

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

Stéphane Poss

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

**Étalonnage de l'algorithme d'étiquetage de
la saveur par la mesure de $\sin(2\beta)$ dans LHCb**

soutenue le 1^{er} octobre 2009 devant le jury composé de

Prof.	M. Calvi	Rapporteur
Prof.	L. De Paula	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	Président du jury
Dr.	R. Le Gac	Directeur de thèse
Dr.	O. Leroy	Examineur
Dr.	M. H. Schune	Examinatrice

Remerciements

Tout d'abord, je tiens très sincèrement à remercier les membres de mon jury d'avoir accepté d'y participer, et tout particulièrement mes deux rapporteurs qui ont subi mon manuscrit. Merci à Marta, qui m'a permis de corriger certaines petites erreurs dans mon manuscrit, et merci à Leandro d'avoir accepté ce travail supplémentaire. Enfin, merci à Marie-Hélène d'avoir accepté d'être examinatrice.

Merci au CPPM, et en particulier à son Directeur, car ils m'ont permis d'effectuer ma thèse dans un cadre idéal. Je souhaite que pour les générations futures, cela reste inchangé.

Un grand merci aussi à mon directeur de thèse, Renaud, car il m'a donné la chance de faire ce travail. Merci pour ses conseils lors de la rédaction et du temps passé à la relecture de mon manuscrit. Merci pour le soutien dans les moments difficiles de la thèse, surtout sur la fin.

Pour Olivier, c'est un peu particulier, je ne sais pas trop par où commencer. Merci de m'avoir donné la possibilité de faire un stage en licence, de m'avoir accepté en stage de maîtrise, de m'avoir trouvé un encadrant pour que j'aille au CERN pendant deux mois. Merci de m'avoir aussi accepté, malgré tout, en stage de M2. Je suis content d'avoir pu travailler sous ton encadrement. J'ai appris énormément de choses, en plus de la physique. J'espère que les générations futures penseront la même chose que moi.

Merci à Julien pour de très nombreuses discussions avant et pendant la rédaction, car elles m'ont permis de débroussailler le sujet qu'est l'étiquetage de la saveur, et d'en extraire les éléments essentiels.

Merci à Basem pour les nombreuses discussions qui ne concernaient pas la physique et les encouragements pendant mes moments de déprime. Je te souhaite de finir ta thèse rapidement pour que tu puisses enfin rentrer chez toi ! J'espère qu'au moins la France t'aura apporté quelque chose de bien.

Merci à Giampi et Justine pour la relecture de certaines parties de ce manuscrit et pour les suggestions très utiles lors de la préparation de la soutenance. J'espère

avoir encore l'occasion de résoudre vos problèmes de soft dans l'avenir !

Je remercie Elie pour les nombreuses et très instructives discussions, qui m'ont permis de comprendre un peu mieux les méandres de la politique scientifique.

Enfin, merci à Andrei et Matvey pour m'avoir fait aimer cette merveille de soft qu'est Dirac ! Merci aussi d'avoir pris le temps de m'expliquer comment les choses fonctionnent, et de m'avoir indiqué de nombreuses solutions triviales à mes problèmes de code.

Maintenant, j'en viens à mes camarades de galère, pendant ces trois années. Merci au gang libano-franco-arménien pour les bons moments passés ensemble, en particulier Rémi et Georges "Georgy boy", car sans eux je n'aurais peut-être pas fait cette thèse. Merci aux autres, Garo "arrête de te plaindre", Cécile "bibiche", et Sahar "la fausse blonde" pour les encouragements, surtout à la fin. Un petit mot aussi pour les autres thésards, Marine, Pierre Élie, Pierre Simon, Nicolas, Salvo, Imen, et Diane, je vous souhaite une bonne fin de thèse et une bonne continuation pour la suite. Pour les petits nouveaux, Émilie, Cosme, Nancy, Nicolas, et Ziad, bonne chance pour ces 3 années qui vont être très riches, je l'espère pour vous.

Un grand merci aussi aux personnes qui ne sont pas du CPPM, Davd, Alex, Steph, Pierre, Jean-Phi, Dany, Marie-Steph, Juliette, Éric, et Élodie pour les très bons moments passés ensemble pendant ma thèse et avant, car ils m'ont permis d'aller de l'avant. D'ailleurs Juliette, j'en ai une bonne : Will s'est marié !

Un petit mot aussi pour Yasmine : "c'est malin, apprend à compiler" ! Bonne chance pour ton post doc, et sache que le deal entre nous reste valide. Thanks also to Stuart, Andy, Vava, and Greig for the few pints of beer I had with you guys in Geneva, and I long for a large steak in Aviation. I hope to be able to do it again.

Merci enfin à mes parents et à ma grand-mère pour le soutien inconditionnel pendant toutes mes années d'études, sans vous je n'en serais pas là. Merci du fond du cœur.

Bon. Voilà, ça c'est fait. Maintenant, chers lecteurs, bonne lecture.

Table des matières

Introduction	1
1 Violation de CP et Modèle Standard	3
1.1 Les opérateurs $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, et $\mathcal{T}$	3
1.2 Le système des mésons neutres	6
1.3 La violation de CP dans le Modèle Standard	17
1.4 État de l’art	26
1.5 Conclusion	30
2 LHCb : un détecteur dédié	31
2.1 Le Grand Collisionneur de Hadron LHC	31
2.2 Généralités sur LHCb	33
2.3 Trajectographie	37
2.4 Identification des particules	44
2.5 Système de déclenchement	51
2.6 Logiciel et simulation Monte-Carlo complète	54
2.7 Conclusion	54
3 L’étiquetage de la saveur des mésons B dans LHCb	57
3.1 Définition	57
3.2 Algorithme et performances	59
3.3 Optimisation de l’algorithme d’étiquetage	77
3.4 Conclusion	79
4 Sélection du canal de contrôle $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	81
4.1 Données Monte-Carlo utilisées	82
4.2 Sélection de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	85
4.3 Sélection des K^+	90

