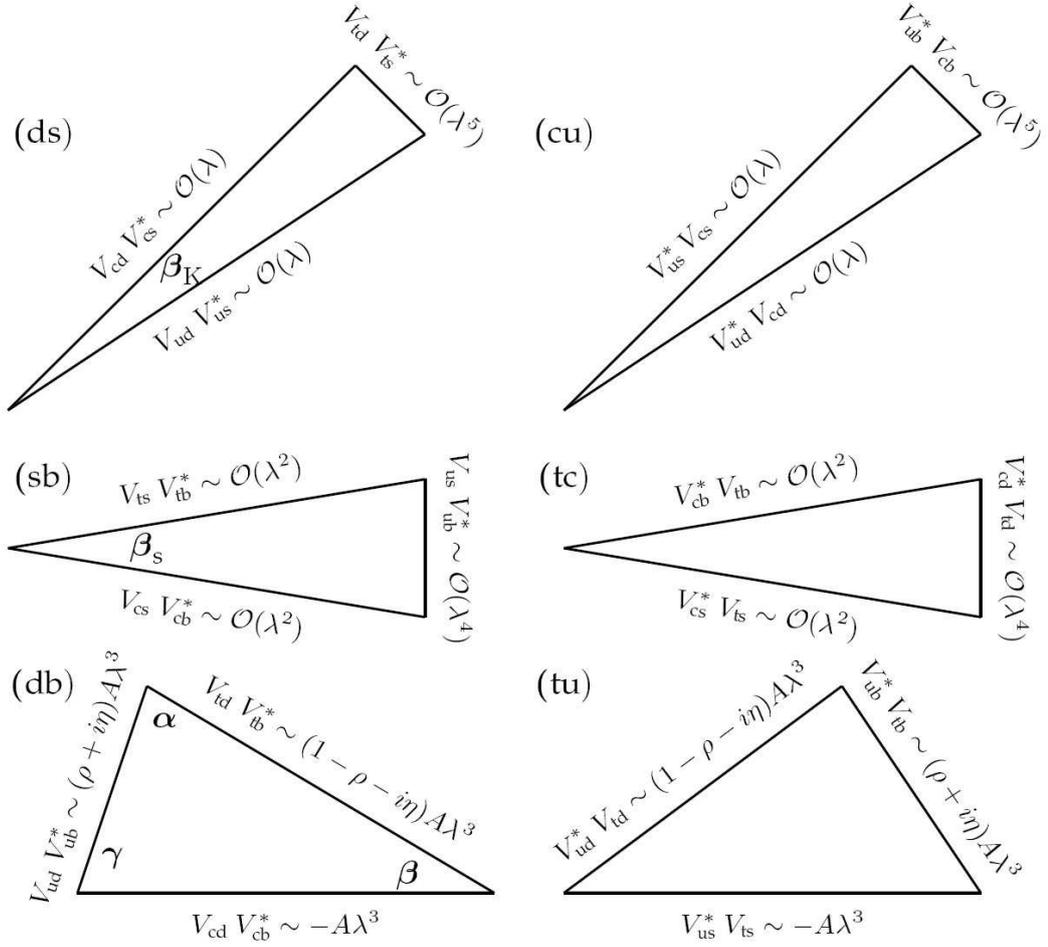


FIGURE 1.1: Triangles représentant les éléments de la matrice CKM dans le plan complexe.

1.3 Le formalisme des oscillations des mésons neutres

Les mésons neutres K, D, B présentent la même phénoménologie. Étant donné que cette thèse traite des mésons B, ce formalisme est explicité pour les mésons B (B_d^0, B_s^0).

En premier, nous présentons les états et valeurs propres de l'hamiltonien régissant les oscillations du système B- \bar{B} . Puis nous abordons l'évolution temporelle de ces oscillations. Ensuite nous décrivons les désintégrations des mésons neutres après oscillations. Nous finissons la présentation de ce formalisme en différenciant les types de violation CP dans les mésons neutres.

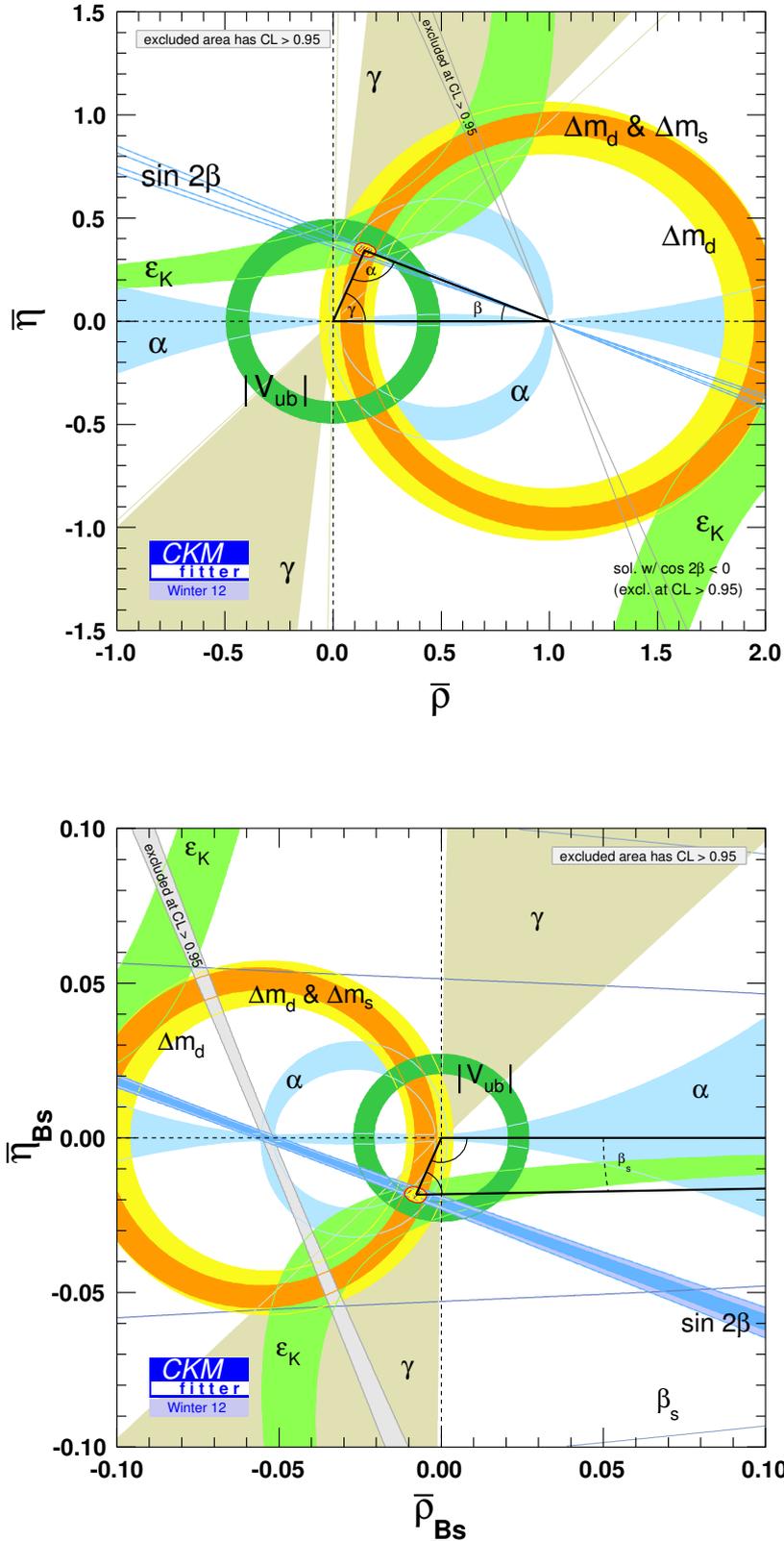


FIGURE 1.2: Contraintes expérimentales actuelles du triangle (db) dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ en haut, et du triangle (sb) dans le plan $(\bar{\rho}_s, \bar{\eta}_s)$ en bas, CKM fitter après la conférence de Moriond 2012 [1]. La mesure de la phase ϕ_s présentée dans cette thèse est donc prise en compte. Des contraintes similaires sont présentées dans [16].

1.3.1 Définitions des états et valeurs propres

Les mésons B peuvent osciller en leur antiparticule via des états de transitions communs avant de se désintégrer. Ces oscillations ont lieu via des diagrammes en boîte comme illustré par les figures 1.3 dans le Modèle Standard.

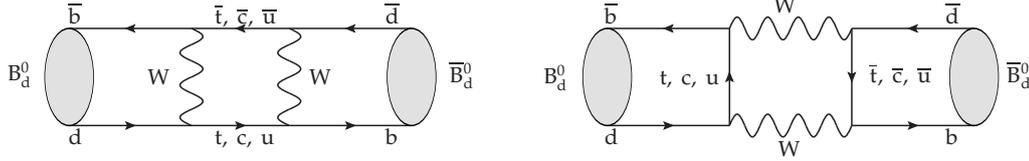


FIGURE 1.3: Diagrammes de Feynman dominants représentant l'oscillation B- \bar{B} dans le Modèle Standard.

L'évolution temporelle d'un méson B correspond à une combinaison linéaire des états B et \bar{B} :

$$|B(t)\rangle = a(t)|B\rangle + b(t)|\bar{B}\rangle, \quad (1.17)$$

avec les fonctions $a(t)$ et $b(t)$ régies par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

L'hamiltonien \mathcal{H} régissant ce système s'exprime comme la somme de deux matrices hermitiennes M et Γ . La symétrie CPT étant conservée, les éléments diagonaux des matrices M et Γ sont égaux : $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Au final, l'hamiltonien s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21}^* & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{11} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{11} \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Les éléments non diagonaux M_{12} et Γ_{12} s'écrivent en fonction d'une phase de mélange θ_M et d'une phase de désintégration θ_D :

$$M_{12} = e^{i\theta_M} |M_{12}| \quad \text{et} \quad \Gamma_{12} = e^{i\theta_D} |\Gamma_{12}|. \quad (1.20)$$

Les valeurs propres λ de la matrice H sont les solutions de l'équation :

$$\lambda^2 + \lambda(H_{11} + H_{22}) + (H_{11}H_{22} - H_{12}H_{21}) = 0. \quad (1.21)$$

Deux solutions $\lambda_{L,H}$ sont alors possibles :

$$\lambda_{L,H} = H_{11} \pm \sqrt{H_{12}H_{21}}. \quad (1.22)$$

En introduisant le rapport complexe $\frac{q}{p}$ défini de la manière suivante

$$\left| \frac{q}{p} \right| = \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{21}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}, \quad (1.23)$$

les solutions deviennent :

$$\lambda_{L,H} = H_{11} \pm \frac{q}{p} H_{12}. \quad (1.24)$$

On diagonalise alors la matrice H pour déterminer les états propres $|B_{L,H}\rangle$ correspondant aux valeurs $\lambda_{L,H}$. Les états propres sont :

$$|B_{L,H}\rangle = p|B(t)\rangle \pm q|\bar{B}(t)\rangle, \quad (1.25)$$

avec la condition de normalisation $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

Par convention, l'état propre lourd (H) a la plus grande masse. Les masses des états sont définies comme la partie réelle des valeurs propres : $M_{L,H} = \text{Re}(\lambda_{L,H})$, tandis que les largeurs de désintégration correspondent aux parties imaginaires : $\Gamma_{L,H} = -2\Im(\lambda_{L,H})$. On peut alors introduire les observables physiques suivantes :

- la masse moyenne : $m = \frac{M_L + M_H}{2}$,
- la largeur de désintégration moyenne : $\Gamma = \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2}$,
- la différence de masses ou fréquence d'oscillation : $\Delta m = M_H - M_L$,
- la différence de largeurs de désintégration : $\Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_H$,
- la différence de phase : $\phi_{12} = \arg\left(-\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}}\right)$.

1.3.2 Dépendance temporelle des oscillations

La dépendance temporelle des états propres $|B_{L,H}\rangle$ est définie par une exponentielle décroissante ayant pour paramètre les valeurs propres de l'hamiltonien :

$$\begin{aligned} |B_H(t)\rangle &= e^{-im_H t} e^{-\Gamma_H \frac{t}{2}} |B_H(0)\rangle, \\ |B_L(t)\rangle &= e^{-im_L t} e^{-\Gamma_L \frac{t}{2}} |B_L(0)\rangle. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Or les états de saveur s'expriment en fonction des états propres de masse de la manière suivante :

$$\begin{aligned} |B(t)\rangle &= \frac{1}{2p} (|B_H(t)\rangle + |B_L(t)\rangle), \\ |\bar{B}(t)\rangle &= \frac{1}{2q} (|B_H(t)\rangle - |B_L(t)\rangle). \end{aligned} \quad (1.27)$$

En combinant les équations 1.26 et 1.27, on déduit l'évolution temporelle des états propres de saveur :

$$\begin{aligned} |B(t)\rangle &= g_+(t)|B(0)\rangle + \frac{q}{p} g_-(t)|\bar{B}(0)\rangle, \\ |\bar{B}(t)\rangle &= g_+(t)|\bar{B}(0)\rangle - \frac{q}{p} g_-(t)|B(0)\rangle, \end{aligned} \quad (1.28)$$

avec les fonctions $g_{\pm}(t)$ définies telles :

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[\exp^{-i(m_H + \frac{1}{2}\Gamma_H)t} \pm \exp^{-i(m_L + \frac{1}{2}\Gamma_L)t} \right]. \quad (1.29)$$

À partir de ces équations, on peut calculer les probabilités pour qu'un méson initialement de saveur B ou \bar{B} ait à l'instant t la saveur B ou \bar{B} :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(B(t)|B(0)) &= \mathcal{P}(\bar{B}(t)|\bar{B}(0)) = |g_+(t)|^2, \\ \mathcal{P}(\bar{B}(t)|B(0)) &= \left| \frac{p}{q} \right|^2 |g_-(t)|^2, \\ \mathcal{P}(B(t)|\bar{B}(0)) &= \left| \frac{q}{p} \right|^2 |g_-(t)|^2. \end{aligned} \quad (1.30)$$

1.3.3 Désintégrations des mésons neutres

Les amplitudes de désintégration du système B - \bar{B} vers un état final f ou \bar{f} sont définies de la manière suivante :

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H} | B \rangle, & A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | B \rangle, \\ \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle, & \bar{A}_f &= \langle f | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle. \end{aligned} \quad (1.31)$$

On introduit alors le paramètre complexe λ_f reliant le rapport paramétrant le mélange q/p et les amplitudes de désintégration :

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f}. \quad (1.32)$$

En utilisant le paramètre λ_f , les amplitudes 1.31 ainsi que les fonctions g_{\pm} , on peut écrire les taux de transitions d'un méson initialement B , ou \bar{B} vers un état final f ou \bar{f} de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \Gamma(B \rightarrow f)(t) &= |A_f|^2 \left(|g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 + 2\text{Re}(\lambda_f g_+^*(t) g_-(t)) \right), \\ \Gamma(B \rightarrow \bar{f})(t) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left(|g_-(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_+(t)|^2 + 2\text{Re}(\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+(t) g_-^*(t)) \right), \\ \Gamma(\bar{B} \rightarrow f)(t) &= |A_f|^2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left(|g_-(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_+(t)|^2 + 2\text{Re}(\lambda_f g_+(t) g_-^*(t)) \right), \\ \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})(t) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left(|g_+(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_-(t)|^2 + 2\text{Re}(\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+^*(t) g_-(t)) \right). \end{aligned} \quad (1.33)$$

1.3.4 Violation CP dans les mésons neutres

À l'aide des amplitudes de désintégrations définies par les équations 1.31, du rapport q/p , et du paramètre λ_f , on distingue 3 types de violation de la symétrie CP : directe, indirecte, et créée par les interférences entre les oscillations et les désintégrations. Nous présentons aussi quels types de violation CP affectent les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Violation CP directe

La violation CP est dite directe lorsque l'amplitude de désintégration d'une particule vers un état final est différente de l'amplitude de désintégration du CP conjugué. Pour quantifier la violation CP directe entre une particule B se désintégrant en l'état final f et pour son conjugué CP \bar{B} en \bar{f} , on mesure l'asymétrie suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}^{\text{directe}} &= \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \\ &= \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}| - |A_f|}{|\bar{A}_{\bar{f}}| + |A_f|}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Il y a violation de symétrie CP de manière directe si cette asymétrie est non nulle. Cela se traduit par :

$$|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|. \quad (1.35)$$

Pour les mésons chargés, cette violation directe est l'unique manière de briser la symétrie CP. Pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, les taux de désintégrations sont dominées par le terme λ^2 comme présenté dans la partie 1.4.5. Par conséquent, la violation CP directe est fortement supprimée dans ce canal.

Violation CP indirecte ou dans le mélange

Il y a violation CP dans le mélange lorsque les probabilités de désintégrations d'une particule en son antiparticule et inversement ne sont pas égales. On peut alors écrire l'asymétrie correspondante en utilisant les équations 1.30 :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}^{\text{indirecte}} &= \frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)} \\ &= \frac{\left|\frac{p}{q}\right|^2 |g_-(t)|^2 - \left|\frac{q}{p}\right|^2 |g_-(t)|^2}{\left|\frac{p}{q}\right|^2 |g_-(t)|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2 |g_-(t)|^2} \\ &= \frac{1 - \left|\frac{q}{p}\right|^4}{1 + \left|\frac{q}{p}\right|^4}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Il y a violation CP indirecte si $\mathcal{A}_{CP}^{\text{indirecte}} \neq 0$ soit

$$\left|\frac{q}{p}\right| \neq 1. \quad (1.37)$$

Pour les mésons B_s^0 , le Modèle Standard prédit $\left|\frac{q}{p}\right| = 1 + O(10^{-3})$. La violation CP indirecte est donc faible dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Le paramètre q/p ne sera pas mesuré individuellement dans ces désintégrations. Cependant, cette mesure est possible dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B_s^0 .

Violation CP : Interférences entre le mélange et la désintégration

Les interférences entre la désintégration d'un méson après oscillation $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f$ et la désintégration directe de ce méson $B \rightarrow f$ peuvent violer la symétrie CP. Cela se produit indépendamment de la conservation de la symétrie CP dans le mélange ou dans les désintégrations. L'état final doit être commun aux mésons B et \bar{B} donc : $f = \bar{f}$.

En utilisant les équations 1.33 et 1.30, l'asymétrie est :

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

Ainsi dans le cas où il n'y a ni violation de symétrie CP directe, ni indirecte donc $|\lambda_f| = 1$, il peut y avoir violation de CP dans les interférences si $\text{Im}(\lambda_f) \neq 0$. Cette symétrie est la seule dépendante du temps.

Du fait du même état final $J/\psi\phi$ pour les mésons B_s^0 et \bar{B}_s^0 , cette violation est possible pour la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, comme nous le constatons dans la section suivante.

1.4 Phénoménologie des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, les interférences entre les oscillations B_s^0 - \bar{B}_s^0 et les désintégrations engendrent une phase ϕ_s . Dans un premier temps, nous définissons cette phase ainsi que l'impact de la Nouvelle Physique sur cette mesure. Puis nous discutons de la contribution des diagrammes pingouins. Ensuite, nous décrivons les différentes polarisations nécessitant une analyse angulaire des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Nous présentons alors les taux de transitions à ajuster afin d'extraire la phase ϕ_s .

1.4.1 La phase ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Dans le Modèle Standard la probabilité qu'un méson B_s^0 se désintègre en $J/\psi\phi$ est dominée par les transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$. Ces transitions se font via des diagrammes à l'arbre ou via des diagrammes pingouins impliquant de la QCD ou de l'interaction électrofaible, représentées sur les figures 1.4. On définit A_T comme l'amplitude de désintégration du processus à l'arbre, et $P_{u,c,t}$ les amplitudes correspondant aux diagrammes pingouins mettant en jeu respectivement les quarks u, c, t . On peut alors écrire l'amplitude totale des transitions $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ avec les termes de la matrice CKM décrivant les changements de saveurs :

$$\mathcal{A}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}) = V_{cs}V_{cb}^*(A_T + P_c) + V_{us}V_{ub}^*P_u + V_{ts}V_{tb}^*P_t. \quad (1.39)$$

Puis en utilisant la relation du triangle d'unitari , $V_{ts}V_{tb}^* = -V_{cs}V_{cb}^* - V_{us}V_{ub}^*$, la relation 1.39 devient

$$\mathcal{A}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}) = V_{cs}V_{cb}^*(A_T + P_c - P_t) + V_{us}V_{ub}^*(P_u - P_t). \quad (1.40)$$

La paramétrisation de Wolfenstein permet de faire apparaître la hiérarchie :

$$\mathcal{A}(\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}) = A\lambda^2(A_T + P_c - P_t) + A\lambda^4(P_u - P_t). \quad (1.41)$$

Le second terme décrivant uniquement des diagrammes pingouins est alors supprimé par un facteur λ^2 par rapport au diagramme à l'arbre. Par conséquent les diagrammes pingouins sont négligés lors de l'analyse décrite dans cette thèse. Lorsque l'expérience LHCb aura accumulé plus de données, nous pourrons évaluer leur contribution en suivant la démarche décrite dans la section 1.4.3.

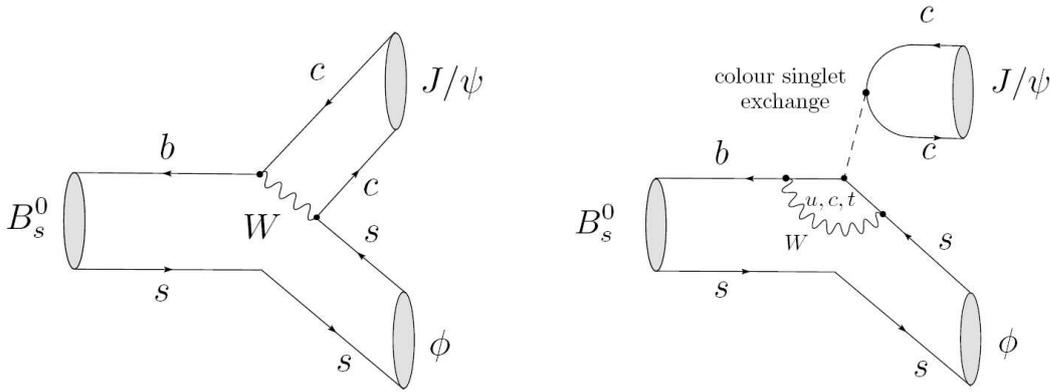


FIGURE 1.4: Diagrammes de Feynman contribuant aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dans le Modèle Standard.   gauche : diagramme à l'arbre, à droite : diagramme pingouin.

La phase ϕ_s est crée par les interférences entre les désintégrations directes $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ou $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et les désintégrations après oscillation $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ou $\bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. On note η_f la valeur propre de l'opérateur CP sur l'état final f : $CP|f\rangle = \eta_f|f\rangle$. La phase ϕ_s est alors définie telle que :

$$\phi_s = -\arg(\eta_f\lambda_f) = \phi_M - 2\phi_D, \quad (1.42)$$

Les phases ϕ_M et ϕ_D sont liées au mélange ainsi qu'aux désintégrations, soit dans le Modèle Standard en terme d'éléments de la matrice CKM :

$$\phi_M = 2\arg(V_{ts}V_{tb}^*) \quad \text{et} \quad \phi_D = \arg(V_{cs}V_{cb}^*), \quad (1.43)$$

dans le cas où la contribution des diagrammes pingouins est négligée. D'une façon générale, la phase ϕ_s s'écrit :

$$\phi_s = -2\beta_s + \phi_s^{NP} + \delta_{MS}^{Pingouin}, \quad (1.44)$$

avec l'angle β_s défini par l'équation 1.15, $\delta_{MS}^{Pingouin}$ la contribution des diagrammes pingouins dans le Modèle Standard et ϕ_s^{NP} la contribution de la Nouvelle Physique sur la mesure de ϕ_s dans les diagrammes en boîte, pingouin et arbre. Les contributions de la Nouvelle Physique sont décrites dans la section suivante.

1.4.2 Impact de la Nouvelle Physique

La Nouvelle Physique peut affecter la mesure de la phase ϕ_s en intervenant au niveau du mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$ mais aussi des désintégrations en arbre. Conformément à la notation adoptée dans [20] la Nouvelle Physique reliée au mélange est notée Δ_S , tandis que celle des désintégrations à l'arbre est $\tilde{\Delta}_S$. Ces termes sont corrélés avec les éléments de l'hamiltonien décrivant le système B_s^0 de la manière suivante :

$$M_{12} = M_{12}^{MS} \Delta_S = M_{12}^{MS} |\Delta_S| e^{i\phi_s^\Delta}, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^{MS} \tilde{\Delta}_S = \Gamma_{12}^{MS} |\tilde{\Delta}_S| e^{i\phi_s^{\tilde{\Delta}}}. \quad (1.45)$$

La Nouvelle Physique peut aussi apparaître dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ lors de processus pingouins : $\delta_{NP}^{Pingouin}$. La phase ϕ_s observée correspond donc à la somme de contributions suivantes :

$$\phi_s = -2\beta_s + \delta_{MS}^{Pingouin} + \phi_s^\Delta + \phi_s^{\tilde{\Delta}} + \delta_{NP}^{Pingouin}. \quad (1.46)$$

Si la mesure de ϕ_s met en évidence de la Nouvelle Physique, d'autres mesures doivent aussi être affectées. Par exemple, l'asymétrie spécifique de saveur a_{fs} est définie par :

$$a_{fs} = \left| \frac{\Gamma_{12}^{MS}}{M_{12}^{MS}} \right| \sin(\phi_{12}^{MS} + \phi_s^\Delta). \quad (1.47)$$

L'asymétrie de charge dite dimuon de même signe A_{sl}^b a été mesurée à D0 [21, 22] à 3σ de la valeur prédite par le Modèle Standard. Si cette mesure est confirmée, cela impliquerait que la valeur de ϕ_s doive différer de celle du Modèle Standard.

Dans la section 7.1.4, nous discuterons de l'implication de la Nouvelle Physique en fonction de la mesure de ϕ_s présentée dans cette thèse. Lorsque l'expérience LHCb aura accumulé suffisamment de statistiques, l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ devra prendre en compte les contributions des diagrammes pingouins comme expliquée dans la section suivante, afin de mieux quantifier l'impact de la Nouvelle Physique.

1.4.3 Contrôle de la pollution due aux diagrammes pingouin

Dans le Modèle Standard, les mésons B_s^0 peuvent se désintégrer en $J/\psi\phi$ via des processus pingouins. Cette contribution est estimée inférieure à 10% par rapport à la

valeur de ϕ_s du Modèle Standard [23]. Cependant leur impact peut être important puisque ces processus augmentent la valeur de la phase $|\phi_s|$ [20].

Un des prochains buts de l'expérience LHCb est de quantifier cette contribution en étudiant par exemple les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$, canal de contrôle de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Dans l'approximation SU(3) de saveur, les paramètres des diagrammes pingouins sont identiques dans ces 2 modes.

L'amplitude de désintégration totale du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$ est la somme des contributions à l'arbre A_T et des diagrammes pingouins $P_{u,c,t}$:

$$A(\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}) = V_{cd}V_{cb}^*(A_T + P_c) + V_{ud}V_{ub}^*P_u + V_{td}V_{tb}^*P_t. \quad (1.48)$$

En utilisant la relation d'unitarité $V_{td}V_{tb}^* = -V_{cd}V_{cb}^* - V_{ud}V_{ub}^*$, on obtient :

$$A(\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}) = A\lambda^3(A_T + P_c - P_t) + A\lambda^3(P_u - P_t). \quad (1.49)$$

Dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$, les contributions des diagrammes pingouins ne sont pas supprimées par rapport au processus en arbre, contrairement aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Cela nous permettra d'estimer la pollution des diagrammes pingouins dans la mesure de ϕ_s lorsque LHCb aura enregistré suffisamment de données. Une première étape a été franchie l'an dernier avec la première observation de ces désintégrations par CDF [24]. LHCb a mesuré son rapport de branchement avec 0.4fb^{-1} : $\mathcal{B} = (4.42_{-0.44}^{+0.46}(\text{stat}) \pm 0.80(\text{syst})) \times 10^{-5}$ [25].

Cependant, de la Nouvelle Physique peut aussi apparaître dans les processus pingouins. Pour distinguer cette contribution des processus pingouins du Modèle Standard, on peut étudier le canal : $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$. En effet, ce canal met en jeu uniquement des transitions pingouins $b \rightarrow s\bar{s}s$. Si on calcule sa phase $\phi_s^{\phi\phi}$ de manière similaire à ϕ_s , on obtient :

$$\phi_s^{\phi\phi} = \phi_M - 2\phi_D^{\phi\phi} + \phi_{NP}^\Delta + \phi_{NP}^{\text{pingouins}}. \quad (1.50)$$

Or $\phi_M = 2 \arg(V_{ts}V_{tb}^*)$, et $\phi_D^{\phi\phi} = \arg(V_{ts}V_{tb}^*)$. On peut donc réécrire la phase $\phi_s^{\phi\phi}$ de la manière suivante :

$$\phi_s^{\phi\phi} = \phi_{NP}^\Delta + \phi_{NP}^{\text{pingouins}}. \quad (1.51)$$

Ainsi l'étude des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$ combinées avec les désintégrations $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ permet de quantifier l'impact des processus pingouins dans la mesure de ϕ_s , mais aussi d'isoler les contributions du Modèle Standard et de la Nouvelle Physique.

1.4.4 Définitions des amplitudes de polarisation et des angles

Dans l'analyse présentée dans cette thèse, on mesure la phase ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Il s'agit d'une désintégration d'un pseudo-scalaire en 2 mésons vecteurs. La conservation du moment angulaire orbital total

impose alors trois valeurs au moment orbital relatif entre les 2 mésons vecteurs J/ψ et ϕ : $\ell = 0, 1, 2$. Or le caractère CP de l'état final se définit par :

$$\begin{aligned} \mathcal{CP}|J/\psi\phi\rangle_\ell &= \eta_f |J/\psi\phi\rangle_\ell \\ &= (-1)^\ell |J/\psi\phi\rangle_\ell, \end{aligned} \quad (1.52)$$

avec η_f la valeur propre de CP. L'état final correspond donc à une superposition d'états CP pairs et impairs.

La paramétrisation des polarisations de l'état final peut être faite dans 2 bases : une de transversité et l'autre d'hélicité [26]. Dans la suite, nous ne considérons que la base de transversité. Les amplitudes de désintégration A se décomposent en 3 composantes définies par leur état de polarisation. À l'instant $t = 0$, les amplitudes $A_0(0)$ et $A_{\parallel}(0)$ correspondant respectivement à $\ell = 0$ et $\ell = 2$ sont CP paires, tandis que l'amplitude $A_{\perp}(0)$ est CP impaire. Plus précisément, l'amplitude $A_0(0)$ décrit la polarisation longitudinale des spins par rapport aux impulsions et ce de manière parallèle les uns par rapport aux autres. L'amplitude $A_{\parallel}(0)$ correspond à la polarisation transversale des spins par rapport aux impulsions mais toujours de manière parallèle les uns par rapport aux autres. L'amplitude $A_{\perp}(0)$ représente la polarisation transversale des spins par rapport aux impulsions, mais perpendiculaires les uns par rapport aux autres. Ces amplitudes ont chacune une phase forte associée : δ_0 , δ_{\parallel} et δ_{\perp} définies comme les arguments des amplitudes correspondantes. Seules 2 amplitudes et 2 phases fortes sont indépendantes. Par convention, les phases fortes sont définies de la manière suivante :

$$\delta_0 = 0, \quad \delta_{\parallel} = \arg(A_{\parallel}(0)A_0^*(0)), \quad \delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}(0)A_0^*(0)). \quad (1.53)$$

La condition de normalisation des polarisations est

$$|A_{\perp}(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 + |A_0(0)|^2 = 1. \quad (1.54)$$

Ce formalisme s'applique aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Le méson ϕ est définie par la résonance de 2 kaons chargés suivant l'onde P dont le moment angulaire orbital est 1. Or ces kaons peuvent aussi avoir une contribution sur l'onde S correspondant à un moment angulaire orbital de 0. Dans ce cas-ci, il n'y a pas de méson ϕ , mais la désintégration porte encore de l'information sur la phase ϕ_s . Si cette contribution n'est pas prise en compte, la mesure de ϕ_s peut être biaisée jusqu'à 10% [27]. Par conséquent, nous traitons aussi les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$. L'onde S ajoute une polarisation CP impaire A_S avec une phase forte associée δ_S . La contribution de l'onde S est quantifiée par la fraction F_S :

$$F_S = \frac{|A_S(0)|^2}{|A_{\perp}(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 + |A_0(0)|^2 + |A_S(0)|^2}. \quad (1.55)$$

Dans la suite, lorsque nous évoquons les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ nous incluons implicitement la contribution de l'onde S .

Afin de séparer statistiquement les 4 composantes de l'état final, une analyse angulaire est requise. Ces angles sont définis dans des référentiels spécifiques. Tout d'abord, on applique une transformation de Lorentz dans le référentiel au repos du méson B_s^0 . Puis chaque produit de désintégration est boosté dans le référentiel de sa particule mère. Ainsi dans le référentiel au repos du méson J/ψ , on définit l'angle polaire θ et l'angle azimuthal φ du muon chargé positivement. Dans le référentiel au repos du méson ϕ , on définit l'angle polaire ψ du kaon chargé positivement. Ces 3 angles sont illustrés par la figure 1.5.

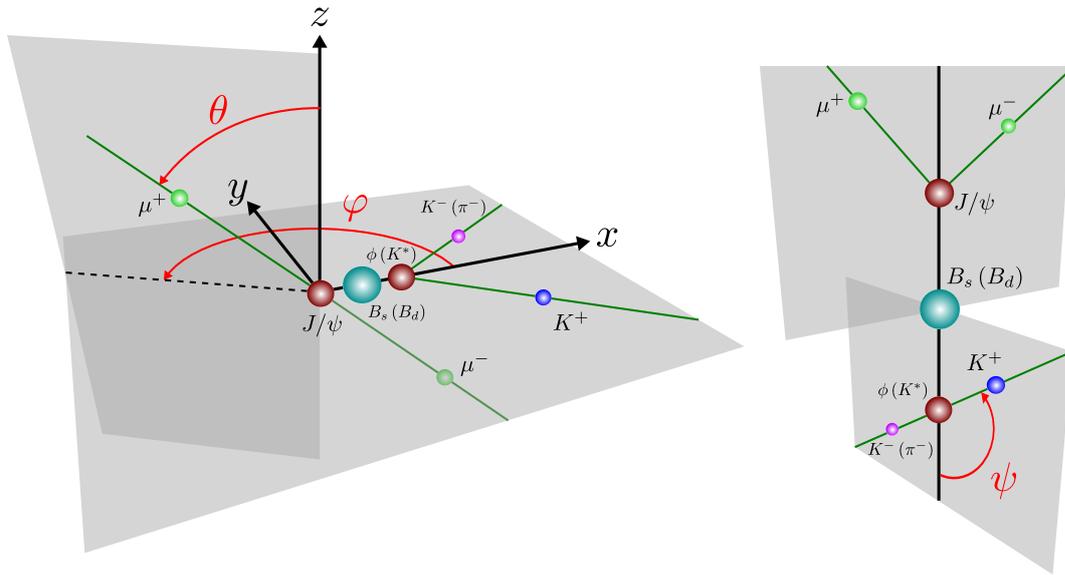


FIGURE 1.5: Définitions des angles en base de transversité. Le μ^+ est caractérisé par son angle polaire θ et son angle azimuthal φ dans le référentiel du J/ψ au repos, tandis que la direction du K^+ est décrite par l'angle polaire ψ dans le référentiel du méson ϕ au repos.

1.4.5 Taux de désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

L'état final des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est une superposition de polarisations. Leurs taux de désintégration s'expriment donc en fonction des amplitudes de polarisations et de leurs interférences ainsi que des angles définis par la figure 1.5. Ils s'écrivent comme la somme de 10 termes ayant chacun une composante temporelle définissant l'évolution des polarisations et une composante angulaire [28]. Les 6 premiers termes décrivent les amplitudes de l'onde P ainsi que leurs interférences, tandis que les 4 derniers termes correspondent à l'amplitude de l'onde S et ses interférences. Les taux de désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

k	$f_k(\theta, \psi, \phi)$
1	$2 \cos^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)$
2	$\sin^2 \psi (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi)$
3	$\sin^2 \psi \sin^2 \theta$
4	$-\sin^2 \psi \sin 2\theta \sin \phi$
5	$\frac{1}{2} \sqrt{2} \sin 2\psi \sin^2 \theta \sin 2\phi$
6	$\frac{1}{2} \sqrt{2} \sin 2\psi \sin 2\theta \cos \phi$
7	$\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)$
8	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi \sin^2 \theta \sin 2\phi$
9	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi \sin 2\theta \cos \phi$
10	$\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \psi (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)$

TABLE 1.2: Définitions des fonctions angulaires [28].

s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^4 \Gamma(\mathbb{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{dt d \cos \theta d \phi d \cos \psi} &\propto \sum_{k=1}^{10} h_k(t) f_k(\Omega), \\ \frac{d^4 \Gamma(\bar{\mathbb{B}}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}{dt d \cos \theta d \phi d \cos \psi} &\propto \sum_{k=1}^{10} \bar{h}_k(t) f_k(\Omega). \end{aligned} \quad (1.56)$$

Les fonctions angulaires $f_k(\Omega)$ sont indépendantes de la saveur du méson \mathbb{B}_s^0 . Elle sont définies dans le tableau 1.2. Les fonctions temporelles h_k, \bar{h}_k diffèrent en fonction de la saveur initiale du méson. Leur évolution dépend de l'oscillation des mésons $\mathbb{B}_s^0 - \bar{\mathbb{B}}_s^0$ avec les termes Δm_s , $\Delta \Gamma_s$ et Γ_s . Elles sont définies par les équations 1.57 et 1.58 dont les éléments sont décrits dans le tableau 1.3.

$$\begin{aligned} h_k(t) = N_k e^{-\Gamma_s t} & [c_k \cos(\Delta m_s t) + d_k \sin(\Delta m_s t) \\ & + a_k \cosh(\frac{1}{2} \Delta \Gamma_s t) + b_k \sinh(\frac{1}{2} \Delta \Gamma_s t)], \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$\begin{aligned} \bar{h}_k(t) = N_k e^{-\Gamma_s t} & [-c_k \cos(\Delta m_s t) - d_k \sin(\Delta m_s t) \\ & + a_k \cosh(\frac{1}{2} \Delta \Gamma_s t) + b_k \sinh(\frac{1}{2} \Delta \Gamma_s t)]. \end{aligned} \quad (1.58)$$

Si on ne considère que l'onde P , plusieurs paramètres sont invariants sous les transformations suivantes :

$$\begin{aligned} \phi_s &\longleftrightarrow \pi - \phi_s, \\ \Delta \Gamma_s &\longleftrightarrow -\Delta \Gamma_s, \\ \delta_{\parallel} &\longleftrightarrow 2\pi - \delta_{\parallel}, \\ \delta_{\perp} &\longleftrightarrow \pi - \delta_{\perp}, \\ \delta_0 &\longleftrightarrow -\delta_0, \\ \delta_S &\longleftrightarrow -\delta_S. \end{aligned} \quad (1.59)$$

k	N_k	a_k	b_k	c_k	d_k
1	$ A_0(0) ^2$	1	$-\cos\phi_s$	0	$\sin\phi_s$
2	$ A_1(0) ^2$	1	$-\cos\phi_s$	0	$\sin\phi_s$
3	$ A_\perp(0) ^2$	1	$\cos\phi_s$	0	$-\sin\phi_s$
4	$ A_\parallel(0)A_\perp(0) $	0	$-\cos(\delta_\perp - \delta_\parallel)\sin\phi_s$	$\sin(\delta_\perp - \delta_\parallel)$	$-\cos(\delta_\perp - \delta_\parallel)\cos\phi_s$
5	$ A_0(0)A_\parallel(0) $	$\cos(\delta_\parallel - \delta_0)$	$-\cos(\delta_\parallel - \delta_0)\cos\phi_s$	0	$\cos(\delta_\parallel - \delta_0)\sin\phi_s$
6	$ A_0(0)A_\perp(0) $	0	$-\cos(\delta_\perp - \delta_0)\sin\phi_s$	$\sin(\delta_\perp - \delta_0)$	$-\cos(\delta_\perp - \delta_0)\cos\phi_s$
7	$ A_s(0) ^2$	1	$\cos\phi_s$	0	$-\sin\phi_s$
8	$ A_s(0)A_\parallel(0) $	0	$-\sin(\delta_\parallel - \delta_S)\sin\phi_s$	$\cos(\delta_\parallel - \delta_S)$	$-\sin(\delta_\parallel - \delta_S)\cos\phi_s$
9	$ A_s(0)A_\perp(0) $	$\sin(\delta_\perp - \delta_S)$	$\sin(\delta_\perp - \delta_S)\cos\phi_s$	0	$-\sin(\delta_\perp - \delta_S)\sin\phi_s$
10	$ A_s(0)A_0(0) $	0	$-\sin(\delta_0 - \delta_S)\sin\phi_s$	$\cos(\delta_0 - \delta_S)$	$-\sin(\delta_0 - \delta_S)\cos\phi_s$

TABLE 1.3: Définitions des différentes composantes des fonctions temporelles.

Le tableau 1.3 montre que la détermination de la phase ϕ_s provient des termes $\cos \phi_s$ et $\sin \phi_s$. Or si la valeur de ϕ_s est proche de celle prédite par le Modèle Standard, alors la contribution des termes proportionnels à $\cos \phi_s$ devient négligeable. La sensibilité sur la mesure de ϕ_s sera principalement due au terme $\sin \phi_s$. Ceux-ci apparaissent majoritairement comme coefficient de l'amplitude de la sinusoïde décrivant l'oscillation $\sin(\Delta m_s t)$. Les équations 1.57 et 1.58 montrent que ces coefficients ont des signes opposés pour B_s^0 et \bar{B}_s^0 . Par conséquent, si les événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ne sont pas étiquetés, c'est-à-dire si leur saveur initiale n'est pas identifiée, alors ces termes s'annuleront et la sensibilité sur la mesure de ϕ_s sera majoritairement perdue. L'étiquetage apparaît alors comme un élément essentiel de la mesure de ϕ_s .

1.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les symétries C, P, T ainsi que le Modèle Standard de la physique des particules. Bien que ne répondant pas à toutes nos questions, celui-ci n'a pas été mis en défaut à ce jour. Par conséquent, nous cherchons à sonder ses limites lors de mesures de grande précision. C'est le cas avec la matrice CKM, qui rend compte de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard. Cette matrice permet les changements de saveur des quarks. Nous avons aussi introduit le formalisme des oscillations des mésons neutres. Puis nous avons appliqué ce formalisme aux mésons B et défini 3 types de violation CP. Une est particulièrement intéressante dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Il s'agit de la violation CP dans les interférences entre le mélange B_s^0 - \bar{B}_s^0 et les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Dans le Modèle Standard en ignorant les contributions des diagrammes pingouins, on s'attend à ce que la phase ϕ_s soit égale à $\phi_s = -0.0364_{-0.0015}^{+0.0016}$ rad. Nous avons alors détaillé les taux de désintégrations de ces désintégrations afin d'effectuer un ajustement sur les données et ainsi extraire la valeur de ϕ_s .