4.4	Sélection des $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	93
4.5	Rendements annuels et bruits de fond	98
4.6	Propriétés d'étiquetage des trois canaux	102
4.7	Conclusion	102
5	Extraction de Δm_d et de la fraction de mauvais étiquetage avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	105
5.1	Modélisation	105
5.2	Ajustement sur les données de la simulation complète	112
5.3	Simulations simplifiées	119
5.4	Conclusion	124
6	Mesure de $\sin(2\beta)$	127
6.1	Modélisation	128
6.2	Ajustement sur les données de la simulation complète	131
6.3	Simulations simplifiées	132
6.4	Étude des erreurs systématiques	137
6.5	Conclusion	143
	Conclusion	147
	Bibliographie	149
	Index	155

Introduction

 LE MODÈLE STANDARD est la théorie développée depuis les années 1960 pour décrire l'ensemble des particules élémentaires et leurs interactions. Jusqu'à ce jour, il n'a jamais été mis en défaut. Mais, de même que l'absence de quelques pierres menace la pérennité d'un mur apparemment indestructible, certaines lacunes, comme le boson de Higgs, peuvent en remettre en cause sa légitimité.

Les physiciens espèrent trouver des phénomènes non décrits par ce modèle, ouvrant la voie à une *nouvelle physique*. Dans cette optique, le détecteur LHCb, installé auprès du LHC, est spécialisé dans l'étude de la violation de la symétrie CP et la recherche de désintégrations rares dans le secteur de la beauté. Un des domaines dans lequel la nouvelle physique peut apparaître est dans l'interférence entre deux phénomènes sensibles à la violation de la symétrie CP : la désintégration et l'oscillation des mésons beaux neutres vers leur antiparticule et vice versa. Dans le système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, la mesure de cette interférence permet d'accéder à la phase β_s , très bien prédite dans le cadre du Modèle Standard. Si une déviation par rapport à la prédiction est observée, alors l'existence de la nouvelle physique sera prouvée. Un des outils fondamentaux de cette mesure est l'étiquetage de la saveur des mésons beaux à l'instant de leur production. Il est nécessaire de mettre en place une procédure pour étalonner les algorithmes complexes mis en jeu. Dans LHCb, la mesure de $\sin(2\beta)$ est une étape essentielle de cette procédure, et constituera une preuve de faisabilité. En effet, la mesure de ce paramètre de violation de la symétrie CP dans le système des mésons B_d^0 partage de nombreux points avec celle du paramètre de violation de la symétrie CP du méson B_s^0 , et ce paramètre a été mesuré dans les années 2000 par les expériences BaBar [1] et Belle [2] dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et est très bien connu aujourd'hui.

Après avoir introduit dans le chapitre 1 le cadre théorique, nous présenterons le détecteur LHCb dans le chapitre 2. Le chapitre 3 est dédié à la description de l'algorithme d'étiquetage et de ses performances. Son étalonnage nécessitant un certain

nombre de canaux de contrôle, la procédure de sélection de l'un d'entre eux, le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, est expliquée dans le chapitre 4. La fraction de mauvais étiquetage est une quantité importante qui caractérise l'algorithme d'étiquetage. Sa mesure sera développée dans le chapitre 5 avec celle de la fréquence d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Enfin, le chapitre 6 expose l'extraction du paramètre de violation de la symétrie CP $\sin(2\beta)$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, et montre comment cette mesure peut être utilisée pour contrôler la qualité de la détermination de la fraction de mauvais étiquetage.

Chapitre 1

Violation de CP et Modèle Standard

 LE CADRE THÉORIQUE de cette thèse est celui de la violation de la symétrie CP, dans le secteur des mésons beaux neutres. De nombreux ouvrages traitent en détail ce sujet, notamment les références [3] et [4]. Ce chapitre s'inspire de ces deux livres. Dans une première partie, les symétries élémentaires C, P et T seront présentées. Ensuite la phénoménologie de la transformation CP sera traitée. Dans la troisième partie, nous discuterons les systèmes des mésons neutres, avec les différentes sources de violation de la symétrie CP. Enfin, la dernière partie présentera comment la violation de la symétrie CP est prise en compte dans le Modèle Standard de la physique des particules ainsi que les quantités observables associées. Pour simplifier la présentation, les interactions électromagnétique, faible, et forte sont supposées connues.

1.1 Les opérateurs $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, et $\mathcal{T}$

Pour comprendre la violation de la symétrie CP, il est nécessaire d'introduire les symétries élémentaires de conjugaison de charge C, de parité P, et de renversement du temps T, ainsi que leurs combinaisons CP et CPT.

La conjugaison de charge C s'exprime théoriquement par l'opérateur $\mathcal{C}$ qui transforme toutes les charges de $U(1)$ ¹ en leurs opposées. La charge électrique est inversée par $\mathcal{C}$. Les nombres quantiques additifs tels que le nombre baryonique ou le nombre leptonique sont aussi inversés par $\mathcal{C}$. Cet opérateur n'agit ni sur l'impulsion ni sur le spin puisque ces composantes ne sont pas des charges de $U(1)$. De ce fait, l'hélicité $h = \vec{s} \cdot \vec{p} / |\vec{p}|$ est conservée sous l'action de la conjugaison de charges.

¹Le groupe $U(1)$ est l'ensemble des nombres de module 1. Parmi ces nombres, il y a par exemple la charge électrique, le nombre leptonique, et le nombre baryonique.

Mathématiquement, cet opérateur s'écrit

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

où $\mathcal{C}$ est unitaire, $|\psi(\vec{p})\rangle$ l'état quantique décrivant un système d'impulsion $\vec{p}$ et d'hélicité h , et η_C une valeur propre de $\mathcal{C}$.

La symétrie $\mathcal{C}$ est conservée par les interactions forte et électromagnétique mais elle est brisée par l'interaction faible. En effet, les neutrinos sont d'hélicité -1 , et leurs conjugués par $\mathcal{C}$, les anti-neutrinos, doivent avoir la même hélicité. Or dans la nature, seuls les anti-neutrinos d'hélicité $+1$ sont observés. Comme les neutrinos interagissent par interaction faible, c'est une preuve que celle-ci ne préserve pas la symétrie $\mathcal{C}$.

La parité se traduit par un opérateur de parité $\mathcal{P}$ qui transforme un système physique en un système physique de coordonnées spatiales opposées. Cet opérateur transforme l'impulsion $\vec{p}$ en son opposé $-\vec{p}$, mais ne change pas le spin $\vec{s}$ des particules, donc l'hélicité est changée en son opposée.

Pour un système quantique, la transformation de parité est représentée par

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

où $\mathcal{P}$ est l'opérateur unitaire correspondant, et η_P la valeur propre de l'opérateur $\mathcal{P}$ ou parité intrinsèque du système. Comme $\mathcal{P}^2 = 1$, $\eta_P = \pm 1$.

Comme pour la conjugaison de charge, la parité n'est pas conservée par l'interaction faible. En effet, dans les désintégrations β du ^{60}Co [5], la parité n'est pas respectée. Cette expérience réalisée par Wu *et al.* consiste à placer dans un champ magnétique un atome de Cobalt et à observer la direction d'émission des électrons. Lorsque le champ magnétique est inversé, les électrons partent toujours préférentiellement dans la même direction, contrairement à ce que prédit la symétrie de parité.

La symétrie $\mathcal{T}$ s'exprime comme l'opérateur de reversement du temps $\mathcal{T} : t \rightarrow -t$. Elle transforme aussi le spin et l'impulsion en leurs opposés. Par ailleurs, l'état initial d'un système devient son état final sous l'effet de $\mathcal{T}$. Pour un système quantique,

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

où η_T est un facteur de phase dépendant du spin, et $\mathcal{T}$ l'opérateur antiunitaire représentant la transformation.

Le produit des opérateurs $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$ donne l'opérateur $\mathcal{CP}$, représentation de la symétrie CP. C'est l'opérateur qui transforme la totalité des particules élémentaires

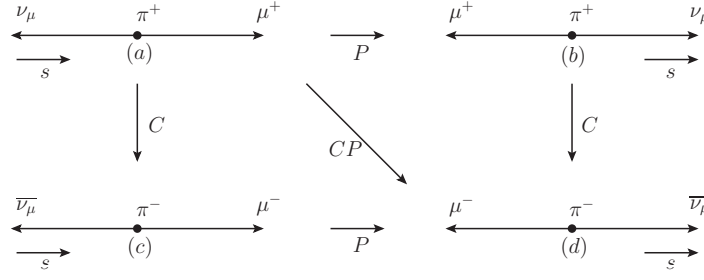


FIG. 1.1: Transformation suivant les symétries $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, et $\mathcal{CP}$ de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

connues en leurs antiparticules. En effet, comme expliqué précédemment, la conjugaison de charge ne suffit pas, car les neutrinos n'ont qu'une seule hélicité observée. L'opérateur $\mathcal{CP}$ s'écrit mathématiquement comme

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

où $\eta_{\mathcal{CP}}$ est la valeur propre de l'opérateur $\mathcal{CP}$.

La symétrie $\mathcal{CP}$ peut être conservée même lorsque les symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$ sont individuellement violées. Regardons par exemple la désintégration leptonique des pions, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, représenté sur la Figure 1.1(a). Le neutrino est d'hélicité -1 . Dans la version transformée par la parité, (b), le neutrino émis est d'hélicité $+1$, n'est jamais observé. Cette désintégration viole donc la parité. De même, le conjugué de charge de cette désintégration, (c), donne un anti-neutrino d'hélicité -1 , qui n'a jamais été observé non plus. Cette désintégration viole aussi la conjugaison de charges. Enfin, le conjugué par la symétrie $\mathcal{CP}$ de cette désintégration, (d), donne un anti-neutrino d'hélicité $+1$ observé dans la nature. Dans cet exemple, les symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$ sont violées par l'interaction faible alors que la symétrie $\mathcal{CP}$ est conservée.

Au début des années 1960, la symétrie $\mathcal{CP}$ était comprise comme une bonne symétrie de la nature, mais en 1964, Cronin et Fitch [6] ont découvert qu'elle ne l'était pas dans les désintégrations faibles des kaons neutres. Depuis, l'expérience $\mathcal{CP}$ Lear en 1996 a mesuré [7] la violation de $\mathcal{T}$ dans le même système avec la même amplitude. Puis, en 2000, les expériences BaBar [1] et Belle [2] ont observé la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ dans les désintégrations faibles des mésons beaux neutres B_d^0 .

Finalement, le produit des trois opérateurs élémentaires $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, et $\mathcal{T}$ est l'opérateur $\mathcal{CPT}$. L'action de cet opérateur laisse tout système invariant.

La symétrie $\mathcal{CPT}$ doit être préservée d'après le théorème $\mathcal{CPT}$ [8, 9, 10, 11, 12]. A partir des propriétés générales des théories quantiques des champs, le théorème $\mathcal{CPT}$ stipule que n'importe laquelle de ces théories doit être invariante sous $\mathcal{CPT}$.

Pour cette raison, nous ferons dans cette thèse l'hypothèse que la symétrie CPT est conservée.

Une des conséquences du théorème CPT est que les particules et les anti-particules ont la même masse et le même temps propre. De plus, les charges électriques et moments magnétiques doivent être exactement opposés entre particules et anti-particules. Ces conséquences ont pu être vérifiées expérimentalement avec une bonne précision [13].

1.2 Le système des mésons neutres

Jusqu'à présent, la violation de la symétrie CP a été présentée dans un contexte général, sans qu'aucun modèle spécifique ne soit mis en œuvre. Il en est de même avec cette section qui est consacrée au système des mésons neutres dont les quarks ne portent pas la même saveur. Il y sera présenté deux processus pouvant briser la symétrie CP : le mélange de saveurs et la désintégration. Cette section traitera de ces deux sujets d'une manière générale, puis se focalisera sur le système des mésons beaux neutres.