Chapitre 2

Le détecteur LHCb

L'expérience LHCb étudie la violation CP ainsi que les désintégrations rares dans le secteur de la beauté et du charme afin de mettre en évidence de la Nouvelle Physique dans des processus en boucle comme dans la mesure de la phase ϕ_s . Ce détecteur a donc été conçu pour exploiter l'importante quantité de hadrons B produits par le grand collisionneur de hadrons.

Dans ce chapitre, nous développons le cadre expérimental dans lequel cette thèse s'est déroulée. La description détaillée du détecteur est donnée dans [29]. Dans la première section, nous décrivons le grand collisionneur de hadrons auprès duquel l'expérience LHCb est installée. Puis nous présentons de manière générale LHCb avant d'aborder les différents sous-détecteurs. Nous détaillons le trajectographe, l'identification des particules et le système de déclenchement. La dernière partie est consacrée aux logiciels d'analyse des données.

2.1 Le grand collisionneur de hadrons : LHC

Le LHC ou grand collisionneur de hadrons est un anneau de 27 km de circonférence, situé environ 100 m sous terre, sur le site du CERN à Genève.

2.1.1 Du projet aux collisions

En 2009, les expériences du LHC ont enregistré les premières collisions proton-proton après 25 ans de conception et construction.

Le projet du LHC est lancé en 1984 alors que le LEP, précédent grand accélérateur du CERN n'a pas encore commencé à fonctionner¹ et que les expériences UA1 et UA2 enregistrent encore les collisions du SPS. Le conseil du CERN approuve le LHC en 1994, et les 4 grandes expériences LHCb, ATLAS, CMS et ALICE entre 1996 et 1998. Dix années plus tard, les détecteurs sont opérationnels et les premiers faisceaux du LHC circulent dans les 2 sens le 10 septembre 2008. Cependant le 19

1. Le LEP fonctionne de 1989 à 2000.

septembre 2008, un incident technique² interrompt le fonctionnement du LHC, et nécessite près d'un an de réparation. Fin 2009, les faisceaux de protons circulent de nouveau dans le LHC et les premières collisions à 900 GeV sont enregistrées.

Depuis le 30 mars 2010 et durant l'année 2011, le LHC collisionne des protons avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

2.1.2 La chaîne d'accélération du LHC

Pour créer des faisceaux d'énergie 3.5 TeV, plusieurs accélérateurs du CERN sont nécessaires comme le montre la figure 2.1. Tout d'abord, 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) ne 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. Une fois les faisceaux stables, les collisions débutent.

2.1.3 Fonctionnement du LHC

Le LHC est constitué d'aimants supraconducteurs permettant à deux faisceaux de protons de circuler en sens inverse et de se croiser en 4 points. Il comporte 1232 aimants dipolaires supraconducteurs créant un champ magnétique de 8.3 Tesla, afin de courber la trajectoire des faisceaux. Ceux-ci sont focalisés par 392 aimants quadripolaires. L'accélération est assurée par 8 cavités radio-fréquence. La température de fonctionnement du LHC est de 1.9 K.

Le LHC réalise des collisions proton-proton mais aussi des collisions entre ions plomb en 4 points, où sont installées les 4 grandes expériences : LHCb, ATLAS, CMS et ALICE. Les détecteurs ATLAS [30] et CMS [31] respectivement pour A Toroidal Lhc ApparatuS et Compact Muon Solenoid, sont des expériences généralistes. Leurs programmes de physique sont axés sur la recherche du boson de Higgs, des mesures relatives au quark top ainsi que la recherche de Nouvelle Physique. Le détecteur ALICE [32], A Large Ion Collider Experiment, est dédié à l'étude de la physique des ions lourds et du plasma quarks gluons. Les collisions d'ions plomb sont essentielles à cette expérience. Quant à l'expérience LHCb, ses caractéristiques sont détaillées dans la suite de ce chapitre.

2. Défaillance d'une connexion électrique entre un quadripôle et un dipôle, ayant entraîné la création d'un arc électrique perforant l'enceinte d'hélium. Cet hélium s'est vaporisé entraînant une déflagration qui a endommagé le LHC sur plusieurs centaines de mètres.

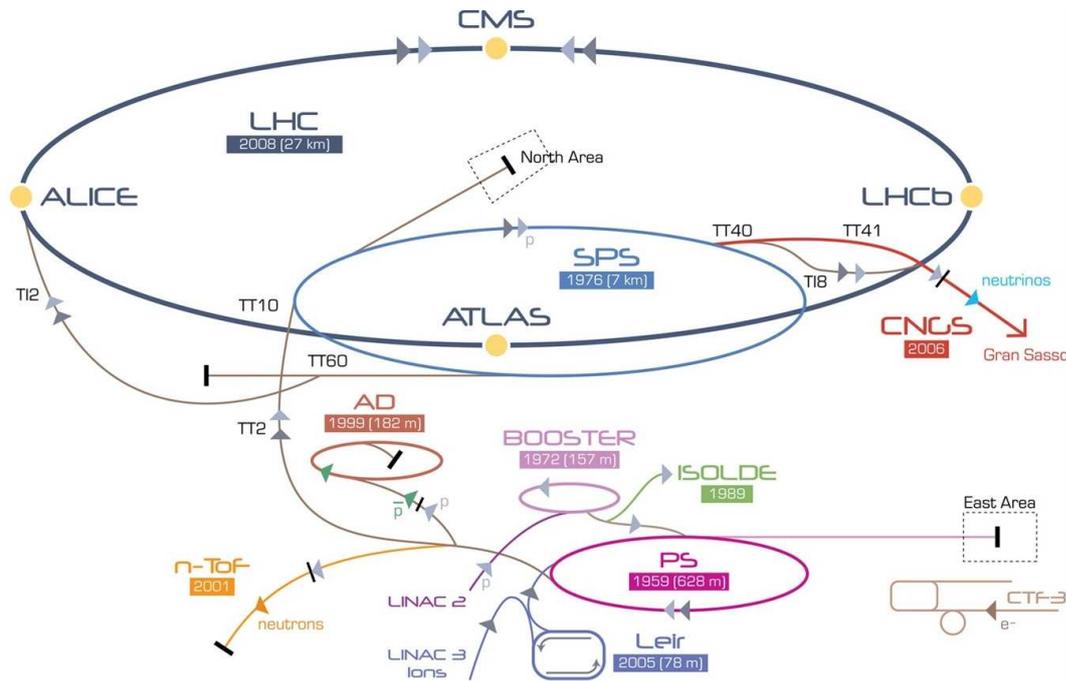


FIGURE 2.1: Accélérateurs du CERN.

2.1.4 L'avenir du LHC

Durant l'année 2012, le LHC collisionne des protons avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. L'expérience LHCb devrait accumuler 1.5 fb^{-1} .

Après un arrêt technique de 2 ans, le LHC devrait redémarrer en 2015 et fonctionner avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV puis de 14 TeV.

Après 2019, le LHC ainsi que ses détecteurs devraient être améliorés. LHCb [33, 34] devrait alors enregistrer des collisions toutes les 25 ns avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Le nombre d'interactions proton-proton par croisement de faisceaux devrait alors être 2. La luminosité instantanée sera de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. LHCb accumulera ainsi 50 fb^{-1} de données pendant 10 ans.

2.2 Présentation générale du détecteur LHCb

Le détecteur LHCb étudie les hadrons B et D. Sa géométrie ainsi que ses sous-détecteurs sont conçus afin de reconstruire au mieux ces désintégrations. Le détecteur LHCb est représenté sur la figure 2.2.

Dans cette partie, nous décrivons la production des quarks b au LHC. Puis nous présentons les principales caractéristiques des désintégrations des hadrons B afin d'obtenir une reconstruction optimale. Nous abordons alors les conditions de la prise de données durant 2011.

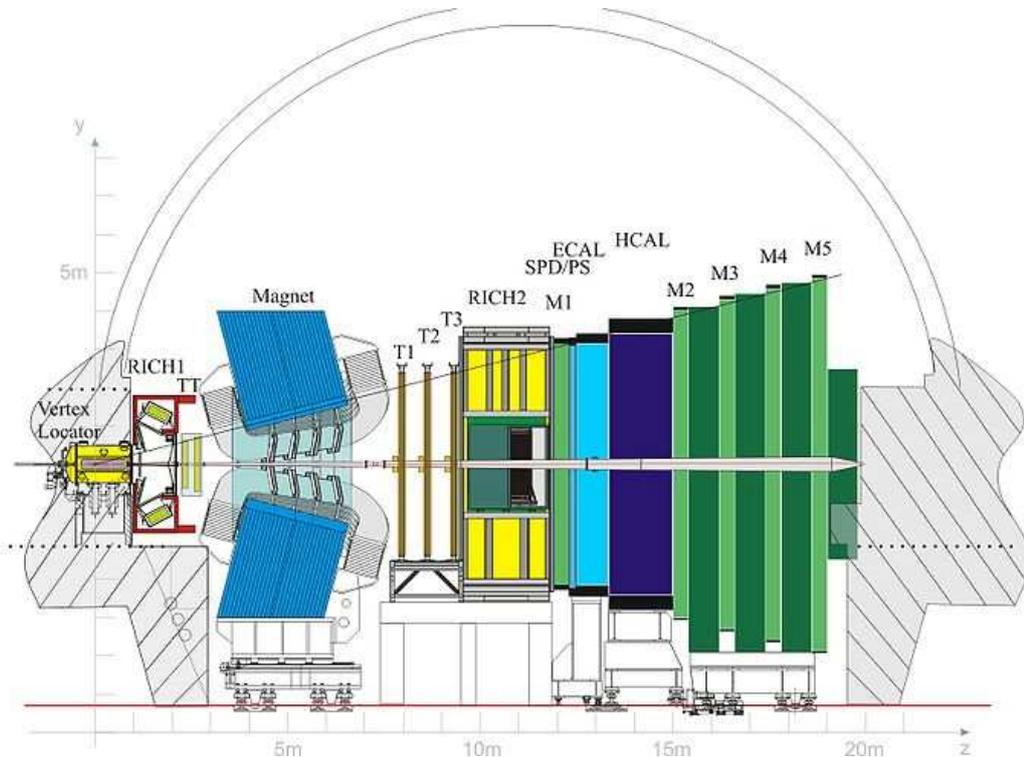


FIGURE 2.2: Le détecteur LHCb.

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

Lors des collisions des faisceaux, les principales interactions ont lieu entre les gluons. La majorité des paires $b\bar{b}$ est produite par excitation de saveur, c'est-à-dire que 2 gluons de la mer de quarks de chaque proton interagissent et forment une paire $b\bar{b}$. Environ 27% des paires sont créées par la séparation de gluons, correspondant à la fusion de 2 gluons en un seul et celui-ci produisant une paire $b\bar{b}$. Dans 16% des cas, les quarks $b\bar{b}$ sont issus de la création de paires soit par un processus de fusion de gluons soit par une annihilation quark-quark. Ces modes de production sont résumés dans la figure 2.3, issus de la simulation [35] à 14 TeV.

La section efficace de production des paires $b\bar{b}$ produites est de $284 \pm 53 \mu\text{b}$ pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [36]. Par conséquent, le nombre de paires $b\bar{b}$ produit pour une luminosité de $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est de l'ordre de $4 \cdot 10^{11}$ par fb^{-1} dans l'acceptance de LHCb.

2.2.2 Un détecteur dédié à la physique des hadrons B

Le détecteur LHCb a été optimisé pour étudier la physique des hadrons B. Au point de collision, la luminosité est réduite par rapport aux expériences ATLAS et CMS. Ceci a pour but de réduire le nombre d'interactions lors des croisements de faisceaux. À cette luminosité, il y a 1 ou 2 évènements par collision donc un nombre

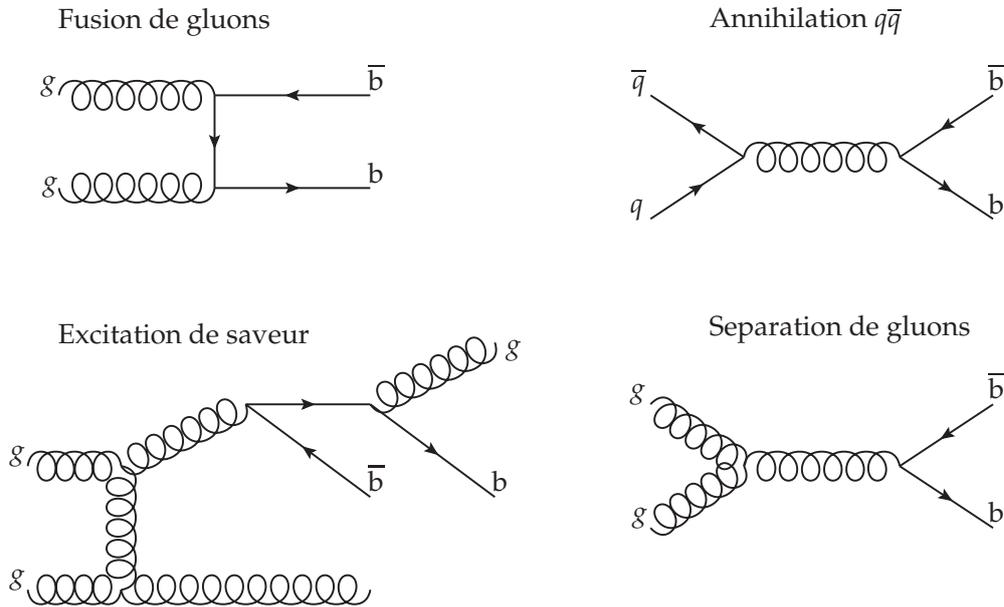


FIGURE 2.3: Production de paires $b\bar{b}$ au LHC à 14 TeV [35] : 57% par excitation de saveur, 27% par séparation de gluons, et 16% par création de paire.

de traces exploitables pour les analyses physiques ainsi qu'un taux réduit de dommage dus aux radiations dans les sous-détecteurs. Ce changement de luminosité est assuré en focalisant les faisceaux sur des points différents. La luminosité est aussi ajustée c'est-à-dire que le nombre d'interactions par collision reste constant durant la prise de données de LHCb.

Afin d'exploiter au maximum les hadrons B produits dans cet environnement hadronique, des sous-détecteurs spécifiques ainsi qu'un système de déclenchement efficace et robuste ont été développés.

Le détecteur LHCb est un spectromètre orienté vers l'avant depuis le point d'interaction. Sa longueur est de 20m. Une étude [35] a estimé que les quarks b et \bar{b} d'une même paire ont un faible angle polaire par rapport aux faisceaux et partagent la même direction d'émission, comme illustrée par la figure 2.4. L'ouverture angulaire du détecteur doit être assez importante pour contenir les produits de désintégration des paires $b\bar{b}$. Pour une acceptance angulaire comprise entre 20 mrad et 400 mrad, la simulation à l'aide du programme PYTHIA a estimé que 15% des paires $b\bar{b}$ sont entièrement dans l'acceptance du détecteur pour des collisions de 14 TeV [35].

Pour reconstruire de manière optimale les désintégrations des hadrons B, 3 étapes sont essentielles. Tout d'abord, une excellente reconstruction des traces ainsi que des vertex est requise. Les hadrons B ayant un parcours moyen de 1 cm, leur vertex de désintégration peut être identifié et permettre une détermination précise de la masse ainsi que du temps propre des hadrons. L'excellente résolution temporelle de

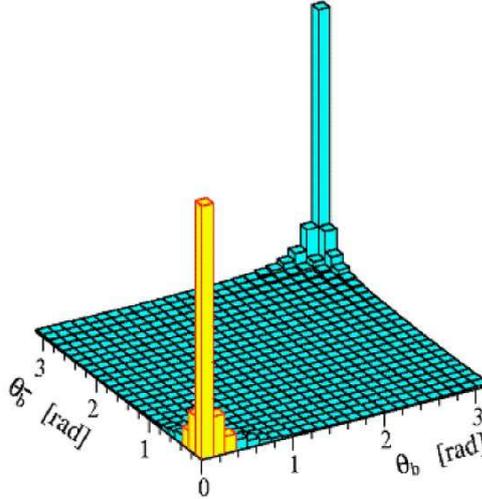


FIGURE 2.4: Corrélation angulaire entre les paires $b\bar{b}$ produites au LHC, simulation de collisions à 14 TeV [35].

LHCb résout les oscillations rapides des mésons B_s^0 , tandis que la résolution sur la masse invariante des candidats apporte une meilleure discrimination entre le signal et le bruit combinatoire. Le trajectographe de LHCb est discuté dans la section 2.3. Un autre élément primordial pour la reconstruction des hadrons B est l'identification des particules. Près de 80% des particules issues d'un évènement dans LHCb sont des pions et des kaons. Ainsi la distinction entre pions, kaons, électrons, muons est un élément clé de la reconstruction des désintégrations des hadrons B. Les sous-détecteurs identifiant les particules sont présentés dans la section 2.4. Enfin, pour sélectionner et enregistrer les évènements reconstruits, l'expérience doit disposer d'un système de déclenchement efficace pour les désintégrations leptoniques mais aussi hadroniques. Ce système est composé de deux niveaux que nous détaillons dans la section 2.5.

2.2.3 Prise de données durant 2011

Dans cette thèse, les principaux résultats produits sont basés sur les données accumulées en 2011. La luminosité instantanée maximale atteinte pour le détecteur LHCb est de $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les collisions sont séparées au minimum de 50 ns. En moyenne, le nombre d'interactions proton-proton lors d'une collision est de 1.4 dans le détecteur LHCb.

Durant l'année 2011, LHCb a enregistré environ 90% des collisions délivrées par le LHC comme illustré par la figure 2.5, avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Au total, 1 fb^{-1} de données a été enregistré. Parmi ces données, près de 99% sont exploitables pour les analyses physiques.

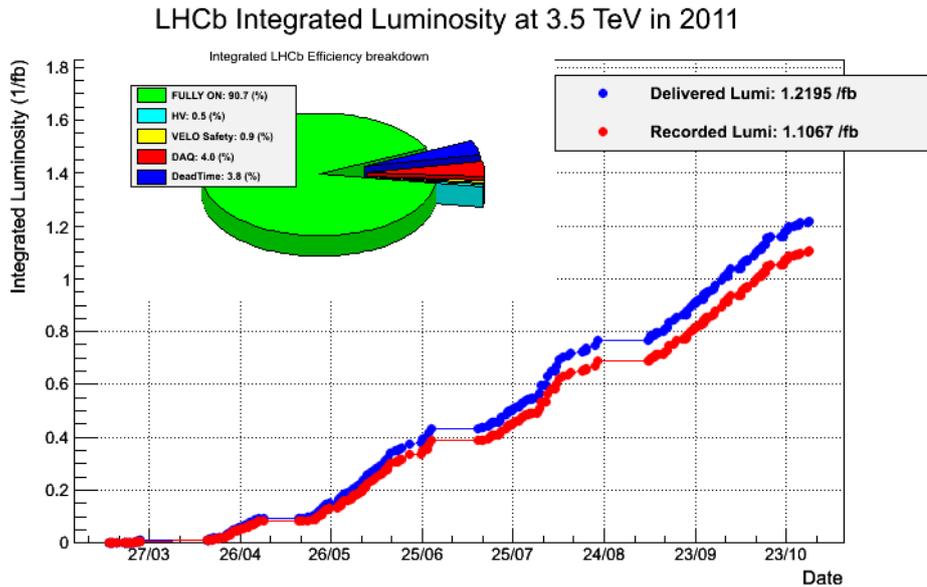


FIGURE 2.5: Luminosités intégrées délivrée et enregistrée par le détecteur LHCb durant l'année 2011.

2.3 Le trajectographe de LHCb

Le trajectographe assure la reconstruction des traces et des vertex. LHCb dispose d'un aimant dipolaire générant un champ magnétique intégré de 4 T.m sur 10 m, de polarité réversible³. Ce champ courbe la trajectoire des particules chargées permettant leur reconstruction par les différents sous-détecteurs du trajectographe. Celui-ci est constitué d'un détecteur de vertex au plus proche des collisions, des stations TT situées avant l'aimant et T1, T2, T3 après l'aimant. Ces dernières sont composées d'un détecteur interne (IT) et d'un détecteur externe (OT) utilisant des technologies de détection différentes.

Dans la suite, nous détaillons les différents sous-systèmes du trajectographe.

2.3.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex ou VELO permet de reconstruire les vertex de désintégration des hadrons B [37]. Or ces particules parcourent en moyenne 1 cm avant de se désintégrer. En positionnant le détecteur au plus près des collisions, la résolution sur la position des vertex est améliorée. Ainsi le VELO est placé à une distance de 8 mm autour du point de collision. Afin d'éviter une exposition trop importante aux radiations lorsque les faisceaux ne sont pas stables, le détecteur se rétracte jusqu'à une distance de 30 mm. La durée de vie d'un capteur est de 3 ans.

3. La réversibilité du champ magnétique permet de réduire les incertitudes systématiques relatives aux différences droite-gauche.

Le détecteur de vertex est divisé en deux hémisphères, comportant chacun 21 stations de silicium, disposées sur environ 1 mètre après le point de collision. Chaque station comporte des modules dits r et ϕ donnant respectivement les coordonnées r et ϕ des traces en base cylindrique. Cette base présente l'avantage de reconstruire rapidement le paramètre d'impact des particules nécessaire au système de déclenchement de haut niveau, puisque celui-ci correspond à r . Pour optimiser la résolution spatiale des vertex primaires, les pistes de détection mesurant r et ϕ sont peu espacées près du point de collision, où la densité de particules est la plus importante. Plus les pistes s'éloignent de ce point, plus l'espacement s'agrandit comme modélisé par la figure 2.6.

Le détecteur de vertex dispose de deux autres modules r , disposé en amont du point d'interaction. Ceux-ci déterminent le nombre de collisions par croisement de faisceaux. Les informations de ce compteur d'empilement sont utilisées par le système de déclenchement comme explicité dans la section 2.5.1.

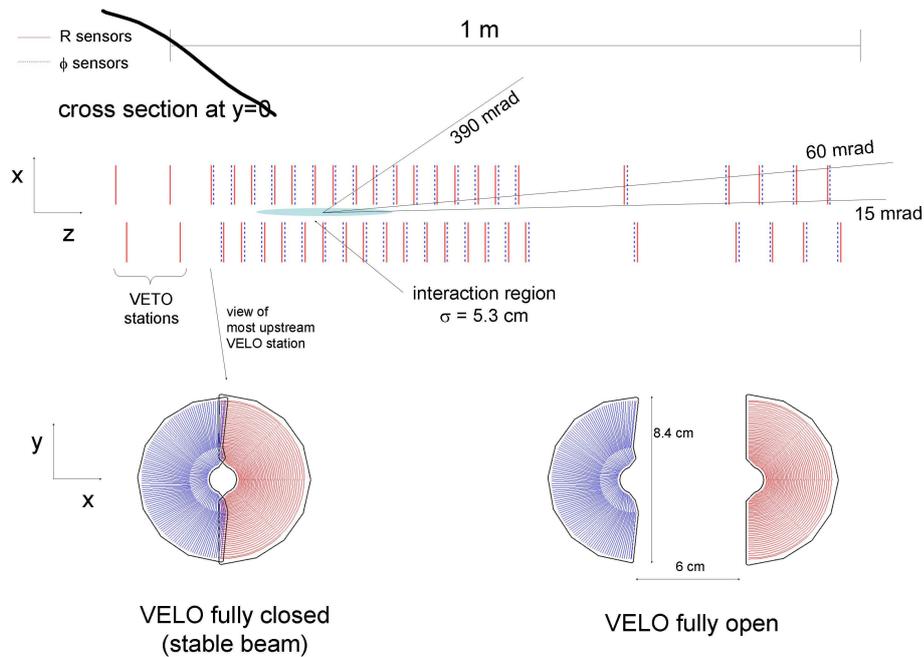


FIGURE 2.6: Schéma des plans de détection du VELO lorsque celui-ci est entièrement fermé dans le plan (x, z) avec $y = 0$ pour la partie supérieure. Les premières stations dite de pile-up correspondent au compteur d'empilement, puis les 21 stations sont modélisées avec un espacement grandissant avec l'éloignement de la zone d'interaction. Les schémas de la partie inférieure montrent la fermeture du VELO à gauche, et son ouverture à droite.

2.3.2 Les stations à silicium

Les particules chargées laissent des impacts dans le détecteur à vertex ainsi que dans les stations à silicium. Leurs trajectoires peuvent alors être reconstruites par les stations TT [38] et T1, T2, T3. On note les parties internes de T1, T2 et T3 : IT (Inner Tracker) [39]. Les stations TT et IT sont constituées de 4 couches de micro-pistes de silicium. La première couche est disposée de manière verticale. La seconde ainsi que la troisième couches forment un angle de $\pm 5^\circ$ par rapport à la verticale, tandis que la quatrième couche est aussi verticale. Cela est schématisé par la figure 2.7. Cette disposition permet une reconstruction en 3 dimensions. Le pas entre chaque piste est de $200 \mu\text{m}$. La résolution spatiale sur un impact est alors de $50 \mu\text{m}$.

Pour réduire la quantité de matière traversée par les particules, le support de la station TT ainsi que son électronique de lecture ont été placées en dehors de l'acceptance de LHCb. Pour les stations IT, le support et l'électronique sont en partie dans l'acceptance.

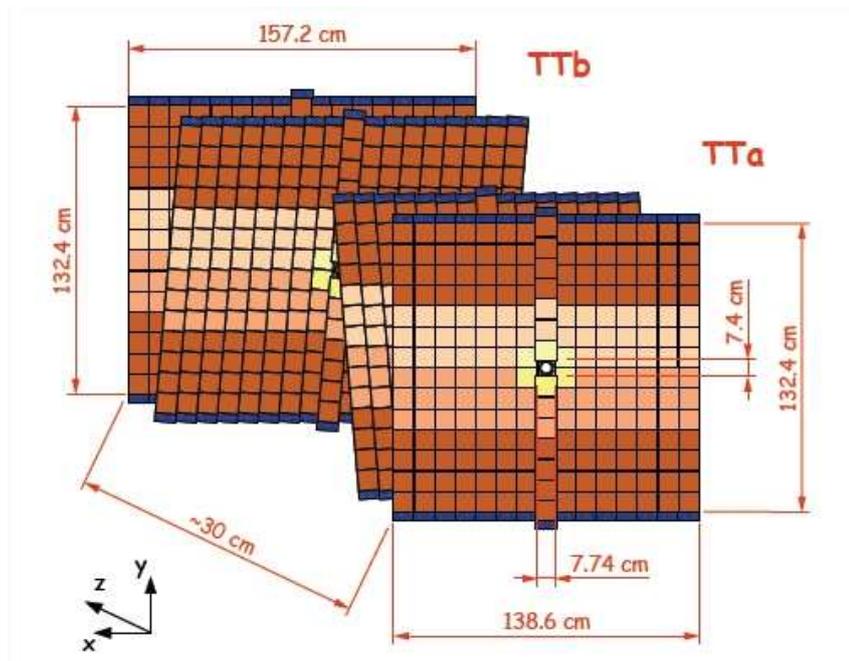


FIGURE 2.7: Schéma du positionnement des différentes couches des stations TT.

2.3.3 Le trajectographe externe

Le trajectographe est complété par les stations externes dites OT de T1, T2 et T3 [38]. Elles sont constituées de tubes à dérive comportant 4 couches. Celles-ci sont disposées de manière similaire à IT afin d'obtenir une reconstruction en 3 dimensions, soit successivement : verticale, $+5^\circ$, -5° , verticale. Chaque couche est composée de plusieurs modules de largeur 34 cm, contenant deux épaisseurs de tubes

en quinconce. Ces tubes sont en kapton et aluminium. Ils contiennent un mélange d'argon à 70% et de CO₂ à 30%, au centre duquel se situe un fil d'anode métallique. Ce gaz permet un temps de dérive inférieur à 50 ns. La résolution sur la coordonnée de dérive est alors inférieure à 200 μm .

2.3.4 Algorithme de reconstruction des particules

Un algorithme assure la reconstruction des trajectoires des particules. Celui-ci est basé sur les graines de traces, correspondant à des impacts dans le détecteur de vertex et la station TT. Or dans la région du détecteur de vertex, l'impact du champ de l'aimant du trajectographe est négligeable. Les traces du VELO sont alors extrapolées afin de déterminer les trajectoires dans la station TT. Puis, des impacts concordants sont recherchés dans les stations T1, T2 et T3. On applique un filtre de Kalman aux traces [40]. La qualité de l'ajustement sur ces traces est définie par le paramètre χ^2 , utilisé lors de la sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ présentée dans le chapitre 4. La résolution sur le paramètre d'impact pour de hautes impulsions est d'environ 15 μm , comme le montrent les figures 2.8. La résolution sur l'impulsion est comprise entre $\delta p/p \sim 0.4\%$ et $\delta p/p \sim 0.4\%$ pour des impulsions respectives de 5 GeV/c à 100 GeV/c.

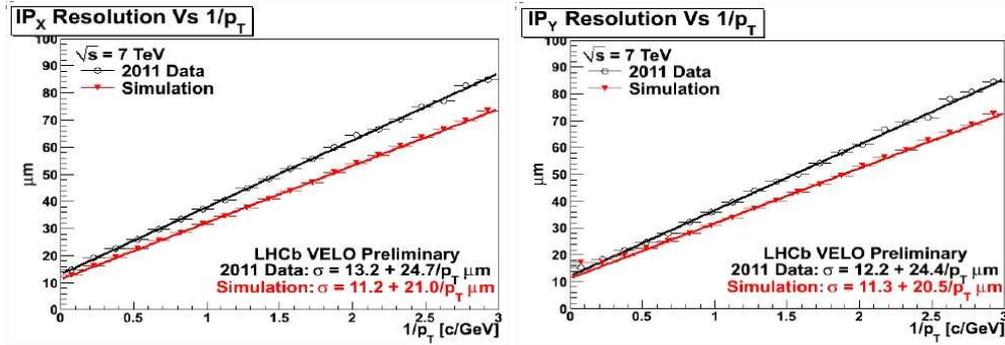


FIGURE 2.8: Distributions des paramètres d'impact projetés sur les axes x à gauche et y à droite pour les données 2011 ainsi que la simulation.

2.4 L'identification des particules dans LHCb

Afin de distinguer les produits de désintégrations des hadrons B, plusieurs sous-détecteurs ont pour but d'identifier les particules. Dans la suite, nous présentons les détecteurs à effet Tcherenkov [41], les calorimètres [42] puis les détecteurs à muons [43].

2.4.1 Les détecteurs à effet Tcherenkov

Afin de distinguer les particules chargées, LHCb dispose de deux détecteurs à effet Tcherenkov (RICH). Le premier est placé avant l'aimant, entre le détecteur de vertex et la station TT du trajectographe. Le second est situé entre l'aimant et les calorimètres.

Ces détecteurs utilisent l'émission de lumière par une particule chargée relativiste lorsque celle-ci traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Les photons émis forment alors un cône dont l'angle d'ouverture dépend de la vitesse de la particule comme illustré par la figure 2.9.

Les 2 détecteurs à effet Tcherenkov de LHCb utilisent des radiateurs différents afin de couvrir une large gamme de moments cinétiques. Le premier RICH identifie des particules de faibles impulsions, comprises entre 1 et 60 GeV/c, grâce à un aérogel et à du C_4F_{10} . Le second RICH utilise du CF_4 comme milieu radiateur permettant l'étude des particules d'impulsions comprises entre 15 et 100 GeV/c.

Les photons Tcherenkov émis dans le milieu radiateur sont réfléchis par des miroirs sphériques vers des miroirs plans pour être captés par des détecteurs hybrides à photons comme le montrent les schémas 2.10. Ces détecteurs convertissent les photons en électrons via une photocathode. Puis ces électrons sont accélérés et détectés dans des pixels de silicium. La résolution temporelle est de 25 ns. Ces détecteurs sont sensibles au champ magnétique. Par conséquent, ils sont situés en dehors de l'acceptance du détecteur.

2.4.2 La calorimétrie

Les calorimètres assurent plusieurs fonctions. Ils permettent d'identifier les électrons, photons et hadrons tout en mesurant leur énergie et position. Ils participent aussi à la sélection des événements au niveau du système de déclenchement de niveau 0 comme explicité dans la section 2.5.1.

LHCb dispose de quatre sous-détecteurs destinés à la calorimétrie, segmentés de manière à avoir une occupation uniforme des cellules. Lorsque des particules traversent le détecteur LHCb, après le second détecteur à effet Tcherenkov et la première station à muons M1, elles franchissent le scintillateur SPD. Celui-ci permet de différencier les particules chargées des particules neutres, comme par exemple les électrons et les photons. Puis ces particules traversent une plaque de plomb de 12 mm d'épaisseur. Si les particules sont électromagnétiques, alors cette plaque engendre une gerbe. Le détecteur de pied de gerbe PS permet de séparer les particules électromagnétiques des hadrons en identifiant les gerbes créées par la plaque de plomb. Les particules arrivent ensuite dans le calorimètre électromagnétique (ECAL) puis dans le calorimètre hadronique (HCAL). Ces 2 détecteurs partagent le même principe de fonctionnement : des milieux denses tels le plomb ou le fer créent des gerbes qui sont détectées par des scintillateurs. Ceux-ci émettent des photons transmis à des photomultiplicateurs. Le ECAL contient les gerbes élec-

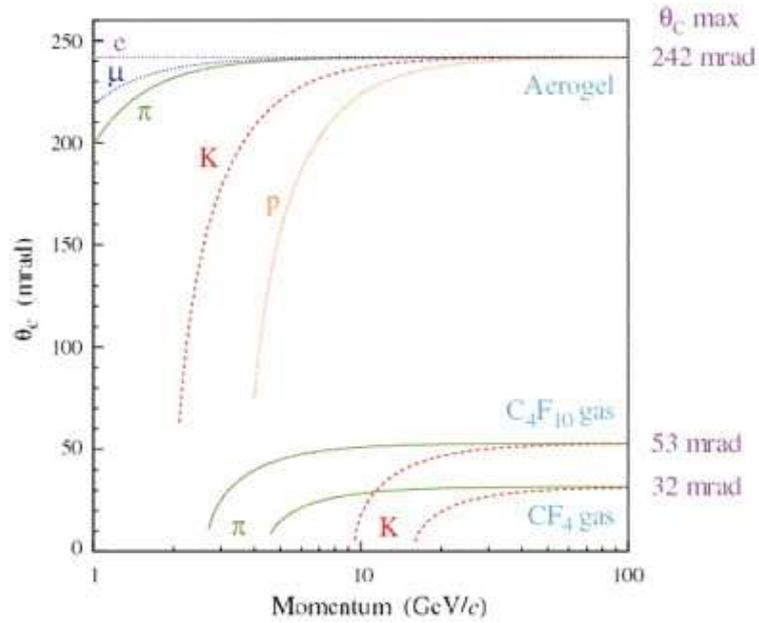


FIGURE 2.9: Dépendance entre l'angle d'ouverture de l'effet Tcherenkov et l'impulsion pour différentes particules dans l'aérogel et les gaz de C_4F_{10} et CF_4 , radiateurs des RICH1 et RICH2.



FIGURE 2.10: Schéma de fonctionnement du détecteur à effet Tcherenkov RICH1 à gauche, et RICH2 à droite.

tromagnétiques. Il est constitué d'une succession de feuilles de plomb de 2 mm et de scintillateurs épais de 5 mm. On distingue 3 régions de granularité pour les SPD, PS et ECAL : 4×4 cm, 6×6 cm, 12×12 cm. La résolution du ECAL est : $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \otimes 1.5\%$.

Le calorimètre HCAL est composé d'un assemblage de plans de fer de 8 mm et de tuiles scintillantes de 16 mm. Il dispose de 2 granularités : 13×13 cm et 26×26 cm. Les gerbes hadroniques sont arrêtées dans le HCAL. Certaines débutent dans le calorimètre électromagnétique. La distinction entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques est alors assurée par le détecteur de pied de gerbe PS. La résolution du HCAL est : $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \otimes 10\%$.

2.4.3 Les stations à muons

L'état final de plusieurs désintégrations clés de LHCb est composé de muons comme $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$, $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $B_s^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$. Le système de détection des muons est donc primordial aux analyses de LHCb.

Ce système est constitué de 5 stations. Les muons étant très pénétrants, ces stations sont placées en fin de détecteur, à l'exception de la première station M1 placée en amont des calorimètres. Entre chaque chambre à muons se trouve une épaisseur de fer de 80 cm. Celle-ci sert à épurer le flux de particules.

La position de la station M1 implique un flux important de particules. Par conséquent, elle est constituée de 24 détecteurs GEM (Gas Electron Multiplier) à triple couche. Les autres stations M2-M5 utilisent des chambres proportionnelles multi-fils (MWPC). La granularité varie de 1 cm au centre, à 10×20 cm à l'extérieur.

Les stations à muons sont aussi essentielles au système de déclenchement L0 comme nous le présentons dans la section 2.5.

2.4.4 Algorithme d'identification des particules

Pour étudier les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, il est essentiel d'identifier les muons et kaons. Cette identification est assurée par un algorithme basé sur les réponses des RICH, calorimètres et stations à muon.

L'identification des kaons est principalement assurée par les informations des détecteurs à effet Tcherenkov [44], comme le montrent les figures 2.11 avec l'identification des désintégrations $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Les particules chargées traversant les milieux radiateurs des RICH sont caractérisées par un motif d'impacts. À partir de ce motif, une fonction de vraisemblance hypothéquant sur la nature et le comportement de la particule est développée. Cette fonction est maximisée pour chaque hypothèse : électron, muon, kaon, proton, pion. On note la variation entre l'hypothèse d'un kaon et d'un pion :

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} = \ln \mathcal{L}_K - \ln \mathcal{L}_\pi. \quad (2.1)$$

La trace est alors identifiée selon la meilleure hypothèse.

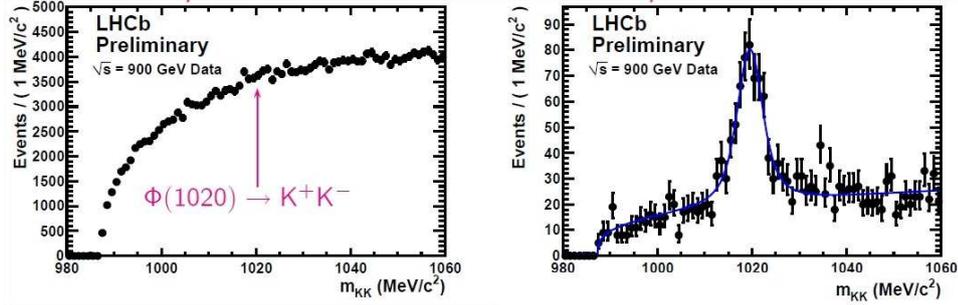


FIGURE 2.11: Reconstruction des désintégrations $\phi \rightarrow K^+ K^-$ sans utiliser les informations des détecteurs à effet Tcherenkov à gauche, et avec ces informations à droite.

L'identification des muons est aussi assurée par les stations à muons. Pour qu'un muon atteigne ces stations, son impulsion doit être supérieure à 3 GeV/c. À partir des impacts déposés dans les stations, une trace est extrapolée, définissant des régions d'intérêt. En fonction de l'impulsion du candidat, un minimum de stations contenant des impacts dans ces régions d'intérêt est requis pour que la trace devienne un candidat muon. À chaque trace est associée la probabilité d'être un muon : $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$.

2.5 Le système de déclenchement

La système à déclenchement sélectionne les évènements contenant des candidats intéressants. Il permet ainsi de réduire la fréquence des évènements de 40 MHz à 3 kHz [45]. 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 évènements de 40 MHz à 1 MHz. Puis le second niveau HLT via un logiciel tournant sur une large ferme de calcul effectue une lecture complète du détecteur et réduit la fréquence à 3 kHz.

2.5.1 Système à déclenchement de niveau 0 : L0

Le système à déclenchement de niveau 0 réduit en temps réel la fréquence des évènements de 40 MHz à 1 MHz. Il utilise les réponses des sous-détecteurs équipés d'une électronique de lecture à 40 MHz, à savoir le compteur d'empilement, les chambres à muons ainsi que les calorimètres. Ceci est résumé par le schéma 2.12.

Ces sous-détecteurs permettent de sélectionner des muons, électrons, photons et hadrons de hautes énergies transverses, donc susceptibles de provenir d'une désintégration d'un hadron B. Par exemple, les muons sélectionnés par ligne Muon doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 1480 MeV, tandis que ceux passant la ligne Dimuon ont une impulsion minimale de 500 MeV. Des critères sur la

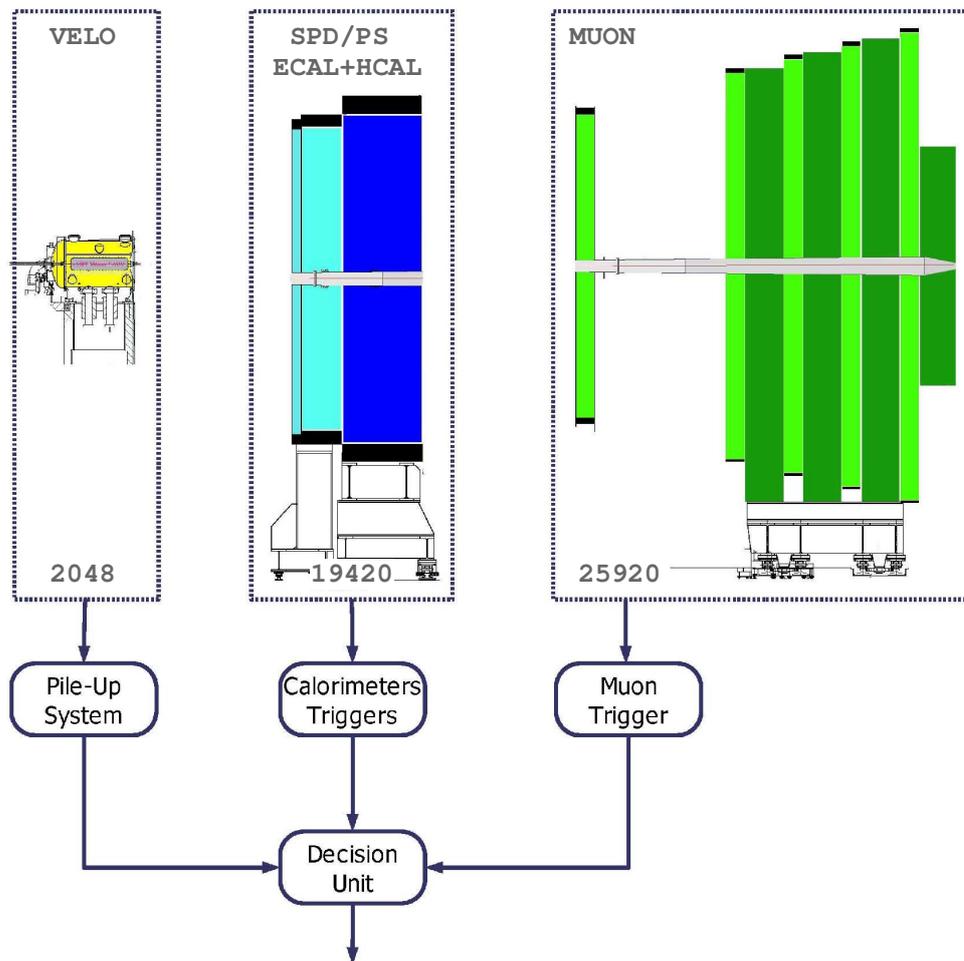


FIGURE 2.12: Principe du système à déclenchement de niveau 0.

qualité de l'évènement sont aussi requis. Par exemple, les évènements comportant un nombre de traces trop important sont supprimés en utilisant les informations du SPD et du compteur d'empilement.