Dans les deux premières parties, les mésons neutres seront nommés P^0 et leur CP conjugués $\bar{P}^0$. Si seules les interactions électromagnétique et forte existaient, les mésons P^0 et $\bar{P}^0$ auraient la même masse m_0 et un temps de vie infini. Comme l'interaction faible ne conserve pas la saveur, les mésons P^0 et $\bar{P}^0$ se désintègrent. De plus, rien n'empêche les mésons P^0 et $\bar{P}^0$ de partager des états intermédiaires n , réels ou virtuels, ou de se désintégrer dans le même état final. De ce fait, les mésons P^0 et $\bar{P}^0$ oscillent en saveur, $P^0 \rightarrow n \rightarrow \bar{P}^0$, avant de se désintégrer. C'est toute la beauté de ces systèmes particules-antiparticules.

1.2.1 Superposition des états $P^0 - \bar{P}^0$

Dans la mesure où les états $|P^0\rangle$ et $|\bar{P}^0\rangle$ sont stables sous l'interaction forte et l'interaction électromagnétique, ils sont états propres du Hamiltonien correspondant. De ce fait $\langle P^0 | \bar{P}^0 \rangle = 0$. En prenant en compte l'interaction faible, ils ne sont plus états propres de masse, et ne diagonalisent pas le Hamiltonien total du système.

Puisque les mésons neutres sont états propres de l'interaction forte et électromagnétique, mais pas de l'interaction faible, et sachant que les couplages faibles sont beaucoup plus faibles que les couplages électromagnétiques et forts, il est possible de considérer l'interaction faible comme une perturbation dans le Hamiltonien total

$$H = H_0 + H_w ,$$

où H_0 décrit les interactions forte et électromagnétique, et H_w décrit l'interaction faible. Cette perturbation induit les effets de mélanges et de désintégrations.

D'une manière générale, le système est couplé à un ensemble d'états finals $|f\rangle$

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P^0}\rangle + \sum_f c_f(t)|f\rangle.$$

Pour calculer l'évolution temporelle d'un tel système, les approximations de Weisskopf-Wigner [14] sont nécessaires :

- l'état initial est uniquement la superposition des états P^0 et $\overline{P^0}$;
- l'évolution temporelle est décrite par les coefficients a et b ;
- l'échelle de temps t est beaucoup plus grande que l'échelle de temps de l'interaction faible.

Dans cette approximation, le système s'écrit comme la superposition d'états propres de saveurs, $|\psi(t)\rangle = a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P^0}\rangle$, où t est le temps propre du système, et il obéit à une équation de Schrödinger effective

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{\text{eff}} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

où $\mathcal{H}_{\text{eff}}$ est l'opérateur Hamiltonien effectif, donné par

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{eff}} &= \begin{pmatrix} \langle P^0 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | P^0 \rangle & \langle P^0 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \overline{P^0} \rangle \\ \langle \overline{P^0} | \mathcal{H}_{\text{eff}} | P^0 \rangle & \langle \overline{P^0} | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \overline{P^0} \rangle \end{pmatrix} = \mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \\ &= \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* & M_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Dans cette expression, $\mathbf{M}$ et $\mathbf{\Gamma}$ sont des matrices de masse et de désintégration 2×2 hermitiennes.

Du fait de l'invariance sous CPT, $M_{11} = M_{22} = m_0$ ainsi que $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_0$, où M_0 et Γ_0 sont la masse et la largeur de désintégration des états propres de saveur $|P^0\rangle$ et $|\overline{P^0}\rangle$.

Les éléments des matrices $\mathbf{M}$ et $\mathbf{\Gamma}$ sont données, au deuxième ordre en perturbation, par

$$\begin{aligned} M_{ij} &= m_0 \delta_{ij} + \langle i | \mathcal{H}_w^{\Delta F=2} | j \rangle + \sum_f \mathcal{P}_f \left[\frac{\langle i | \mathcal{H}_w^{\Delta F=1} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_w^{\Delta F=1} | j \rangle}{M_0 - E_f} \right], \quad (1.1) \\ \Gamma_{ij} &= 2\pi \sum_f \langle i | \mathcal{H}_w^{\Delta F=1} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_w^{\Delta F=1} | j \rangle \delta(M_0 - E_f) \end{aligned}$$

où $\mathcal{H}_w^{\Delta F=2}$ désigne une transition où la différence de saveur entre l'état initial et l'état final est égale à 2 et $\mathcal{P}_f$ est la partie principale de Cauchy².

De ces deux équations, quatre conséquences peuvent être tirées :

²http://en.wikipedia.org/wiki/Cauchy_principal_value

- la masse m_0 domine les éléments diagonaux de $\mathbf{M}$;
- les éléments non diagonaux de $\mathbf{M}$ décrivent les transitions via des états intermédiaires virtuels $P^0 \rightarrow f \rightarrow \bar{P}^0$ et $\bar{P}^0 \rightarrow f \rightarrow P^0$;
- les éléments diagonaux de $\mathbf{\Gamma}$ décrivent les désintégrations $P^0 \rightarrow f$ et $\bar{P}^0 \rightarrow \bar{f}$;
- enfin les éléments non diagonaux de $\mathbf{\Gamma}$ décrivent les transitions $P^0 \rightarrow f \rightarrow \bar{P}^0$ et $\bar{P}^0 \rightarrow f \rightarrow P^0$ via des états intermédiaires réels, communs aux états $|P^0\rangle$ et $|\bar{P}^0\rangle$.

L'opérateur Hamiltonien $\mathcal{H}_{\text{eff}}$ n'est pas hermitien, de ce fait les états propres de masse³ sont donnés par

$$\begin{cases} |P_a\rangle = p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle \\ |P_b\rangle = p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle \end{cases} \quad (1.2)$$

avec la condition de normalisation $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Les états $|P_a\rangle$ et $|P_b\rangle$ ne sont pas orthogonaux puisque $|p|^2 - |q|^2 \neq 0$.

Les valeurs propres correspondantes sont

$$\begin{cases} \mu_a = M_a - \frac{i}{2}\Gamma_a = (m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0) + \frac{q}{p} (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \\ \mu_b = M_b - \frac{i}{2}\Gamma_b = (m_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0) - \frac{q}{p} (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \end{cases}$$

où

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}, \quad (1.3)$$

conduisant à deux solutions :

$$\frac{q}{p} = \pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}.$$

Choisir un signe plutôt que l'autre est équivalent à échanger les indices a et b dans les équations 1.2. Ceci est sans incidence puisqu'il est toujours possible de redéfinir $q/p \rightarrow e^{-i\alpha} q/p$ grâce à l'invariance de phase. De ce fait, il convient de remarquer que q/p n'est pas une observable physique, seul son module en est une.

Il est très utile de construire les différences de masses et de largeurs entre les états $|P_a\rangle$ et $|P_b\rangle$:

$$\Delta m = M_b - M_a = \Re(\mu_b - \mu_a) = -2\Re\left[\frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\right] \quad (1.4)$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_b - \Gamma_a = -2\Im(\mu_b - \mu_a) = 4\Im\left[\frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\right], \quad (1.5)$$

qui sont reliées par

$$\begin{cases} (\Delta m)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma)^2 = 4|M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2 \\ \Delta m \times \Delta\Gamma = 4\Re(M_{12}\Gamma_{12}^*). \end{cases}$$

³On considère l'invariance sous CPT.

Le rapport q/p est alors donné par :

$$\frac{q}{p} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} = -2 \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}. \quad (1.6)$$

Les indices a et b n'ont jusqu'à présent pas de sens physique, ce qui implique que les signes de Δm et $\Delta\Gamma$ sont arbitraires. Cependant, leurs signes relatifs ont un sens physique car il indique si l'état le plus lourd a le temps de vie le plus long ou le plus court. Le changement des indices $a \rightarrow b$ implique le changement $q/p \rightarrow -q/p$ et celui de $\Delta m \rightarrow -\Delta m$ ainsi que $\Delta\Gamma \rightarrow -\Delta\Gamma$. De ce fait, les signes de q/p et de $\Delta\Gamma$ n'ont de sens que par rapport à celui de Δm . Par convention, on choisit $\Delta m > 0$, c'est-à-dire $M_a > M_b$. Dans ce cas, il est légitime de poser la question de savoir si $\Gamma_a > \Gamma_b$ ou $\Gamma_b > \Gamma_a$. Le choix doit être fixé expérimentalement. Nous choisissons d'utiliser la convention $\Delta\Gamma > 0$ choisie par [13].

Seuls les états propres de masse ont une évolution temporelle :

$$|P_{a,b}^0(t)\rangle = e^{-i\mu_{a,b}t} |P_{a,b}^0(0)\rangle$$

où t est évalué dans le repère au repos du méson P^0 . Comme présenté précédemment, les états propres de saveur sont des combinaisons linéaires d'états propres de masse, et peuvent osciller l'un vers l'autre et vice versa. Un état de saveur P^0 ou $\bar{P}^0$ à l'instant $t = 0$ évolue en un mélange d'état P^0 et $\bar{P}^0$ à l'instant t :

$$\begin{aligned} |P^0(t)\rangle &= \frac{1}{2p} (|P_a\rangle + |P_b\rangle) = g_+(t)|P^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{P}^0\rangle \\ |\bar{P}^0(t)\rangle &= \frac{1}{2q} (|P_a\rangle - |P_b\rangle) = \frac{p}{q}g_-(t)|P^0\rangle + g_+(t)|\bar{P}^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.7)$$

où

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}(e^{-i\mu_a t} \pm e^{-i\mu_b t}) \quad (1.8)$$

et

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) \pm \cos(\Delta m t) \right] \quad (1.9)$$

où $\Gamma_0 = \frac{\Gamma_a + \Gamma_b}{2}$. Nous remarquons ici que la quantité $\Delta m/2\pi$ est aussi la fréquence des oscillations.

Il est aussi utile d'introduire la quantité :

$$g_+^*(t)g_-(t) = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_b t} - e^{-\Gamma_a t} - 2ie^{-\Gamma_0 t} \sin(\Delta m t) \right] \quad (1.10)$$

qui s'écrit en utilisant $\Delta\Gamma$, et dans le cas où $\Delta\Gamma > 0$, sous la forme :

$$g_+^*(t)g_-(t) = -\frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} \left[\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + i \sin(\Delta m t) \right].$$

D'après l'hypothèse de la conservation de CPT, la probabilité qu'un méson P^0 au temps $t = 0$ soit un méson P^0 au temps t est identique à la probabilité qu'un méson $\overline{P}^0$ au temps $t = 0$ soit un méson $\overline{P}^0$ au temps t :

$$\text{Prob}(P^0 \text{ à } t \mid P^0 \text{ à } t = 0) = \text{Prob}(\overline{P}^0 \text{ à } t \mid \overline{P}^0 \text{ à } t = 0) = |g_+(t)|^2.$$

Par contre, dans le cas du mélange on a :

$$\begin{cases} \text{Prob}(P^0 \text{ à } t \mid \overline{P}^0 \text{ à } t = 0) = \left| \frac{q}{p} \right|^2 |g_-(t)|^2 \\ \text{Prob}(\overline{P}^0 \text{ à } t \mid P^0 \text{ à } t = 0) = \left| \frac{p}{q} \right|^2 |g_-(t)|^2. \end{cases}$$

Ces deux probabilités ne peuvent être égales que si T , et donc CP , est conservé dans le mélange, c'est-à-dire :

$$|q/p| = 1. \quad (1.11)$$

Une fois le modèle du mélange posé, qui autorise une brisure de la symétrie CP , nous allons aborder la violation de la symétrie CP dans la désintégration.

1.2.2 La désintégration des états $|P^0\rangle$ et $|\overline{P}^0\rangle$

Définissons les amplitudes de désintégration des états $|P^0\rangle$ et $|\overline{P}^0\rangle$ dans un état final f comme

$$\begin{cases} A_f = \langle f | T | P^0 \rangle \\ \bar{A}_f = \langle f | T | \overline{P}^0 \rangle \end{cases}$$

où T désigne la matrice de transition. Du fait de l'invariance de phase, les états $|f\rangle$ peuvent toujours être redéfinis comme

$$|f\rangle \rightarrow e^{i\theta_f} |f\rangle,$$

tout comme les états P^0 et $\overline{P}^0$:

$$\begin{cases} |P^0\rangle \rightarrow e^{i\theta} |P^0\rangle \\ |\overline{P}^0\rangle \rightarrow e^{i\bar{\theta}} |\overline{P}^0\rangle. \end{cases}$$

De ce fait, les amplitudes de désintégration sont redéfinies comme

$$\begin{cases} A_f \rightarrow e^{i(\theta-\theta_f)} A_f \\ \bar{A}_f \rightarrow e^{i(\bar{\theta}-\theta_f)} \bar{A}_f \end{cases} \quad (1.12)$$

et

$$\frac{q}{p} \rightarrow e^{i(\theta-\bar{\theta})} \frac{q}{p}.$$

Il en résulte que les quantités qui sont invariantes de phase, et donc observables, sont :

$$\left| \frac{q}{p} \right|, |A_f|, |\bar{A}_f|,$$

et le paramètre complexe :

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}. \quad (1.13)$$

Il est utile de définir la quantité $\bar{\lambda}_f$ comme $\bar{\lambda}_f = 1/\lambda_f$.