Les candidats sélectionnés par le niveau L0 sont alors transférés et testés par le niveau HLT.

2.5.2 Système de déclenchement de haut niveau : HLT

Le système à déclenchement de haut niveau réduit le taux d'évènements de 1 MHz à 3 kHz. Il s'agit d'une application C++ traitant les évènements de manière plus complète que le niveau L0. Elle se déroule en 2 étapes.

Premièrement les candidats sélectionnés par le niveau L0 doivent être confirmés par le niveau 1 (HLT1). Cette vérification utilise toutes les données du trajectographe. À ce stade, le taux d'évènements est réduit à 30 kHz. On peut alors reconstruire l'évènement dans sa globalité. Il s'agit du niveau 2 du système de

déclenchement (HLT2). Ce niveau sélectionne de manière inclusive ou exclusive les différentes désintégrations étudiées dans LHCb. Les lignes du système de déclenchement utilisées dans l'analyse $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sont détaillées dans la section 4.1.1. Au final, 3 kHz sont stockés.

2.6 Analyse des données

Dans cette section, nous détaillons l'analyse des données de LHCb. Dans un premier temps, nous décrivons la simulation des événements. Puis nous présentons la reconstruction des événements, étape commune à la simulation ainsi qu'aux événements enregistrés par LHCb.

2.6.1 La Simulation

La simulation repose sur un environnement général à tous les logiciels de LHCb en C++ nommé GAUDI [46]. Il comprend plusieurs étapes développées dans la suite : la génération des événements dans LHCb, leur digitisation, reconstruction, puis leur analyse.

Génération

La génération des événements dans LHCb est assurée par le logiciel GAUSS [47] comportant une succession de processus. Tout d'abord, les interactions proton-proton sont simulées avec le logiciel PYTHIA [48]. Ce logiciel utilise différents modèles de QCD basés sur des résultats expérimentaux. Puis les désintégrations des hadrons B sont gérées par le logiciel EVTGEN [49] initialement développé par la collaboration BaBar. Le logiciel PHOTOS simule l'émission de photons. Ensuite les interactions des particules avec la matière du détecteur sont régies par le logiciel GEANT4 [50].

Digitisation des événements

Après avoir simulé les interactions des particules dans le détecteur LHCb, le logiciel BOOLE gère la digitisation c'est-à-dire la simulation de la réponse électronique des sous-détecteurs.

À ce stade, la simulation produit des données dans le même format que lors du fonctionnement du détecteur LHCb. Par conséquent, les prochains logiciels présentés sont appliqués sur les événements simulés mais aussi sur les vraies données.

2.6.2 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements est assurée par le programme BRUNEL [51]. Il ajuste les traces et les relie aux informations extraites des détecteurs à effet Tche- renkov, calorimètres et chambres à muons. Il reconstruit ainsi les quantités physiques telles l'énergie à partir des données mesurées par chaque sous-détecteur. À la fin de

cette reconstruction, les données sont enregistrées sous forme de Data Summary Tape (DST).

2.6.3 L'analyse et le stripping

Le logiciel permettant l'analyse des désintégrations est DAVINCI [52]. Il permet de sélectionner les désintégrations intéressantes et d'écrire les caractéristiques des particules sous forme d'un fichier root [53].

Vue la grande quantité de données reconstruites, une présélection utilisant le logiciel d'analyse DAVINCI est appliquée. Il s'agit du stripping [54]. Celui-ci est composé de plusieurs lignes regroupant les présélections similaires. Par exemple, les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ basées sur la recherche de deux muons et d'un hadron B partageant la même ligne initiale dite DiMuon. Puis des lignes plus spécifiques recherchent certaines désintégrations parmi les lignes génériques telles DiMuon. La ligne utilisée pour présélectionner les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ est détaillée dans la section 4.1.2.

2.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté le détecteur LHCb. Nous avons vu que cette thèse a bénéficié d'un cadre particulièrement intéressant avec le démarrage du LHC après 25 ans de conception. Depuis 2010, l'expérience LHCb enregistre des collisions. Ce détecteur a été conçu pour étudier la physique des hadrons B et D. Nous avons détaillé la production ainsi que les caractéristiques de la détection des hadrons B. Nous avons alors présenté chaque sous-système de LHCb, permettant de reconstruire les traces et vertex, d'identifier les particules et d'enregistrer les événements contenant des candidats intéressants. Nous avons aussi abordé la simulation dans LHCb ainsi que les logiciels d'analyse physique.

Cette thèse présente des résultats obtenus sur l'intégralité des données enregistrées en 2011, soit 1 fb^{-1} .

Chapitre 3

Méthodologie de la mesure de ϕ_s

Dans ce chapitre, nous présentons la méthodologie de la mesure de la phase ϕ_s . Tout d'abord nous décrivons la stratégie de mesure, avec ses défis ainsi que la démarche suivie. Puis nous définissons le principe d'ajustement d'une fonction de vraisemblance. Nous explicitons les composantes du signal et du bruit de fond afin de connaître les éléments clés de l'extraction de ϕ_s . Cela nous permettra d'aborder les chapitres suivants en ayant une vision globale de l'analyse.

3.1 Stratégie de mesure dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Après avoir présenté les défis relatifs à l'étude des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, nous présentons la stratégie suivie pour mesurer la phase ϕ_s .

3.1.1 Défis

Le canal en or pour mesurer la phase ϕ_s est $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$. Ces désintégrations présentent l'avantage d'avoir un rapport de branchement important ainsi qu'une grande efficacité de reconstruction, grâce à la signature $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ facile à reconstruire avec le détecteur LHCb. Cette statistique permet de rapidement réduire l'incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s . Cependant la complexité de l'analyse impose le contrôle et l'évaluation de plusieurs incertitudes systématiques. Dans la suite, nous détaillons les principaux défis que doit relever l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Tout d'abord, l'oscillation rapide des mésons B_s^0 nécessite que la résolution temporelle du détecteur soit inférieure à 350 fs. La résolution moyenne mesurée dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dans LHCb est de l'ordre de 50 fs.

Ensuite, comme nous l'avons expliqué dans la section 1.4.4, l'extraction de ϕ_s nécessite une analyse angulaire. La mesure et le contrôle de ces 3 angles complexifient l'analyse.

Un autre défi pour l'extraction de la phase ϕ_s est l'étiquetage. Comme nous l'avons déjà présenté dans la section 1.4.5, la mesure de ϕ_s gagne en précision

lorsque la saveur initiale du méson B_s^0 est connue. Nous détaillons l'algorithme développé pour étiqueter cette saveur initiale dans le chapitre 6.

3.1.2 Stratégie

Les étapes pour mesurer ϕ_s sont :

1. détecter et enregistrer les événements contenant des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$,
2. sélectionner ces candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et mesurer leur masse,
3. mesurer leur temps propre,
4. mesurer les angles,
5. étiqueter la saveur initiale et la probabilité de mauvais étiquetage,
6. ajuster la fonction de vraisemblance,
7. estimer les incertitudes systématiques.

Dans la suite, nous présentons l'ajustement de la fonction de vraisemblance afin de mieux appréhender les problématiques liées à la sélection abordée dans le chapitre 4, puis aux acceptances angulaires dans le chapitre 5 et enfin à l'algorithme d'étiquetage dans le chapitre 6.

3.2 Fonction de vraisemblance

La mesure de ϕ_s nécessite l'ajustement d'une fonction de vraisemblance sur les données. Dans cette section, nous définissons dans un premier temps le principe de l'ajustement d'une fonction de vraisemblance. Celle-ci repose sur des observables et des paramètres que l'ajustement doit estimer. Nous allons donc définir les observables utilisées pour extraire ϕ_s ainsi que les paramètres de l'ajustement.

3.2.1 Principe de l'ajustement de la fonction de vraisemblance

L'extraction de la phase ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est effectuée via l'ajustement d'une fonction de vraisemblance \mathcal{L} . Cette fonction de vraisemblance correspond au produit des fonctions de densité de probabilité \mathcal{P} décrivant les observables \vec{x} ainsi que les paramètres $\vec{\lambda}$ de l'évènement i parmi les N évènements :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (3.1)$$

Pour extraire les valeurs de certains paramètres, il faut maximiser cette fonction de vraisemblance par rapport à tous les paramètres. Pour des raisons numériques on minimise l'opposé du logarithme de cette fonction :

$$-\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln \mathcal{P}(\vec{x}_i; \vec{\lambda}). \quad (3.2)$$

Cette minimisation est assurée par des algorithmes tel MINUIT [55].

3.2.2 Observables

Lors de la mesure de ϕ_s , 8 observables sont exploitées : $m, t, \sigma_t, \cos \theta, \varphi, \cos \psi, d$ et ω . La masse invariante m du système $\mu^+ \mu^- K^+ K^-$ est reconstruite grâce à un ajustement sur le vertex du méson B_s^0 contraignant le vertex primaire ainsi que la masse du méson J/ψ afin de réduire la résolution sur la masse du méson B_s^0 . Le temps propre t du candidat B_s^0 ainsi que son incertitude σ_t sont extraits de ce même ajustement sans la contrainte sur la masse du méson J/ψ . Les observables angulaires $\Omega = (\cos \theta, \varphi, \cos \psi)$ sont aussi mesurées. L'algorithme d'étiquetage décrit dans le chapitre 6 permet de connaître la saveur d du méson B_s^0 lors de sa création ainsi que la probabilité ω que cette saveur soit fausse.

Ces observables sont mesurées pour chaque candidat $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Elles servent à calculer la fonction de densité de probabilité non binnée :

$$\mathcal{P}(m, t, \sigma_t, \Omega, d, \omega; \vec{\lambda}). \quad (3.3)$$

3.2.3 Paramètres

Lors de l'extraction de la phase ϕ_s , on distingue 3 types de paramètres : λ_{phys} , λ_{Det} et λ_{Bkg} .

Les paramètres physiques λ_{phys} décrivent les taux de désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ définis par les équations 1.56. Il s'agit de la phase ϕ_s , des paramètres explicitant l'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$: $\Delta \Gamma_s, \Gamma_s, \Delta m_s$, des amplitudes de polarisation $|A_0|, |A_{||}|, |A_{\perp}|, |A_S|$ ainsi que leur phase forte associée $\delta_0, \delta_{||}, \delta_{\perp}$ et δ_S .

λ_{Det} correspond aux paramètres du détecteur. Ils sont reliés à l'alignement du détecteur, aux résolutions et acceptances temporelles ainsi qu'à l'algorithme d'étiquetage.

Les paramètres λ_{Bkg} décrivent le bruit de fond.

La fonction de densité de probabilité s'écrit alors de la manière suivante :

$$\mathcal{P}(m, t, \sigma_t, \Omega, d, \omega; \vec{\lambda}_{phys}, \vec{\lambda}_{Det}, \vec{\lambda}_{Bkg}). \quad (3.4)$$

Cette fonction se décompose en une partie signal \mathcal{S} et une partie bruit de fond \mathcal{B} , telle que :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} = & f_{sig} \mathcal{S}(m, t, \sigma_t, \Omega, d, \omega; \vec{\lambda}_{phys}, \vec{\lambda}_{Det}) \\ & + (1 - f_{sig}) \mathcal{B}(m, t, \sigma_t, \Omega, d, \omega; \vec{\lambda}_{phys}, \vec{\lambda}_{Det}, \vec{\lambda}_{Bkg}), \end{aligned} \quad (3.5)$$

avec f_{sig} la fraction du nombre de signal par rapport au bruit de fond. Dans la suite, nous décrivons les modélisations du signal et du bruit.

3.3 Description du signal

La fonction signal \mathcal{S} a deux composantes distinctes : une décrivant la masse, et l'autre modélisant les distributions temporelle et angulaires.

3.3.1 Description de la masse

La distribution de masse des évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est décrite par la somme de 2 distributions gaussiennes :

$$\mathcal{S}(m; \vec{\lambda}_{Phys}, \vec{\lambda}_{Det}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(f_{masse} \frac{1}{\sigma_{m1}} e^{-\frac{(m-m_{B_s^0})^2}{2\sigma_{m1}^2}} + (1 - f_{masse}) \frac{1}{\sigma_{m2}} e^{-\frac{(m-m_{B_s^0})^2}{2\sigma_{m2}^2}} \right), \quad (3.6)$$

avec f_{masse} la fraction de la première distribution gaussienne par rapport à la seconde, σ_{m1} et σ_{m2} les largeurs des gaussiennes, $m_{B_s^0}$ la masse moyenne des mésons B_s^0 . La largeur σ_{m1} ainsi que le rapport entre les 2 largeurs sont fixés suite à un ajustement sur la simulation Monte Carlo.

3.3.2 Description des fonctions temporelle et angulaires du signal

Les descriptions temporelle et angulaires des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sont données par les taux de désintégrations des équations 1.33. L'impact du détecteur et de la sélection sur ces distributions est pris en compte en corrigeant les observables par des acceptances et résolutions lors de l'ajustement. Les distributions angulaires et temporelles étant théoriquement corrélées, leurs corrections ne sont pas indépendantes. Cependant, les sources de ces distorsions sont non corrélées comme nous le présentons dans les chapitres 4 et 5. Par conséquent, lors de cette analyse nous déterminons les acceptances temporelle et angulaires indépendamment. Dans la suite, nous discutons des acceptances et résolutions temporelles puis angulaires. Ensuite nous décrivons l'impact de l'étiquetage sur la mesure de la phase ϕ_s .

Acceptance temporelle

La distribution temporelle des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ peut être biaisée par la reconstruction des évènements ainsi que par les critères requis au niveau du système de déclenchement ou de la sélection. Dans l'analyse présentée dans cette thèse, on distingue 2 sources de biais.

Le premier est dû aux inefficacités de reconstruction des traces éloignées de l'axe central du détecteur. Cette efficacité de reconstruction décroît de manière linéaire avec le temps propre. Par conséquent, les évènements à grand temps de vie sont majoritairement affectés. L'effet est corrigé par une fonction linéaire, dont les paramètres sont évalués dans la simulation :

$$\epsilon(t) = 1 - \beta t, \text{ avec } \beta \text{ un facteur évalué dans la simulation à } \beta = 0.012 \text{ ps}^{-1} \text{ [56].}$$

Le second effet est créé par les critères de sélection des lignes du système de déclenchement utilisées dans cette analyse. Elles imposent une forme non triviale à la distribution du temps propre, principalement à faible temps de vie. Pour corriger cette distorsion, il faut multiplier la fonction de densité de probabilité par une fonction d'acceptance $\epsilon'(t)$. Les critères du système de déclenchement ainsi que cette acceptation sont discutés dans le chapitre 4.

Résolution temporelle

Pour modéliser correctement la distribution du temps propre, il faut tenir compte de la résolution finie du détecteur. Afin de mesurer l'impact de cette résolution temporelle, on considère l'asymétrie CP définie par l'équation 1.38. On simplifie cette équation avec les approximations suivantes : $|\lambda_f| = 1$, $\Delta\Gamma_s \sim 0$ et $\eta_f = 1$ donc pas d'analyse angulaire. L'asymétrie devient :

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s. \quad (3.7)$$

Puis on convolue cette asymétrie par la résolution temporelle, ici décrite par une seule distribution gaussienne par souci de simplicité :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{CP}(t) \otimes \mathcal{R}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin(\Delta m_s t') \sin \phi_s \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-\frac{(t-t')^2}{2\sigma_t^2}} dt' \\ &= e^{-\frac{\Delta m_s^2 \sigma_t^2}{2}} \sin \phi_s \sin(\Delta m_s t). \end{aligned} \quad (3.8)$$

L'asymétrie est alors diluée d'un facteur $D_t = e^{-\frac{\Delta m_s^2 \sigma_t^2}{2}}$, avec σ_t l'incertitude temporelle moyenne.

La mesure de ϕ_s présentée dans cette thèse modélise la résolution temporelle par la somme de 3 distributions gaussiennes de même moyenne et prend en compte les incertitudes temporelles calculées pour chaque évènement. Les paramètres de la résolution temporelle sont déterminés par un ajustement effectué en amont de l'extraction de la phase ϕ_s . Le facteur de dilution s'exprime comme la somme pondérée des dilutions par évènement :

$$\langle D_t \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N e^{-\frac{\Delta m_s^2 S_t^2 \sigma_{t,i}^2}{2}}, \quad (3.9)$$

avec N le nombre d'évènements total, i l'indice de l'évènement et S_t un facteur correctif. Celui-ci intègre les défauts d'alignement et de description du matériel du détecteur. Ce facteur est déterminé par un ajustement sur du bruit de fond contenant des mésons J/ψ provenant uniquement du vertex primaire, grâce à la technique des sPlots [57]. Cette technique consiste à déterminer des poids à partir d'un ajustement sur une variable discriminant le signal du bruit. Ces poids sont alors utilisés pour soustraire les composantes du bruit de fond.

Lors de l'extraction de la phase ϕ_s , du fait de l'utilisation des incertitudes temporelles par évènement, des termes décrivant la probabilité de ces incertitudes pour le signal $\mathcal{P}_{sig}(\sigma_t)$ et pour le bruit $\mathcal{P}_{bkg}(\sigma_t)$ sont ajoutés de la manière suivante :

$$\mathcal{P} = f_{sig} \mathcal{S}(t|\sigma_t) \mathcal{P}_{sig}(\sigma_t) + (1 - f_{sig}) \mathcal{B}(t|\sigma_t) \mathcal{P}_{bkg}(\sigma_t), \quad (3.10)$$

en omettant les autres observables et paramètres.

Fonctions angulaires

Les fonctions angulaires sont définies par le tableau 1.2. La simulation montre que ces fonctions présentent des différences par rapport aux distributions théoriques. Les sources de ces distorsions ainsi que leurs corrections seront discutées dans le chapitre 5.

La mesure des angles est aussi affectée par la résolution du détecteur. Cependant cette résolution est négligeable au regard de l'échelle des distributions et des acceptances angulaires [58]. Par conséquent, elle n'intervient pas dans l'ajustement de la fonction de vraisemblance.

Impact de l'étiquetage

De manière similaire à la résolution temporelle, on introduit une dilution due à l'étiquetage. Les mésons B_s^0 oscillant, leurs produits de désintégration ne portent pas d'information sur leur saveur initiale. Celle-ci est évaluée par un algorithme dont l'optimisation et la calibration sont détaillées dans le chapitre 6. Cet algorithme évalue la saveur du méson B_s^0 mais aussi la probabilité que cette information soit fautive : ω . La dilution due à l'étiquetage est alors $D_{tag} = 1 - 2\omega$. Si on considère les performances événement par événement, la dilution s'exprime alors par la somme des dilutions de chaque événement :

$$\langle D_{tag} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (1 - 2\omega_i). \quad (3.11)$$

Il faut aussi ajouter à la fonction de vraisemblance les probabilités des valeurs des fractions de mauvais étiquetage pour le signal $\mathcal{P}_{sig}(\omega)$ et pour le bruit $\mathcal{P}_{bkg}(\omega)$:

$$\mathcal{P} = f_{sig} \mathcal{S}(d|\omega) \mathcal{P}_{sig}(\omega) + (1 - f_{sig}) \mathcal{B}(d|\omega) \mathcal{P}_{bkg}(\omega), \quad (3.12)$$

où les autres observables et paramètres sont omis.

3.4 Description du bruit de fond

Dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, on distingue 2 types de bruits. Le premier est dit prompt : les particules identifiées comme produits de désintégration d'un méson B_s^0 proviennent en fait du vertex primaire. Ce bruit de fond a donc un très faible temps de vie. Le second bruit a une composante combinatoire. Il correspond aux désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$ disposant d'un temps de vie plus important. Lors de la sélection décrite dans le chapitre 4, nous verrons que seuls les événements dont le temps de vie est supérieur à 0.3 ps sont utilisés pour l'extraction de ϕ_s . Le bruit prompt est donc supprimé. La modélisation du bruit de fond décrit uniquement le bruit combinatoire. Dans la suite, nous détaillons la distribution de sa masse, puis son temps propre et ses angles.

3.4.1 Description de la masse

La distribution de la masse du bruit de fond est modélisée par une exponentielle décroissante dont la pente est déterminée lors de l'ajustement.

3.4.2 Descriptions temporelle et angulaire

Dans le bruit de fond combinatoire, la corrélation entre les distributions temporelle et angulaires est suffisamment petite pour que chaque distribution soit décrite de manière indépendante. Pour modéliser ces distributions, on utilise la région de masse en-dehors du pic de masse du méson B_s^0 c'est-à-dire les intervalles $[5200; 5311]$ et $[5411; 5550]$ MeV/ c^2 .

Le temps propre du bruit est alors décrit par la somme de 2 exponentielles décroissantes. Les paramètres de ces fonctions sont déterminés lors de l'extraction de ϕ_s .

Les distributions angulaires sont définies par des histogrammes extraits de ces 2 intervalles. D'autres modélisations sont possibles comme l'ajustement de polynômes de Legendre. Toutefois, au vue de la statistique disponible, ces changements n'ont pas d'impact sur la mesure de ϕ_s .

3.5 Conclusions

La phase ϕ_s est extraite d'un ajustement d'une fonction de vraisemblance dépendant de 8 observables. Les sources d'incertitudes systématiques sont nombreuses : acceptances temporelle et angulaire, étiquetage, etc. Dans les chapitres suivants, nous abordons la sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, les acceptances angulaires ainsi que l'algorithme d'étiquetage afin d'avoir un ajustement optimal en minimisant les incertitudes systématiques.

Chapitre 4

Sélection de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

La sélection des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est une étape primordiale pour l'extraction de la phase ϕ_s . Cette sélection est un compromis entre la statistique conservée et les éventuels biais introduits dans les distributions temporelle et angulaires.

Dans un premier temps, nous présentons la présélection de ces événements par le système de déclenchement et le stripping. Puis nous détaillons la sélection standard basée sur la simulation Monte Carlo et vérifiée sur les premières données enregistrées par LHCb. Ensuite, nous présentons une sélection alternative développée durant cette thèse. Nous abordons alors le concept d'arbres de décision boostés (BDT). Puis nous étudions l'impact de cette nouvelle sélection sur les observables des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dans la simulation et enfin dans les données 2011. Nous concluons sur l'apport de cette sélection alternative par rapport à la sélection standard.

4.1 Présélection

Afin de réduire le flux de données et de cibler les collisions comportant des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, une présélection est appliquée. Dans la suite, nous détaillons les lignes du système de déclenchement utilisées puis les critères requis par la ligne de stripping [56].

4.1.1 Système de déclenchement

Les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sont enregistrés à condition d'être sélectionnés par au moins une ligne du système de déclenchement.

Pour cette première analyse sur la totalité des données 2011, nous avons choisi d'utiliser un minimum de lignes du système de déclenchement afin de ne pas mêler plusieurs sources de biais mais sélectionnant un maximum de candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Nous avons aussi choisi de conserver uniquement les événements dont les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sont responsables du déclenchement des lignes. Ceci permet d'analyser 77% des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ enregistrés par LHCb. Dans une

prochaine analyse, d'autres lignes du système de déclenchement seront ajoutées, améliorant la statistique mais introduisant différents biais en fonction des lignes utilisées.

Dans cette analyse, seule une ligne du système de déclenchement de premier niveau (HL1) est utilisée. Il s'agit de la ligne : `Hlt1DiMuonHighMassDecision`. Elle confirme la décision des lignes `L0Muon` ou `L0Dimuon` du niveau 0 en sélectionnant les événements contenant la signature d'un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ exclusif [59]. Le temps de vie des mésons B_s^0 n'est pas affecté. Pour le second niveau du système de déclenchement (HLT2), seule la ligne `Hlt2DiMuonDetachedJPsiDecision` est requise. Elle impose aux candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ une signification minimale sur la longueur de vol des mésons B_s^0 . Cette coupure engendre un biais dans la distribution du temps de vie des mésons B_s^0 .

Pour corriger ce biais à faible temps de vie, on détermine l'acceptance temporelle dans les données en utilisant une méthode dite de superposition [56], proposée dans [60]. Cela consiste à comparer la distribution temporelle des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ passant la ligne HLT2 biaisée mais aussi la ligne HLT2 non biaisée (`Hlt2DiMuonJPsiTOS`) avec la distribution temporelle des candidats uniquement sélectionnés par la ligne HLT2 biaisée. Durant l'été 2011, la configuration du système de déclenchement a évolué. Le taux de rétention de la ligne HLT2 non biaisée a été diminué d'un facteur 5. Ceci est pris en compte dans l'acceptance temporelle en pondérant les événements de cette ligne. On peut alors extraire l'acceptance temporelle du signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ en utilisant la technique des `sPlots` [57]. Cette acceptation est représentée par la figure 4.1.

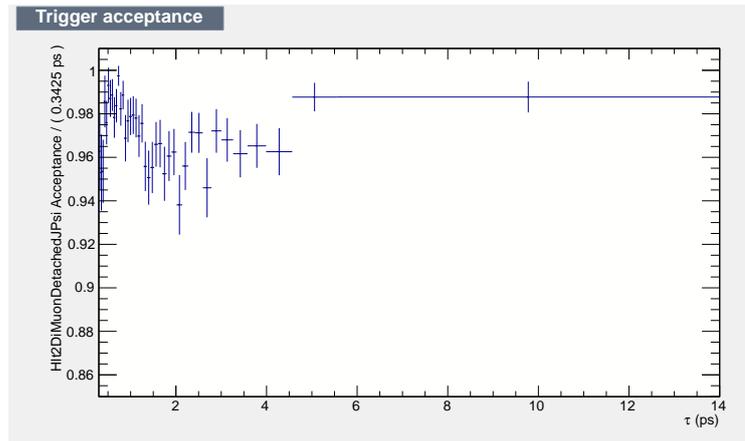


FIGURE 4.1: Acceptance temporelle induite par le système de déclenchement [56], obtenue par la méthode de superposition.

4.1.2 Stripping

Afin de reconstruire uniquement des événements contenant des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ parmi les données enregistrées, une présélection ou étape de stripping est appliquée. Seuls les candidats passant les coupures définies dans cette section sont analysés. Ces coupures ont été définies en utilisant la simulation Monte Carlo. Dans la version de stripping 17, nous utilisons la ligne $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dite biaisée. Dans la suite, nous détaillons les coupures de cette ligne.

La première étape est la reconstruction d'un candidat J/ψ en 2 muons. Pour cela, les particules filles doivent être identifiées comme des muons ayant une bonne qualité de trace comme définie dans la section 2.3.4 et d'impulsion minimale 500 MeV/c. Ensuite ces muons doivent être suffisamment proches pour former un vertex de bonne qualité. Leur masse invariante doit alors être dans une fenêtre de masse de 80 MeV/c² autour de la masse du méson J/ψ .

Après avoir sélectionné un candidat J/ψ , la ligne de stripping identifie des kaons ayant une bonne qualité de trace et dont la masse invariante est dans l'intervalle de masse [980; 1050] MeV/c². Le méson ϕ reconstruit doit avoir une impulsion supérieure à 500 MeV/c ainsi qu'une bonne qualité de vertex.

Puis la masse invariante des mésons J/ψ et ϕ est calculée. Si celle-ci est dans l'intervalle [5200; 5550] MeV/c² et si l'ajustement pour positionner son vertex a une bonne qualité, alors on associe cette désintégration à un candidat $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Tous ces critères sont résumés dans le tableau 4.1.

Lorsqu'aucune autre sélection n'est appliquée, un ajustement sur la masse des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ donne 25 954 signaux¹ pour un rapport du nombre de bruit de fond sur le nombre de signal de $B/S = 1.70$ dans 1 fb⁻¹ de données. Ces paramètres sont extraits dans l'intervalle de masse [5345; 5387] MeV/c², soit 3 écarts standards autour de la masse du méson B_s^0 .

4.2 Sélection standard

Après avoir présélectionné les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, il faut réduire le taux de bruit polluant l'échantillon. Par conséquent, une dernière sélection est appliquée. Dans cette section, nous présentons cette sélection avec dans un premier temps la définition des coupures puis le nombre d'événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sélectionnés dans les données 2011.

4.2.1 Définition des coupures

La sélection finale a été optimisée sur la simulation Monte Carlo [61] puis vérifiée dans les données [62]. Cette sélection est basée sur une succession de coupures

1. Dans la suite, on ne pourra pas comparer directement ce nombre avec les nombres de candidats après sélection puisque ces derniers seront extraits d'ajustement tenant compte de la masse et du temps propre. Vu le bruit de fond présent au stade de la présélection, un tel ajustement n'a pas été possible.

Paramètres	Coupires
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$	> 0
$\chi_{track}^2/nDoF(\mu)$	< 5
$\min(p_T(\mu^+), p_T(\mu^-))$	$> 0.5 \text{ GeV}/c$
$\chi_{vtx}^2(J/\psi)$	< 16
$ M(\mu^+\mu^-) - M(J/\psi) $	$< 80 \text{ MeV}/c^2$
DOCA χ^2	< 20
$\phi \rightarrow K^+K^-$	
$\chi_{track}^2/nDoF(K)$	< 4
$\Delta LL_{K\pi}$	> -2
$p_T(K)$	> 0
$p_T(\phi)$	$> 0.5 \text{ GeV}/c$
$M(\phi)$	$[980; 1050] \text{ MeV}/c^2$
$\chi_{vtx}^2/nDoF(\phi)$	< 16
$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	
$M(B_s^0)$	$[5200; 5550] \text{ MeV}/c^2$
$\chi_{vtx}^2/nDoF(B_s^0)$	< 10
$t(B_s^0)$	$> 0.2 \text{ ps}$

TABLE 4.1: Coupures appliquées par la ligne de stripping $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ biaisée. DOCA représente la distance de plus courte approche entre les 2 muons. L'identification des particules $\Delta \ln \mathcal{L}_{(\mu,K)\pi}$ est définie dans la section 2.4.4.

définies de manière à optimiser la signification $S/\sqrt{S+B}$, avec S et B respectivement les quantités de signal et de bruit de fond.

De nouvelles coupures sont appliquées sur les candidats sélectionnés par la ligne de stripping. Tout d'abord, le critère sur la qualité de trace des muons est réduit de 5 à 4. Puis la fenêtre autorisée pour la masse invariante des 2 muons est réduite à $60 \text{ MeV}/c^2$, soit environ 5 écarts standard de la résolution sur la masse des mésons J/ψ . Ensuite une meilleure identification des kaons est requise. La fenêtre de leur masse invariante est aussi réduite.

La position du vertex primaire du méson B_s^0 est recalculée via un ajustement dans lequel les traces des muons et kaons issus du B_s^0 sont ôtées [63]. Si cet ajustement n'est pas effectué, la détermination du temps propre des mésons pourrait être biaisée. Des coupures sur la qualité de cet ajustement sont requises comme résumées dans le tableau 4.2 avec la variable $DTF\chi_{vtx}^2/nDoF$. Les traces correspondant à des clones² sont supprimées. Enfin une coupure sur le temps propre des mésons B_s^0 est imposée afin de réduire la composante de bruit de fond à faible temps de vie. Cette coupure diffère de celle appliquée au niveau du stripping $t > 0.2 \text{ ps}$. Ces coupures sont listées dans le tableau 4.2.

2. Lorsque l'algorithme de reconstruction donne plusieurs traces pour les mêmes impacts, on parle alors de clone.

Paramètres	Coupages
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	
$\max(\chi_{\text{track}}^2/\text{nDoF}(\mu))$	< 4
$ M(\mu^+ \mu^-) - M(J/\psi) $	$< 60 \text{ MeV}/c^2$
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> 0
$M(\phi)$	$[1013.46, 1025.46] \text{ MeV}/c^2$
$B_s \rightarrow J/\psi \phi$	
$DTF \chi_{\text{vtx}}^2/\text{nDoF}$	$< 5 \text{ and } > 0$
$\chi^2/\text{nDoF} (\text{IP})$	< 25
$MIN IP \chi^2 \text{ NEXT BEST}$ (si plusieurs PV)	> 50
$klClone$	$= 0$
$t(B_s^0)$	$> 0.3 \text{ ps}$

TABLE 4.2: Coupures appliquées par la sélection standard. L'identification des kaons $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ est définie dans la section 2.4.4.

Après cette sélection, plusieurs candidats pour un même évènement peuvent subsister. On dénombre en moyenne 1.10 candidats par évènement. Or vu le rapport de branchement des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, il apparaît peu probable que 2 désintégrations aient lieu lors d'une collision. Par conséquent, seul le candidat étant le mieux reconstruit, donc ayant la meilleure qualité lors de l'ajustement sur toute la désintégration est conservé [63].

4.2.2 Impact dans les données

Un ajustement sur la masse et le temps propre des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ permet d'obtenir le nombre de signal $S = 21\,179 \pm 153$. Les projections de cet ajustement sur la masse et le temps propre sont présentées sur les figures 4.2. On peut alors calculer la signification correspondant au rapport entre le nombre de signal et son incertitude : $Significance = 138$. La signification est inversement proportionnelle à l'incertitude statistique sur la mesure de la phase ϕ_s .

Entre la préselection et la sélection standard, 18% des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ ont été supprimés. On peut alors se demander si cette sélection standard est optimale ou si on peut développer une autre sélection basée sur une analyse multivariée qui permettrait de conserver plus de signal ainsi qu'un niveau raisonnable de bruit de fond.

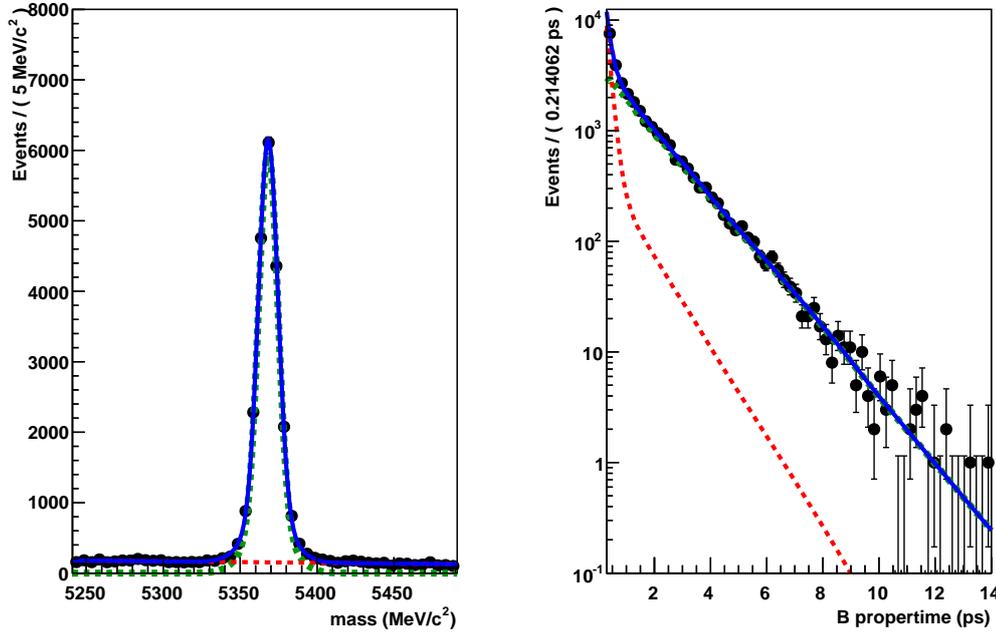


FIGURE 4.2: Ajustement sur la masse et le temps propre des candidats passant la sélection standard. Le nombre de signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est $21\,179 \pm 153$. La projection sur la masse est à la même échelle que la figure 4.11 afin de faciliter la comparaison. L'ajustement total correspond à la ligne bleue tandis que les composantes du signal et de bruit sont respectivement en vert et rouge. Ces résultats ne sont pas officiels.

4.3 Sélection alternative

Durant cette thèse, nous avons développé une sélection alternative multivariable, appliquée après les présélections définies dans la section 4.1. Dans un premier temps, nous présentons le logiciel TMVA ainsi que l'algorithme d'arbres de décision boostés. Puis nous exposons la démarche suivie avec les variables utilisées. Ensuite nous définissons le critère optimal pour mesurer ϕ_s .

4.3.1 Principe : TMVA et Arbres de décision boostés

La librairie *Toolkit for Multivariate Analysis* (TMVA) [64] permet l'utilisation de différents algorithmes de classification multivariable. Ces techniques s'appuient sur des algorithmes d'apprentissage, entraînés sur des événements dont les caractéristiques de signal et de bruit de fond sont connues. Elles exploitent aussi les corrélations entre les variables. Cela permet de déterminer une fonction capable de cartographier l'espace multivariable. Dans le cadre de cette thèse, nous avons décidé d'utiliser des arbres de décision boostés.

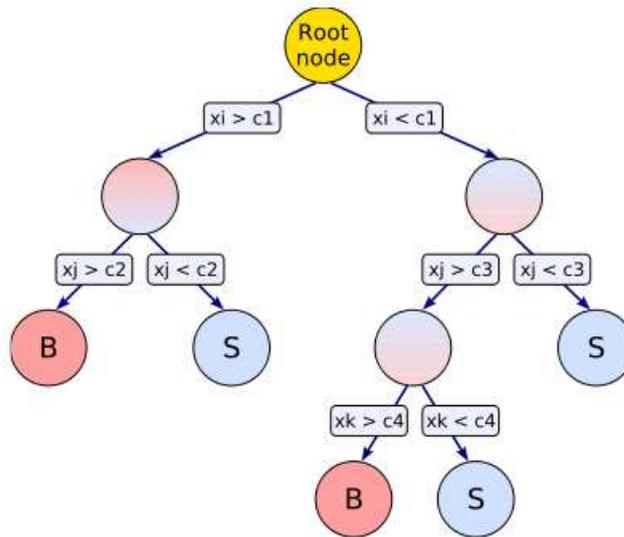


FIGURE 4.3: Définition d'un arbre de décision. Le signal correspond aux branches bleues, tandis que le bruit est défini par les branches rouges.

Un arbre de décision boosté est un algorithme ayant une structure binaire. À partir d'un ensemble de variables discriminantes, un arbre de décision catégorise un évènement comme signal ou bruit de fond. Cette technique nécessite une phase d'apprentissage ou d'entraînement sur des échantillons représentatifs de la réalité.

À partir des échantillons de signal et de bruit de fond, l'arbre de décision calcule la séparation correspondant à chaque variable discriminante. Puis pour la variable ayant la plus grande séparation, l'algorithme détermine la coupure optimisant la significane $S/\sqrt{S+B}$. Après cette coupure, l'arbre dispose de 2 branches : une avec majoritairement du signal définie par une pureté $p = S/(S+B) > 0.5$, et l'autre avec principalement du bruit $p < 0.5$. Ensuite pour chaque feuille, l'algorithme calcule la variable la plus discriminante ainsi que sa coupure optimale. L'arbre peut utiliser plusieurs fois la même variable. L'arbre contient alors 4 branches dont 2 sont majoritairement constituées de signal tandis que les 2 autres correspondent principalement à du bruit de fond. On répète l'algorithme de manière récursive jusqu'à atteindre les limites de l'arbre. Ces limites correspondent au nombre d'évènements minimal définissant une branche ainsi qu'à la profondeur de l'arbre c'est-à-dire le nombre de coupures successives. Le principe de l'arbre de décision est résumé par la figure 4.3 [64].

Lorsque l'algorithme s'arrête, l'espace multivariable est alors divisé en plusieurs régions étiquetées comme signal ou bruit. Cependant certains évènements peuvent être mal classifiés. Afin de mieux les traiter, on utilise un algorithme de boosting : l'adaBoost [65]. Techniquement un poids w_i est attribué aux évènements mal

classés. Le taux de mauvaise identification pour l'arbre T_k est alors défini par :

$$\epsilon_k = \frac{\sum_{i=1}^N w_i \times \text{isMisclassified}_k(i)}{\sum_{i=1}^N w_i^k}, \quad (4.1)$$

avec w_i le poids de l'évènement i , et isMisclassified la variable catégorisant l'évènement donc égal à 1 si celui-ci est mal classé. Pour le premier arbre, les évènements ont tous le même poids : $1/(\text{Nombre candidats})$. Le poids du boost de l'arbre T_k est défini par :

$$\alpha_k = \beta \times \ln\left(\frac{1 - \epsilon_k}{\epsilon_k}\right), \quad (4.2)$$

avec β un paramètre de l'algorithme caractérisant la rapidité de la correction. L'arbre suivant T_{k+1} tient compte de ces poids en pondérant les évènements mal classés par :

$$w_i^{k+1} = w_i^k \times e^{\alpha_k}. \quad (4.3)$$

À chaque nouvel arbre disposant d'une nouvelle pondération, on calcule une constante de renormalisation afin de considérer le même nombre d'évènements durant tout l'algorithme. Le boost appliqué sur les N arbres composant l'algorithme pour l'évènement i est :

$$T(i) = \frac{1}{\sum_{k=1}^N \alpha_k} \sum_{k=1}^N \alpha_k T_k(i). \quad (4.4)$$

Au final, le taux de mauvais identification est réduit [66].

4.3.2 Démarche pour définir la sélection alternative

Dans la suite, nous définissons une sélection basée sur une analyse multivariée minimisant l'incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s tout en gardant sous contrôle les incertitudes systématiques.

Pour cela, nous utilisons un algorithme d'arbres de décisions boostés disposant de 40 arbres, 20 évènements au minimum pour former une branche, 8 coupures successives pour créer une branche, et un paramètre d'adaBoost $\beta = 0.25$. La première étape de cette sélection multivariée est l'entraînement des arbres de décision boostés sur du signal et du bruit de fond. Pour le signal, on utilise la simulation Monte Carlo MC11a, avec uniquement des vraies désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Pour le bruit de fond, on utilise les données accumulées par LHCb, plus précisément des intervalles de masse inutilisés lors de l'extraction de la phase ϕ_s , dans lesquels il ne doit y avoir que du bruit : $[5200; 5241]$ et $[5491; 5550]$ MeV/ c^2 . L'asymétrie de ces intervalles n'a pas d'impact significatif. Les échantillons de signal et de bruit de fond sont respectivement constitués de 128 000 et 67 000 évènements, après application des critères de sélection du système de déclenchement et du stripping. Après avoir créé l'algorithme, il faut le tester. Pour cela, des échantillons similaires aux précédents mais non identiques sont utilisés. L'algorithme renvoie la distribution d'une variable BDT.

La seconde étape est l'optimisation de la coupure sur la variable BDT permettant d'obtenir la meilleure incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s . Cela est présenté dans la section 4.3.4.

Puis il faut étudier l'impact de cette sélection sur la simulation Monte Carlo. Dans un premier temps nous nous intéressons aux potentiels biais introduits dans les distributions angulaires et temporelles du signal, puis aux effets de cette sélection sur le bruit de fond $B \rightarrow J/\psi X$.

Nous finissons ce chapitre en appliquant cette sélection sur les données accumulées par le détecteur LHCb en 2011, et concluons sur ses améliorations par rapport à la sélection standard.