Considérons maintenant le cas d'une désintégration vers des états $|f\rangle$ et $|\bar{f}\rangle$, où f et $\bar{f}$ sont distincts mais CP conjugués :

$$\begin{aligned} \mathcal{CP}|f\rangle &= e^{i\chi_f} |\bar{f}\rangle \\ \mathcal{CP}|\bar{f}\rangle &= e^{-i\chi_f} |f\rangle, \end{aligned}$$

où χ_f est une phase arbitraire. De plus, l'application de l'opérateur $\mathcal{CP}$, dans le cas d'un respect de la symétrie, sur les états $|P^0\rangle$ et $|\bar{P}^0\rangle$, donne :

$$\begin{aligned} \mathcal{CP}|P^0\rangle &= e^{i\chi} |\bar{P}^0\rangle \\ \mathcal{CP}|\bar{P}^0\rangle &= e^{-i\chi} |P^0\rangle, \end{aligned}$$

où χ est une autre phase arbitraire. Dans ce contexte, les amplitudes de désintégration deviennent :

$$\begin{aligned} \bar{A}_{\bar{f}} &= e^{i(\chi_f - \chi)} A_f \\ A_{\bar{f}} &= e^{i(\chi_f + \chi)} \bar{A}_f. \end{aligned}$$

La condition pour conserver la symétrie CP dans les amplitudes de désintégration est donc :

$$\begin{aligned} |\bar{A}_{\bar{f}}| &= |A_f|, \\ |A_{\bar{f}}| &= |\bar{A}_f|. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Ces deux conditions impliquent que si la conservation de CP est assurée, alors la probabilité qu'un méson P^0 se désintègre en un état f est la même que la probabilité de désintégration de l'état $|\bar{P}^0\rangle$ en $\bar{f}$.

En combinant les éléments de la matrice de mélange et les éléments de la matrice de désintégration, on arrive à une condition supplémentaire [3] de conservation de la symétrie CP lorsque les P^0 et $\bar{P}^0$ se désintègrent dans un état f et $\bar{f}$:

$$\arg \left(\frac{q^2}{p^2} A_f \bar{A}_f^* A_{\bar{f}} \bar{A}_{\bar{f}}^* \right) = 0. \quad (1.15)$$

En effet, en utilisant les relations 1.3 et 1.12, nous avons :

$$\begin{aligned} \arg \left(\frac{q^2}{p^2} A_f \bar{A}_f^* A_{\bar{f}} \bar{A}_{\bar{f}}^* \right) &= \arg \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}} e^{i(\theta - \theta_f)} A_f e^{-i(\bar{\theta} - \theta_f)} \bar{A}_f e^{i(\theta - \theta_{\bar{f}})} A_{\bar{f}} e^{-i(\bar{\theta} - \theta_{\bar{f}})} \bar{A}_{\bar{f}} \right) \\ &= \arg \left(e^{2i\zeta} e^{i(\theta - \bar{\theta} + \theta - \bar{\theta})} A_f \bar{A}_f A_{\bar{f}} \bar{A}_{\bar{f}} \right) \\ &= \arg \left(e^{2i(\zeta + \theta - \bar{\theta})} A_f \bar{A}_f A_{\bar{f}} \bar{A}_{\bar{f}} \right) \end{aligned}$$

où, dans le cas où CP est conservé, ζ est la phase permettant d'écrire $M_{12}^* = e^{2i\zeta} M_{12}$ et $\Gamma_{12}^* = e^{2i\zeta} \Gamma_{12}$. Dans cette expression, nous remarquons qu'il y a interférence entre la phase du mélange ζ et la phase de désintégration θ .

1.2.3 Manifestations de violation de de la symétrie CP

Dans le cadre où la symétrie CPT est conservée, la violation de la symétrie CP peut se manifester de trois façons différentes :

1. dans le mélange, ou violation de la symétrie T, c'est-à-dire lorsque l'équation 1.11 n'est pas respectée. Ce type de violation de CP est illustré par la Figure 1.2(a).
2. dans la désintégration, ou violation de CP directe, c'est-à-dire lorsque l'équation 1.14 n'est pas respectée. Elle est schématisée dans la Figure 1.2(b).
3. dans l'interférence entre mélange et désintégration lorsque l'équation 1.15 n'est pas respectée. La représentation graphique est donnée par la Figure 1.2(c).

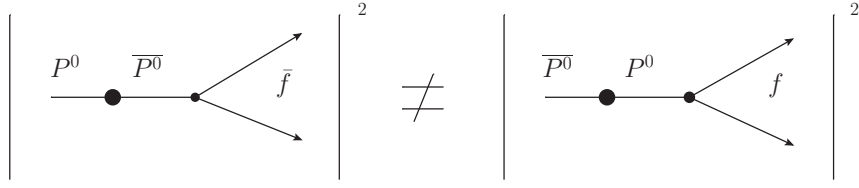
Du fait de la liberté de rephasage, la violation de la symétrie CP se produit quand il y a deux phases mises en jeu. La violation de CP directe apparaît quand il y a désaccord entre les phases de deux amplitudes de désintégration dans l'amplitude totale de désintégration. La violation de CP dans le mélange vient d'une différence de phase entre M_{12} et Γ_{12} , et d'après l'équation 1.6, $|q/p| \neq 1$. Finalement la violation de la symétrie CP dans l'interférence vient d'une différence entre la phase de q/p et celle des amplitudes de désintégration.