4.3.3 Variables utilisées

Les variables de l'algorithme d'arbres de décision boostés ne doivent pas être des observables de la mesure de ϕ_s , car ces dernières sont déjà utilisées de façon optimale dans l'ajustement par la méthode de vraisemblance événement par événement. On utilise alors les variables présentes dans la sélection standard ainsi que quelques autres dont les distributions permettent de différencier le signal du bruit de fond comme le montrent les figures 4.4 et 4.5. Parmi ces variables, on note l'utilisation de la signification de la distance de vol du méson B_s^0 , son paramètre d'impact ainsi que sa signification, mais aussi le cosinus de l'angle entre la direction du méson B_s^0 et la distance entre le vertex primaire et le vertex de désintégration. Ces variables biaisent la distribution du temps de vie des mésons B_s^0 comme nous le verrons dans la section suivante. Toutes les variables utilisées sont définies dans le tableau 4.3, présentant aussi leur pouvoir de séparation avant les coupures appliquées par l'algorithme.

Durant cette thèse, un algorithme d'arbres de décision boostés n'utilisant que des variables non corrélés avec le temps de vie des mésons B_s^0 a aussi été développé [67]. Étant donné que les performances de cet algorithme sont inférieures à celles de l'algorithme utilisant des variables dépendant du temps de vie des B_s^0 , nous choisissons de présenter uniquement ce dernier.

Dans cet algorithme, nous ne pouvons pas utiliser les impulsions transverses des muons et kaons bien qu'étant très discriminantes. En effet ces variables affectent de manière significative les distributions angulaires. Par exemple, leur utilisation dans un algorithme similaire crée des distorsions angulaires de l'ordre de 30% au lieu de 2% dans la sélection standard [68]. Leur correction engendrerait une incertitude systématique trop importante.

L'algorithme exploite les corrélations entre les variables. Celles-ci sont indiquées sur les figures 4.6. Pour le signal, les principales corrélations sont logiquement entre les impulsions transverses du méson B_s^0 et de ses filles $J/\psi, \phi$ ainsi qu'entre le paramètre d'impact du méson B_s^0 et sa signification. Pour le bruit, les mêmes corrélations sont observées à l'exception de la corrélation avec l'impulsion transverse du

Classement	Variables	Séparation (%)
1	$p_T(\phi)$	58.58
2	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K^-\pi}$	57.58
3	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K^+\pi}$	56.86
4	B_s^0 DTF $\chi^2/ndof$	35.86
5	B_s^0 Flight distance χ^2	29.02
6	B_s^0 χ_{vtx}^2	26.44
7	K^- TRACK $\chi^2/ndof$	23.70
8	K^+ TRACK $\chi^2/ndof$	22.35
9	$p_T(B_s^0)$	21.13
10	B_s^0 IP	20.15
11	B_s^0 DIRA	19.05
12	B_s^0 $minIP\chi^2$	16.69
13	μ^- TRACK $\chi^2/ndof$	10.01
14	μ^+ TRACK $\chi^2/ndof$	9.562
15	$p_T(J/\psi)$	4.655
16	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu^-\pi}$	3.181
17	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu^+\pi}$	3.146
18	J/ψ χ_{vtx}^2	1.106
19	ϕ χ_{vtx}^2	0.6020

TABLE 4.3: Variables utilisées dans l’algorithme d’arbres de décision boostés, avec leur classement en fonction de leur pouvoir de séparation avant de débiter l’algorithme. La séparation est définie par $\langle S^2 \rangle = \frac{1}{2} \int \frac{(pdf_S(y) - pdf_B(y))^2}{pdf_S(y) + pdf_B(y)} dy$, avec pdf_S et pdf_B les fonctions de densité de probabilité du signal et du bruit de fond. La variable IP correspond au paramètre d’impact, DTF $\chi^2/ndof$ à la qualité de l’ajustement sur la désintégration, DIRA au cosinus de l’angle formé par l’impulsion de la particule et sa direction.

méson ϕ . Cela est dû au fait que le principal bruit restant après la coupure $t > 0.3ps$ correspond aux désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$.

Après l’entraînement de l’algorithme, l’importance de chaque variable est calculée. Celle-ci tient compte du pouvoir de séparation de chaque coupure pondérée par le poids de l’arbre. Les variables les plus importantes sont alors l’identification des kaons, l’impulsion transverse du méson ϕ ainsi que la qualité de l’ajustement du vertex permettant de reconstruire le méson B_s^0 . L’importance de toutes les variables est reportée dans le tableau 4.4. On peut noter que même si certaines variables semblent peu utilisées, elles peuvent néanmoins avoir une contribution non négligeable dans certaines zones de l’espace multivariable.

L’algorithme étant construit avec toutes ces variables, on peut alors définir la coupure optimale sur la variable BDT pour la mesure de ϕ_s .

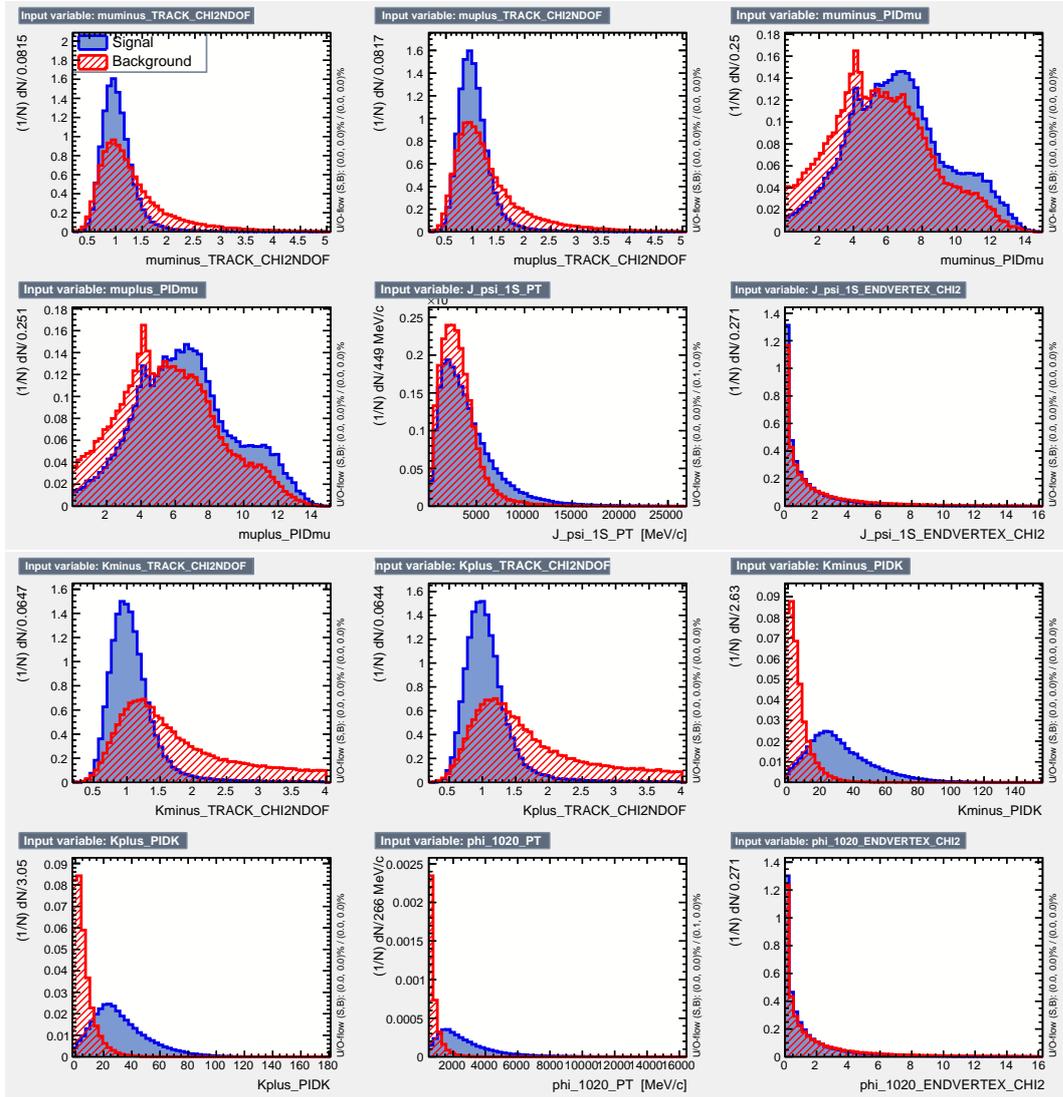


FIGURE 4.4: Distributions des variables utilisées dans l’algorithme d’arbres de décision boostés. Le signal MC11a $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ correspond aux distributions en bleu, tandis que le rouge décrit le bruit issu des intervalles de masses $[5200;5241]$ et $[5491;5550]$ MeV/c^2 des données 2011.

4.3.4 Définition de la coupure optimale

L’algorithme renvoie une variable BDT distribuée entre -1 et 1 . Plus cette variable est proche de 1 , plus la probabilité de l’évènement d’être du signal est grande. Au contraire, lorsque cette variable est proche de -1 , l’évènement a une probabilité importante de correspondre à du bruit. Cela est illustré par la figure 4.7.

À partir de cette réponse de l’algorithme, deux stratégies sont possibles. La première consiste à déterminer la coupure optimale minimisant les incertitudes statis-

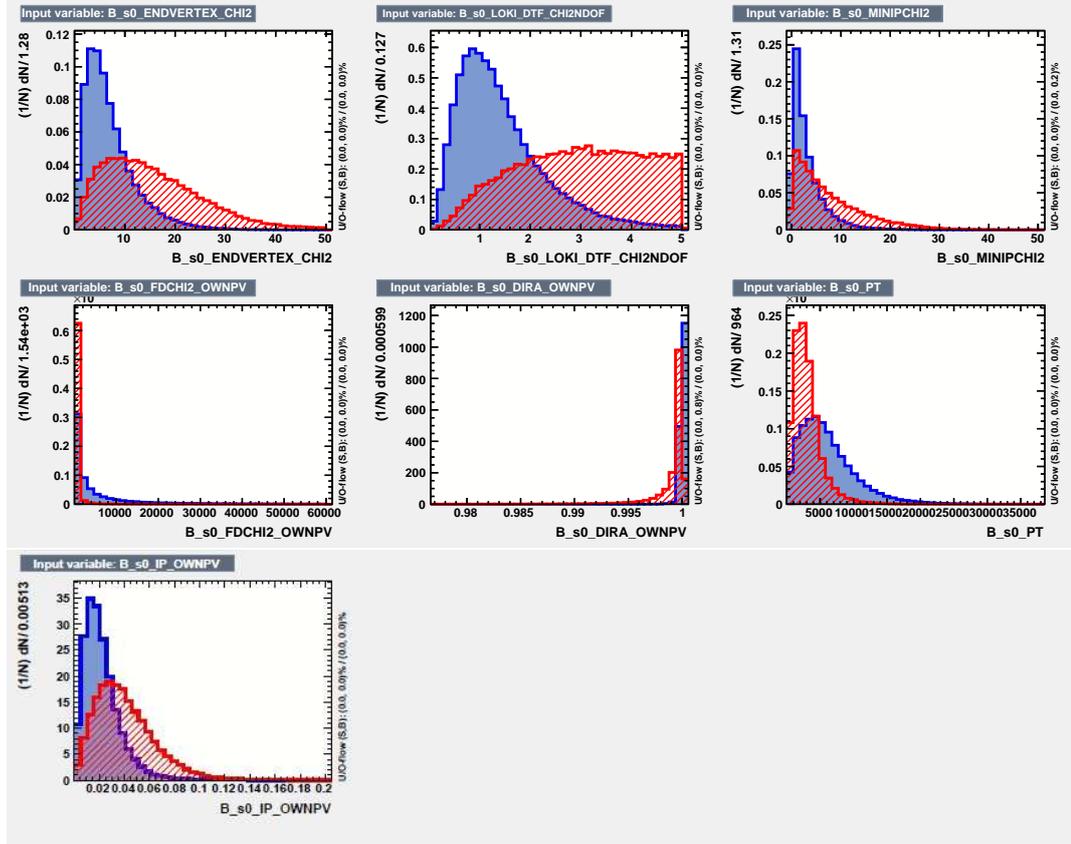


FIGURE 4.5: Distributions des variables utilisées dans l'algorithme d'arbres de décision boostés. Le signal MC11a $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ correspond aux distributions en bleu, tandis que le rouge décrit le bruit issu des intervalles de masses $[5200; 5241]$ et $[5491; 5550]$ MeV/c^2 des données 2011.

tiques et systématiques sur la mesure de ϕ_s . Une autre démarche serait de ne pas supprimer d'évènement, mais de leur attribuer un poids décrivant leur probabilité d'être du signal. Cette seconde approche nécessite un changement dans l'ajustement global afin que celui-ci prenne en compte ces poids. Par conséquent, seule la première stratégie a été étudiée.

La coupure optimale sur la distribution BDT doit minimiser l'incertitude statistique sur ϕ_s . Pour cela, on utilise le paramètre Q inversement proportionnel à l'incertitude statistique sur ϕ_s défini dans [69] :

$$Q = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \sum_{i=1}^S (1 - 2\omega_i)^2 \exp^{-(\Delta m_s(\sigma_i)_i)^2}, \quad (4.5)$$

avec S et B les nombres respectifs de signal et de bruit de fond, ω_i la fraction de mauvais étiquetage par évènement définie dans la section 6, Δm_s la fréquence d'oscillation des mésons B_s^0 et σ_{ti} l'incertitude sur le temps propre. Cette optimisation se

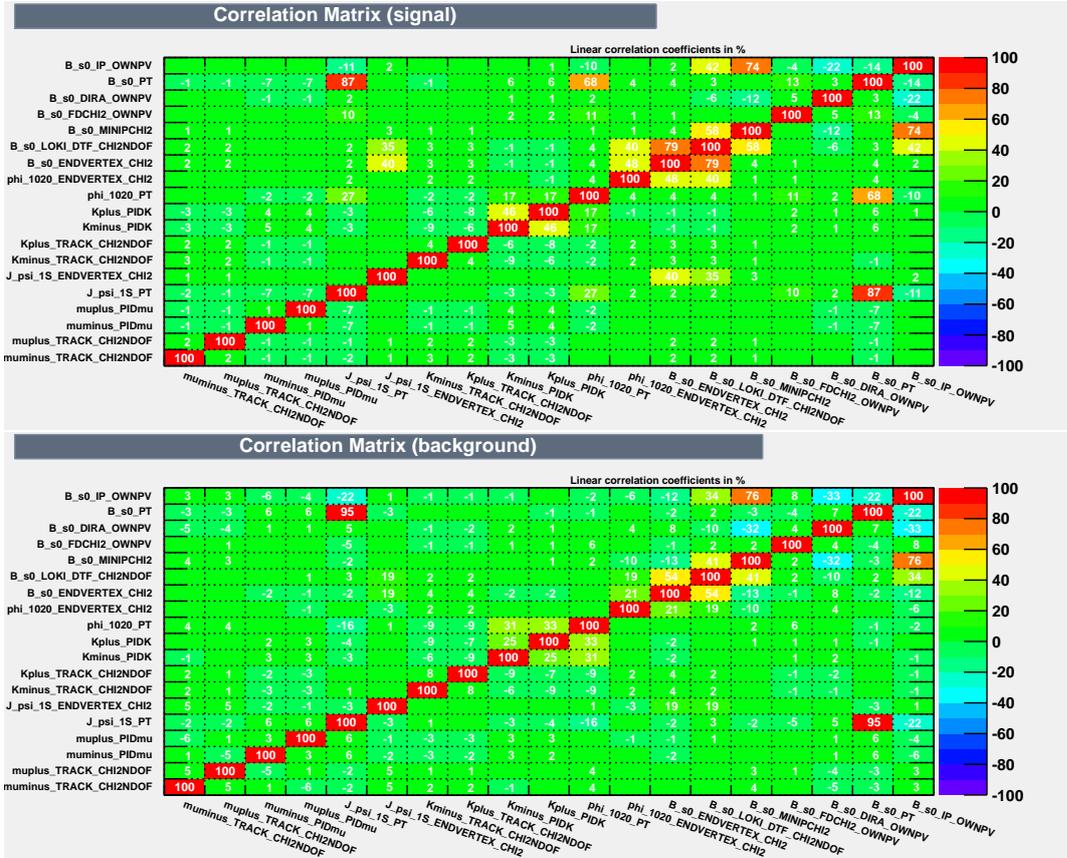


FIGURE 4.6: Correlation entre les variables en entrée du BDT : en haut pour le signal, en bas pour le bruit de fond.

traduit par le fait que la sélection de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ne doit pas seulement ajouter des évènements de signal et réduire le bruit de fond, mais aussi que ce signal ajouté doit avoir une bonne qualité d'étiquetage et une faible incertitude temporelle.

Cette optimisation est effectuée sur les échantillons de test pour le signal et le bruit de fond. Ceux-ci sont mis à l'échelle, c'est-à-dire que les nombres de signal de la simulation et de bruit sont pondérés pour correspondre au nombre de candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et de bruit après la présélection. Puis pour chaque valeur de la distribution BDT, on calcule les quantités de signal et de bruit de fond restant ainsi que les dilutions dues à l'étiquetage et à la résolution temporelle. La distribution du paramètre Q est représentée par le graphique 4.8 en fonction de la réponse de l'algorithme.

La coupure optimale correspond à la valeur de BDT maximisant la variable Q . Cependant, pour ne pas souffrir des fluctuations statistiques, nous choisissons la plus petite valeur de la variable BDT dont le paramètre Q est statistiquement compatible avec le maximum. La coupure optimale est alors $BDT > 0.07$.

Classement	Variabes	Importances (%)
1	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K^-\pi}$	24.01
2	$p_t(\phi)$	16.94
3	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K^+\pi}$	16.49
4	$K^- \text{TRACK} \chi^2 / ndof$	9.205
5	$B_s^0 \chi_{vtx}^2$	6.775
6	$B_s^0 \text{DTF} \chi^2 / ndof$	5.202
7	$K^+ \text{TRACK} \chi^2 / ndof$	4.572
8	$B_s^0 \text{Flight Distance} \chi^2$	4.508
9	$p_T(B_s^0)$	2.524
10	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu^-\pi}$	1.930
11	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu^+\pi}$	1.827
12	$p_T(J/\psi)$	1.440
13	$B_s^0 \text{IP}$	1.298
14	$\mu^- \text{TRACK} \chi^2 / ndof$	1.064
15	$\phi \chi_{vtx}^2$	0.9554
16	$J/\psi \chi_{vtx}^2$	0.4672
17	$\mu^+ \text{TRACK} \chi^2 / ndof$	0.4166
18	$B_s^0 \text{IP} \chi^2$	0.3609
19	$B_s^0 \text{DIRA}$	0.01375

TABLE 4.4: Classement de l'importance des variables définissant le BDT.

Dans la suite, nous détaillons l'impact de cette coupure sur la simulation Monte Carlo.

4.4 Impact du BDT dans la simulation Monte Carlo

Dans cette section, nous décrivons l'impact de la coupure sur la variable BDT dans la simulation Monte Carlo. La sélection multivariée retient $(96.9 \pm 0.1)\%$ du signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ passant les étapes de présélection, tandis que la sélection standard ne conserve que $(74.3 \pm 0.1)\%$. L'algorithme ajoute ainsi 22.6% de signal dans la simulation par rapport à la sélection standard. Dans la suite, nous étudions les distributions angulaires et temporelle du signal, puis l'impact sur le bruit de fond $B \rightarrow J/\psi X$.

4.4.1 Distributions angulaires et temporelle du signal

L'étude des distributions angulaires et temporelle du signal est effectuée sur un échantillon de signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ de la simulation MC11a n'ayant pas servi à l'entraînement de l'algorithme d'arbres de décision boostés.

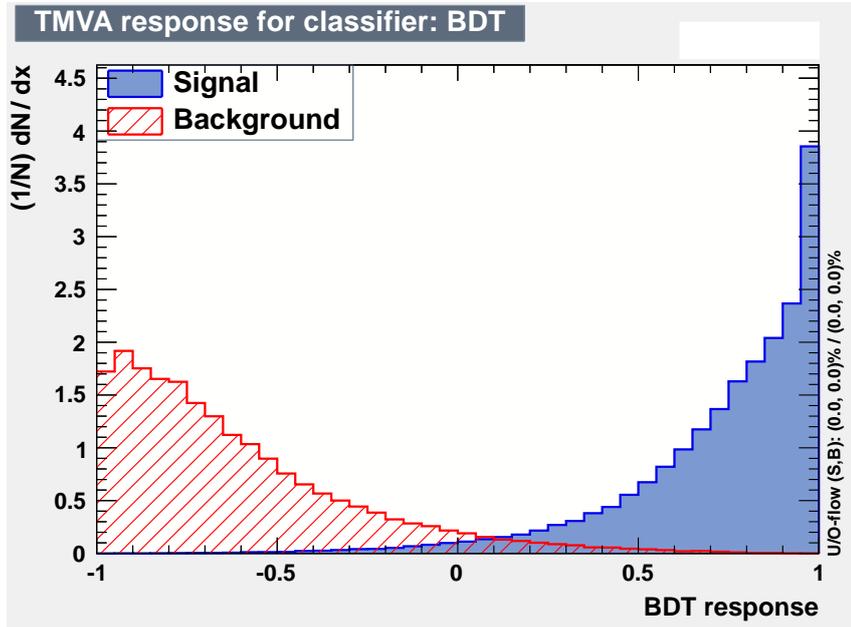


FIGURE 4.7: Réponse de l’algorithme d’arbres de décision boostés. Les proportions de bruit et de signal sont normalisées. Le signal en bleu correspond aux événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ de la simulation MC11a tandis que le bruit de fond en rouge est issu des intervalles de masses $[5200;5241]$ et $[5491;5550]$ MeV/c^2 des données 2011.

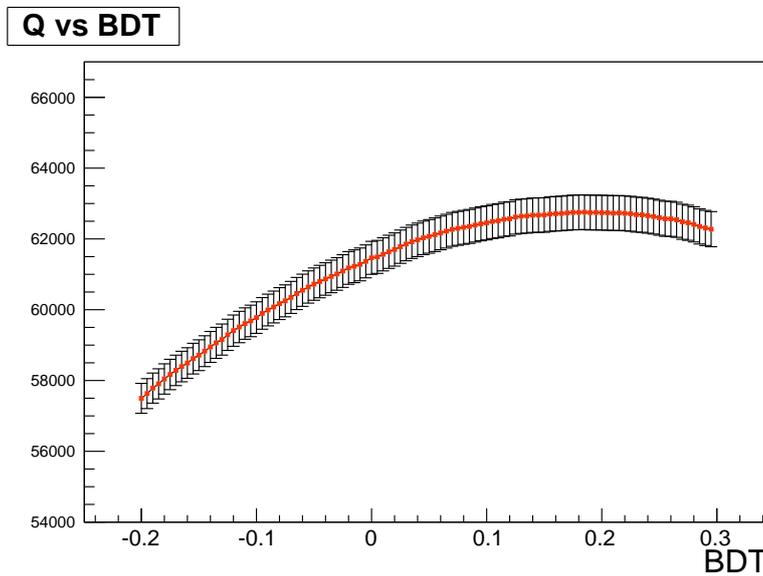


FIGURE 4.8: Distribution du paramètre Q en fonction de la réponse de l’algorithme.

Acceptances angulaires

Pour évaluer les distorsions angulaires induites par la coupure sur la distribution du BDT, nous suivons la procédure décrite dans le chapitre 5. Dans ce chapitre,

Fonctions angulaires f_x	Poids associés au BDT
f_1	0.9863 ± 0.0033
f_2	1.0186 ± 0.0040
f_3	1.0216 ± 0.0042
f_4	-0.0032 ± 0.0029
f_5	0.0002 ± 0.0019
f_6	0.0005 ± 0.0018
f_7	0.9962 ± 0.0034
f_8	-0.0027 ± 0.0027
f_9	-0.0009 ± 0.0025
f_{10}	-0.0077 ± 0.0054

TABLE 4.5: Poids associés aux fonctions angulaires corrigeant les biais induits par la sélection BDT.

nous verrons que la reconstruction ainsi que la sélection standard créent un biais de l'ordre de 3% sur les acceptances angulaires. Pour la sélection multivariée, nous calculons les acceptances angulaires puis ajustons des polynômes de Legendre [70] comme expliqué dans la section 5.3.1. Les projections de ces ajustements sur chacun des 3 angles correspondent à la figure 4.9. Lors de l'ajustement global, la correction de ces acceptances est assurée par des poids, dont la définition est donnée dans le chapitre 5. Les poids associés aux fonctions angulaires f_1, f_2, f_3, f_7 définies dans le tableau 1.2 doivent être égaux à 1, et $f_4, f_5, f_6, f_8, f_9, f_{10}$ à 0. Or les poids correspondant à la sélection multivariée listés dans le tableau 4.5 présentent des différences inférieures à 2%. Par conséquent, les distorsions engendrées par la coupure sur le BDT sont d'ordre similaire à celles de la sélection standard, donc les incertitudes systématiques dues aux acceptances angulaires sont du même ordre de grandeur.

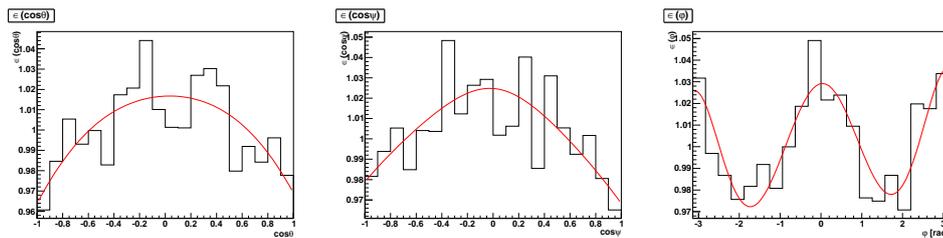


FIGURE 4.9: Projections des acceptances angulaires créées par la sélection BDT ainsi que de l'ajustement des polynômes de Legendre sur $\cos\theta$, φ , $\cos\psi$ respectivement.

Acceptance temporelle

La sélection standard ne biaise pas la distribution temporelle. Or dans le BDT, nous avons choisi d'utiliser des variables corrélées avec le temps propre des can-

didats B_s^0 . Par conséquent, la distribution temporelle nécessite une correction. On définit l'acceptance temporelle comme le rapport entre la distribution temporelle des évènements passant la sélection multivariée divisée par la distribution temporelle des candidats après la sélection standard. Seuls les évènements identifiés comme du signal par la technique des sPlots [57] sont utilisés. On obtient alors l'acceptance de la figure 4.10 (haut), présentant un biais à faible temps de vie.

Comme nous l'avons vu dans la section 4.1.1, les lignes du système de déclenchement utilisées pour extraire la phase ϕ_s affectent aussi la distribution temporelle. Pour combiner ces 2 effets, on multiplie l'acceptance du système de déclenchement de la figure 4.1 avec celle de la sélection multivariée. L'acceptance temporelle finale est représentée par la figure 4.10 (bas).

Pour estimer l'incertitude systématique reliée à cette correction temporelle, on peut ajuster un polynôme sur l'acceptance finale. Puis en faisant varier de 5% ses paramètres, on peut utiliser cette paramétrisation lors de l'extraction de la phase ϕ_s . La différence entre cette mesure de ϕ_s et celle obtenue en utilisant l'histogramme de la figure 4.10 correspond à l'incertitude systématique de cette correction. Au stade de notre étude, seule une proposition d'estimation de cette incertitude a été effectuée.

4.4.2 Bruit $B \rightarrow J/\psi X$

Dans la suite, nous nous intéressons à la contamination du bruit de fond dans la sélection multivariée. Puisque la présélection est basée sur la reconstruction de candidats $B \rightarrow J/\psi X$, nous étudions des échantillons d'évènements simulés $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B^+ \rightarrow J/\psi X$, mais aussi $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Nous utilisons la catégorisation du bruit de fond de la simulation dans LHCb. La catégorie "fantôme" définit les évènements dont au moins une trace correspond à une combinaison fortuite d'impacts. La catégorie "Vertex Primaire" décrit les évènements dont au moins une trace provient du vertex primaire. La catégorie " ≥ 2 collisions" identifie les candidats dont les particules dans l'état final sont issues d'au moins 2 collisions différentes.

Candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ mal reconstruits

Le premier échantillon étudié correspond aux évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ simulés mais mal reconstruits. On s'intéresse alors aux catégories les plus peuplées, c'est-à-dire les catégories "fantômes" et "Vertex Primaire" déjà explicitées, mais aussi aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dont les photons rayonnés n'ont pas été reconstruits. Cette dernière classification peut être considérée comme du signal. Le nombre de candidats issus de ces catégories et passant les sélections multivariée et standard sont donnés dans la table 4.6. On peut alors noter que la sélection multivariée ajoute du signal par rapport à la sélection standard, mais aussi du bruit de fond. Cependant, ce bruit de fond ajouté est identifiable et modélisable.

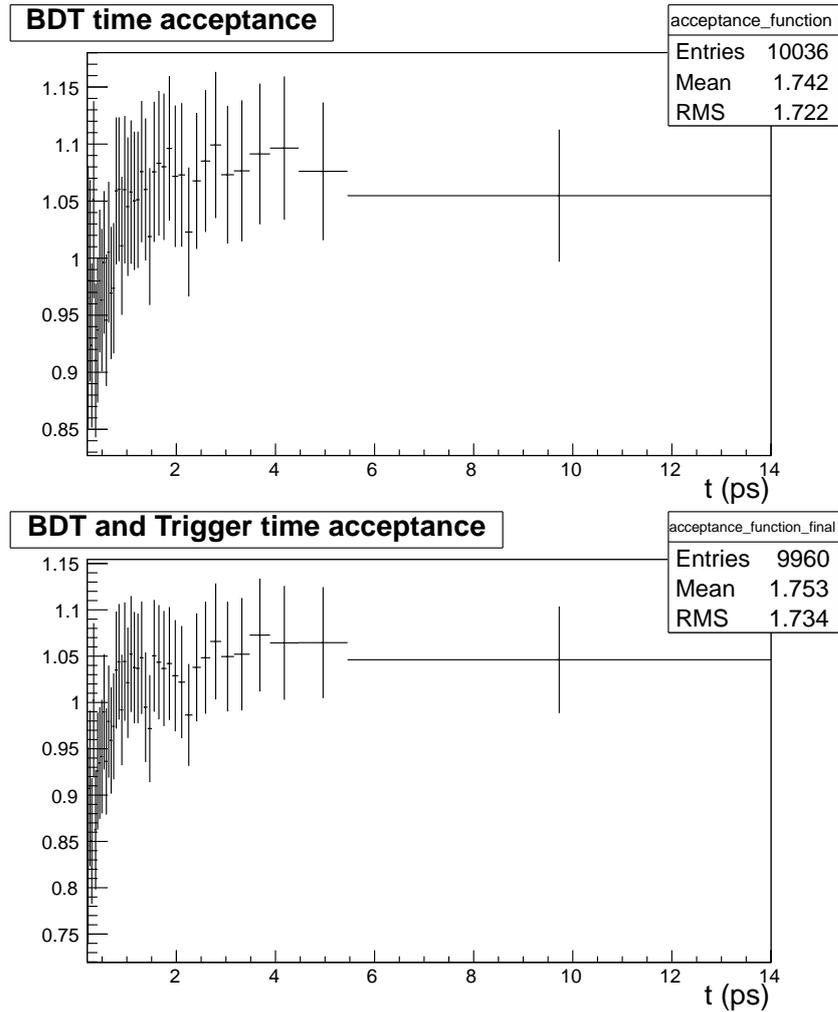


FIGURE 4.10: Acceptances temporelles des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ extraits à l'aide des sPlots. En haut : acceptance temporelle due au BDT, en bas : acceptance temporelle combinée du BDT et du système de déclenchement. Certains bins de ces 2 acceptances sont supérieurs à 1 du fait de la statistique finie, mais restent compatible avec 1.

Les distributions de masses, temps propres et des angles sont présentées dans l'appendice A. Les candidats issus de la catégorie "Vertex Primaire" présente une distribution de masse invariante $\mu^+\mu^-K^+K^-$ plate. Ses distributions angulaires sont suffisamment plates pour être absorbées par la paramétrisation du bruit combinatoire. Ce bruit n'est pas dangereux pour la mesure de ϕ_s .

Les candidats de la catégorie "Fantômes" sont absorbés par la modélisation du signal. En effet, ils présentent des pics au niveau des masses des mésons B_s^0 , J/ψ et ϕ . Le pic de masse du méson B_s^0 est plus large que celui des vrais signaux. Cela est

Catégorie de bruit	BDT	Sélection standard
γ rayonnés non reconstruits	10320	7168
Fantômes	9061	6774
Vertex Primaire	1873	546

TABLE 4.6: Nombre de candidats passant la sélection multivariée (BDT) et la sélection standard pour différentes catégories de bruit dans l'échantillon d'évènements simulés $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Catégorie de bruit	BDT	Sélection standard
Réflexions	1708	321
Fantômes	667	173
Vertex primaire	2211	644
≥ 2 collisions	335	48

TABLE 4.7: Nombre de candidats passant la sélection multivariée (BDT) et la sélection standard pour différentes catégories de bruit dans l'échantillon d'évènements simulés $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

pris en compte en ajustant la somme de 2 gaussiennes sur ce pic de masse. Ce bruit a des distributions angulaires et temporelle similaires à celles du signal.

Bruits provenant des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Parmi les désintégrations simulées $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, certains candidats reconstruits passent les sélections de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Les plus importantes contributions proviennent des catégories de bruit "Fantômes", "Vertex Primaire", " ≥ 2 collisions", mais aussi de la catégorie représentant les réflexions. Celles-ci correspondent à l'identification d'un kaon au lieu du pion issu de la désintégration du méson K^* .

Les nombres de candidats passant les sélections multivariée et standard sont résumés dans la table 4.7. Les arbres de décision boostés ajoutent entre 3 et 6 fois plus de bruits issus des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ que la sélection standard. Les distributions de masses, temps propres et des angles de ces candidats sont présentées dans l'appendice A. Les bruits "Vertex Primaire" et " ≥ 2 collisions" peuvent être différenciés du signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ grâce à leur distribution de masse invariante $\mu^+\mu^-K^+K^-$ plates. Les catégories dites de "réflexions" et "fantômes" présentent un pic au niveau de la masse du B_s^0 . Les angles des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont aussi spécifiques puisqu'il s'agit de désintégrations d'un pseudo-scalaire en 2 vecteurs. Par conséquent, les distributions angulaires présentent aussi des structures caractéristiques. Dans l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, ces structures peuvent être modélisées par des polynômes de Legendre.

Catégories de bruit	$B_s^0 \rightarrow J/\psi X$		$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$		$B^+ \rightarrow J/\psi X$	
	BDT	Sél. standard	BDT	Sél. standard	BDT	Sél. standard
Fantômes	530	388	149	58	144	51
Vertex Primaire	332	104	837	279	757	253
≥ 2 collisions	43	7	121	22	109	16

TABLE 4.8: Nombre de candidats passant la sélection multivariée (BDT) et la sélection standard pour différentes catégories de bruits dans l'échantillon d'événements simulés $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$ et $B^+ \rightarrow J/\psi X$.

Bruits issus des désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$

Le système de déclenchement ainsi que le stripping sélectionnent des candidats $B \rightarrow J/\psi X$, c'est-à-dire que des mésons B se désintégrant en J/ψ plus un autre hadron sont reconstruits. Nous avons donc étudié l'impact de la sélection multivariée sur les cocktails $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$ et $B^+ \rightarrow J/\psi X$ simulés. Les nombres de candidats retenus par cette sélection et par la sélection standard sont indiqués dans le tableau 4.8. La sélection multivariée ajoute en moyenne 3 fois plus de bruit que la sélection standard. La modélisation de ce bruit et notamment des distributions angulaires peut introduire une incertitude systématique plus importante. Cet effet sera à considérer lorsqu'on estimera le gain statistique de cette sélection.

4.5 Sélection multivariée dans les vraies données

Après avoir défini la sélection multivariée et caractérisé son impact dans la simulation du signal et du bruit de fond, nous l'appliquons maintenant à la totalité des données 2011. Les résultats suivants ne sont pas officiels.

4.5.1 Ajustement sur les vraies données

La sélection multivariée est appliquée sur les données accumulées durant 2011, soit 1 fb^{-1} . Puis on ajuste une fonction de vraisemblance simplifiée décrivant la masse et le temps propre des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. La masse du signal est modélisée par la somme de 2 distributions gaussiennes tandis que le temps propre est décrit par une exponentielle décroissante. La distribution temporelle est corrigée par l'acceptance représentée par la figure 4.10 (bas). Quant au bruit, sa masse est décrite par un polynôme de Tchebychev et son temps propre par la somme de 2 exponentielles décroissantes. Toutes les descriptions temporelles sont convoluées par la même résolution temporelle, correspondant à la somme de 3 gaussiennes n'utilisant pas l'incertitude événement par événement afin de faciliter l'analyse.

Les projections de cet ajustement en 2 dimensions sont présentées sur les figures 4.11. Le nombre de signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ extrait est $25\,277 \pm 177$ soit une signifi-
cance de 142. L'algorithme d'arbres de décision boostés ajoute donc 19% de signal

par rapport à la sélection standard, soit une amélioration de 3% pour la signifi-
cance. Le nombre de signal ajouté est inférieur aux 22.6% calculés dans la simu-
lation Monte Carlo notamment à cause des différences entre la simulation et les vraies
données.

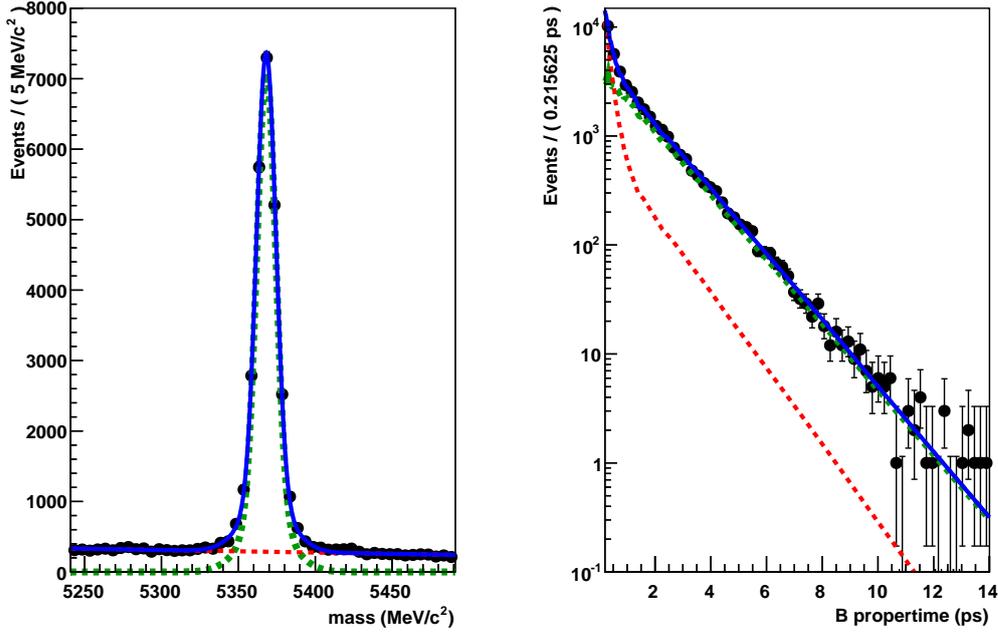


FIGURE 4.11: Ajustement sur la masse et le temps propre des candidats sélectionnés par les arbres de décision boostés. Le nombre de signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est $25\,277 \pm 177$. Ces résultats ne sont pas officiels. La projection sur la masse est à la même échelle que la figure 4.2 afin de faciliter la comparaison. L'ajustement total correspond à la ligne bleue tandis que les composantes du signal et de bruit sont respectivement en vert et rouge.

4.5.2 Impact du BDT sur les candidats signal

La sélection multivariée ajoute 19% de signal par rapport à la sélection stan-
dard. Nous avons vérifié les distributions temporelle, angulaires et de la probabili-
té de mauvais étiquetage pour les événements de signal. Ces distributions sont ex-
traites en utilisant la technique des sPlots [57] avec un ajustement de la somme de 2
gaussiennes sur la distribution de la masse des événements passant uniquement la
sélection multivariée. On obtient alors les distributions des figures 4.12. Toutes ces
distributions ont un comportement identique aux candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ issus de

la sélection standard. Les propriétés d'étiquetage sont aussi compatibles. Au total, 5566 nouveaux évènements signal sont ajoutés par la sélection multivariée.

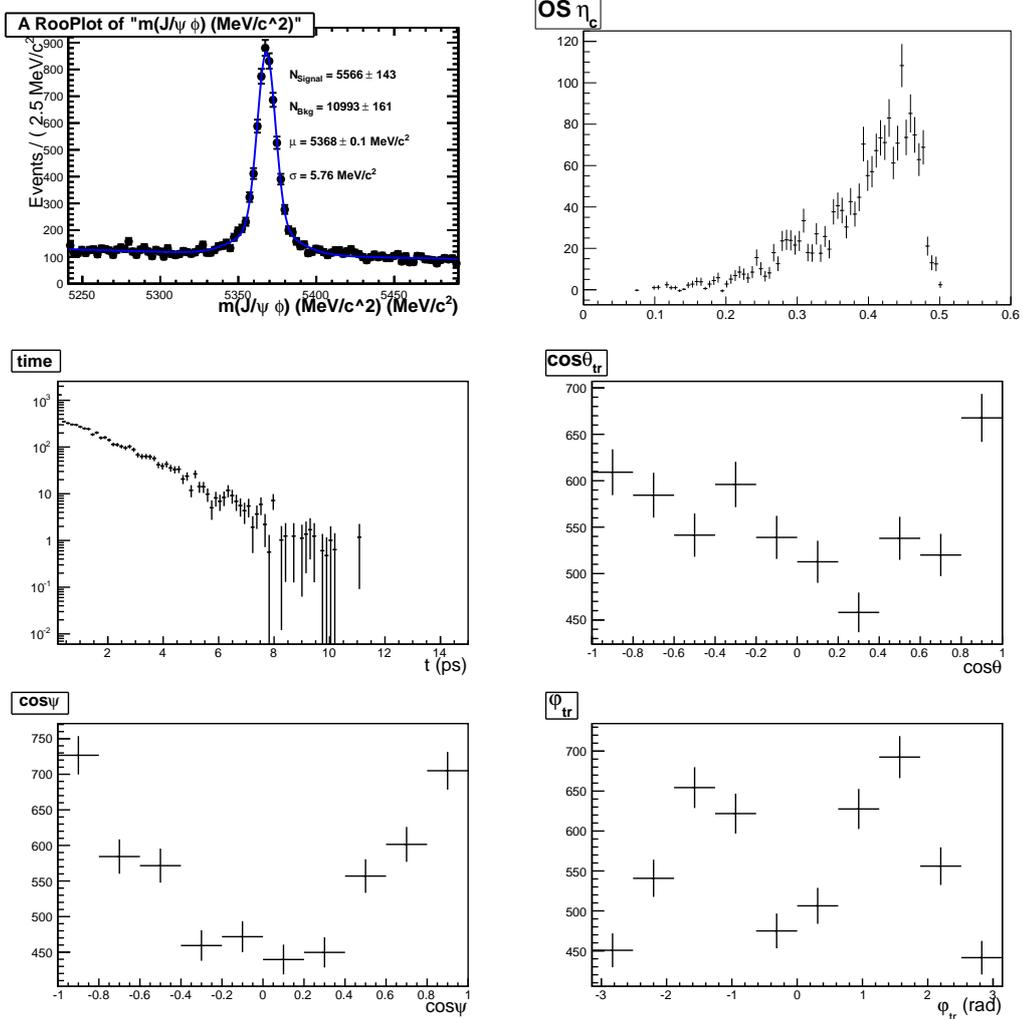


FIGURE 4.12: Distributions de masse, fraction de mauvais étiquetage par évènement ($\text{OS } \eta_c$ définie dans la section 6, temps propre, ainsi que des angles $\cos\theta$, ϕ , $\cos\psi$ pour les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ajoutés par la sélection multivariée.

Au contraire certains candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ passent uniquement la sélection standard. En utilisant la même démarche suivie pour identifier les évènements ajoutés par la sélection multivariée, on extrait les candidats signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ supprimés par cet algorithme. On obtient alors les figures 4.13. Ces évènements non retenus présentent des distributions similaires aux autres évènements de signal. Cette suppression de 1000 évènements par la sélection multivariée s'explique par

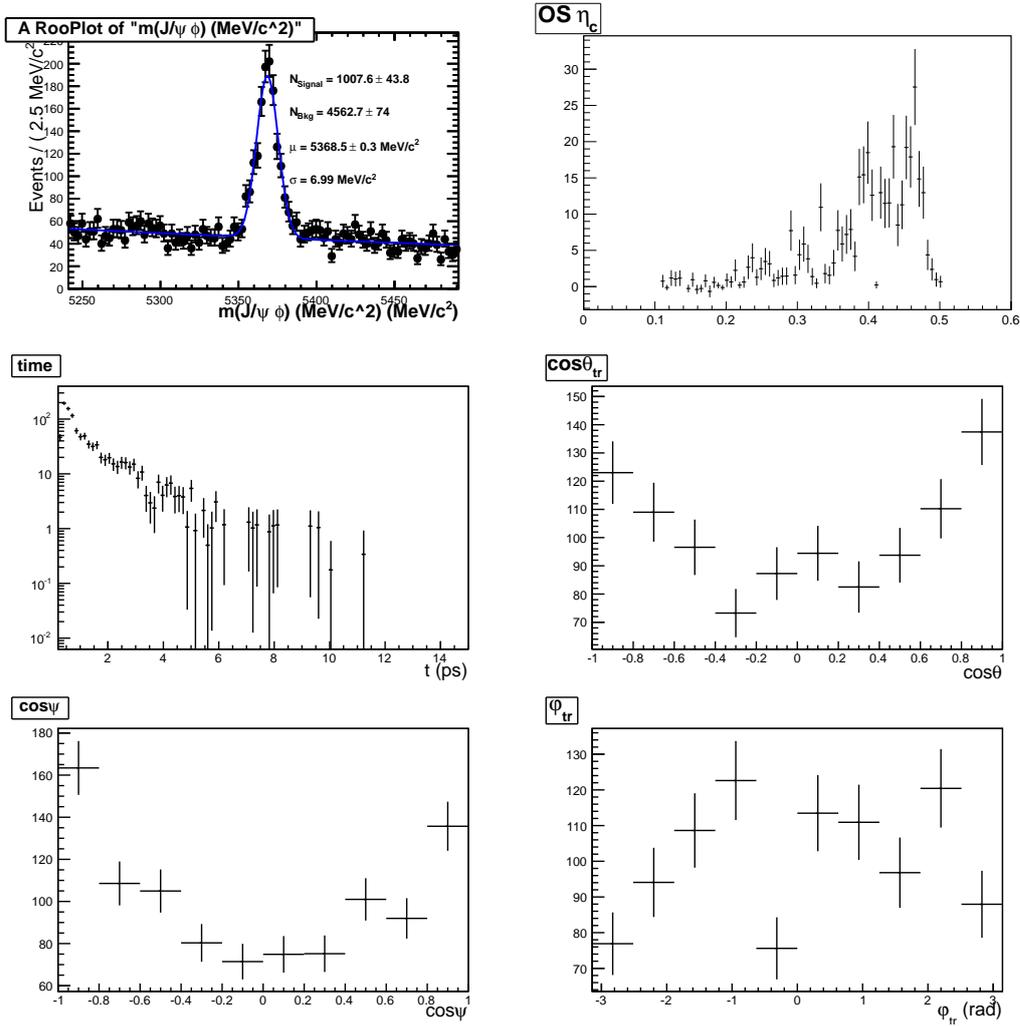


FIGURE 4.13: Distributions de masse, fraction de mauvais étiquetage par événement ($OS \eta_c$ définie dans la section 6, temps propre, ainsi que des angles pour les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ non retenus par la sélection multivariée, mais passant la sélection standard.

les différences entre la simulation Monte Carlo et les données. Par exemple les distributions des variables $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ et des qualités de traces sont différentes entre la simulation et les données. Ceci peut s'expliquer par des défauts dans l'alignement du détecteur LHCb.

4.5.3 Impact sur le bruit de fond

Nous allons maintenant nous intéresser au bruit de fond ajouté par la sélection multivariée. Comme pour le signal, un certain type de bruit de fond a été ajouté et

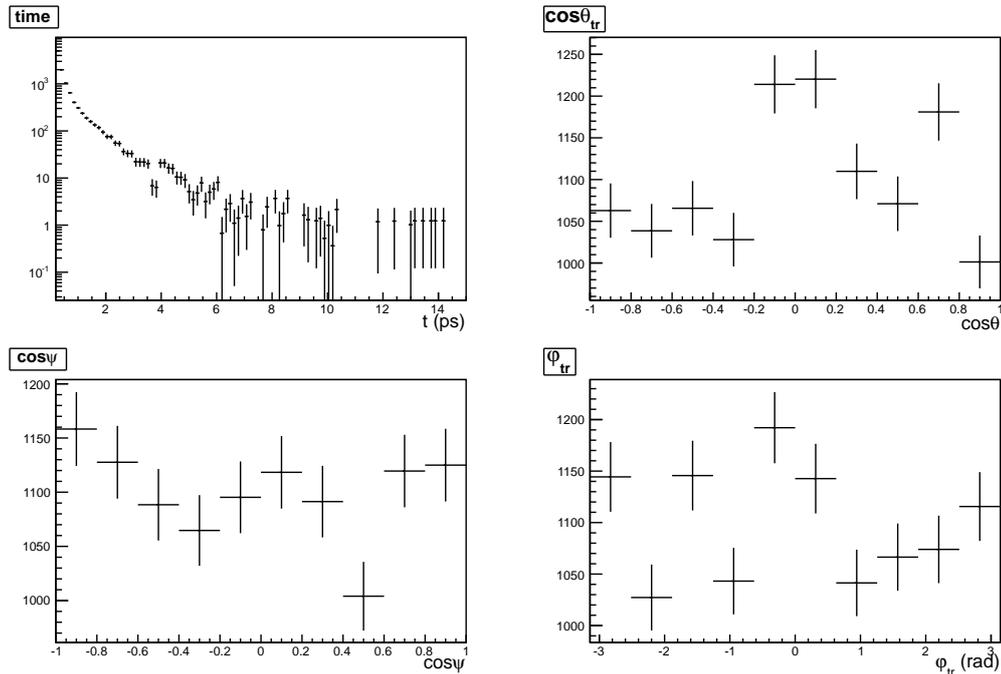


FIGURE 4.14: Distributions du temps propre ainsi que des angles $\cos\theta$, φ , $\cos\psi$ du bruit ajouté par le BDT, extrait avec la technique des sPlots.

un autre a été supprimé. Les distributions temporelle et angulaire correspondant au bruit ajouté sont représentées sur les figures 4.14, tandis que celles du bruit de fond supprimé sont sur les figures 4.15. On voit ainsi que le bruit ajouté a un temps de vie plus important que celui du bruit supprimé. Leurs distributions angulaires sont aussi légèrement différentes. Cependant, si on considère les échelles mises en jeu, ces différences ne changent pas significativement la description du bruit de fond. Sa modélisation reste possible.

4.6 Conclusions

Les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sont présélectionnés par des lignes du système de déclenchement et une ligne de stripping. Puis une sélection standard est appliquée. Celle-ci permet d'éliminer une quantité importante de bruit de fond, mais supprime aussi 18% des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Il reste environ 21 000 candidats pour extraire la valeur de la phase ϕ_s dans 1 fb^{-1} de données.

Durant cette thèse, j'ai développé une sélection basée sur un algorithme d'arbres de décision boostés afin de conserver le maximum de candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

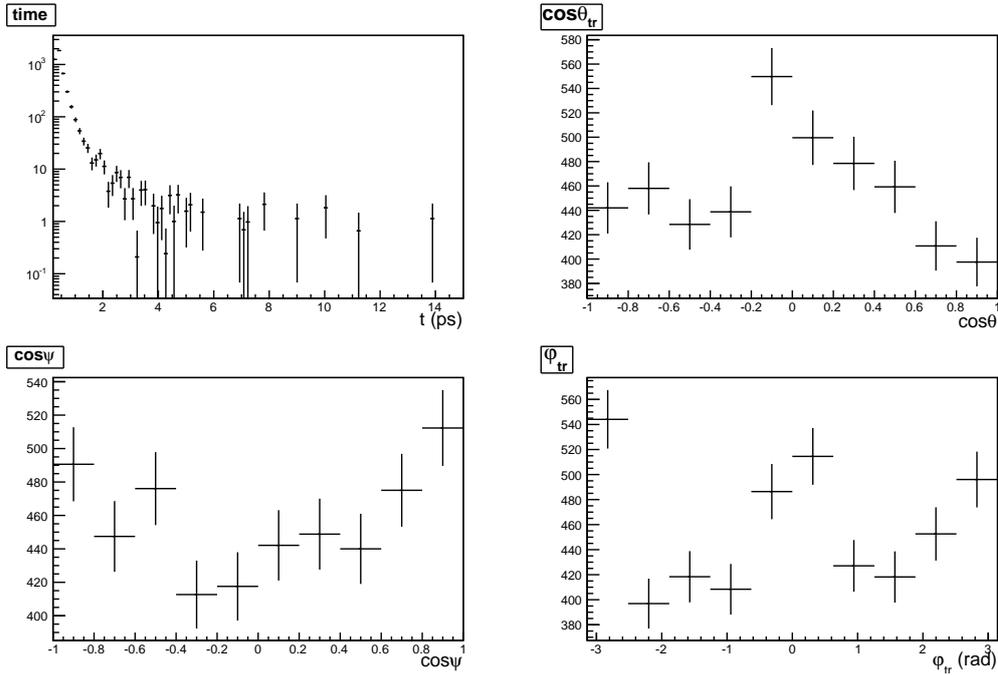


FIGURE 4.15: Distributions du temps propre ainsi que des angles $\cos\theta$, φ , $\cos\psi$ du bruit supprimé par le BDT par rapport à la sélection standard, extrait avec la technique des sPlots.

présélectionnés. Cet algorithme est entraîné sur du signal simulé, et des vraies données en guise de bruit de fond. Il utilise des variables biaisant la distribution temporelle des candidats. Cependant, les variables créant de fortes distorsions sur les distributions angulaires ne sont pas utilisées. On définit ensuite la coupure optimisant la sensibilité statistique sur la mesure de ϕ_s . Puis nous avons vérifié l'impact de cette coupure dans la simulation. Les distorsions angulaires sur la simulation du signal sont du même ordre de grandeur que celles induites par la sélection standard. Nous proposons aussi une acceptance temporelle corrigeant le biais introduit par cette sélection, ainsi qu'une évaluation de l'incertitude systématique associée. Ensuite, nous avons appliqué cette sélection sur différentes sources $B \rightarrow J/\psi X$ de bruit dans la simulation. Il s'avère que la sélection multivariée ajoute du bruit par rapport à la sélection standard. Ceci est vérifié dans les données.

L'application de l'algorithme d'arbres de décision boostés sur 1 fb^{-1} de données augmente la statistique du signal. Un ajustement sur la masse et le temps propre des événements permet d'extraire environ 25 000 candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Cette augmentation de la statistique s'explique principalement par l'élargissement des coupures sur les masses reconstruites des mésons J/ψ , ϕ et B_s^0 , mais aussi la diminution de la coupure sur le temps propre des candidats de 0.3 ps à 0.2 ps, valeur définie dans le stripping. En effectuant un redimensionnement purement statistique, l'incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s passe de 0.101 mrad pour la sélection standard à

0.093 mrad pour la sélection multivariée. L'incertitude systématique sur la distorsion temporelle ainsi que le contrôle des nouveaux bruits de fond contrebalancent le gain sur l'incertitude statistique. Par conséquent, cette sélection multivariée ne sera pas utilisée dans l'immédiat pour mesurer la phase ϕ_s .

Toutefois d'autres utilisations d'une sélection multivariée restent envisageables. Une telle sélection peut se révéler efficace au niveau de la présélection donc du système de déclenchement ou du stripping. Un autre intérêt pour un tel algorithme est de ne pas couper la variable BDT et supprimer des candidats, mais de pondérer les événements en fonction de leur probabilité d'être du signal ou du bruit de fond. Une sélection multivariée peut aussi être développée sur un échantillon de simulation dont les distributions des variables discriminantes décriraient mieux les données. Ceci nécessite une pondération de ces variables. Une autre opportunité est de définir cette sélection directement dans les vraies données.

Chapitre 5

Etude angulaire de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

L'état final des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est une superposition d'états CP pairs et impairs. Afin de différencier statistiquement ces composantes et d'extraire la phase ϕ_s , une analyse angulaire est nécessaire. Or les distributions angulaires après simulation et reconstruction des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ présentent des différences par rapport aux distributions théoriques. Durant cette thèse, je me suis intéressée aux sources potentielles de ces distorsions.

Dans un premier temps, nous décrivons les distributions angulaires théoriques ainsi que l'impact des distorsions. Puis nous présentons une étude menée durant cette thèse concernant l'origine de ces distorsions. Ensuite nous abordons un travail effectué par le groupe d'analyse de ϕ_s [56], à savoir l'évaluation et la correction des distorsions angulaires dans les données accumulées en 2011 ainsi que l'estimation des incertitudes systématiques liées à cette correction.

5.1 Définitions et impact des distorsions angulaires

Après avoir explicité les distributions angulaires théoriques, nous définissons les acceptances et distorsions dans la simulation Monte Carlo. Ensuite nous discutons de la nécessité de corriger ces distorsions.

5.1.1 Distributions angulaires théoriques

Les équations théoriques des distributions angulaires sont obtenues à partir des taux de désintégrations de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ définis par les équations 1.56, donc ignorant la contribution de l'onde S. En intégrant ces formules sur le temps ainsi que sur 2 angles, on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
g(\cos\theta) &= \frac{3}{8} (N_0 + N_{\parallel}) (1 + \cos^2\theta) + \frac{3}{4} N_{\perp} (1 - \cos^2\theta), \\
g(\varphi) &= \frac{3}{4\pi} (1 - \frac{2}{3} \cos^2\varphi) N_0 + \frac{3}{4\pi} (1 - \frac{2}{3} \sin^2\varphi) N_{\parallel} + \frac{1}{2\pi} N_{\perp}, \\
g(\cos\psi) &= \frac{3}{2} N_0 \cos^2\psi + \frac{3}{4} \sin^2\psi (N_{\parallel} + N_{\perp}),
\end{aligned} \tag{5.1}$$

avec les termes $N_0, N_{\parallel}, N_{\perp}$ et N_4 correspondant aux intégrales temporelles des amplitudes de polarisation et de leurs interférences :

$$\begin{aligned}
N_0 &= \frac{1}{2} \left(\int_0^{+\infty} dt |A_0(t)|^2 + \int_0^{+\infty} dt |\overline{A_0(t)}|^2 \right), \\
N_{\parallel} &= \frac{1}{2} \left(\int_0^{+\infty} dt |A_{\parallel}(t)|^2 + \int_0^{+\infty} dt |\overline{A_{\parallel}(t)}|^2 \right), \\
N_{\perp} &= \frac{1}{2} \left(\int_0^{+\infty} dt |A_{\perp}|^2 + \int_0^{+\infty} dt |\overline{A_{\perp}}|^2 \right), \\
N_4 &= \frac{1}{2} \left(\int_0^{+\infty} dt \operatorname{Im}(A_{\parallel}^*(t) A_{\perp}(t)) + \int_0^{+\infty} dt \operatorname{Im}(A_{\perp}^*(t) A_{\parallel}(t)) \right).
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Les représentations graphiques des équations 5.1 correspondent aux figures 5.1.

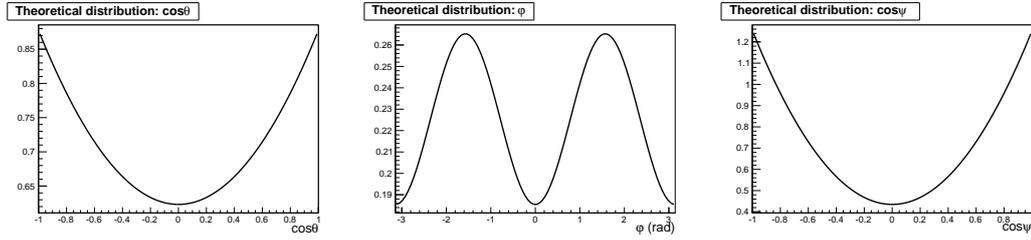


FIGURE 5.1: Distributions angulaires théoriques en base de transversité de respectivement : $\cos\theta$, φ et $\cos\psi$.

5.1.2 Distributions angulaires dans la simulation

La simulation ainsi que la reconstruction des événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ montrent des écarts entre les distributions angulaires expérimentales et théoriques. On calcule alors les acceptances comme les rapports entre les distributions expérimentales et les distributions théoriques. Pour quantifier ces différences, les distorsions peuvent être définies comme le rapport entre l'amplitude des acceptances et le maximum de ces acceptances :

$$\text{distorsion} = \frac{\text{maximum} - \text{minimum}}{\text{maximum}}. \tag{5.3}$$

Les distorsions peuvent être calculées différemment comme nous le présentons dans la section 5.3.1. En utilisant la simulation Monte Carlo MC11a, on obtient les

acceptances angulaires des figures 5.2 présentant respectivement des distorsions de l'ordre de 7.7%, 11.2% et 8.6% pour $\cos \theta$, φ et $\cos \psi$. Cette détermination des distorsions dépend du nombre de bins utilisés.

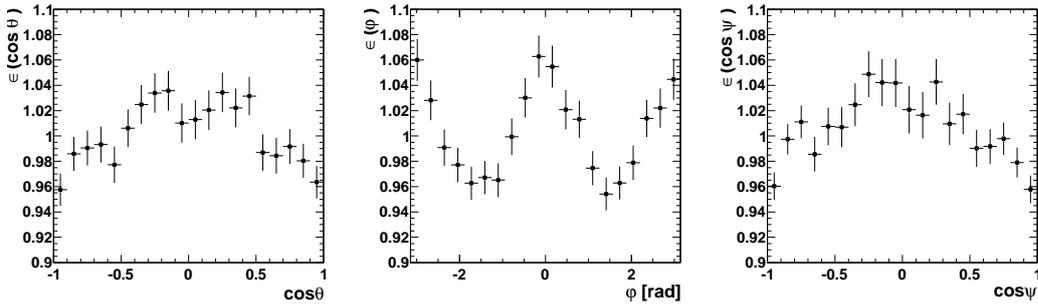


FIGURE 5.2: Acceptances respectivement des angles $\cos \theta$, φ et $\cos \psi$ pour les événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ issus de la simulation MC11a.

5.1.3 Nécessité et complexité des corrections angulaires

Lors de l'ajustement sur les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, si les distributions angulaires expérimentales ne sont pas corrigées, cela peut induire un biais sur la mesure de ϕ_s . Une étude [58] a montré qu'une sous-estimation ou surestimation de l'ordre de 5% des acceptances angulaires peut engendrer un biais.

La correction angulaire est donc un élément essentiel de la mesure de ϕ_s . Cependant elle n'est pas évidente du fait des corrélations entre les angles. Celles-ci sont représentées sur les figures 5.3 au niveau générateur.

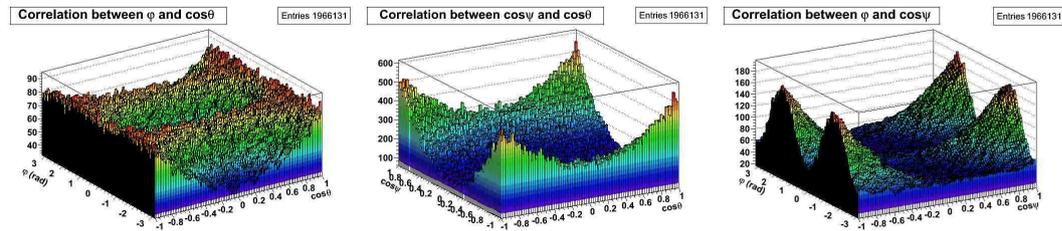


FIGURE 5.3: Corrélations entre les angles de la base de transversité. De gauche à droite : corrélation entre φ et $\cos \theta$, $\cos \psi$ et $\cos \theta$, φ et $\cos \psi$.

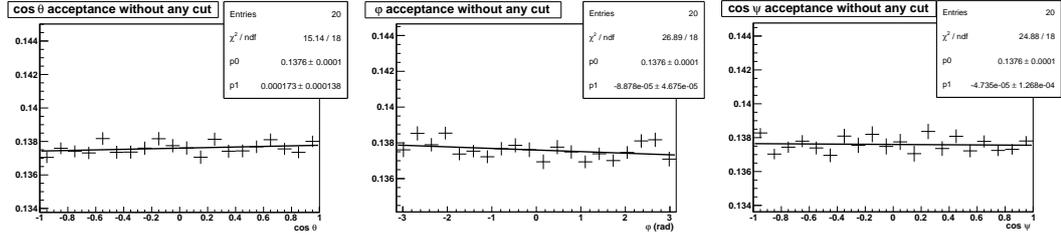


FIGURE 5.4: Acceptances angulaires de $\cos \theta$, ϕ et $\cos \psi$ au niveau générateur, avec un polynôme de premier ordre ajusté, pour 2 millions d'évènements.

5.2 Étude des sources des distorsions angulaires

Afin de déterminer les sources potentielles des distorsions angulaires, j'ai généré 2 millions d'évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ avec le programme EvtGen [49] dans la simulation MC09. À ce niveau de la génération, il n'y a pas de simulation du détecteur, donc pas de champ magnétique. Les seules coupures présentes sont : la présence du méson B_s^0 dans un angle polaire compris entre 10 et 400 mrad et les particules issues de la désintégration du méson B_s^0 uniquement dans la région $z > 0$. L'axe z est défini comme l'axe du faisceau en partant du point d'interaction.

Les 3 sources potentielles de distorsions angulaires étudiées sont : la géométrie du détecteur, l'efficacité de reconstruction des particules et les coupures cinématiques de la sélection. La sélection utilisée lors de cette étude est définie dans [71]. Elle présente quelques différences par rapport à la sélection standard présentée dans le chapitre 4, mais la majorité des coupures cinématiques est maintenue.

Chaque coupure est appliquée indépendamment des autres, sur la totalité des évènements. Ensuite on calcule les acceptances angulaires et les distorsions associées à ces coupures. Puis, nous combinons les différentes sources de distorsions angulaires, et vérifions ainsi que l'ordre de grandeur des distorsions est retrouvé.

La détermination des distorsions dépend du nombre d'évènements utilisés ainsi que du nombre de bins des histogrammes. Pour cette étude quantitative, nous avons considéré que cette définition des distorsions était suffisante. Cette étude est présentée en détails dans la référence [26].

5.2.1 Validation de la simulation sans coupure

Avant d'effectuer les coupures correspondant aux potentielles sources de distorsions angulaires, il est primordial de vérifier que les distributions de la simulation correspondent aux distributions théoriques. Pour cela, on calcule leurs acceptances sur lesquelles on ajuste un polynôme de premier degré. Comme le montrent les figures 5.4, le coefficient p_1 représentant la pente est toujours compatible avec 0, donc les distributions angulaires de la simulation avant coupure ne présentent pas de distorsion.

5.2.2 Géométrie du détecteur

La géométrie du détecteur est simulée par une forme pyramidale s'étendant du point d'interaction à une base rectangulaire dont les dimensions correspondent à la dernière station à muon.

Le faisceau est aussi pris en compte. Sa forme a été simplifiée à un cône d'angle polaire 20 mrad. Une fois cette matière extrudée de la pyramide, on calcule les acceptances angulaires ainsi que les distorsions associées.

On obtient alors les acceptances angulaires des figures 5.5 avec les distorsions suivantes : $(8.6 \pm 1.8)\%$ pour $\cos \theta$, $(11.0 \pm 1.8)\%$ pour φ , et $(5.8 \pm 1.9)\%$ pour $\cos \psi$. La géométrie du détecteur a donc un impact important sur les distributions angulaires.

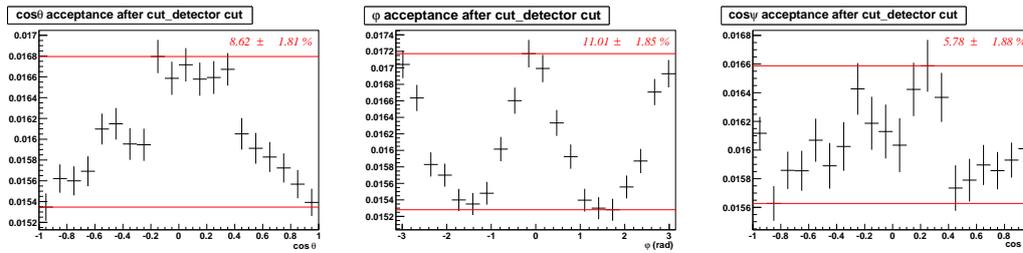


FIGURE 5.5: Acceptances angulaires de $\cos \theta$, φ et $\cos \psi$ après simulation de la géométrie du détecteur.

5.2.3 Efficacité de reconstruction

Le second effet à être pris en compte est l'efficacité de reconstruction des traces. Nous avons déterminé ces efficacités pour les kaons et pour les muons. Celles-ci sont calculées en divisant le nombre de particules reconstruites par le nombre de particules reconstituables dans la simulation MC09. Bien que ces efficacités dépendent de plusieurs paramètres cinématiques tels la pseudo-rapacité ou l'impulsion transverse, par souci de simplicité nous les calculons uniquement en fonction de l'impulsion des particules. Les efficacités de reconstruction obtenues en utilisant la simulation MC09 au niveau générateur correspondent aux figures 5.6. À haute impulsion, la diminution observée dans les efficacités est due à l'effet de l'identification des particules. Puis on ajuste la fonction empirique $\frac{a \cdot p^b}{c + d \cdot p^e}$, avec a, b, c, d, e des paramètres et p l'impulsion sur les efficacités.

Ensuite, pour chaque produit de désintégration, on reproduit son efficacité de reconstruction en choisissant de manière aléatoirement un nombre entre 0 et 1. Si

ce nombre est inférieur à l'efficacité de reconstruction de la particule d'impulsion p , alors celle-ci est considérée comme détectée. Autrement, cette particule est rejetée.

Lorsque ces efficacités sont appliquées, les acceptances des figures 5.7 sont obtenues. Les distorsions sont alors de $(3.2 \pm 1.2)\%$ pour $\cos\theta$, $(3.9 \pm 1.4)\%$ pour φ , et $(4.2 \pm 1.4)\%$ pour $\cos\psi$. Les efficacités ont donc un impact sur les acceptances angulaires mais moins important que la géométrie du détecteur.

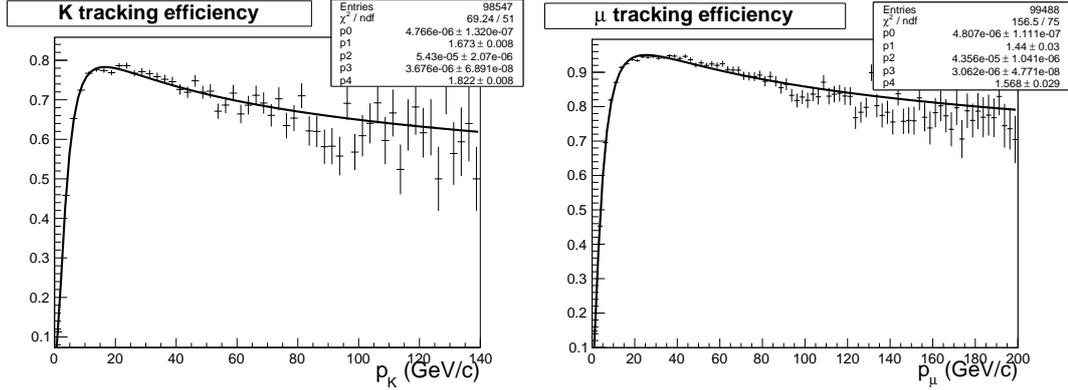


FIGURE 5.6: Efficacité de reconstruction pour les kaons à gauche, et pour les muons à droite.

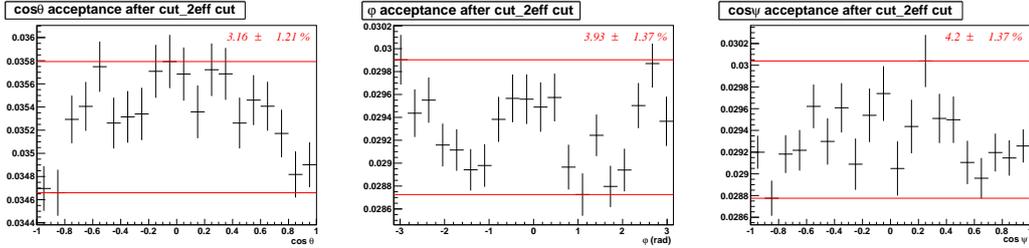


FIGURE 5.7: Acceptances angulaires tenant compte des efficacités de reconstruction des kaons et muons pour respectivement $\cos\theta$, φ , et $\cos\psi$.

5.2.4 Coupures cinématiques

Les dernières sources de distorsions angulaires étudiées sont les coupures cinématiques de la sélection. Celles-ci sont décrites dans [71] : $p(K) > 2 \text{ GeV}/c$, $p_T(\mu) > 0.5 \text{ GeV}/c$, $p_T(J/\psi) > 1 \text{ GeV}/c$, $p_T(\phi) > 1 \text{ GeV}/c$. À cela s'ajoute la coupure $p(\mu) > 3 \text{ GeV}/c$ correspondant à l'impulsion nécessaire aux muons pour atteindre les stations à muons. Ces coupures sont légèrement différentes de celles présentées

dans la section 4.2, mais restent consistantes notamment avec les critères de sélection de la ligne de stripping.

La coupure sur l'impulsion des kaons a un effet important sur l'angle ψ , mais peu d'effet sur les angles décrivant les muons. Les coupures sur la cinématique des muons ont un impact important sur tous les angles, tandis que les coupures sur $J/\psi, \phi$ n'ont pas d'effet. La combinaison de ces coupures donne les acceptances des figures 5.8. Les distorsions sont alors de $(4.1 \pm 0.9)\%$ pour $\cos \theta$, $(4.0 \pm 1.0)\%$ pour φ , et $(2.7 \pm 0.9)\%$ pour $\cos \psi$.

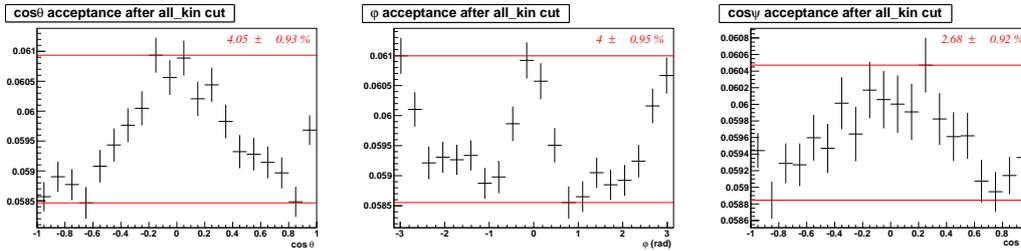


FIGURE 5.8: Acceptances angulaires après toutes les coupures cinématiques pour $\cos \theta$, φ , et $\cos \psi$.

5.2.5 Conclusion de cette étude

Lorsque les effets de la géométrie du détecteur, des efficacités de reconstruction et les coupures cinématiques sont combinés, les acceptances angulaires de la figure 5.9 présentent les distorsions suivantes : $(9.2 \pm 3.2)\%$ for $\cos \theta$, $(15.4 \pm 3.3)\%$ for φ , $(8.3 \pm 3.8)\%$ for $\cos \psi$. Les impacts de chaque effet sont résumés dans le tableau 5.1. La principale source de distorsion est la géométrie du détecteur.

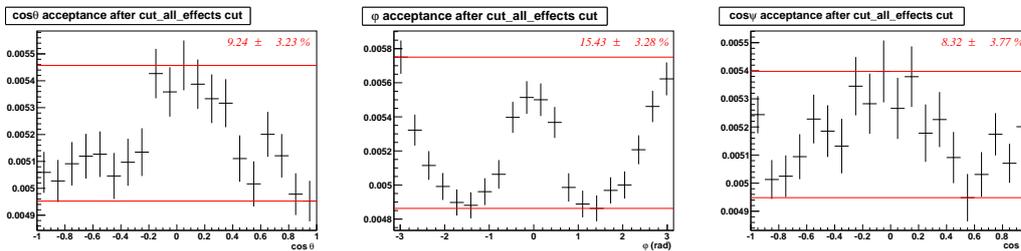


FIGURE 5.9: Acceptances angulaires pour $\cos \theta$, φ et $\cos \psi$ après toutes les coupures.

Coupures	Distorsions des acceptances angulaires (%)		
	$\cos\theta$	φ	$\cos\psi$
Détecteur	7.4 ± 1.1	13.5 ± 1.1	3.8 ± 1.2
Efficacités de reconstruction	3.2 ± 1.2	3.9 ± 1.4	4.2 ± 1.4
Coupures cinématiques	4.1 ± 0.6	4.0 ± 1.0	2.7 ± 0.9
Toutes les coupures	9.2 ± 3.2	15.4 ± 3.3	8.3 ± 3.8

TABLE 5.1: Distorsions des acceptances angulaires de $\cos\theta$, φ et $\cos\psi$ pour les coupures principales.

5.3 Distorsions angulaires dans l'analyse 1 fb^{-1}

Dans cette section, nous décrivons les corrections des distorsions angulaires lors de l'extraction de la phase ϕ_s dans 1 fb^{-1} de données, ainsi que ses incertitudes systématiques déterminées par le groupe d'analyse de ϕ_s [56].

5.3.1 Correction des distorsions angulaires dans la sélection standard

Les acceptances angulaires sont définies par les événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ de la simulation MC11a. 3 corrections sont possibles [72]. Elles sont implémentées dans plusieurs ajustements dont celui présenté dans la référence [70].

Correction avec un histogramme tridimensionnel

L'acceptance angulaire peut être déterminée par un histogramme tridimensionnel. Cet histogramme correspond au rapport entre l'histogramme 3D ($\cos\theta, \varphi, \cos\psi$) après reconstruction et sélection des événements signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ issus de la simulation et l'histogramme théorique :

$$\varepsilon(\Omega) = \frac{N_{\text{Sélectionnés}}(\Omega)}{N_{\text{Théoriques}}(\Omega)}. \quad (5.4)$$

Les figures 5.10 représentent les projections de cet histogramme dans les 3 dimensions. La statistique de la simulation Monte Carlo limite le nombre de bins dans chaque dimension de l'histogramme. Par conséquent, certaines structures complexes peuvent être mal modélisées.

Correction avec des polynômes de Legendre

Une autre solution est de paramétrer analytiquement cette acceptance. Les polynômes de Legendre sont utilisés pour décrire chaque angle. L'acceptance devient alors une combinaison de polynômes de Legendre (P) :

$$\varepsilon(\Omega) = \sum_{ijk} c_{ijk} P_i(\cos\theta) P_j(\varphi) P_k(\cos\psi) \quad (5.5)$$

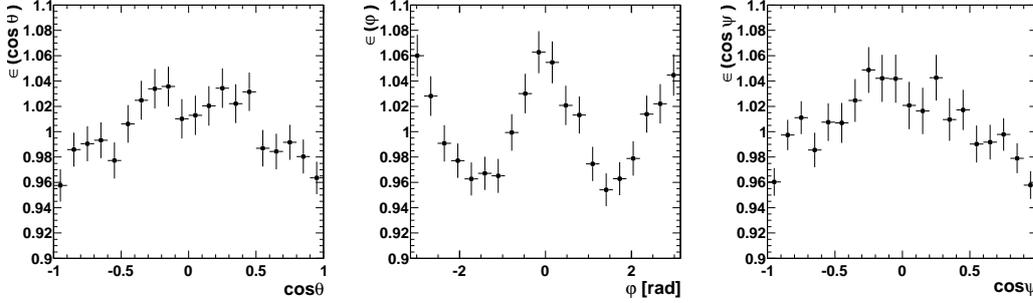


FIGURE 5.10: Projections sur les angles $\cos \theta$, φ , $\cos \psi$ de l'histogramme d'acceptance angulaire 3D dans 1 fb⁻¹ des données 2011.

avec i, j, k les degrés des polynômes. Ceux-ci sont choisis de manière à décrire précisément les projections des acceptances sur chaque angle. Cet ajustement est possible si la somme des degrés est inférieure à 12. Des valeurs réalistes sont $i = 4, j = 8, k = 4$. Les coefficients c_{ijk} sont déterminés via un ajustement sur l'histogramme tridimensionnel.

Correction avec des poids de normalisation

La dernière méthode est développée dans [73]. Elle consiste à calculer des poids de normalisation associés aux fonctions angulaires définies dans le tableau 1.2. Ces poids sont définis de la manière suivante :

$$\zeta_i = \int f_i(\Omega) \epsilon(\Omega) d\Omega, \quad (5.6)$$

avec i l'indice de la fonction angulaire f utilisée, et $\epsilon(\Omega)$ l'acceptance angulaire. Dans l'hypothèse où il n'y aurait pas de distorsion entre les distributions théoriques et les expérimentales donc $\epsilon(\Omega) = 1$, on s'attend à ce que les poids ζ_i pour $i = 1, 2, 3, 7$ soient égaux à 1, et à 0 pour les autres indices.

La détermination de ces poids est assurée par un ajustement sur la simulation Monte Carlo MC11a. Les 10 poids extraits sont répertoriés dans le tableau 5.2. On remarque que les déviations par rapport à 1 pour f_1, f_2, f_3, f_7 et à 0 pour les autres fonctions sont inférieures à 3%.

Cette méthode présente l'avantage de ne pas utiliser de bins. Par conséquent, les distorsions calculées sont moins touchées par les fluctuations statistiques. Cependant, on ne peut pas extraire de représentation graphique de cette méthode. Pour la mesure de ϕ_s présentée dans cette thèse, les distorsions angulaires sont corrigées par ces poids de normalisation.

Fonctions angulaires f_x	Poids
f_1	0.9795 ± 0.0014
f_2	1.0294 ± 0.0022
f_3	1.0313 ± 0.0024
f_4	-0.0041 ± 0.0023
f_5	0.0001 ± 0.0015
f_6	-0.0011 ± 0.0014
f_7	0.9925 ± 0.0014
f_8	0.0003 ± 0.0021
f_9	-0.0005 ± 0.0020
f_{10}	-0.0075 ± 0.0042

TABLE 5.2: Poids de normalisation associés aux fonctions angulaires corrigeant les biais induits par la sélection standard présentée dans 4.2.

5.3.2 Évaluation des incertitudes systématiques

La correction des distorsions angulaires est évaluée en utilisant la simulation Monte Carlo MC11a [56]. Les différences entre la simulation et les données sont donc une source d'incertitude. Etant donné que les angles sont définis par rapport aux impulsions des muons et kaons, nous nous intéressons à leur distribution.

Les distributions de l'impulsion du kaon présentent des différences significatives entre la simulation et les données. Afin d'estimer cet impact, ces distributions sont pondérées dans la simulation de manière à représenter les données. Puis on extrait les nouvelles acceptances angulaires. Celles-ci servent alors à générer 500 pseudo-expériences de 200 000 événements. Ensuite, on ajuste la fonction de vraisemblance des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ en utilisant les acceptances angulaires déterminées dans la section 5.3.1. Les différences entre les valeurs extraites de cet ajustement et celles ayant servi à la génération de ces pseudo-expériences constituent les incertitudes systématiques.

D'autres distributions sont corrigées : l'impulsion des muons, mais aussi l'angle polaire des kaons et des muons. Puisque la principale source de distorsions angulaires est la géométrie du détecteur, les différences entre les distributions des angles polaires des particules filles dans la simulation et les données peuvent affecter l'acceptance angulaire. Ces distributions sont aussi pondérées afin d'estimer les incertitudes systématiques correspondantes. Toutes ces incertitudes sont résumées dans le tableau 5.3. L'incertitude systématique liée aux acceptances angulaires sur la mesure de ϕ_s est estimée à 0.003 rad.

La correction des acceptances angulaires est limitée par la statistique de la simulation Monte Carlo. Pour quantifier cet impact, on fait varier les poids selon une distribution gaussienne générée de manière aléatoire ayant pour moyenne les valeurs du tableau 5.2 et de largeur les incertitudes de ce même tableau. La corrélation entre les poids est maintenue grâce à l'utilisation de la matrice de covariance initiale.

Paramètres physiques	Valeurs à la génération	Biais issus des acceptances modifiées				Sommes quadratiques
		$\theta(K)$	$P(K)$	$\theta(\mu)$	$P(\mu)$	
ϕ_s	-0.007	0.000	0.000	0.000	0.003	0.003
$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	0.114	0.0008	0.0010	0.0012	0.0012	0.002
Γ_s [ps ⁻¹]	0.670	0.0005	0.0016	0.0003	0.0006	0.0018
$ A_\perp ^2$	0.246	0.001	0.012	0.002	0.002	0.012
$ A_0 ^2$	0.521	0.001	0.024	0.000	0.001	0.024
δ_\parallel	3.33	0.022	0.103	0.000	0.044	0.114
δ_\perp	2.86	0.014	0.05	0.001	0.017	0.055
F_s	0.018	0.000	0.004	0.001	0.002	0.005
δ_s	2.86	0.006	0.04	0.001	0.004	0.041

TABLE 5.3: Biais des paramètres physiques lorsque les acceptances angulaires nominales sont utilisées dans l’ajustement sur des événements générés avec les acceptances angulaires pondérées. 500 pseudo-expériences de 200 000 événements sont utilisées. La dernière colonne correspond à la somme quadratique des effets individuels. Cette somme est une des incertitudes systématiques associées aux acceptances angulaires [56].

Une fois cette correction effectuée, un ajustement permet d’extraire la valeur de ϕ_s . Ceci est répété 400 fois de manière aléatoire. L’incertitude systématique sur la phase ϕ_s est alors estimée à 0.012 rad. Elle domine l’incertitude liée aux différences entre la simulation et les données. L’incertitude systématique totale due aux acceptances angulaires lors de la mesure de ϕ_s est donc 0.012 rad. Cette incertitude diminuera de manière significative lorsque la simulation comportera plus d’évènements.

5.4 Conclusions sur les distorsions angulaires

La mesure de la phase ϕ_s nécessite une analyse angulaire de l’état final de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. La simulation montre que les distributions angulaires expérimentales diffèrent des distributions théoriques. Afin de ne pas biaiser la mesure de ϕ_s , les distributions angulaires doivent être corrigées.