Ces trois manières d'obtenir une violation de la symétrie CP rend ce système extrêmement riche. De nombreuses quantités observables sont disponibles.

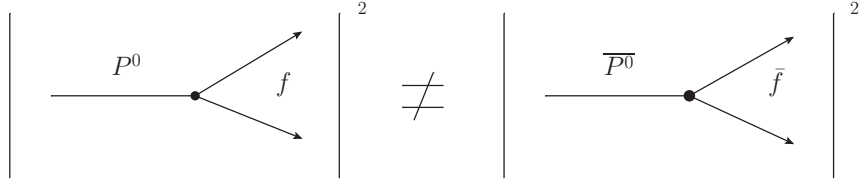
Une fois la phénoménologie de la violation de la symétrie CP dans les systèmes $P^0 - \bar{P}^0$ présentée, il est possible de voir dans quelles conditions elle est observable dans le système des mésons beaux neutres.

1.2.4 Le système des mésons beaux neutres

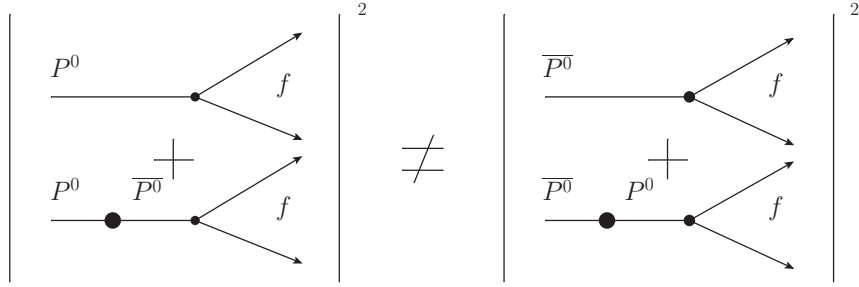
Dans cette section, nous allons définir les taux de désintégrations pour le système des mésons beaux neutres, ainsi que les quantités observables donnant accès



(a) Violation de CP dans le mélange



(b) Violation de CP dans la désintégration



(c) Violation de CP dans l'interférence

FIG. 1.2: Les trois types de violation de CP : dans le mélange 1.2(a), la désintégration 1.2(b), et l'interférence entre mélange et désintégration 1.2(c)

à une mesure de la violation de la symétrie CP.

Le système des mésons beaux neutres contient les paires de mésons $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ composés de quarks b et d, et les paires de mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, composés de quarks b et s. Nous les noterons $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ où q peut être le quark d ou s.

Nous considérerons aussi que la saveur initiale des mésons beaux est connue. Dans un premier temps, nous allons déterminer le taux de désintégration en fonction du temps propre puis dans un deuxième temps les asymétries particules - anti-particules.

Partant des équations d'évolution temporelle 1.7 du système de mésons neutres, le taux de désintégration d'un état initial $|B_q^0\rangle$ ou $|\bar{B}_q^0\rangle$ dans un état final $|f\rangle$ ou son

CP conjugué $|\bar{f}\rangle$ est donné par :

$$\begin{aligned}\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \{ |g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 + 2\Re[\lambda_f g_+^*(t) g_-(t)] \}, \\ \Gamma[B_q^0(t) \rightarrow \bar{f}] &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left| \frac{q}{p} \right|^2 \{ |g_-(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_+(t)|^2 + 2\Re[\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+(t) g_-^*(t)] \}, \\ \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \left| \frac{q}{p} \right|^2 \{ |g_-(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_+(t)|^2 + 2\Re[\lambda_f g_+(t) g_-^*(t)] \}, \\ \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow \bar{f}] &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \{ |g_+(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_-(t)|^2 + 2\Re[\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+^*(t) g_-(t)] \}.\end{aligned}\tag{1.16}$$

En utilisant les équations 1.8, 1.9, et 1.10, les équations 1.16 peuvent être réécrites sous la forme :

$$\begin{aligned}\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} (H + I) \\ \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 (H - I)\end{aligned}\tag{1.17}$$

où

$$\begin{aligned}H &\equiv (1 + |\lambda_f|^2) \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - 2\Re(\lambda_f) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) \\ I &\equiv (1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta m t) + 2\Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t).\end{aligned}\tag{1.18}$$

Pour les deux transitions restantes $\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow \bar{f}]$ et $\Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow \bar{f}]$, on obtient les mêmes expressions en remplaçant λ_f par $\bar{\lambda}_{\bar{f}}$ et $|A_f|$ par $|\bar{A}_{\bar{f}}|$.

De ces taux de désintégration, nous pouvons construire deux familles d'asymétries :

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{f})},\tag{1.19}$$

appelée asymétrie CP, et

$$A = \frac{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f)}{\Gamma(B_q^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_q^0 \rightarrow f)}.\tag{1.20}$$

Nous considérons dans la suite deux cas particuliers de cette deuxième famille dont nous déterminerons les expressions.

La violation de la symétrie CP dans le mélange a été mesurée dans les désintégration des kaons neutres et est très faible [7]. Nous faisons l'hypothèse qu'il en est de même pour les mésons beaux, et donc $|q/p| \approx 1$ dans la suite.