Durant cette thèse, j’ai étudié les sources possibles de ces distorsions. 3 effets ont été reproduits sur des événements simulés : la géométrie du détecteur, l’efficacité de reconstruction des particules et les coupures cinématiques de la sélection. La principale origine des distorsions est la forme du détecteur.

Ensuite, nous avons présenté les différentes corrections de ces acceptances angulaires effectuées par le groupe d’analyse ϕ_s . La méthode employée pour la mesure de ϕ_s dans cette thèse évalue des poids de normalisation correspondant aux 10 fonctions angulaires définissant les taux de désintégrations de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. En utilisant cette technique, les distorsions sont inférieures à 3%. L’incertitude systématique sur la phase ϕ_s reliée aux acceptances angulaires est estimée à 0.012 rad.

Chapitre 6

L'étiquetage de la saveur

L'identification de la saveur initiale des mésons neutres B est une étape cruciale dans plusieurs mesures de violation de la symétrie CP dont la mesure de la phase ϕ_s . Les mésons neutres pouvant osciller, la reconstruction de leurs produits de désintégration ne permet pas de déterminer cette saveur initiale. Pour cela, un algorithme a été développé dans LHCb [74]. Durant cette thèse, j'ai participé à son optimisation ainsi qu'à son étalonnage en étudiant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Dans ce chapitre nous présentons les performances de l'algorithme dit de côté opposé, optimisé et calibré sur 1 fb^{-1} de données, détaillées dans les notes [75] et [56]. Dans un premier temps, nous abordons le principe de l'algorithme d'étiquetage. Puis nous expliquons comment ses performances sont extraites des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Ensuite nous développons l'optimisation des coupures définissant les marqueurs. Puis nous définissons la calibration de l'algorithme ainsi que la combinaison des réponses des marqueurs. Enfin nous présentons les performances globales et par événement de l'algorithme avant de conclure sur l'étiquetage de la saveur dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

6.1 Principe de l'algorithme d'étiquetage

L'algorithme d'étiquetage sélectionne des marqueurs identifiant la saveur initiale des mésons B. Puis il traite les informations de ces marqueurs afin d'obtenir les meilleures performances d'étiquetage. Dans la suite, nous définissons ces marqueurs puis les paramètres quantifiant les performances de l'algorithme et présentons la stratégie globale d'optimisation et de calibration de l'algorithme.

6.1.1 Définition des marqueurs

L'algorithme d'étiquetage de la saveur exploite la production en paire des quarks. Lorsqu'une paire $b\bar{b}$ est produite, un quark s'hadronise pour former un hadron B dit de signal, tandis que l'autre quark crée un hadron B dit de côté opposé. Par

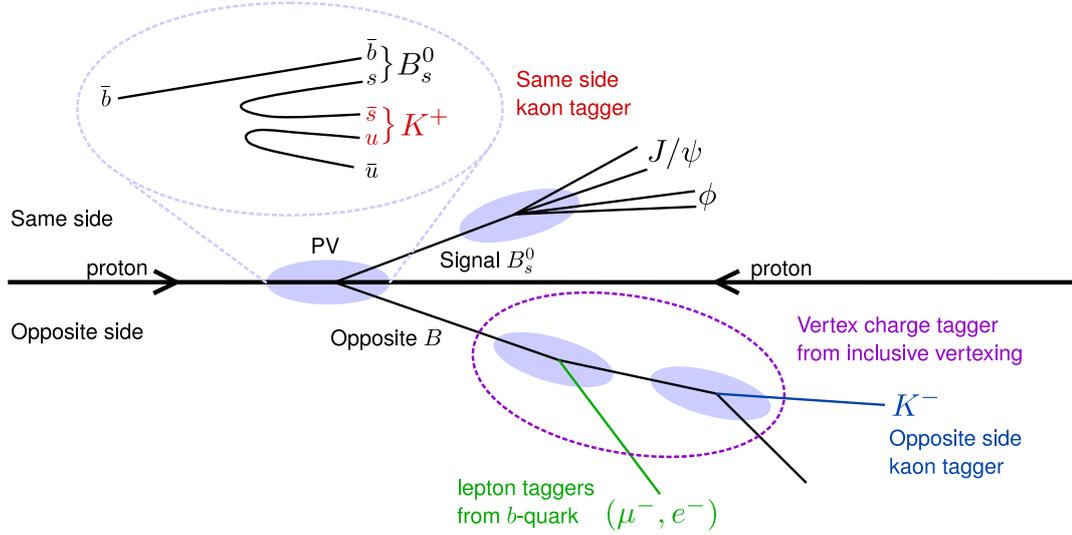


FIGURE 6.1: Schéma des marqueurs utilisés par l'algorithme d'étiquetage pour un événement $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

exemple, dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ le hadron de signal est le méson B_s^0 composé d'un quark \bar{b} , tandis que le hadron de côté opposé contient un quark b .

La détermination de la saveur initiale d'un hadron de signal exploite les produits de désintégration du hadron de côté opposé : 3 marqueurs à trace unique et un marqueur dit multi-traces. Pour les marqueurs à trace unique, on reconstruit des leptons, muons ou électrons issus des désintégrations semi-leptoniques des hadrons B , et des kaons provenant de la chaîne $b \rightarrow c \rightarrow s$. Pour le marqueur multi-traces, l'algorithme reconstruit de manière inclusive le vertex secondaire des produits de désintégration du hadron B opposé. Sa charge est définie comme la somme des charges Q_i des traces sélectionnées le composant, pondérée par l'impulsion transverse $p_T^\kappa(i)$: $Q_{vtx} = \frac{\sum_i p_T^\kappa(i) Q_i}{\sum_i p_T^\kappa(i)}$, avec κ un coefficient déterminé dans la section 6.3.

La charge de ces 4 marqueurs est liée à la saveur du hadron B opposé, donc à celle du B de signal. La sélection optimisée des marqueurs est décrite dans la section 6.3.

De manière similaire au côté opposé, un marqueur est exploitable côté signal. Le méson B_s^0 de signal est composé d'un quark \bar{b} et d'un quark s . Or ce quark s a aussi été produit en paire. Le hadron formé par l'antiquark \bar{s} porte l'information de la saveur initiale du méson de signal. L'algorithme dit de côté signal identifie un kaon chargé. Son optimisation et sa calibration sur les données 2011 sont en cours de développement et ne seront pas détaillées dans cette thèse.

6.1.2 Définition des performances

Les performances de l'algorithme sont quantifiées par 2 paramètres : l'efficacité d'étiquetage ε_{tag} et la fraction de mauvais étiquetage ω . Ces paramètres sont combinés pour former la dilution D et la puissance de l'étiquetage $\varepsilon_{\text{tag}}D^2$.

L'efficacité d'étiquetage ε_{tag} correspond à la proportion d'évènements étiquetés. Si le hadron B opposé est un méson neutre, il oscille. Ses produits de désintégration peuvent donc fournir des informations fausses sur sa saveur initiale. Pour tenir compte de cet effet, on définit la fraction de mauvais étiquetage ω comme le nombre d'évènements mal étiquetés parmi les évènements étiquetés. La fraction de mauvais étiquetage irréductible est calculée de la manière suivante. Dans 40% des cas, le hadron de côté opposé est un méson B_d^0 . Or la saveur de ce méson lors de sa désintégration est différente de la saveur initiale dans 18% des cas. Ainsi, la fraction de mauvais étiquetage irréductible due aux mésons B_d^0 est 7.2%. Dans 10% des cas, le hadron dit opposé est un méson B_s^0 . La probabilité que sa saveur ait changé entre sa production et sa désintégration est 50 %. La fraction de mauvais étiquetage due aux mésons B_s^0 est 5%. Ainsi, la fraction totale de mauvais étiquetage irréductible est de 12.2% [76]. D'autres sources d'incertitudes sur l'étiquetage existent. Par exemple, le hadron B opposé peut se désintégrer en méson neutre D, oscillant à son tour. Ceci entraîne une augmentation de la fraction de mauvais étiquetage.

À partir de la fraction de mauvais étiquetage et de l'efficacité de l'étiquetage, on peut exprimer la dilution de l'échantillon, puis la puissance de l'étiquetage. Ces paramètres s'expriment en fonction des nombres d'évènements correctement (R), incorrectement (W) et non étiquetés (U) de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\text{tag}} = \frac{R + W}{R + W + U} \quad \omega = \frac{W}{R + W} \quad (6.1)$$

$$D = 1 - 2\omega \quad \text{et} \quad \varepsilon_{\text{tag}}D^2 = \varepsilon_{\text{tag}} \times (1 - 2\omega)^2.$$

6.1.3 Méthodologie de la mesure des performances de l'étiquetage

L'algorithme d'étiquetage de LHCb est développé dans les références [77, 78]. En 2011, son optimisation ainsi que son étalonnage ont été effectués dans 3 canaux : $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow D^* \mu \nu$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ [79]. Le choix de ces désintégrations provient des similitudes entre les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ avec $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, et la grande statistique de $B_d^0 \rightarrow D^* \mu \nu$. En 2012, d'autres désintégrations ayant moins de statistiques ont validé l'optimisation et l'étalonnage de l'algorithme. La méthodologie suivie est résumée ci-dessous avant d'être détaillée dans les sections suivantes.

1. Optimisation des coupures définissant les marqueurs dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, puis vérification dans les canaux de contrôle dont $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

2. Étalonage de la probabilité de mauvais étiquetage de chaque marqueur dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, puis vérification dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ n'ayant pas servi à l'étalonage et dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$
3. Combinaison des décisions des marqueurs en une unique décision pour le côté opposé et étalonage de la probabilité de mauvais étiquetage associée dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, puis contrôle dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$
4. Estimation des incertitudes systématiques liées à l'étalonage,
5. Calcul des performances de l'algorithme d'étiquetage de manière globale et évènement par évènement : $\varepsilon_{\text{tag}}, \omega, \varepsilon_{\text{tag}} D^2$.

Durant cette thèse, j'ai participé à l'optimisation ainsi qu'à la calibration de l'algorithme d'étiquetage en étudiant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

6.2 Étude des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Dans cette section, nous développons l'extraction des performances d'étiquetage dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Après avoir détaillé la sélection des candidats, nous présentons la description du signal puis celle du bruit de fond avant d'aborder l'ajustement de la fonction de vraisemblance combinant le signal et le bruit sur 1 fb^{-1} de données.

6.2.1 Sélection des évènements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

La désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ est un canal de contrôle de $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Leurs sélections ont été conçues de manière semblable. La reconstruction utilise les candidats provenant des mêmes lignes du système de déclenchement. Comme présenté dans la section 4.1.1, la distribution du temps propre des évènements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ est biaisée. La stratégie de correction est identique à celle détaillée pour $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ dans la section 4.1.1. L'acceptance temporelle des évènements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ est représentée par la figure 6.2.

Les candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont obtenus en combinant les désintégrations $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$. Le méson J/ψ est sélectionné de manière identique dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Cette sélection est définie dans le chapitre 4. Pour reconstruire un méson K^* , on identifie un kaon K^+ et un pion π^- ayant une bonne qualité de traces. La combinaison de ces 2 traces doit avoir une bonne qualité de vertex et une masse invariante comprise dans un intervalle de $\pm 70 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du K^* . Le méson K^* doit aussi avoir une impulsion transverse supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Ensuite les mésons J/ψ et K^* sont combinés pour former un hadron B_d^0 , ayant une bonne qualité de vertex et une masse comprise entre 5100 et 5450 $\text{ MeV}/c^2$. Afin de réduire la contamination du bruit de fond, seuls les évènements dont le méson B_d^0 a une impulsion transverse supérieure

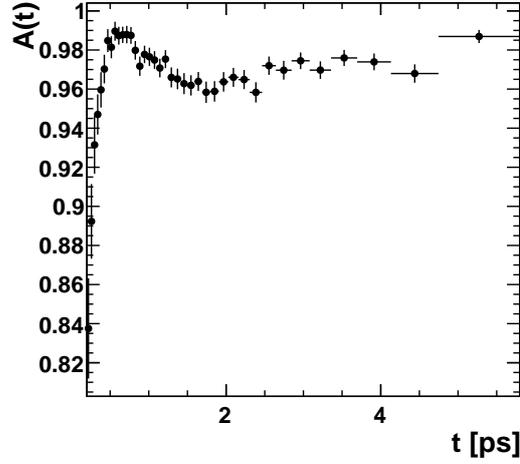


FIGURE 6.2: Acceptance temporelle induite par le système de déclenchement pour les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, en utilisant 1 fb^{-1} de données.

à $1 \text{ GeV}/c$ sont conservés. D'autres conditions sur l'identification des muons, kaon et pion sont requises. Pour supprimer les candidats dont les traces proviennent uniquement du vertex primaire, on applique une coupure sur le temps propre des candidats B_d^0 : $t > 0.3 \text{ ps}$. Après ces coupures, s'il y a plusieurs candidats B_d^0 pour un même évènement, celui ayant la meilleure qualité sur l'ajustement du vertex est conservé [63].

Le temps propre du méson B_d^0 est extrait d'un ajustement sur le vertex secondaire contraignant le vertex primaire. La masse du B_d^0 est extraite du même ajustement auquel s'ajoute une contrainte sur la masse du méson J/ψ pour obtenir une meilleure résolution sur la masse.

Afin de séparer statistiquement le signal du bruit de fond et d'extraire les propriétés d'étiquetage du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, on effectue un ajustement d'une fonction de vraisemblance sur la masse, le temps et la saveur initiale du méson B_d^0 .

La fonction de densité de probabilité (\mathcal{P}) décrivant les données $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ a une contribution du signal (\mathcal{S}) et une contribution du bruit (\mathcal{B}) :

$$\mathcal{P} = f_S \mathcal{S} + (1 - f_S) \mathcal{B}, \quad (6.2)$$

avec f_S la fraction de signal. Ce modèle a été développé dans [76].

6.2.2 Description du signal

Le signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ est décrit par 3 observables : la masse invariante m du système $\mu\mu K\pi$, le temps propre t du candidat B_d^0 , et q caractérisant l'état du mélange de la saveur. Cette dernière observable est obtenue en comparant la saveur de l'état

final, correspondant à la saveur du K^* donnée par la charge du K^\pm , avec la décision de l'algorithme d'étiquetage. Cette observable q ne peut avoir que 3 valeurs : 0 si l'évènement n'est pas étiqueté, +1 si les saveurs lors de la production et de la désintégration sont identiques, et -1 si les saveurs diffèrent.

La fonction de densité de probabilité du signal est définie par une composant de masse et une de temps.

La masse du signal est décrite par la somme de 2 distributions gaussiennes de même valeur centrale mais de largeurs différentes afin de prendre en compte la résolution du détecteur :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_S(m; \mu, \sigma_{G1}, \sigma_{G2}, f_{G1}) = & f_{G1} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{G1}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma_{G1}}\right)^2} \\ & + (1 - f_{G1}) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{G2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma_{G2}}\right)^2}, \end{aligned} \quad (6.3)$$

où μ est la valeur centrale des distributions gaussiennes, σ_{G1} et σ_{G2} leurs largeurs, et f_{G1} leur proportion.

La distribution du temps propre du signal dépend de 2 observables : le temps propre t et l'état du mélange q . À ces observables s'ajoutent plusieurs paramètres : le temps de vie τ_{B^0} des mésons B_d^0 , leur fréquence d'oscillation Δm_d et la fraction de mauvais étiquetage du signal ω_{sig} . La distribution temporelle s'exprime de la manière suivante :

$$\text{PDF}_S(t, q; \tau_{B^0}, \omega_{sig}, \Delta m_d) = \frac{1}{2\tau_{B^0}} e^{-\frac{t}{\tau_{B^0}}} [1 + q(1 - 2\omega_{sig}) \cos(\Delta m_d t)]. \quad (6.4)$$

Or dans la section 4.1.1 nous avons vu que le système de déclenchement biaise la distribution du temps de vie des mésons B_d^0 . Ainsi il faut inclure l'acceptance temporelle $acc(t)$ de la figure 6.2. La distribution temporelle doit aussi être convoluée par la résolution du détecteur. Cette résolution est paramétrée par la somme de 3 distributions gaussiennes de même valeur centrale μ_t et de largeurs différentes $\sigma_{t1}, \sigma_{t2}, \sigma_{t3}$:

$$\begin{aligned} R(t; \mu_t, \sigma_{ti}, f_{res Gi}) = & f_{res G1} f_{res G2} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t1}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\mu_t}{\sigma_{t1}}\right)^2} \\ & + (1 - f_{res G1}) \left(f_{res G2} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\mu_t}{\sigma_{t2}}\right)^2} \right. \\ & \left. + (1 - f_{res G2}) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t3}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\mu_t}{\sigma_{t3}}\right)^2} \right). \end{aligned} \quad (6.5)$$

En tenant compte de l'acceptance et de la résolution, la distribution temporelle s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega_{\text{sig}}, \Delta m_d, \text{acc}, R) = & \left[\text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega_{\text{sig}}, \Delta m_d) \otimes R(t; \mu_t, \sigma_{ti}, f_{\text{res Gi}}) \right] \\ & \times \text{acc}(t). \end{aligned} \quad (6.6)$$

La fonction de densité de probabilité totale pour le signal est donc :

$$S = \text{PDF}_S(m; \mu, \sigma_{G1}, \sigma_{G2}, f_{G1}) \times \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega_{\text{sig}}, \Delta m_d, \text{acc}, R). \quad (6.7)$$

6.2.3 Description du bruit de fond

Lors de l'analyse des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, on distingue plusieurs types de bruit de fond ayant des propriétés temporelles et d'étiquetage différentes.

Le bruit qualifié de prompt correspond à la reconstruction de 4 traces provenant du vertex primaire. Sa distribution temporelle est donc un pic centré sur 0. La coupure sur le temps $t > 0.3$ ps supprime ce bruit. Par conséquent il ne reste que les bruits dits à grand temps de vie.

Puisque les candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont sélectionnés par des lignes de stripping et du système de déclenchement basées sur la reconstruction de $J/\psi \rightarrow \mu\mu$, le bruit de fond est dominé par des désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$. Les traces mal reconstruites sont ainsi dues au méson K^* . Or l'information sur la saveur finale du méson B_d^0 provient du K^* . On distingue alors 2 types de bruits de fond.

Si le méson K^* est reconstruit à partir de 2 traces provenant en fait du vertex primaire, l'information sur la saveur finale du méson B_d^0 est perdue. La description temporelle de ce bruit de fond est une exponentielle décroissante :

$$\text{PDF}_{B2}(t, q; \tau_{B2}) = \frac{1}{2\tau_{B2}} e^{-\frac{t}{\tau_{B2}}}, \quad (6.8)$$

avec τ_{B2} le temps de vie de ce bruit.

Si une seule trace du K^* est mal reconstruite, l'information sur la saveur finale du méson B_d^0 peut être accessible. Si le K^+ reconstruit provient du vertex primaire, l'information sur la saveur est perdue. Cependant, si le π^- vient du vertex primaire et que le K^+ est correctement reconstruit, alors la saveur finale est identifiable. Ce bruit de fond est modélisé par une exponentielle décroissante avec une fréquence d'oscillation égale à Δm_d , un temps de vie de τ_{B3} et une fraction de mauvais étiquetage ω_{B3} plus importante que celle du signal :

$$\text{PDF}_{B3}(t, q; \tau_{B3}, \omega_{B3}, \Delta m_d) = \frac{1}{2\tau_{B3}} \left(1 + q(1 - 2\omega_{B3} \cos(\Delta m_d t)) \right) e^{-\frac{t}{\tau_{B3}}}. \quad (6.9)$$

Les descriptions temporelles des bruits sont convoluées par la résolution temporelle déterminée pour le signal par l'équation 6.5. Ils sont corrigés par l'acceptance temporelle définie sur la figure 6.2. Cette correction sur le bruit de fond n'a

aucun impact sur les performances de l'étiquetage. Les bruits partagent aussi la même description de masse avec la pente α_{LL} :

$$\text{PDF}_{LL}(m; \alpha_{LL}) = e^{m \times \alpha_{LL}}. \quad (6.10)$$

La combinaison des fonctions de densité de probabilité des bruits donne :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{LL}(m, t, q; \alpha_{LL}, \text{acc}, R) = & f_{B2} \times \text{PDF}_{B2}(t, q; \text{acc}, R) \times \text{PDF}_{LL}(m; \alpha_{LL}) \\ & + (1 - f_{B2}) \times \text{PDF}_{B3}(t, q; \text{acc}, R) \times \text{PDF}_{LL}(m; \alpha_{LL}) \end{aligned} \quad (6.11)$$

avec f_{B2} la fraction de bruit de type B2 par rapport au type B3.

6.2.4 Ajustement sur les évènements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Pour déterminer les performances de l'algorithme d'étiquetage, il faut ajuster la fonction de vraisemblance combinant les descriptions du signal et du bruit de l'équation 6.2.

La première étape est la détermination des paramètres de la fonction de résolution temporelle. Pour cela, il faut utiliser des données n'ayant aucune coupure sur des variables reliées au temps propre. Par conséquent, on utilise des évènements issus d'une ligne de stripping dite non biaisée donc ne coupant pas sur le temps propre du méson B_d^0 . Un facteur d'atténuation est appliqué sur cette ligne afin de ne pas saturer l'enregistrement des données. Les lignes du système de déclenchement à considérer sont aussi différentes. Seules celles n'affectant pas le temps de vie sont utilisées. La sélection finale est aussi appliquée, sans la coupure $t > 0.3$ ps. Il faut alors modéliser le bruit prompt.

L'ajustement de la fonction de vraisemblance de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sur ces données détermine les paramètres de la fonction de résolution. Ceux-ci sont fixés aux valeurs trouvées pour le reste de l'étude. La résolution temporelle moyenne calculée à partir de ces paramètres est $\langle \sigma_t \rangle = 50$ fs.

En utilisant les évènements sélectionnés suivant la section 6.2.1, on ajuste la fonction de vraisemblance avec le temps de vie et la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0 fixés aux valeurs moyennes mondiales [3] afin de déterminer au mieux les performances d'étiquetage. Les projections de l'ajustement sur la masse du candidat B_d^0 et sur son temps propre sont représentées sur les figures 6.3.

Un premier ajustement sur la totalité des candidats est appliqué. Dans l'intervalle de masse autour du pic du signal [5246.5; 5312.5] MeV/c², il y a 107 000 évènements de signal. Le rapport entre le nombre d'évènement de bruit et de signal est 0.40 ± 0.01 .

Puis un second ajustement utilisant uniquement les candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ étiquetés permet de déterminer l'efficacité de l'étiquetage en comparant le nombre de signal avec l'ajustement précédent, mais aussi d'extraire la fraction de mauvais étiquetage. Celle-ci est directement liée à l'amplitude des oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ comme

l'équation 6.4 le montre :

$$\mathcal{A}(t) = (1 - 2\omega) \cos(\Delta m_d t). \quad (6.12)$$

Expérimentalement, cette asymétrie dépendante du temps est obtenue en comparant les fonctions de densité de probabilité des candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ ayant une saveur identique à la production et à la désintégration ($\mathcal{P}(t, q = 1)$) et celles dont les saveurs diffèrent ($\mathcal{P}(t, q = -1)$) :

$$\mathcal{A}(t) = \frac{\mathcal{P}(t, q = +1) - \mathcal{P}(t, q = -1)}{\mathcal{P}(t, q = +1) + \mathcal{P}(t, q = -1)}. \quad (6.13)$$

La figure 6.4 présente l'asymétrie pour les événements dans la région du signal, après optimisation et étalonnage de l'algorithme de côté opposé présenté dans les sections 6.3 et 6.4. La fraction de mauvais étiquetage pour le signal est $(36.1 \pm 0.5)\%$, et de $(48.7 \pm 0.4)\%$ pour le bruit oscillant.

Si le temps de vie et la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0 sont laissés libres, l'ajustement trouve des valeurs compatibles avec les références du Particle Data Group. Un ajustement indépendant a été développé au sein de la collaboration afin de mesurer la fréquence d'oscillation Δm_d , et nos résultats sont compatibles [80].

Après avoir mis en place la procédure d'extraction des performances d'étiquetage dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, nous allons maintenant décrire l'optimisation de l'algorithme.

6.3 Optimisation de la sélection des marqueurs

L'algorithme d'étiquetage du côté opposé est basé sur 4 marqueurs dont la sélection est développée dans les parties suivantes. Ces sélections sont optimisées dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ sur la moitié de la statistique disponible, en maximisant la puissance d'étiquetage, puis vérifiées sur l'autre moitié de cette statistique ainsi que sur les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

6.3.1 Sélection de marqueurs à trace unique

La sélection des marqueurs est basée sur les propriétés cinématiques des désintégrations des hadrons B : une grande signification du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, une grande impulsion transverse. Chaque marqueur correspond à une trace chargée, reconstruite avec une bonne qualité d'ajustement. Il doit être en-dehors d'un cône de 5 mrad formé par les produits de désintégration du méson de signal. Des coupures d'identification de particules basées sur les informations issues des détecteurs à effet Tcherenkov, des calorimètres ainsi que des chambres à muons sont aussi appliquées.

De plus, chaque marqueur a des coupures spécifiques. Les muons ne doivent pas partager d'impact dans les chambres à muons avec les autres traces, afin de ne

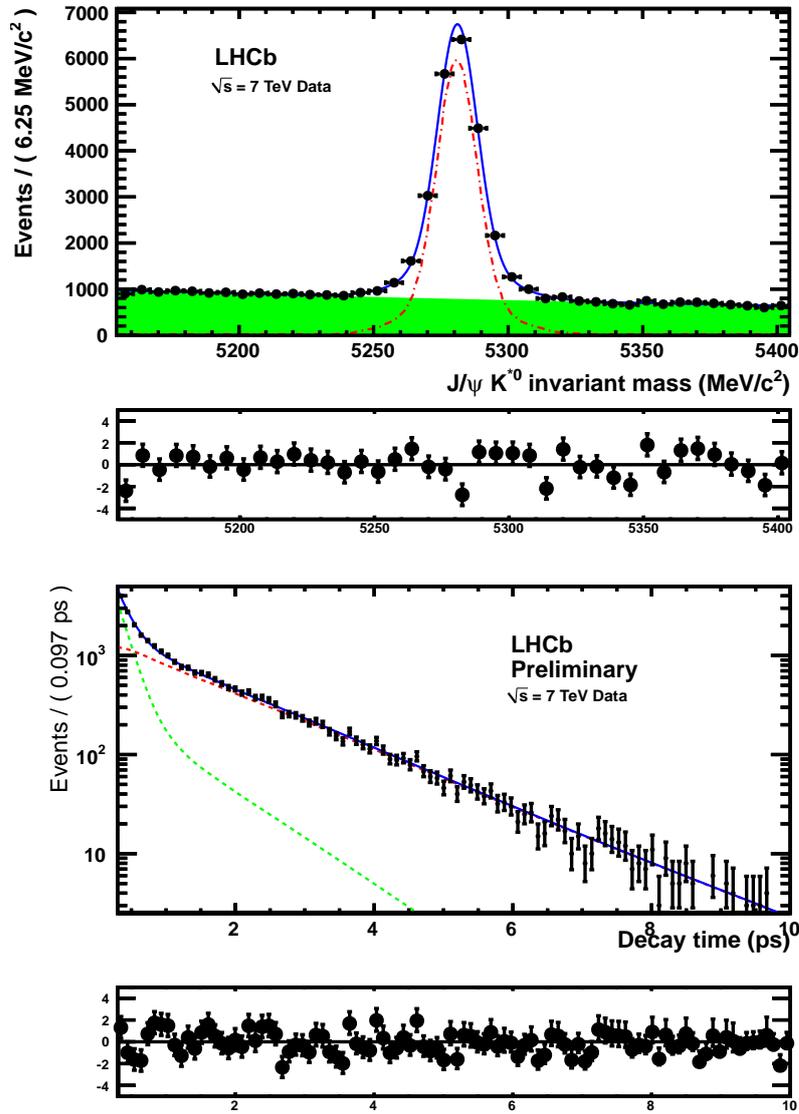


FIGURE 6.3: Distributions de la masse (haut) et du temps de désintégration (bas) pour les événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ étiquetés par le côté opposé avec 1 fb^{-1} de données. Les points noirs correspondent aux données, la courbe bleue solide est l'ajustement de la fonction totale, la courbe rouge est la composante du signal, tandis que le vert représente la somme des composantes du bruit. Les graphiques du dessous représentent les pulls des résidus par rapport à la fonction d'ajustement.

pas confondre leurs impacts avec ceux d'un pion. Concernant les électrons, un maximum de charge d'ionisation déposé sur les couches de silicium du VELO est imposé, réduisant ainsi le nombre de candidats électrons issus de la conversion des photons proche du point d'interaction. Lorsqu'il y a plusieurs candidats pour un même marqueur, celui de plus grande impulsion transverse est choisi. Les coupures résumées

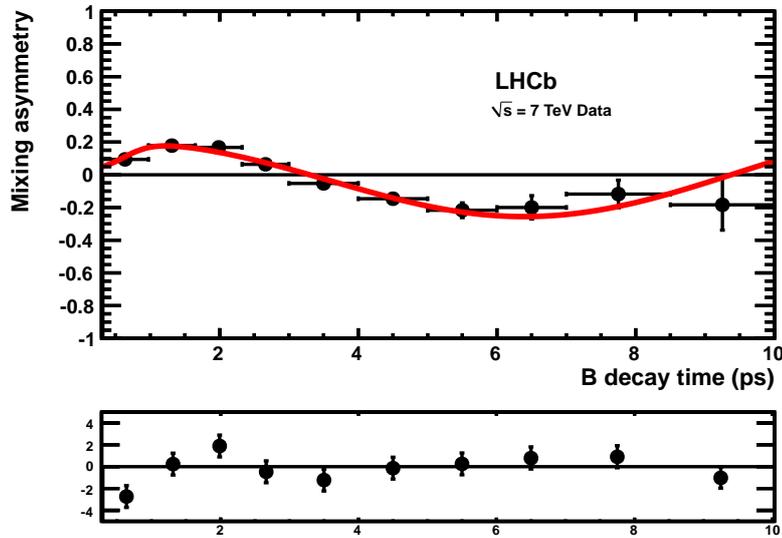


FIGURE 6.4: Asymétrie de mélange des événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, dans la région de masse du signal, pour tous les événements étiquetés par le côté opposé, après optimisation et calibration de l'algorithme en mars 2012 en utilisant 1 fb^{-1} de données. Les points noirs correspondent aux données, la courbe rouge est l'ajustement de la fonction d'asymétrie. Le graphique du dessous représente les pulls des résiduels par rapport à la fonction d'ajustement.

dans le tableau 6.1 sont issues de l'optimisation de la puissance d'étiquetage dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Les performances de l'algorithme sont ensuite vérifiées avec les candidats $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ n'ayant pas servi à l'optimisation et les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

6.3.2 Sélection du marqueur : charge du vertex secondaire

La sélection du marqueur multi traces est basée sur la reconstruction inclusive du vertex secondaire. Deux traces ayant une impulsion transverse supérieure à $0.15 \text{ GeV}/c$ ainsi qu'un paramètre d'impact par rapport au vertex primaire de signification supérieure à 2.5 sont sélectionnées pour former un vertex. Celui-ci doit avoir une bonne qualité d'ajustement, être dans l'acceptance du détecteur et distant du vertex primaire.

Pour chaque paire de traces, on construit une fonction de vraisemblance à partir des informations géométriques, cinématiques et de qualité sur ces traces. Parmi tous les vertex reconstruits, celui ayant la plus grande fonction de vraisemblance est sélectionné. Puis l'algorithme cherche d'autres traces compatibles avec ce vertex, mais pas avec le vertex primaire. Au final, la somme des traces composant le vertex secondaire doivent répondre aux conditions définies dans le tableau 6.2.

Marqueurs	min p_T [GeV/c]	min p [GeV/c]	min IP/σ_{IP}	Identification de particules	min $IP_{PU}/\sigma_{IP_{PU}}$	max track χ^2/ndf
μ	1.2	2	0	$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > 2.5$	3	3.2
e	1	2	1	$\Delta \ln \mathcal{L}_{e\pi} > 4$ $E/p_{tot} > 0.75$	5	3.85
K	0.7	5.0	4.3	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0.75$ $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} - \Delta \ln \mathcal{L}_{p\pi} > -3$	7.5	2.45

TABLE 6.1: Résumé des coupures optimisées de l'algorithme d'étiquetage des marqueurs traces du côté opposé, avec 1 fb^{-1} des données 2011.

Marqueurs	min $\langle IP^i/\sigma_{IP}^i \rangle$ [GeV/c]	min $\sum_i p_T^i$ [GeV/c]	min $\sum_i p^i$ [GeV/c]	min $ \sum_i p^i _M$ [mm]	max $\sum_{i \neq seed} \text{DOCA}^i$
Q_{vtx}	10	1.55	8	0.6	0.5

TABLE 6.2: Résumé des coupures optimisées de l'algorithme d'étiquetage pour le vertex secondaire, avec 1 fb^{-1} des données 2011. L'indice i désigne les traces servant à reconstruire le vertex.

Une fois ce vertex reconstruit, l'algorithme calcule sa charge afin de déterminer la saveur du hadron B. Elle correspond à la somme des charges Q_i de chaque particule pondérée par leur impulsion transverse à la puissance κ : $Q_{vtx} = \frac{\sum_i p_T^{\kappa}(i) Q_i}{\sum_i p_T^{\kappa}(i)}$. La puissance κ a aussi été optimisée. Sa valeur est de 0.55. Seuls les évènements ayant une charge absolue supérieure à 0.17 sont considérés comme étiquetés.

Une fois ce marqueur optimisé, ses performances sont testées avec les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

6.4 Étalonage de la probabilité de mauvais étiquetage

L'algorithme sélectionne des marqueurs auxquels il associe une probabilité estimée de mauvais étiquetage. Dans un premier temps, nous définissons cette probabilité puis sa calibration pour chaque marqueur. Ensuite, nous présentons la combinaison des décisions des marqueurs pour un même évènement. L'algorithme associe une probabilité de mauvais étiquetage à cette décision. Nous détaillons alors l'étalonage de cette probabilité, puis nous calculons les incertitudes systématiques associées à cette calibration.

6.4.1 Réponse de l'algorithme d'étiquetage pour chaque marqueur

L'algorithme d'étiquetage renvoie pour chaque marqueur la saveur initiale du signal. La décision est -1 si le B de signal contient un quark b , $+1$ s'il y a un quark \bar{b} , et 0 dans les cas non-étiquetés.

De plus, l'algorithme associe à chaque décision une probabilité de mauvais étiquetage estimée η . Celle-ci est issue d'un réseau de neurones tenant compte des propriétés cinématiques du marqueur et de l'évènement. Il est conçu pour optimiser la séparation entre les évènements correctement et incorrectement étiquetés, tout en utilisant un minimum de variables. Pour les marqueurs à trace unique, les variables discriminantes sont les impulsions totale et transverse des particules ainsi que les paramètres d'impact par rapport au vertex primaire. Pour la charge de vertex secondaire, le réseau de neurones utilise le nombre de traces associées au vertex, leur impulsion transverse moyenne, leur paramètre d'impact moyen par rapport au vertex primaire, leur distance de plus courte approche, la fonction de vraisemblance auparavant définie, la fraction de traces longues composant le vertex et la valeur absolue de la charge du vertex.

Le réseau de neurones est entraîné sur la simulation Monte Carlo, dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Dans cette phase d'entraînement, la vraie saveur du méson B est utilisée pour définir la combinaison de variables maximisant la séparation entre évènements correctement et incorrectement étiquetés. La probabilité de mauvais étiquetage estimée est obtenue à partir de la sortie du réseau de neurones : net_i . Pour chaque marqueur, la dépendance de la probabilité η_i en fonction de net_i

s'exprime de la manière suivante : $\eta_i = 1 - (a_i + b_i \times net_i)$. Les paramètres a_i et b_i sont ajustés sur les événements de la simulation Monte Carlo.

Cette probabilité de mauvais étiquetage estimée dans la simulation doit être vérifiée dans les données. Par simplicité, on suppose que la fraction de mauvais étiquetage ω issue des vraies données est reliée à la probabilité estimée η par une fonction linéaire avec 2 coefficients correcteurs p_0 et p_1 :

$$\omega_i(\eta_i) = p_0 + p_1 \times (\eta_i - \langle \eta \rangle). \quad (6.14)$$

La dépendance linéaire sur η_i est centrée sur sa valeur moyenne $\langle \eta \rangle$ afin de réduire la corrélation entre les paramètres p_0 et p_1 . Les facteurs de correction p_0 et p_1 sont déterminés dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Leurs valeurs pour chaque marqueur sont indiquées dans le tableau 6.3.

Après cet étalonnage, on réajuste la fonction $\omega_i(\eta_c) = p_0 + p_1 \times (\eta_c - \langle \eta \rangle)$ sur les données. La correction est juste si p_1 est compatible avec 1, et p_0 avec $\langle \eta \rangle$. Cette vérification est effectuée dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Marqueurs	p_0	p_1	$\langle \eta \rangle$
μ	0.309 ± 0.004	1.20 ± 0.06	0.304
e	0.306 ± 0.006	0.974 ± 0.09	0.346
K	0.393 ± 0.002	0.706 ± 0.04	0.354
Q_{vtx}	0.404 ± 0.002	0.84 ± 0.03	0.362
OS	0.392 ± 0.002	0.921 ± 0.02	0.363

TABLE 6.3: Paramètres de la calibration des marqueurs du côté opposé déterminés en utilisant le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

Pour améliorer la puissance d'étiquetage des marqueurs kaon et charge du vertex, une coupure sur cette probabilité de mauvais étiquetage estimée est appliquée.

6.4.2 Combinaison des décisions des marqueurs

Lorsque plusieurs décisions de marqueurs sont disponibles pour un même événement, différentes stratégies sont possibles pour obtenir une seule et unique décision pour le côté opposé. Dans la suite, nous présentons la combinaison utilisée pour l'analyse des données 2011.

Soit p_i la probabilité que le marqueur i ait la décision d_i , donc $p_i = 1 - \omega_i$. Cette décision a pour valeur 1 si le méson contient un quark \bar{b} , -1 si le méson a un b , et 0 lorsque le marqueur n'a pas de réponse. Alors la probabilité que l'évènement soit étiqueté b ou \bar{b} correspond au produit des décisions de chaque marqueur disponible pondéré par la probabilité que cette décision soit fausse. On obtient donc les équations suivantes pour $p(b)$ la probabilité que l'évènement contienne un quark b , et $p(\bar{b})$ un quark \bar{b} :

$$p(b) = \prod_i \left(\frac{1+d_i}{2} - d_i p_i \right), \quad p(\bar{b}) = \prod_i \left(\frac{1-d_i}{2} + d_i p_i \right). \quad (6.15)$$

On en déduit la probabilité combinée $\mathcal{P}(b)$ que le méson contienne un quark b , et $\mathcal{P}(\bar{b})$ qu'il contienne un quark \bar{b} :

$$\mathcal{P}(b) = \frac{p(b)}{p(b) + p(\bar{b})}, \quad \mathcal{P}(\bar{b}) = 1 - \mathcal{P}(b). \quad (6.16)$$

La décision finale est prise à condition que la probabilité soit supérieure à 0.56. Cette coupure permet d'exclure les évènements ambigus dont les probabilités d'avoir un quark b ou un \bar{b} sont assez proches.

Du fait de la corrélation entre les marqueurs, la probabilité combinée est surestimée. La principale corrélation est entre la charge du vertex secondaire et les marqueurs à trace unique. Dans certains cas les mêmes particules sont utilisées par ces 2 marqueurs. Le tableau 6.4 donne les corrélations entre les marqueurs extraites de la simulation Monte Carlo pour le signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. On peut aussi calculer l'efficacité relative d'étiquetage de chaque marqueur par rapport à tous les marqueurs du côté opposé. Dans la simulation des désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, le muon étiquète 15.3% des évènements étiquetés du côté opposé. Ce taux est de 7.2% pour l'électron, 51.9% pour le kaon, et 51.8% pour la charge inclusive du vertex. Si on somme toutes ces efficacité relatives, les marqueurs ont étiquetés 126% des évènements. Par conséquent, plus d'un quart des évènements est étiqueté par plusieurs marqueurs. La corrélation totale est donc estimée à 26%.

Marqueurs	μ	e	K	Q_{vtx}
μ	-	0.32%	3.6%	5.1%
e	-	-	2.1%	2.3%
K	-	-	-	18.0%

TABLE 6.4: Corrélation entre les marqueurs du côté opposé calculée pour les évènements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

Afin de corriger cette corrélation, on calibre la probabilité combinée de fraction de mauvais étiquetage du côté opposé. Cette calibration s'écrit :

$$\omega_{OS} = p_0 + p_1 \times (\eta_{OS} - \langle \eta \rangle). \quad (6.17)$$

Dans les données 2011, cette calibration a été effectuée dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Les paramètres de correction sont alors :

$$p_0 = 0.392 \pm 0.002 \quad \text{et} \quad p_1 = 0.921 \pm 0.02. \quad (6.18)$$

6.4.3 Vérification de l'étalonnage

Après avoir calibré les probabilités estimées de fraction de mauvais étiquetage, pour chaque marqueur et leur combinaison, il faut vérifier la justesse de cet étalonnage. On utilise alors les données $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ n'ayant pas servi à la calibration. L'étalonnage est validé comme l'atteste le tableau 6.5.

Marqueurs	p_0	p_1	$\langle \eta \rangle$	$\rho(p_0, p_1)$
μ	0.294 ± 0.006	1.044 ± 0.008	0.315	
e	0.309 ± 0.009	0.998 ± 0.015	0.307	
K	0.394 ± 0.004	0.998 ± 0.010	0.395	
Q_{vtx}	0.403 ± 0.004	0.992 ± 0.009	0.398	
OS	0.392 ± 0.002	1.035 ± 0.021	0.391	0.13

TABLE 6.5: Paramètres de calibration et de corrélation pour les marqueurs du côté opposé déterminés en utilisant le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, après l'étalonnage .

Pour utiliser l'algorithme d'étiquetage du côté opposé lors de la mesure de la phase ϕ_s , il faut vérifier que l'étalonnage effectué dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ peut être exporté dans un canal de contrôle. On teste alors cette calibration dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Les paramètres p_0 et p_1 du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont extraits d'un ajustement de la fraction de mauvais étiquetage pour différentes catégories de probabilité de mauvais étiquetage. Les figures 6.5 illustrent les calibrations dans $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Les paramètres déterminés dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont :

$$p_0 = 0.400 \pm 0.004 \quad p_1 = 1.039 \pm 0.053 \quad \langle \eta \rangle = 0.390 \quad \rho = 0.09, \quad (6.19)$$

avec ρ le coefficient de corrélation reliant les paramètres p_0 et p_1 . La valeur du paramètre p_1 est compatible avec 1, tandis que p_0 diffère de la valeur $\langle \eta \rangle$. Cet écart est de $+0.010 \pm 0.004$, soit un effet à 2.5 écarts standards. Il peut indiquer une sous-estimation de la probabilité de mauvais étiquetage estimée. Des études dans la simulation Monte Carlo MC10 [81] n'ont pas montré de désaccord entre les calibrations des canaux $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Par ailleurs, la calibration a aussi été testée dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow D\pi$ et $B_d^0 \rightarrow K\pi$ dans les données 2011, et tous les paramètres p_0 sont compatibles avec ceux de $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ à moins de 2 écarts standards. Cette différence de calibration entre les canaux $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ constitue la plus importante incertitude systématique liée à l'étalonnage comme présenté dans la section suivante.

6.4.4 Evaluation des incertitudes systématiques liées à l'étalonnage

L'évaluation des incertitudes systématiques liées à l'étalonnage est déterminée par les différences entre les paramètres p_0, p_1 de référence et ces mêmes paramètres calculés dans des conditions différentes. Cette démarche est effectuée dans les canaux $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

La calibration a été vérifiée pour 3 périodes de prise de données déterminées par les arrêts techniques du LHC en 2011. Les tableaux 6.7 et 6.8 montrent que la calibration est compatible entre ces 3 conditions. Par conséquent, aucune incertitude systématique n'est assignée.

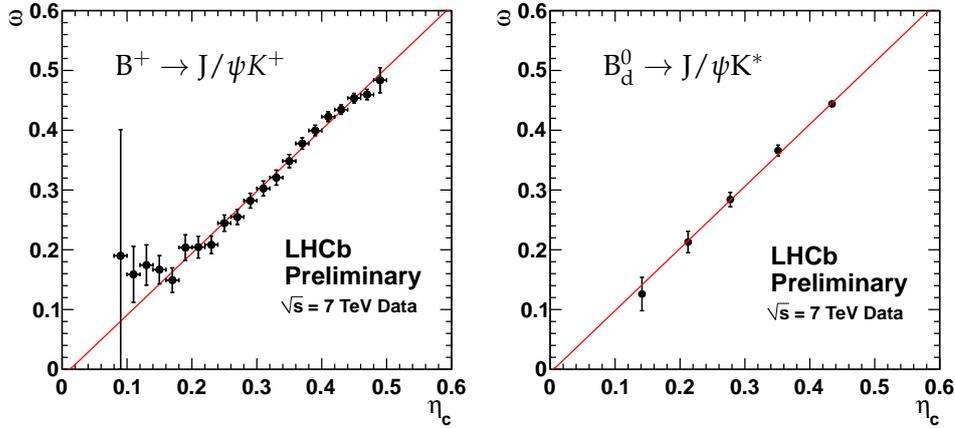


FIGURE 6.5: Ajustement de la fonction de calibration pour la combinaison des marqueurs du côté opposé pour les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ à gauche et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ à droite.

Puis nous avons vérifié que le nombre de vertex primaires dans un évènement n'affecte pas la calibration de l'étiquetage. Ceci est expliqué par le fait que le nombre de vertex primaires est une des variables du réseau de neurones déterminant la probabilité estimée de mauvais étiquetage. Aucune systématique n'est donc ajoutée.

Nous avons aussi testé l'influence de la polarité de l'aimant. En effet, il peut induire des asymétries dans la calibration à cause de l'efficacité du détecteur ou bien de la précision de l'alignement. Le tableau 6.7 atteste que ce n'est pas le cas. Aucune incertitude systématique n'est donc ajoutée.

Les différences des interactions entre particules et antiparticules avec la matière peuvent être une source d'asymétries. Pour tester cela, on divise le lot de données en fonction de la saveur initiale du méson B. Les paramètres p_0 diffèrent alors de 0.011 comme présenté dans le tableau 6.7. Ceci entraîne une incertitude systématique supplémentaire de 0.005. Dans les futures analyses, cet effet pourra être réduit en tenant compte de l'asymétrie directement dans les ajustements.

Une autre source de systématique investiguée est le modèle d'ajustement des désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Différentes vérifications ont été effectuées en changeant ce modèle. Parmi toutes ces vérifications, seul le plus grand écart avec les valeurs de référence est utilisé pour calculer une incertitude systématique.

La dernière source de systématiques est due aux différences d'étiquetage entre les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Tous les tests précédents ont été effectués et validés pour les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ comme le montre le tableau 6.8. Le principal désaccord entre les 2 désintégrations est dû à la calibration. Lorsque celle-ci est testée dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$, le paramètre p_0 diffère de la moyenne de la probabilité de mauvais étiquetage de $+0.010 \pm 0.004$. L'étalonnage a aussi été vérifié dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow D\pi$. Le paramètre p_0

présente alors une différence de $+0.005 \pm 0.003$. Afin de prendre en compte ces différences de calibration, leur moyenne constitue une nouvelle incertitude systématique sur p_0 de $+0.0075$. Il s'agit de l'incertitude la plus importante de l'étiquetage.

Après avoir évalué les différentes contributions, les incertitudes sont ajoutées de manière quadratique. Les principales incertitudes sont listées dans le tableau 6.6. Finalement, les valeurs des paramètres de calibration à utiliser lors de l'extraction de la phase ϕ_s sont :

$$p_0 = 0.392 \pm 0.002 \pm 0.009, \quad p_1 = 1.035 \pm 0.021 \pm 0.012 \quad \text{et} \quad \langle \eta \rangle = 0.391. \quad (6.20)$$

Effet systématique	δp_0	δp_1
Modèle d'ajustement	$< \pm 0.001$	± 0.012
Saveur	± 0.005	–
Dépendance du canal	± 0.0075	–
Total	± 0.009	± 0.012

TABLE 6.6: Résumé des principales incertitudes systématiques sur les paramètres de l'étalonnage.

6.5 Performances de l'algorithme d'étiquetage

L'algorithme d'étiquetage du côté opposé est optimisé et calibré avec les données 2011. Dans la suite, nous présentons ses performances globales dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Puis nous abordons les performances par événement pour les canaux $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

6.5.1 Performances globales

Les performances d'étiquetage dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ résultant d'un ajustement global sont résumées dans les tableaux 6.9. Les puissances d'étiquetage moyennes sont :

- $\varepsilon_{\text{tag}} D^2 = (1.81 \pm 0.05)\%$ dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$,
- $\varepsilon_{\text{tag}} D^2 = (1.46 \pm 0.12)\%$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

La différence entre les performances dans ces 2 canaux est due à la fraction de mauvais étiquetage. Celle-ci est en effet meilleure dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ que dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Nous avons étudié ses performances globales dans différentes configurations. Tout d'abord nous avons vérifié que la polarité de l'aimant n'affecte pas les performances de l'algorithme, comme le montre la table 6.10.

Nous avons aussi déterminé l'influence du nombre de vertex primaires sur les propriétés d'étiquetage. La table 6.11 montre que l'efficacité d'étiquetage diminue en

Effet systématique	p_0	p_1
Désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ($\langle \eta_c \rangle = 0.391$)		
référence OS	0.392 ± 0.002	1.035 ± 0.021
run < 95000 :	0.394 ± 0.003	1.033 ± 0.034
run 95000–101000 :	0.387 ± 0.003	1.029 ± 0.038
run > 101000 :	0.393 ± 0.003	1.039 ± 0.035
systématique	–	–
nPV=1	0.390 ± 0.003	1.043 ± 0.034
nPV=2	0.393 ± 0.003	1.055 ± 0.034
nPV>2	0.392 ± 0.003	0.989 ± 0.041
systématique	–	–
Décision d'étiquetage : b -meson	0.397 ± 0.002	1.062 ± 0.029
Décision d'étiquetage : \bar{b} -meson	0.386 ± 0.002	1.006 ± 0.029
systématique	± 0.005	—
Polarité : Up (positive)	0.388 ± 0.003	1.032 ± 0.032
Polarité : Down (négative)	0.394 ± 0.002	1.036 ± 0.027
systématique	—	—
Modèle d'ajustement : seulement la masse	0.392 ± 0.002	1.035 ± 0.020
Modèle d'ajustement : bruit simplifié	0.393 ± 0.002	1.023 ± 0.020
Modèle d'ajustement : $pdf^s(\eta) = pdf^{bkg}(\eta)$	0.391 ± 0.002	1.041 ± 0.021
Modèle d'ajustement : $pdf^s(\eta) \leftrightarrow pdf^{bkg}(\eta)$	0.391 ± 0.002	1.047 ± 0.021
systématique	± 0.001	± 0.012
Systématique totale	± 0.005	± 0.012

TABLE 6.7: Paramètres de la calibration de l'étiquetage du côté opposé, calculés dans des conditions différentes pour le canal de contrôle $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Pour ces vérifications, la valeur de $\langle \eta_c \rangle$ est fixée à la valeur de référence utilisée lors de l'ajustement. Lorsqu'aucune systématique n'est indiquée, cela signifie que sa valeur est négligeable.

fonction du nombre de vertex alors que la fraction de mauvais étiquetage est peu affectée.

Une autre vérification consiste à s'assurer que la fraction de mauvais étiquetage est indépendante de l'impulsion transverse du méson B de signal. Pour cela, nous avons déterminé les performances de l'étiquetage suivant 4 catégories d'impulsion transverse, définies dans la table 6.12. On s'aperçoit alors que la probabilité d'avoir un évènement étiqueté augmente lorsque l'impulsion transverse croît, mais la fraction de mauvais étiquetage reste constante. Du fait de cette invariance, on peut mesurer cette fraction de mauvais étiquetage dans un canal de contrôle et l'utiliser dans un canal de référence sans se soucier de la distribution de l'impulsion transverse.

Effet systématique	p_0	p_1	$p_0 - p_1 < \eta_c >$
Désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ ($\langle \eta_c \rangle = 0.390$)			
référence OS	0.400 ± 0.004	1.039 ± 0.053	-0.005 ± 0.021
run <95000 :	0.398 ± 0.007	0.988 ± 0.089	0.013 ± 0.035
run 95000–101000 :	0.400 ± 0.008	0.953 ± 0.098	0.028 ± 0.039
run >101000 :	0.403 ± 0.007	1.157 ± 0.089	-0.048 ± 0.035
nPV =1	0.401 ± 0.007	1.093 ± 0.058	-0.025 ± 0.024
nPV =2	0.404 ± 0.006	1.006 ± 0.087	0.012 ± 0.034
nPV >2	0.396 ± 0.008	0.928 ± 0.109	0.034 ± 0.043
Décision de l'étiquetage : b -méson	0.413 ± 0.006	1.076 ± 0.076	-0.007 ± 0.030
Décision de l'étiquetage : \bar{b} -méson	0.387 ± 0.006	0.986 ± 0.076	0.002 ± 0.030
Polarité : Up (positive)	0.396 ± 0.006	0.963 ± 0.081	0.020 ± 0.032
Polarité : Down (négative)	0.403 ± 0.006	1.086 ± 0.071	-0.021 ± 0.028

TABLE 6.8: Paramètres de la calibration de l'étiquetage du côté opposé, calculés dans des conditions différentes pour le canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Pour ces vérifications, la valeur de $\langle \eta_c \rangle$ est fixée à la valeur de référence utilisée lors de l'ajustement. La colonne $p_0 - p_1 \langle \eta_c \rangle$ égale à 0 avec les incertitudes statistiques indique la compatibilité entre les paramètres de la calibration dans différentes conditions et les paramètres de référence.

Marqueurs	$\varepsilon_{\text{tag}}[\%]$	$\omega [\%]$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2 [\%]$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$			
μ	5.20 ± 0.04	30.8 ± 0.4	0.77 ± 0.04
e	2.46 ± 0.03	30.9 ± 0.6	0.36 ± 0.07
K	17.67 ± 0.08	39.33 ± 0.24	0.81 ± 0.04
Q_{vtx}	18.46 ± 0.08	40.31 ± 0.24	0.70 ± 0.04
OS ($\eta_c < 0.42$)	18.85 ± 0.08	34.5 ± 0.2	1.81 ± 0.05
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$			
μ	5.18 ± 0.07	33.8 ± 1.0	0.54 ± 0.07
e	2.49 ± 0.05	36.0 ± 1.4	0.19 ± 0.04
K	18.1 ± 0.1	40.0 ± 0.6	0.72 ± 0.09
Q_{vtx}	18.4 ± 0.1	39.9 ± 0.6	0.75 ± 0.09
OS ($\eta_c < 0.42$)	19.0 ± 0.1	36.1 ± 0.5	1.46 ± 0.12

TABLE 6.9: Performances de l'algorithme d'étiquetage pour les marqueurs du côté opposé ainsi que leur combinaison pour les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Les incertitudes sont uniquement dues à la statistiques.

6.5.2 Performances par évènement

Pour extraire les performances de l'étiquetage du signal évènement par évènement, on utilise la technique des sPlots [57]. Cela consiste à déterminer des poids à partir d'un ajustement sur la masse des candidats $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Polarité du champ magnétique	$\varepsilon_{\text{tag}}[\%]$	$\omega [\%]$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2 [\%]$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$			
+	18.8 ± 0.1	34.3 ± 0.4	1.86 ± 0.10
-	18.9 ± 0.1	34.7 ± 0.3	1.77 ± 0.08
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$			
+	18.9 ± 0.2	36.0 ± 0.8	1.48 ± 0.19
-	19.2 ± 0.2	36.2 ± 0.7	1.47 ± 0.16

TABLE 6.10: Performances de l'étiquetage pour la combinaison des marqueurs du côté opposé dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sur 1 fb^{-1} de données avec la coupure $\eta_c < 0.42$ en fonction de la polarité de l'aimant de LHCb.

Nombre de vertex primaires	$\varepsilon_{\text{tag}}[\%]$	$\omega [\%]$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2 [\%]$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$			
1	20.78 ± 0.14	34.3 ± 0.4	2.05 ± 0.12
2	19.15 ± 0.13	34.7 ± 0.4	1.80 ± 0.10
>2	15.98 ± 0.15	34.7 ± 0.5	1.50 ± 0.11
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$			
1	20.8 ± 0.2	35.3 ± 0.8	1.80 ± 0.22
2	19.2 ± 0.2	36.8 ± 0.9	1.33 ± 0.19
>2	16.2 ± 0.2	36.3 ± 1.1	1.22 ± 0.22

TABLE 6.11: Performances de l'étiquetage pour la combinaison des marqueurs du côté opposé dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sur 1 fb^{-1} de données avec la coupure $\eta_c < 0.42$, en fonction du nombre de vertex primaires.

B p_T intervalles [GeV/c]	$\varepsilon_{\text{tag}}[\%]$	$\omega [\%]$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2 [\%]$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$			
0-3 ($\eta_c < 0.42$)	17.88 ± 0.17	34.6 ± 0.5	1.70 ± 0.12
3-6 ($\eta_c < 0.42$)	18.41 ± 0.13	34.7 ± 0.4	1.73 ± 0.10
6-10 ($\eta_c < 0.42$)	19.53 ± 0.16	34.9 ± 0.4	1.79 ± 0.12
>10 ($\eta_c < 0.42$)	20.22 ± 0.21	33.8 ± 0.6	2.12 ± 0.17
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$			
0-3 ($\eta_c < 0.42$)	17.9 ± 0.3	35.1 ± 1.5	1.59 ± 0.34
3-6 ($\eta_c < 0.42$)	18.9 ± 0.2	37.3 ± 0.9	1.22 ± 0.19
6-10 ($\eta_c < 0.42$)	19.8 ± 0.2	35.7 ± 0.9	1.62 ± 0.22
>10 ($\eta_c < 0.42$)	20.2 ± 0.3	34.8 ± 1.1	1.88 ± 0.29

TABLE 6.12: Performances de l'étiquetage pour la combinaison des marqueurs du côté opposé dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ en fonction de l'impulsion transverse du méson B de signal dans 1 fb^{-1} de données.

et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ comme sur les figures 6.6. Ensuite, ces poids sont utilisés afin de soustraire les composantes de bruit de fond. On peut alors comparer les distributions de probabilité estimée de fraction de mauvais étiquetage ainsi que leur dépendance par rapport à l'impulsion transverse du méson B de signal comme le montrent les figures 6.7. Ces figures sont obtenues après les sélections officielles. Ces distributions confirment les résultats obtenues dans la simulation [81], à savoir que la fraction de mauvais étiquetage et sa calibration sont compatibles entre canaux de contrôle $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ avec $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

On trouve alors que l'efficacité d'étiquetage dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est $(32.99 \pm 0.33)\%$, donc compatible avec les performances dans $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Puis on peut calculer la dilution effective définie par :

$$D_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N D_i^2} \quad (6.21)$$

avec N le nombre d'évènements de signal étiquetés et D_i la dilution estimée pour l'évènement i telle que $D_i = (1 - 2\omega_i)$, avec ω_i la fraction de mauvais étiquetage par évènement reliée à la probabilité estimée η_i par la relation de calibration : $\omega_i = p_0 + p_1(\eta_i - \langle \eta \rangle)$. L'incertitude sur la dilution effective est obtenue en propageant les incertitudes des paramètres de calibration. On peut ainsi déterminer les performances de l'algorithme de côté opposé évènement par évènement. Celles-ci sont toutes comptables comme présenté dans le tableau 6.13 pour les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Les puissances d'étiquetage sont :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{tag}} D_{\text{eff}}^2 &= (2.35 \pm 0.06 \pm 0.26)\% \quad \text{pour } B^+ \rightarrow J/\psi K^+, \\ \varepsilon_{\text{tag}} D_{\text{eff}}^2 &= (2.37 \pm 0.06 \pm 0.26)\% \quad \text{pour } B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*, \\ \varepsilon_{\text{tag}} D_{\text{eff}}^2 &= (2.29 \pm 0.07 \pm 0.26)\% \quad \text{pour } B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi. \end{aligned} \quad (6.22)$$

Marqueurs	$\varepsilon_{\text{tag}}[\%]$	ω [%]	$\varepsilon_{\text{tag}} D_{\text{eff}}^2$ [%]
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$			
OS	33.17 ± 0.09	$36.7 \pm 0.2 \pm 0.7$	$2.35 \pm 0.06 \pm 0.26$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$			
OS	33.27 ± 0.14	$36.7 \pm 0.2 \pm 0.7$	$2.37 \pm 0.06 \pm 0.26$
$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$			
OS	32.99 ± 0.33	$36.8 \pm 0.2 \pm 0.7$	$2.29 \pm 0.07 \pm 0.26$

TABLE 6.13: Performances par évènement des marqueurs OS pour les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, avec 1 fb^{-1} .

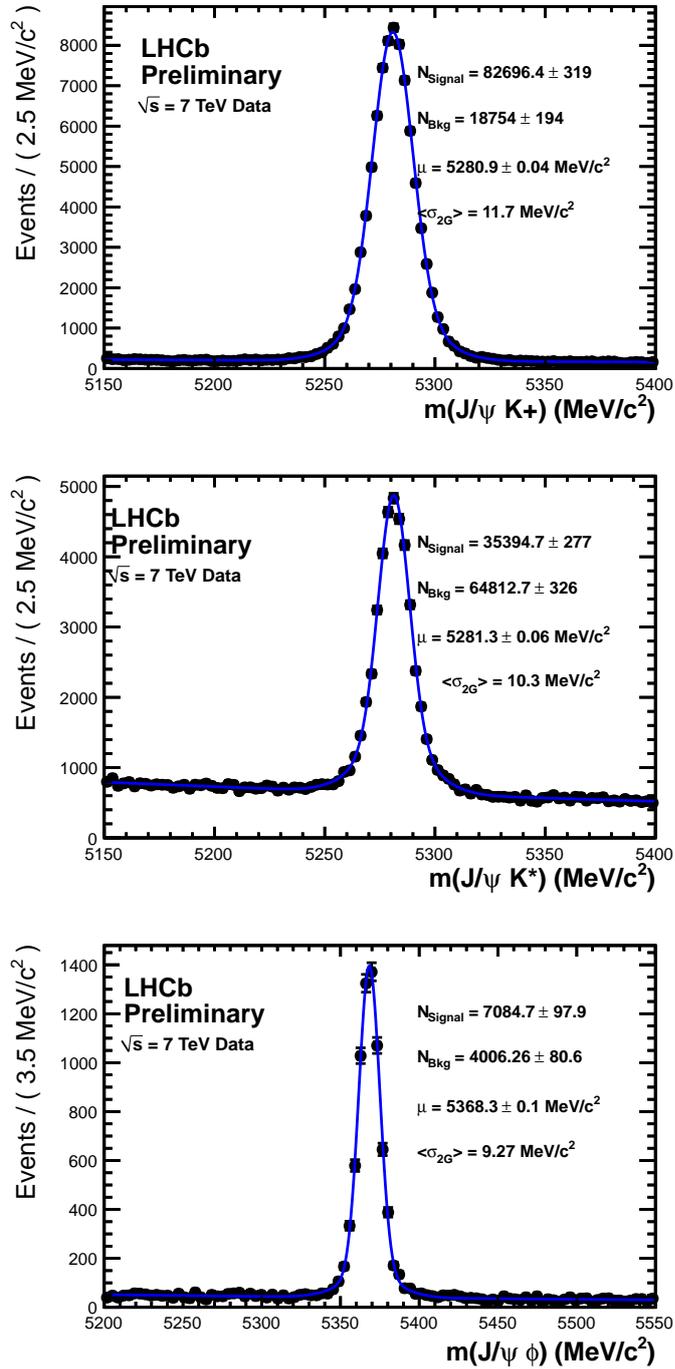


FIGURE 6.6: Ajustement sur la masse des candidats étiquetés $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (haut), $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ (milieu), et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ (bas), servant à la technique des sPlots sur 1 fb^{-1} des données 2011.

6.6 Conclusions sur l'étiquetage

L'algorithme d'étiquetage du côté opposé a été optimisé et calibré avec les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ dans les données 2011 enregistrées par le détecteur LHCb. Le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ a permis d'optimiser les coupures sélectionnant les marqueurs en maximisant la puissance d'étiquetage et de calibrer la probabilité estimée de fraction de mauvais étiquetage par événement. Les performances ont été vérifiées en utilisant notamment les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Les paramètres de calibration déterminés dans $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ sont :

$$p_0 = 0.392 \pm 0.002 \pm 0.009, \quad p_1 = 1.035 \pm 0.021 \pm 0.012, \quad \langle \eta \rangle = 0.391. \quad (6.23)$$

Les incertitudes systématiques sont majoritairement dues aux différences entre les calibrations dans les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Le paramètre p_0 mesuré dans ces 2 canaux présente une différence de l'ordre de 2.5 écarts standards.

En utilisant la probabilité estimée de fraction de mauvais étiquetage par événement, on obtient les puissances d'étiquetage suivantes :

$$\begin{aligned} (2.35 \pm 0.06 \pm 0.26)\% & \text{ pour } B^+ \rightarrow J/\psi K^+, \\ (2.37 \pm 0.06 \pm 0.26)\% & \text{ pour } B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*, \\ (2.29 \pm 0.07 \pm 0.26)\% & \text{ pour } B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi. \end{aligned} \quad (6.24)$$

Pour extraire la valeur de la phase ϕ_s , la probabilité estimée de fraction de mauvais étiquetage par événement est utilisée. L'ajustement tient compte des incertitudes sur les paramètres de la calibration en les contraignant par une distribution gaussienne. Ainsi, l'incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s obtenue après l'ajustement contient les incertitudes dues à l'étiquetage.

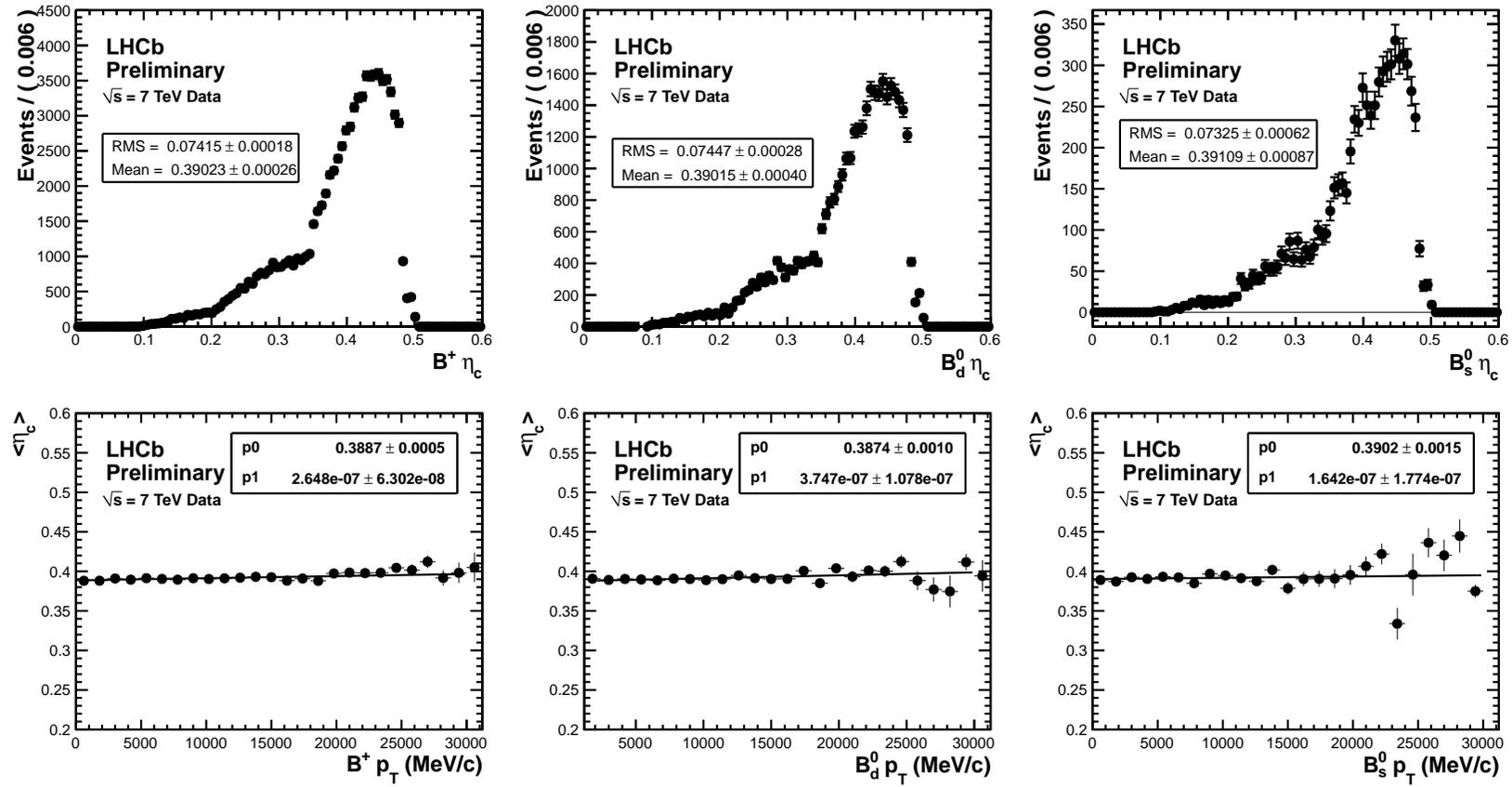


FIGURE 6.7: Distributions de la fraction de mauvais étiquetage (haut) et distribution de la fraction de mauvais étiquetage en fonction de l'impulsion transverse du méson de signal (bas) après l'étalonnage pour B^+ à gauche, B_d^0 au milieu et B_s^0 à droite, pour les événements de signal dans les données 2011.

Chapitre 7

Mesure de la phase ϕ_s

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de la mesure de ϕ_s avec 1 fb^{-1} .

Pour cette mesure, détaillée dans [56], j'ai contribué à l'optimisation ainsi qu'à la calibration de l'algorithme d'étiquetage développé dans le chapitre 6. L'ajustement a été développé dans [70].

Dans un premier temps, nous détaillons les résultats de LHCb, puis nous présentons la combinaison mondiale de la mesure de ϕ_s ainsi que les interprétations de ces résultats. Ensuite nous abordons les perspectives de la mesure de la phase ϕ_s .

7.1 Résultats présentés à Moriond 2012

Dans cette section, nous présentons la mesure de ϕ_s extraite des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, puis sa combinaison avec les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ ainsi que sa combinaison mondiale. Ensuite nous interprétons la valeur de cette mesure.

7.1.1 Extraction de ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

La fonction de vraisemblance définie dans le chapitre 3 est ajustée sur les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ enregistrés sur les 1 fb^{-1} de l'année 2011. Ces candidats ont été sélectionnés suivant la démarche présentée dans le chapitre 4. Le temps propre des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est corrigé par une fonction linéaire décrite dans la section 3.3.2 ainsi que par l'histogramme présenté dans la section 4.1. La résolution temporelle est modélisée par la somme de 3 gaussiennes utilisant les incertitudes temporelles de chaque événement comme expliqué dans la section 3.3.2. Le facteur correcteur D_t est alors extrait d'un ajustement sur du bruit de fond composé uniquement de mésons J/ψ issus du vertex primaire. Cet ajustement est réalisé dans les données 2011, avec la technique des sPlots [57]. La valeur du facteur correcteur est : $S_t = 1.45 \pm 0.06$. Cela correspond à une résolution temporelle moyenne de 45 fs. Les poids de corrections angulaires définis dans le chapitre 5 sont aussi appliqués lors de l'ajustement. L'algorithme d'étiquetage utilisé pour l'extraction de ϕ_s est optimisé et étalonné avec les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

comme expliqué dans le chapitre 6. Les paramètres de calibration sont :

$$p_0 = 0.392 \pm 0.002 \pm 0.009, \quad p_1 = 1.035 \pm 0.021 \pm 0.012, \quad \text{et} \quad \langle \eta \rangle = 0.391.$$

Lors de l'ajustement, les incertitudes sur l'étiquetage sont contraintes de façon gaussienne. Par conséquent, elles sont incluses dans l'incertitude statistique des paramètres extraits tels ϕ_s . La puissance d'étiquetage dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est : $\varepsilon_{\text{tag}} D^2 = (2.29 \pm 0.27)\%$. Les projections de cet ajustement correspondent aux figures 7.1 pour la masse et 7.2 pour le temps propre et les angles.

Les paramètres extraits de cet ajustement ainsi que leurs incertitudes statistiques et systématiques sont répertoriés dans le tableau 7.1. Les sensibilités attendues et observées sont compatibles, comme résumées dans le tableau 7.2. L'ajustement a convergé pour tous les paramètres excepté δ_{\parallel} . Le profil de la fonction de vraisemblance pour tous les autres paramètres est parabolique dans un intervalle de ± 1 écart standard. Quant à la phase forte δ_{\parallel} , sa valeur centrale est proche de π donc quasiment dégénérée avec la solution correspondant à la symétrie $\delta_{\parallel} \rightarrow -\delta_{\parallel}$. Seul l'intervalle à 68% de niveau de confiance est cité pour la valeur de δ_{\parallel} . Dans le tableau 7.1, toutes les phases fortes concordent avec 0 ou π rad.

L'ajustement donne 2 solutions pour plusieurs paramètres. Ceci est dû à l'invariance de ces paramètres sous la symétrie décrite par les équations 1.59. Or LHCb a récemment levé cette ambiguïté dans la référence [79]. La différence entre les phases fortes de l'onde S et de l'onde P doit décroître en fonction de la masse invariante du système K^+K^- . Parmi les 2 solutions, une croît en fonction de cette masse et l'autre décroît. Cette seconde solution est donc correcte. Ainsi les valeurs de ϕ_s et de $\Delta\Gamma_s$ sont :

$$\phi_s = -0.001 \pm 0.101 \pm 0.027 \text{ rad} \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma_s = 0.116 \pm 0.018 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}.$$

Ces valeurs sont compatibles avec le Modèle Standard.

Paramètres	Valeurs	Stat.	Syst.
Γ_s [ps ⁻¹]	0.6580	0.0054	0.0066
$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	0.116	0.018	0.006
$ A_{\perp}(0) ^2$	0.246	0.010	0.013
$ A_0(0) ^2$	0.523	0.007	0.024
F_S	0.022	0.012	0.007
δ_{\perp} [rad]	2.90	0.36	0.07
δ_{\parallel} [rad]	[2.90, 3.47]		0.13
δ_s [rad]	2.90	0.36	0.08
ϕ_s [rad]	-0.001	0.101	0.027

TABLE 7.1: Extraction des paramètres physiques ainsi que leurs incertitudes statistiques et systématiques lors de l'ajustement sur les événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$.

Paramètres	Sensibilité attendue	Sensibilité observée
Γ_s [ps ⁻¹]	0.0048	0.0054
$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	0.017	0.018
$ A_\perp(0) ^2$	0.009	0.010
$ A_0(0) ^2$	0.006	0.007
F_S	0.010	0.012
δ_\perp [rad]	0.32	0.36
δ_s [rad]	0.32	0.36
ϕ_s [rad]	0.10	0.10
δ_\parallel^* [rad]	~ 0.16	~ 0.22

TABLE 7.2: Sensibilités statistiques attendues et observées sur les paramètres physiques de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, respectivement dans les colonnes de gauche et de droite. Les sensibilités attendues sont calculées à partir de simulation de toys Monte Carlo, générés avec les valeurs centrales mesurées dans les données, pour 25 000 événements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Puisqu'il y a 21 200 candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dans les données étudiées, les sensibilités observées sont attendues 1.09 fois plus grandes que les sensibilités mesurées dans ces toys Monte Carlo. Le symbole * indique que le profil de la fonction de vraisemblance de la phase δ_\parallel n'est pas simplement parabolique.

Les incertitudes systématiques sur la mesure de la phase ϕ_s sont détaillées dans le tableau 7.3. Les principales sources sont les acceptances angulaires discutées dans la section 5.3.1 et la description du bruit de fond. Une incertitude systématique importante provient de la non prise en compte de la violation CP directe et dans le mélange, c'est-à-dire que $|q/p| = 1$ et $A_f = \bar{A}_f$ comme défini dans le chapitre 1. Les incertitudes sont alors calculées en supposant une violation de l'ordre de 5%. Dans une prochaine analyse, ces incertitudes pourraient être supprimées si l'ajustement intègre les paramètres quantifiant ces violations.

Source	$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	ϕ_s [rad]
Description du bruit	0.004	0.011
Acceptances angulaires	0.002	0.012
Modèle acceptance t	0.002	-
Asymétrie de production ($\pm 10\%$)	0.002	0.008
CPV mélange & désintégration ($\pm 5\%$)	0.002	0.020
Biais de l'ajustement	0.001	0.005
Somme quadratique	0.006	0.027

TABLE 7.3: Incertitudes systématiques des paramètres physiques extraits de l'ajustement de la fonction de vraisemblance décrivant les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. CPV mélange et désintégration correspond à une hypothèse de violation CP dans le mélange et dans les désintégrations de l'ordre de 5%.

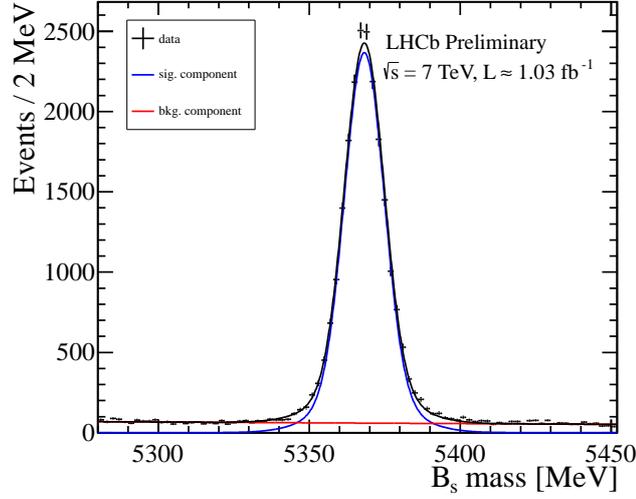


FIGURE 7.1: Distribution de la masse invariante pour les candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ reconstruits. La masse du J/ψ est contrainte lors de l'ajustement du vertex. La résolution de la masse du B_s^0 est de $6.0 \text{ MeV}/c^2$.

7.1.2 Combinaison de la mesure de ϕ_s avec le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$

Les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ peuvent aussi être utilisées pour extraire la phase ϕ_s . Ces désintégrations ont un rapport de branchement plus faible que $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Leur état final étant CP impair à plus de 97.7% [82], l'extraction de la phase ϕ_s ne nécessite pas d'analyse angulaire. La mesure de ϕ_s dans ce canal est $\phi_s = -0.019^{+0.173}_{-0.174} {}^{+0.004}_{-0.003} \text{ rad}$ avec 1 fb^{-1} de données.

Les mesures de ϕ_s sont alors combinées à travers un ajustement simultané sur les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. La valeur de ϕ_s est :

$$\phi_s = -0.002 \pm 0.083 \pm 0.027 \text{ rad.}$$

Il s'agit de la meilleure mesure mondiale de la phase ϕ_s .

7.1.3 Combinaison de la mesure de ϕ_s avec CDF et D0

Actuellement, quatre expériences sont compétitives pour mesurer la phase ϕ_s . Comme nous venons de le présenter, l'expérience LHCb a la meilleure précision sur ϕ_s . Les expériences CDF [83] et D0 [84] installées auprès du Tevatron ont aussi mesuré cette phase avec respectivement 9.6 fb^{-1} et 8 fb^{-1} . Le groupe HFAG (Heavy Flavor Average Group) [85] a combiné ces 3 mesures en additionnant leur fonction de vraisemblance dans le plan $(\Delta\Gamma_s, \phi_s)$. La figure 7.3 représente les meilleures mesures de ϕ_s pour chaque expérience ainsi que leur combinaison.

Cette combinaison donne :

$$\phi_s = -0.044^{+0.090}_{-0.085} \text{ rad} \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma_s = 0.105 \pm 0.015 \text{ ps}^{-1}.$$

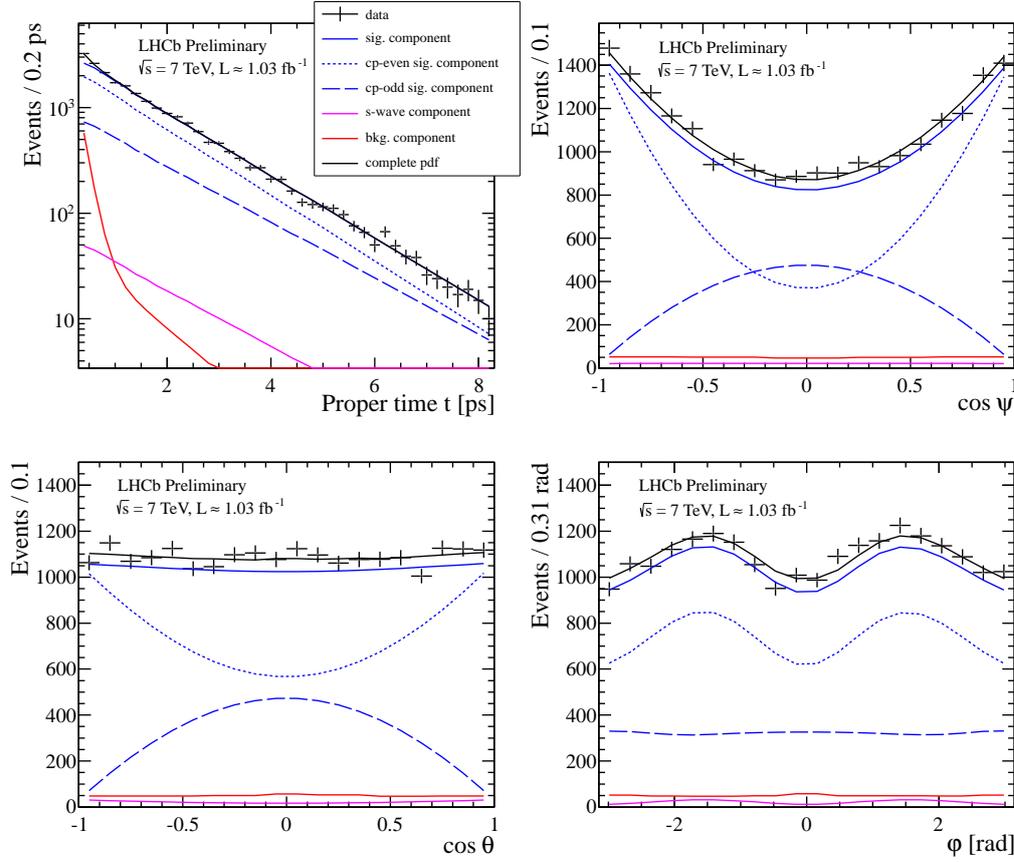


FIGURE 7.2: Projection de l'ajustement sur les distributions du temps propre ainsi que des angles des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ reconstruits. Les points noirs correspondent aux données et la ligne noire à l'ajustement total. Les différentes composantes sont représentées par : la ligne bleue entière pour le signal, les lignes bleues en pointillés pour les différentes composantes CP de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, la ligne rose pour la projection de l'onde S, et en rouge le bruit de fond.

Dans le cadre du Modèle Standard, un ajustement global sur les données expérimentales contraint de manière indirecte ϕ_s à : $\phi_s^{SM} = -0.0363^{+0.0016}_{-0.0015}$ rad[1]. La combinaison mondiale des mesures de ϕ_s est donc compatible avec le Modèle Standard.

Durant la conférence ICHEP en juillet 2012, l'expérience ATLAS a présenté les résultats de son analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ en utilisant 4.9 fb^{-1} [86] :

$$\phi_s = 0.22 \pm 0.41(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})\text{rad} \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma_s = 0.053 \pm 0.021(\text{stat}) \pm 0.008(\text{syst})\text{ps}^{-1}. \quad (7.1)$$

7.1.4 Interprétation de la mesure de ϕ_s

La mesure de ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ avec 1 fb^{-1} de données par LHCb [87] est prise en compte lors de l'ajustement global sur les éléments de

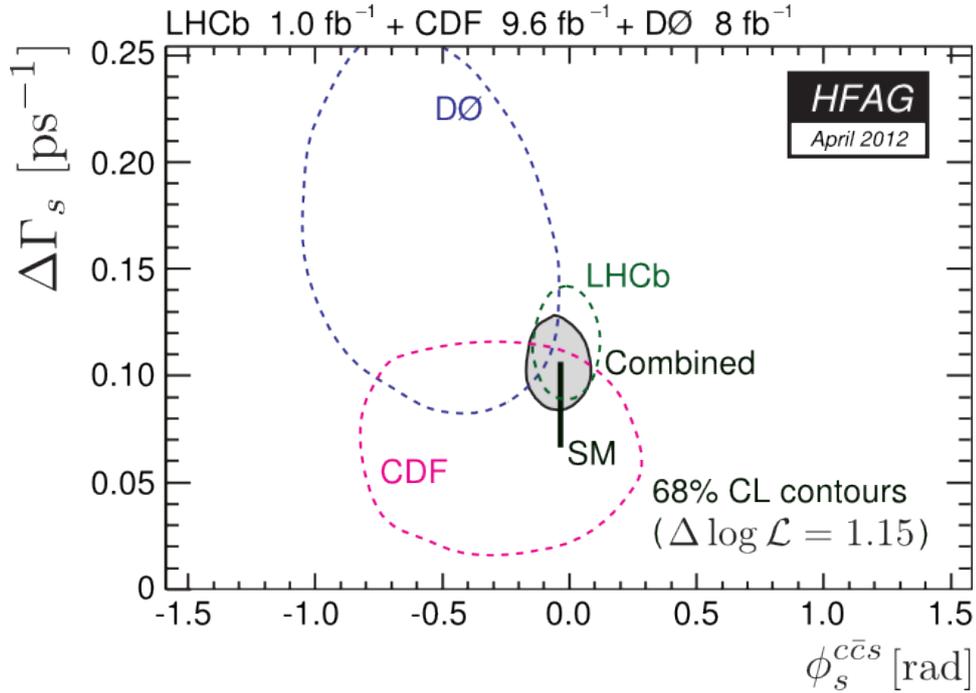


FIGURE 7.3: Mesures de la phase ϕ_s par les expériences LHCb, CDF et D0, ainsi que leur combinaison dans le plan $(\Delta\Gamma_s, \phi_s)$ [85].

la matrice CKM par le groupe CKMfitter. Son but est de déterminer les valeurs de ces éléments et de tester leur cohérence dans le cadre du Modèle Standard et de contraindre la Nouvelle Physique. Cet ajustement a déjà révélé des différences entre des paramètres mesurés et leurs valeurs prédites par le Modèle Standard. Par exemple, la mesure de $\sin(2\beta)$ est en conflit avec le rapport de branchement de $B_d \rightarrow \tau\nu$ à 2.8 écarts standards.

La référence [88] présente un nouvel ajustement global estimant la contribution de la Nouvelle Physique. Les principales contraintes sont la mesure de ϕ_s par LHCb et CDF ainsi que la mesure de l'asymétrie dite dimuon par D0 [21] :

$A_{SL} = 0.594a_{SL}^d + 0.594a_{SL}^s$ [89] avec $a_{SL}^{d,s}$ les asymétries spécifiques de saveur définies par l'équation 1.47 représentant respectivement les systèmes $B_d^0-\bar{B}_d^0$ et $B_s^0-\bar{B}_s^0$. Les contributions de la Nouvelle Physique de ces systèmes sont notées Δ_s pour B_s^0 et Δ_d pour B_d^0 comme introduit dans la section 1.4.2.

Différents scénarii sont alors investigués. Tout d'abord, la présence de Nouvelle Physique est envisagée uniquement dans les éléments $M_{12}^{d,s}$ décrivant les mélanges respectifs des mésons B_d^0 et B_s^0 . Dans l'hypothèse où les contributions Δ_s et Δ_d sont ajustées indépendamment, donc en supposant que la structure des saveurs est arbitraire, les prédictions du Modèle Standard ($\Delta_s = \Delta_d = 1$) sont alors défavorisées à 2.4 écarts standard. De la Nouvelle Physique reste possible à hauteur de 30 à 40 % pour une signification de 3 écarts standards. D'autres modèles sont testés : le mod-

èle de violation de saveur minimale avec les contributions de la Nouvelle Physique $\Delta_s = \Delta_d$ réelles, ou bien un modèle avec des contributions complexes. Dans tous ces scénarii, la valeur centrale de la mesure de ϕ_s par LHCb est en désaccord avec celle de la mesure de A_{SL} faite par l'expérience D0 comme illustré par la figure 7.4. En effet, la mesure de ϕ_s réduit la possibilité de larges contributions de Nouvelle Physique dans le domaine des mésons B_s^0 , alors que la mesure de A_{SL} est 34 fois plus important que la prédiction du Modèle Standard.

Pour tenter de résoudre ce conflit, l'hypothèse de la présence de Nouvelle Physique dans les termes $\Gamma_{12}^{d,s}$ est prise en compte dans l'ajustement global. Cette hypothèse est donc déjà fortement contrainte par exemple par les mesures de Γ_s et Γ_d [90]. Avec cet ajout, le Modèle Standard est défavorisé à 2.6 écarts standards, et des différences persistent entre les mesures de ϕ_s et A_{SL} .

En conclusion, la présence de la Nouvelle Physique dans les termes d'oscillation $M_{12}^{d,s}$ n'est pas suffisante pour expliquer le désaccord entre les mesures de ϕ_s et A_{SL} . De la Nouvelle Physique peut intervenir dans les termes de désintégration $\Gamma_{12}^{d,s}$ malgré des fortes contraintes. De nouvelles mesures de la phase ϕ_s et de l'asymétrie A_{SL} notamment par l'expérience LHCb devrait permettre d'améliorer notre compréhension de ce puzzle.

Une autre manière d'exploiter la mesure de ϕ_s est présentée dans [91]. De nombreux modèles de Nouvelle Physique prédisent une déviation de la mesure de ϕ_s par rapport au Modèle Standard causée par des courants scalaires tels le champ de Higgs. Or ces courants affectent aussi d'autres mesures comme les désintégrations rares $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La corrélation entre les mesures de $-\sin \phi_s$ et le rapport de branchement de ces désintégrations permet de discriminer plusieurs modèles de Nouvelle Physique. La mesure de ϕ_s présentée dans cette thèse ainsi que la limite sur ce rapport de branchement [92] par LHCb ont permis d'exclure un nombre important de modèles de Nouvelle Physique comme l'atteste la figure 7.5 dont les zones grisées correspondent aux exclusions. Ces 2 mesures sont tout à fait compatibles avec le Modèle Standard.

7.2 Perspectives

Dans cette section, nous discutons des perspectives de la mesure de ϕ_s . Dans un premier temps, nous détaillons les améliorations possibles de la sensibilité sur la mesure de ϕ_s avec 1 fb^{-1} . Puis nous abordons l'amélioration du détecteur LHCb et l'impact sur la mesure de ϕ_s .

7.2.1 Amélioration sur la sensibilité de la mesure de ϕ_s

Plusieurs améliorations sont possibles lors de la mesure de ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ présentée dans cette thèse.

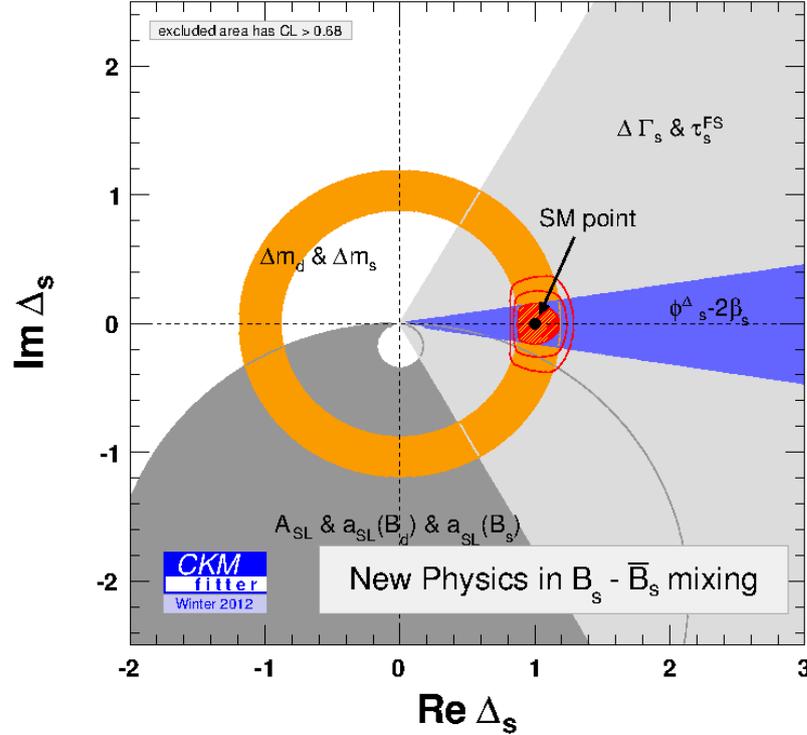


FIGURE 7.4: Contraintes sur les paramètres de Nouvelle Physique dans les mésons B_s^0 , avec Δ_s et Δ_d ajustés de manière indépendante [88]. Le Modèle Standard correspond aux points : $Re \Delta_s = 1, Im \Delta_s = 0$, compatible avec les résultats de l’ajustement : $Re \Delta_s = 0.965^{+0.133}_{-0.078}, Im \Delta_s = 0.00^{+0.10}_{-0.10}$.

Comme expliqué dans la section 4.1.1, les lignes du système de déclenchement requises dans cette analyse ne sélectionnent que 77% des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ enregistrés. L’utilisation de nouvelles lignes permet d’ajouter environ 5000 candidats, soit de réduire l’incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s à 0.091 rad, en effectuant une renormalisation naïve. L’analyse de ces candidats nécessite une nouvelle correction temporelle ajoutant ainsi une incertitude systématique.

Une autre source d’amélioration du nombre d’évènements $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est l’utilisation d’une sélection multivariée. Ceci a été discuté dans le chapitre 4. Pour que cette technique ait un impact important, il faudrait développer cette sélection au niveau du système de déclenchement ou du stripping.

De meilleures performances de l’algorithme d’étiquetage permettent aussi d’obtenir une meilleure sensibilité sur la mesure ϕ_s . Plus précisément, l’ajout du marqueur kaon dit de côté signal améliorerait la puissance d’étiquetage de 2.4% à 3.4%. Ceci diviserait l’erreur sur ϕ_s d’un facteur $\sqrt{\frac{3.4}{2.4}} = 1.2$.

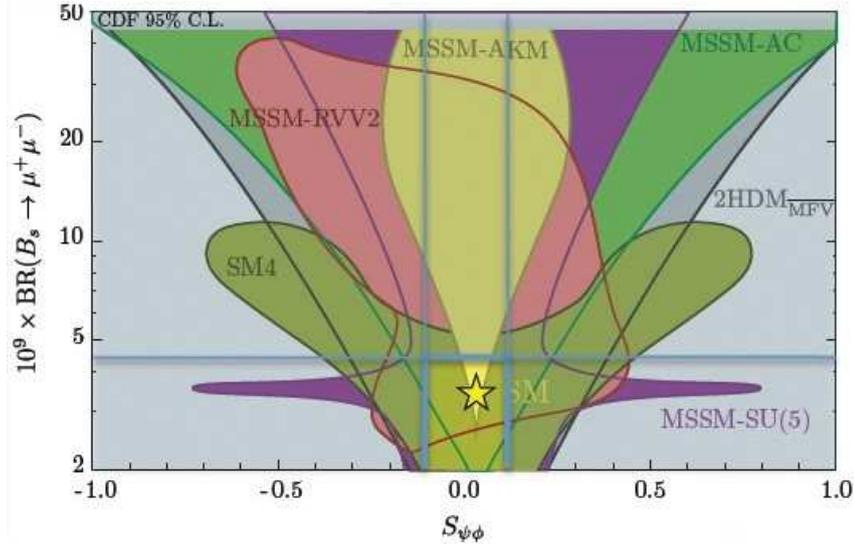


FIGURE 7.5: Rapport de branchement des désintégrations $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en fonction de la valeur de $-\sin \phi_s$ [91]. Les zones grisées correspondent aux exclusions, tandis que l'étoile est la prédiction du Modèle Standard. Plusieurs modèles de Nouvelle Physique apparaissent : MSSM correspond au modèle de violation minimale de la saveur dans les modèles de Supersymétrie, $2HDM_{MFV}$ est un modèle avec 2 doublets de Higgs avec le minimum de violation dans la saveur .

La mesure de ϕ_s peut aussi être extraite d'autres désintégrations. Pour l'instant, seules les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ont été analysées. D'autres processus $b \rightarrow c \bar{c} s$ peuvent aussi contribuer à la mesure de ϕ_s . Par exemple, le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(e^+ e^-) \phi$ présente la même phénoménologie et le même rapport de branchement que $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$. La principale difficulté de cette analyse provient de la reconstruction du méson J/ψ en 2 électrons. Les lignes du système de déclenchement ainsi que du stripping sont donc différentes.

Le canal $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)(\mu^+ \mu^-) \phi$ peut aussi être investigué. Il suit une stratégie identique à $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$, mais en remplaçant la résonance J/ψ des muons par un méson $\psi(2S)$.

Des désintégrations purement CP paires peuvent aussi mesurer la phase ϕ_s : $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta(\rightarrow \gamma \gamma)$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta(\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$, $B_s^0 \rightarrow \eta_c(\rightarrow 4h) \phi$, $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ [93], $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta'(\rightarrow \rho \gamma)$ [94], $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta'(\rightarrow \eta \pi^+ \pi^-)$ [95].

Ainsi des améliorations sont encore possibles pour obtenir la meilleure sensibilité sur la mesure de ϕ_s en utilisant les données 2011.

7.2.2 Horizons 2019 : amélioration du LHC et du détecteur LHCb

En 2019, les performances du LHC ainsi que ses détecteurs seront améliorées [33]. Le LHC délivrera des collisions avec une énergie au centre de masse de 14 TeV. Les collisions auront lieu toutes les 25 ns avec en moyenne 2 évènements par collision. La luminosité instantanée sera alors de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le détecteur LHCb devrait accumuler 5 fb^{-1} de données par an. L'exploitation de cette phase du LHC devrait durer 10 ans. Dans la suite, nous présentons les perspectives sur la mesure de ϕ_s avec une statistique de 50 fb^{-1} estimées par rapport aux mesures effectuées sur 1 fb^{-1} .

L'augmentation de la luminosité diminue l'incertitude statistique sur ϕ_s d'un facteur $\sqrt{50}$. Cette incertitude est aussi réduite d'un facteur $\sqrt{2}$ grâce à l'énergie au centre de masse disponible. On s'attend alors aux incertitudes statistiques suivantes :

- en étudiant les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi : \sigma^{stat}(\phi_s) = 10 \text{ mrad}$,
- en étudiant les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^- : \sigma^{stat}(\phi_s) = 17 \text{ mrad}$,
- en combinant ces 2 canaux : $\sigma^{stat}(\phi_s) = 8.3 \text{ mrad}$.

L'ajout du marqueur kaon du côté opposé divise cette incertitude d'un facteur 1.2. Par conséquent, l'erreur statistique sur ϕ_s est proche de 7 mrad [33]. Cette haute luminosité permet aussi d'estimer la contribution des diagrammes pingouins dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$, comme expliqué dans la section 1.4.3.

Quant aux incertitudes systématiques, on peut prévoir en partie leur évolution. Dans l'analyse du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, la principale source d'incertitude systématique est due à l'approximation $|q/p| = 1$ et $|A_f| = |\bar{A}_f|$, c'est-à-dire que les violations de la symétrie CP directe et indirecte sont négligées. Ceci peut être pris en compte dans l'ajustement. Il en est de même pour l'asymétrie de production. Une autre incertitude systématique importante est la correction des distorsions angulaires. Cette systématique peut être réduite grâce à une plus grande statistique dans la simulation Monte Carlo des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ ainsi qu'à une meilleure compréhension de cette simulation. Actuellement, la somme quadratique de ces incertitudes sur la mesure de ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est estimée à 27 mrad. Après ces améliorations, on pense pouvoir réduire l'incertitude systématique à 5 mrad [96].

Ainsi, en combinant les incertitudes statistique et systématique avec 50 fb^{-1} de données, on s'attend à avoir une précision de 9 mrad sur la mesure de ϕ_s .

7.3 Conclusions

Avec 1 fb^{-1} , l'expérience LHCb a réalisé la meilleure mesure de la phase ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi : \phi_s = -0.001 \pm 0.101 \pm 0.027 \text{ rad}$. Cette phase a aussi été extraite des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Ces 2 mesures ont été prises en compte lors de la combinaison mondiale de la mesure de ϕ_s . La moyenne obtenue est : $\phi_s = -0.044_{-0.085}^{+0.090} \text{ rad}$ [85]. Toutes ces valeurs sont compatibles avec le Mod-

èle Standard, même si les incertitudes permettent encore la présence de Nouvelle Physique.

Cependant cette possibilité se restreint. La confrontation de la mesure de ϕ_s par LHCb et la mesure de a_{sl} par D0 montre des tensions sur la probabilité de Nouvelle Physique dans le mélange $B_s^0-\bar{B}_s^0$, et laisse penser que de la Nouvelle Physique pourrait aussi apparaître dans les désintégrations. D'autre part la corrélation entre les mesures de la phase ϕ_s et le rapport de branchement de $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ de LHCb a déjà écarté plusieurs modèles de Nouvelle Physique. Plus de mesures dans ce secteur sont nécessaires.

La sensibilité sur la mesure de la phase ϕ_s sur 1 fb^{-1} de données peut être améliorée de plusieurs façons. Plusieurs lignes du système de déclenchement peuvent être ajoutées. Une sélection multivariée peut aussi intervenir au niveau du système de déclenchement ou du stripping. Une autre amélioration est l'ajout du marqueur kaon du côté signal dans l'algorithme d'étiquetage. D'autres processus $b \rightarrow c\bar{c}s$ peuvent aussi être étudiés comme les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)\phi$ et $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)(\mu^+\mu^-)\phi$ présentant la même phénoménologie que le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$.

À partir de 2019, le LHC et LHCb seront optimisés pour fonctionner avec une énergie et une luminosité plus importantes. L'incertitude statistique sur la mesure de ϕ_s sera alors de 7 mrad avec 50 fb^{-1} de données.

Conclusions

L'expérience LHCb a été conçue pour tester les limites du Modèle Standard en étudiant la violation de la symétrie CP et les désintégrations rares dans le secteur du charme et de la beauté. Une des mesures phare de LHCb est la phase faible ϕ_s . Celle-ci est engendrée par les interférences entre le mélange B_s^0 - \bar{B}_s^0 et les désintégrations directes $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Dans le cadre du Modèle Standard, des ajustements globaux sur les données expérimentales déterminent de manière indirecte la valeur de ϕ_s à : $\phi_s^{SM} = -0.0364 \pm 0.0017$ rad. La faible incertitude théorique sur cette mesure en fait une observable particulièrement sensible à la Nouvelle Physique.

Durant cette thèse, j'ai participé à plusieurs aspects de l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, notamment en proposant une sélection alternative, basée sur un algorithme d'arbres de décision boostés. Cette nouvelle sélection diminue l'incertitude statistique mais ajoute du bruit de fond ainsi qu'une correction temporelle. L'amélioration apportée n'est pas suffisante pour justifier son utilisation avec 1 fb^{-1} de données mais reste une piste intéressante pour l'avenir. J'ai aussi étudié les sources de distorsions des distributions angulaires spécifiques aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Il en résulte que la géométrie du détecteur LHCb est la principale origine de ces distorsions. Un autre aspect essentiel de l'analyse des désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est la détermination de la saveur initiale des mésons B_s^0 . Celle-ci est extraite d'un algorithme exploitant les traces corrélées à la création du méson B_s^0 . Cet algorithme est développé en utilisant les désintégrations $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. J'ai participé à son optimisation ainsi qu'à son étalonnage en étudiant les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Les différences de calibration mesurées entre les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ constituent l'incertitude systématique la plus importante sur les paramètres de l'étalonnage. Ces paramètres sont : $p_0 = 0.392 \pm 0.002 \pm 0.009$ dont 0.0075 d'incertitude systématique due à la différence de calibration entre $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ et $p_1 = 1.035 \pm 0.021 \pm 0.012$. Ces incertitudes sont ensuite incluses dans la mesure de ϕ_s . La puissance d'étiquetage dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est $(2.29 \pm 0.07 \pm 0.26)\%$.

En mars 2012, la collaboration LHCb a présenté la meilleure mesure mondiale de ϕ_s dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$: $\phi_s = -0.001 \pm 0.101 \pm 0.027$ rad, mais aussi en combinant les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$: $\phi_s = -0.002 \pm 0.083 \pm 0.027$ rad. Une combinaison a ensuite été effectuée entre les différentes mesures de ϕ_s des expériences LHCb, CDF et D0 : $\phi_s = -0.044_{-0.085}^{+0.090}$ rad.

Cette combinaison de ϕ_s est compatible avec le Modèle Standard à 0.8 écart standard. L'incertitude statistique laisse cependant envisageable la présence de Nouvelle Physique. Les futures prises de données du LHC permettront de réduire cette incertitude. Tout d'abord LHCb devrait accumuler 1.5 fb^{-1} en 2012, diminuant l'incertitude statistique à 0.05 rad. Puis à partir de 2019, LHCb devrait collecter 50 fb^{-1} réduisant alors l'incertitude statistique à 7 mrad et permettant de conclure sur la présence de Nouvelle Physique.

Annexe A

Impact de la sélection alternative sur la simulation Monte Carlo

Dans le chapitre 4, nous avons présenté une sélection alternative des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$. Cette sélection est testée sur différents échantillons de la simulation Monte Carlo comme présenté quantitativement dans la section 4.4.2. Dans cet appendice, nous présentons les distributions caractéristiques des candidats $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, à savoir les masses invariantes des mésons $B_s^0, J/\psi, \phi$ ainsi que les distributions temporelle et angulaires du B_s^0 dans les échantillons de bruits de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

A.1 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

L'impact de la sélection alternative sur le bruit issu des désintégrations simulées $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ sur les distributions de masses, temps et angles est présenté sur les figures A.1, A.2. Celles-ci illustrent la section 4.4.2.

A.2 $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$

Les effets de la sélection alternative sur le bruit issu des désintégrations simulées $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ sont aussi étudiés. Les distributions de masses, temps et angles des figures A.3, A.4 illustrent la section 4.4.2.

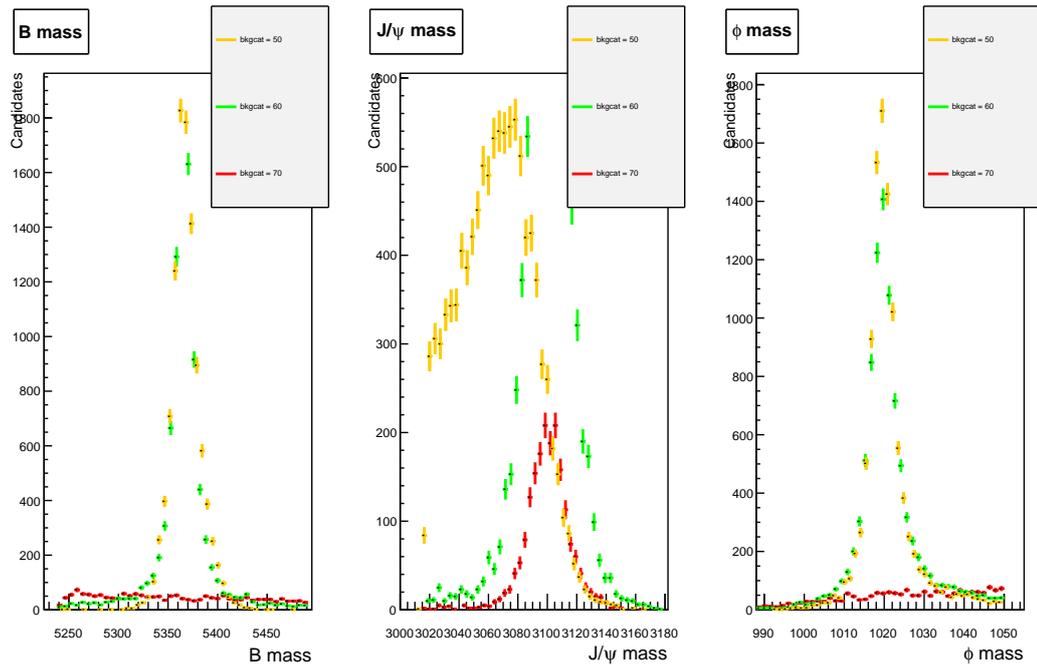


FIGURE A.1: Distributions de la masse invariante des mésons B_s^0 , J/ψ et ϕ , de gauche à droite dans les désintégrations simulées $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Les catégories de bruit correspondent aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dont les photons rayonnés n'ont pas été reconstruits (50), aux événements "fantômes" (60) dont au moins une trace correspond à une combinaison fortuite d'impacts, et aux événements dits "Vertex Primaires" (70) dont au moins une trace provient du vertex primaire.

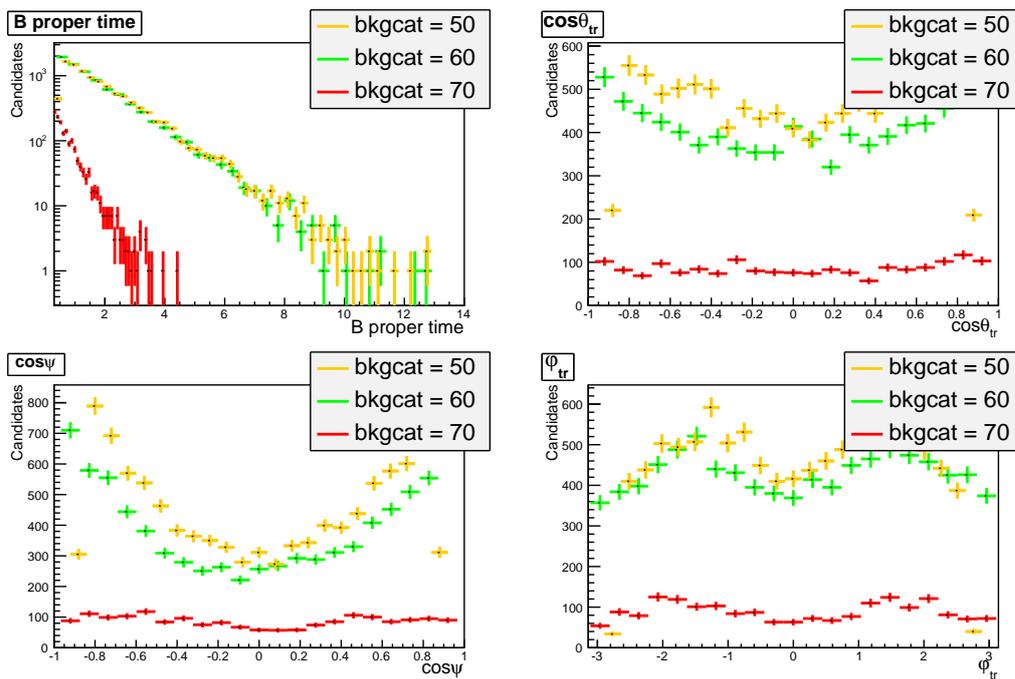


FIGURE A.2: Distributions du temps propre ainsi que des angles $\cos\theta$, ϕ , $\cos\psi$ des mésons B_s^0 , dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Les catégories de bruit correspondent aux désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ dont les photons rayonnés n'ont pas été reconstruits (50), aux évènements "fantômes" (60), et aux évènements dits "Vertex Primaires" (70).

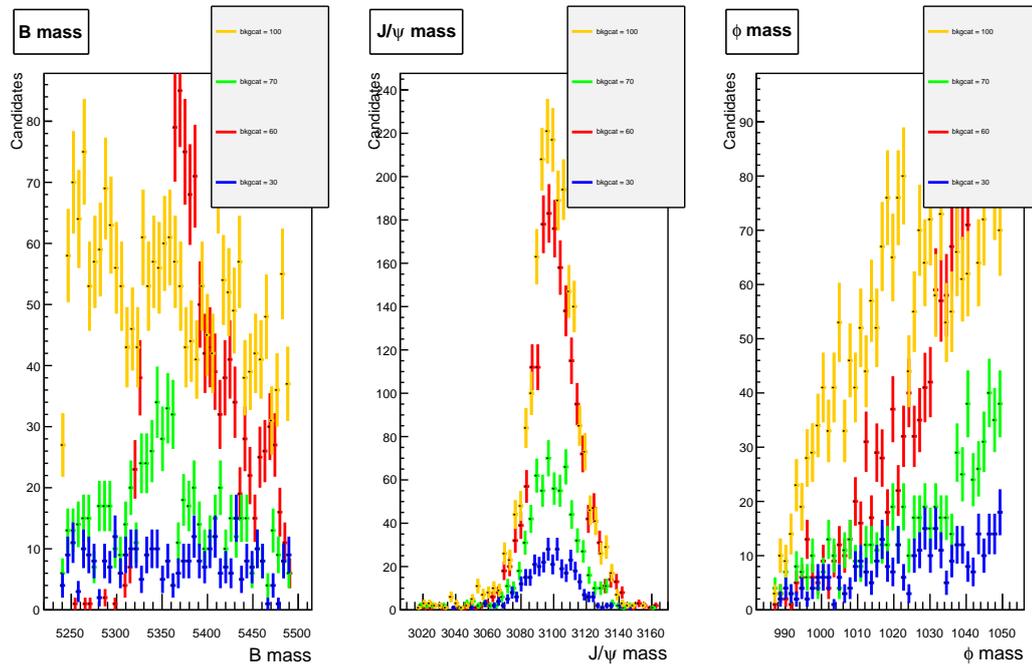


FIGURE A.3: Distributions de la masse invariante des mésons B_s^0 , J/ψ et ϕ , de gauche à droite dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Les catégories de bruit correspondent aux désintégrations "fantômes" (60), aux événements dits "Vertex Primaires" (70), et aux événements dits " ≥ 2 collisions" (100) dont les traces proviennent d'au moins 2 collisions différentes.

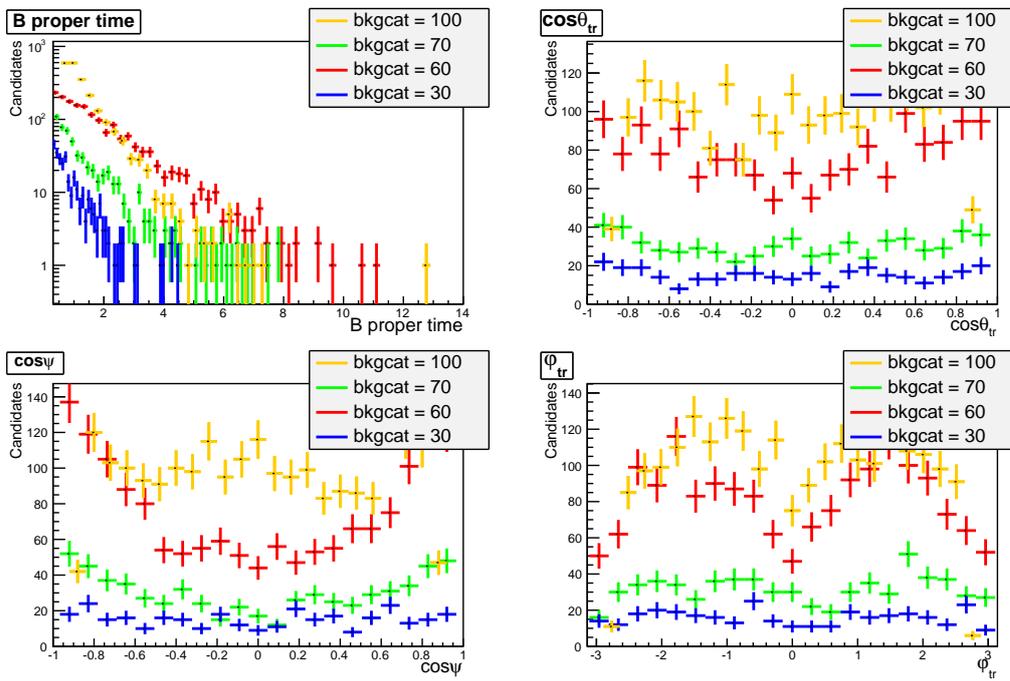


FIGURE A.4: Distributions temporelle et angulaires des mésons B_s^0 dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Les catégories de bruit correspondent aux désintégrations "fantômes" (60), aux évènements dits "Vertex Primaires" (70), et aux évènements dits " ≥ 2 collisions" (100).

Bibliographie

- [1] CKMfitter Group (J. Charles et al.). Eur. Phys. J. C41, 1-131 (2005) [hep-ph/0406184], updated results and plots available at : <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [2] J. Silva G. Branco, L. Lavoura. CP violation. 1999. International series of monographs on physics - 103.
- [3] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *J. Phys. G* 37, 075021, 2010.
- [4] J.Schwinger. *Phys. Rev.* 82, 914, 1951.
- [5] G. Luders. *Mat. Fys. Medd. Kongl. Dan. Vid. Selsk.* 28, No 5, 1954.
- [6] W. Pauli. Niels Bohr and the development of Physics. *Pergamon Press*, 1955.
- [7] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R.P Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105, 1413, 1957.
- [8] T. D. Lee, C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Physical Review*, 104, 254, 1956.
- [9] CPLEAR Collaboration : A. Angelopoulos et al. First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral-kaon system. *Physics Letters B.444 :1-2(1998) 43-51*, 1998. arXiv :hep-ph/9812326v1.
- [10] J. H. Christenson, J.W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* 13, 138 (1964).
- [11] BaBar Collaboration : B. Aubert et al. Observation of CP violation in the B_d^0 meson system. *Phys.Rev.Lett.*87 :091801,(2001), 2001.
- [12] Belle Collaboration : K. Abe et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Phys.Rev.Lett.*87 :091802,(2001), 2001. arXiv :hep-ph/0107061v2.
- [13] M. Kobayashi, T. Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interactions. *Prog. Theor. Phys.*, 49 (1973) : 652-657, 1973.
- [14] Wolfenstein L. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983) 1945.

- [15] S. Descotes-Genon, on behalf the CKMfitter group. Status of the CKM matrix. Moriond EW 2008 proceedings.
- [16] D. Derkach. UFit and CKMfitter : impact of LHCb measurements. 2012. talk given at the workshop "Implications of LHCb measurements and future prospects".
- [17] R. Cahn, G. Goldhaber. Experimental foundations of particle physics. 2011. Cambridge University Press.
- [18] F. Gianotti, on behalf ATLAS Collaboration. Status of Standard Model Higgs Searches in ATLAS. <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=6126>, 4th July 2012.
- [19] J. Incandela, on behalf CMS Collaboration. Status of the CMS SM Higgs Search. <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=6125>, 4th July 2012.
- [20] A. Lenz. A simple relation for Bs-mixing. *Phys.Rev.D84 :031501,2011*, 2011. arXiv :1106.3200v2.
- [21] D0 Collaboration. Measurement of the anomalous like-sign dimuon charge asymmetry with 9 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions. *Phys.Rev.D84 :052007,2011*, 2011. arXiv :1106.6308.
- [22] I. Bertram (on behalf D0 Collaboration). Measurements of flavor specific mixing asymmetries in Bd and Bs mesons and of the like-sign dimuon charge asymmetry. 2012. talk given at ICHEP 2012.
- [23] Mannel T. Faller S., Fleischer R. Precision Physics with $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ at the LHC : The Quest for New Physics. *Phys.Rev.D79 :014005,2009*, 2008. arXiv :0810.4248v1.
- [24] CDF Collaboration. Observation of $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ decays. *Phys. Rev. D83 (2011) 052012*, arXiv :1102.1961, 2011.
- [25] LHC Collaboration. Measurement of $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^*$ branching fraction and angular amplitudes. *to be published*, 2012.
- [26] Maurice E. and al. Study of angular acceptance in $B_s \rightarrow J/\psi\phi$. 2009. LHCb-INT-2009-031.
- [27] L. Zhang S. Stone. S-waves and the measurement of CP violating phases in B_s decays. *Phys. Rev. D 79, 074024 (2009)*. arXiv :0812.2832v4.
- [28] A. S. Dighe, I. Dunietz, H. J. Lipkin, J.L. Rosner. Angular distributions and lifetime differences in $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ decays. *Phys. Lett. B369 (1996) 144-150*, 1996.
- [29] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. 2008 JINST 3 S08005.
- [30] ATLAS collaboration. ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1. 1999.

- [31] CMS collaboration. Cms physics technical design report volume i : Detector performance and software. 2006.
- [32] ALICE collaboration. ALICE Technical Design Report. 2001.
- [33] LHCb collaboration. Framework TDR for the LHCb upgrade. CERN-LHCC-2012-007 ; LHCB-TDR-012.
- [34] Letter of Intent for the LHCb Upgrade. 2011. CERN-LHCC-2011-001. LHCC-I-018.
- [35] S. Mrenna et P. Skands. T. Sjostrand, L. Lonnblad. Pythia 6.3 physics and manual. 2003.
- [36] LHCb Collaboration. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region. *Phys.Lett.B694 :209-216,2010*, 2010. arXiv :1009.2731v2.
- [37] LHCb Collaboration. Vertex locator technical design report. CERN-LHCC-2001-011, 2001.
- [38] LHCb Collaboration. Outer tracker technical design report. CERN-LHCC-2001-024, 2001.
- [39] LHCb Collaboration. LHCb inner tracker technical design report. CERN-LHCC-2002-029, 2002.
- [40] E. Rodrigues. The LHCb track Kalman fit. *Note LHCB-2007-014*, 2007.
- [41] LHCb Collaboration. LHCb Rich technical design report. CERN-LHCC-2000-037, 2000.
- [42] LHCb Collaboration. LHCb Calorimeter technical design report. CERN-LHCC-2000-036, 2000.
- [43] LHCb Collaboration. LHCb Muon sytem technical design report. CERN-LHCC-2001-010, 2001.
- [44] R. Forty, O. Schneider. RICH pattern recognition. *Note LHCB-98-040*.
- [45] LHCb Collaboration. LHCb Trigger system technical design report. CERN-LHCC-2003-010, 2003.
- [46] Web page for the Gaudi project. <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi>.
- [47] Web page for the Gauss project. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/gauss/>.
- [48] S. Mrenna et P. Skands. T. Sjostrand. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP 05 (2006) 026*, 2006.
- [49] T. Du Pree and G. Raven. Changes in EvtGen for $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. 2006.

- [50] S. Agostinelli and al. Geant 4 - A simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods, A506(3) : 250-303*, 2003.
- [51] Web page for the BRUNEL reconstruction project. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel>.
- [52] Web page for the DAVINCI analysis project. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci>.
- [53] R. Brun, F. Rademakers et al. ROOT an object oriented data analysis framework. Proceedings AIHENP, vol. 96, pp.81-86, (1997) root.cern.ch/drupal.
- [54] Web page for the STRIPPING project. <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/stripping>.
- [55] F. James. Minuit, Function Minimization and Error Analysis. *CERN long writeup DPhys. Rev. D 79, 074024 (2009)*.
- [56] LHCb Collaboration. Tagged time-dependent angular analysis of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays at LHCb. 2012. LHCb-CONF-2012-002.
- [57] M. Pivk, F. R. Le Diberder. sPlot : a statistical tool to unfold data distributions. *Nucl. Instrum. Meth. Vol A555, pp. 356-369.*, 2005.
- [58] LHCb Collaboration. Roadmap for selected keys measurement. *arXiv :0912.4179v3*. <http://arxiv.org/abs/0912.4179>.
- [59] R. Aaij, J. Albrecht. Muon triggers in the High Level Trigger of LHCb. *LHCb-PUB-2011-017*, 2011.
- [60] F. Dupertuis. Lower lifetime acceptance for $H_b \rightarrow J/\psi X$. LHCb internal WG presentation, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=172481>.
- [61] Basem Khanji. *Recherche de nouvelle physique dans le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ auprès de l'expérience LHCb*. PhD thesis, 2011. CPPM-T-2011-03 CPPM-T-2011-03.
- [62] Y. Xie. Review and optimisation of $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$ event selection. LHCb internal WG presentation, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=110968>.
- [63] Twiki page describing DecayTreeFitter. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/DecayTreeFitter>.
- [64] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss. TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT. *PoS ACAT 040 (2007)*, *arXiv :physics/0703039*. <http://tmva.sourceforge.net>.
- [65] Y. Freund, R. E. Schapire. *J. of Computer and System Science* 55, 119 (1997).
- [66] Y. Coadou. Boosted Decision Tree and application. 2010. School of Statistics, <https://indico.in2p3.fr/conferenceOtherViews.py?view=cdsagenda&confId=2635>.

- [67] E. Maurice, O. Leroy. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ selection using BDT. 23 Mar. 2012, LHCb internal WG presentation, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=181933>.
- [68] E. Maurice, O. Leroy. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ selection using BDT. 24 Nov. 2011, LHCb internal WG presentation, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=134191>.
- [69] Xie Y. Formalism for Simulation-based Optimization of Measurement Errors in High Energy Physics. 2009. arXiv :0901.3305v2.
- [70] C. Langenbruch. *Measurement of the B_s^0 mixing phase in the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ with the LHCb experiment*. PhD thesis, 2011.
- [71] M. Calvi, B. Khanji, G. Lanfranchi, O. Leroy, et S. Poss. Lifetime unbiased selection of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and related control channels : $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. 2009. CERN-LHCb-2009-025.
- [72] T. du Pree. *Search for a strange phase in beautiful oscillations*. PhD thesis, 2010.
- [73] G. Raven T. du Pree. Methods for Angular Analyses of $B \rightarrow J/\psi V$. 2009. CERN-LHCb-2009-024.
- [74] LHCb Collaboration. Opposite-side flavour tagging of B mesons at the LHCb experiment. *Eur. Phys. J. C*, 72(arXiv :1202.4979), 2012.
- [75] LHCb Collaboration. Opposite side and same side pion tagging performances using 2011 data. 2012. LHCb-ANA-2012-005.
- [76] Stéphane Poss. *Étalonnage de l'algorithme d'étiquetage de la saveur par la mesure de $\sin(2\beta)$ dans LHCb*. PhD thesis, 2009.
- [77] M. Calvi, O. Dormond, M. Musy. LHCb flavour tagging performance. *LHCb-2003-115*.
- [78] M. Calvi, O. Leroy, M. Musy. Flavour tagging algorithms and performances in LHCb. *LHCb-2007-058*.
- [79] LHCb Collaboration. Determination of the sign of the decay width difference in the B_s^0 system. *Phys. Rev. Lett.*, 108(arXiv :1202.4717), 2012.
- [80] LHCb Collaboration. Measurement of the B^0 mixing frequency Δm_d in $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$ and $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$. *LHCb-2012-018*.
- [81] LHCb Collaboration. Optimization and Calibration of the Tagging performances using 2010 data. 2011. LHCb-ANA-2011-003.
- [82] LHCb Collaboration. Analysis of the resonant components in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. 2012. LHCb-PAPER-2012-005.
- [83] CDF Collaboration. Measurement of the B_s^0 mixing phase using $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays from the full run II dataset. CDF note 10778.

- [84] D0 Collaboration. Measurement of the CP violating phase ϕ_s using the flavor tagged decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ in 8 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions. *Phys. Rev. D*.
- [85] D. Asner et al. Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton Properties. to appear <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>.
- [86] S. Palestini, on behalf ATLAS Collaboration. Determination of $\Delta\Gamma$ and ϕ_s from the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ in ATLAS. 2012. <https://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=193&confId=181298>.
- [87] LHCb Collaboration. Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. *Phys. Rev. Lett.*, 108, 2012.
- [88] A. Lenz, U. Nierste, J. Charles, S. Descotes-Genon, H. Lacker, S. Monteil, V. Niess, S. T'Jampens. New Physics in B - \bar{B} mixing in the light of recent LHCb data. arXiv :1203.0238v2.
- [89] A. Lenz. Theoretical update of B-mixing and lifetimes. arXiv :1205.1444v1.
- [90] D. Asner et al. Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton properties as of early 2012. arXiv :1207.1158v1 and online update <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>.
- [91] D. M. Straub. New Physics searches in flavour physics. 2011. arXiv :1107.0266v1.
- [92] LHCb Collaboration. Strong constraints on the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Submitted to Physical Review Letters*, 2012. arXiv :1203.4493.
- [93] Luiz Fernandez. *Exclusive trigger selections and sensitivity to the B_s - B_s mixing phase at LHCb*. PhD thesis, 2006. doi :10.5075/epfl-thesis-3613.
- [94] D. Volynskyy and J. Van Tilburg. Selection of the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'(\rho^0\gamma)$ decays at LHCb and its sensitivity to the B_s^0 mixing phase. LHCb note 2007-027 (2007).
- [95] S. Jimenez-Otero. $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$ decays and sensitivity to the B_s^0 mixing phase at LHCb. PhD thesis. CERN-THESIS-2007-051.
- [96] S. Stone. Upgrade studies : B decays to charmonia. LHCb internal WG presentation, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=159520>.