Dans un cas général où λ_f , défini par 1.13, est non nul, nous pouvons tirer des équations 1.17 :

$$\begin{aligned}\frac{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] - \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f]}{|A_f|^2 e^{-\Gamma_0 t}} &= I \\ \frac{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] + \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f]}{|A_f|^2 e^{-\Gamma_0 t}} &= H\end{aligned}$$

Dans le cas de désintégrations spécifiques de saveur, i.e. $f \neq \bar{f}$ et $i \rightarrow f$ existe mais ni $\bar{i} \rightarrow f$, ni $i \rightarrow \bar{f}$ ne sont possibles, alors les amplitudes $\bar{A}_f = A_{\bar{f}} = 0$. Par exemple, la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K^+\pi^-)$ est spécifique de saveur, tout comme les désintégrations semi leptoniques. Alors, le paramètre λ_f est nul, ainsi que $\bar{\lambda}_{\bar{f}}$. Les taux de désintégration 1.17 deviennent :

$$\begin{aligned}\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) + \cos(\Delta m t) \right] \\ \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f] &= |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{2} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - \cos(\Delta m t) \right]\end{aligned}\quad (1.21)$$

Comme les désintégrations ne peuvent avoir lieu que si les mésons B_q^0 changent de saveur, l'asymétrie 1.20 s'appelle l'asymétrie de mélange pour les mésons B_q^0 :

$$\frac{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] - \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f]}{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f] + \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f]} = \frac{I}{H} = \frac{\cos(\Delta m t)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right)}.$$

Pour les mésons $\bar{B}_q^0$, cette asymétrie est identique. En considérant indifféremment les mésons B_q^0 et $\bar{B}_q^0$, nous pouvons définir l'asymétrie de mélange générique :

$$\frac{\Gamma[\text{non mélangé}] - \Gamma[\text{mélangé}]}{\Gamma[\text{non mélangé}] + \Gamma[\text{mélangé}]} = \frac{\cos(\Delta m t)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right)}. \quad (1.22)$$

Cette asymétrie est sensible à la fréquence du mélange Δm et à la différence de largeurs entre les B_q^0 et $\bar{B}_q^0$, $\Delta\Gamma$. Elle sera utilisée dans le chapitre 5.

Le deuxième cas particulier étudié est celui où f est un état propre de CP, alors $f = \bar{f}$. Dans ce cas :

$$\lambda_{\bar{f}} = \lambda_f = \frac{1}{\bar{\lambda}_{\bar{f}}} = \frac{1}{\bar{\lambda}_f}.$$

On remarque que dans ce cas, les asymétries 1.19 sont alors identiques aux asymétries 1.20. Comme f est un état propre de CP,

$$\mathcal{CP}|f\rangle = \eta_f|\bar{f}\rangle \quad (1.23)$$

où $\eta_f = \pm 1$, selon que f soit CP pair (+1) ou CP impair (-1).

Dans ce cas, I (eq. 1.18) présente deux aspects de violation de la symétrie CP :

1. directe : la condition $|A_f| \neq |\bar{A}_f|$ est testée par le terme en $\cos(\Delta m t)$,
2. due à l'interférence : $\Im(\lambda_f)$ est testée par le terme en $\sin(\Delta m t)$. Si elle est mesurée non nulle, il y a violation de CP.

Dans la mesure où on a fait l'hypothèse que $|q/p| \approx 1$, on prend :

$$\frac{q}{p} = -e^{2i\alpha_M},$$

où α_M est une phase arbitraire, et les amplitudes :

$$\begin{aligned} A_f &= |A|e^{i\Phi_A}e^{i\delta_A} \\ \bar{A}_f &= \eta_f |A|e^{-i\Phi_A}e^{i\delta_A}. \end{aligned}$$

Les amplitudes sont paramétrées par leur module $|A|$, la phase faible Φ_A produite par la désintégration et changeant de signe sous l'application de la symétrie CP ; et la phase forte δ_A issue des interactions hadroniques et ne changeant pas de signe sous l'application de la symétrie CP. Dans ce cas :

$$\lambda_f = -\eta_f e^{2i\alpha_M - \Phi_A}$$

et le module est donc $|\lambda_f|^2 = 1$ car $\eta_f = \pm 1$, d'après l'équation 1.23.

Il est clair dans l'expression de λ_f que toute la partie dépendante de la phase forte δ_A s'est annulée, et donc λ_f n'en dépend pas. De ce fait, le paramètre de violation de la symétrie CP $\Im(\lambda_f)$ n'en dépend pas non plus. Alors, lorsque les prédictions théoriques sur ce paramètre seront faites, elles ne dépendront que de la partie interaction faible du Lagrangien.

L'asymétrie CP de l'équation 1.19 devient alors :

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f_{CP}] - \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f_{CP}]}{\Gamma[B_q^0(t) \rightarrow f_{CP}] + \Gamma[\bar{B}_q^0(t) \rightarrow f_{CP}]} = \frac{-\Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) - \Re(\lambda_f) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right)}. \quad (1.24)$$

Cette asymétrie est sensible aux termes $\Im(\lambda_f)$ et $\Re(\lambda_f)$, caractérisant la violation de la symétrie CP. Elle est utilisée dans le chapitre 6.

Dans cette section, la phénoménologie de la violation de la symétrie CP a été présentée dans les systèmes des mésons beaux neutres. Elle propose un certain nombre de quantités observables qu'il convient de mesurer expérimentalement. Cette approche est très générale et indépendante d'un modèle théorique de la physique des particules.

Dans la section suivante, le Modèle Standard de la physique des particules sera présenté. Nous expliquerons comment le Modèle Standard rend compte de la violation de la symétrie CP observé dans le laboratoire. Nous introduirons aussi quels sont les canaux de mesures qu'il convient d'utiliser pour étudier cette symétrie dans les systèmes des mésons beaux.

1.3 La violation de CP dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie qui décrit presque tous les aspects de la physique des particules, c'est-à-dire les leptons, les quarks, et leurs interactions. On considérera les neutrinos de masse nulle. Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs renormalisable construite sur le principe d'invariance locale de jauge, dont le groupe de symétrie est $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce groupe de jauge inclut les groupes de symétrie de l'interaction forte, $SU(3)_C$, ainsi que celui de l'interaction électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est possible de séparer le Modèle Standard en trois secteurs :

1. Le secteur de jauge qui contient les bosons médiateurs des interactions. Il est composé de huit gluons, les médiateurs de l'interaction forte, et des particules γ , $W^\pm$, et Z^0 les médiateurs de l'interaction électrofaible. Les gluons sont de masse nulle et sans charge électrique, mais portent une charge de couleur. Il y a huit configurations de couleurs possibles correspondant aux générateurs du groupe $SU(3)_C$. De ce fait, les gluons interagissent avec les quarks, mais aussi entre eux. Par contre, le photon étant de masse et de charge nulles, il n'interagit pas avec lui-même.
2. Le secteur fermionique qui se compose des quarks et des leptons. Il est organisé en trois familles de propriétés identiques, sauf les masses. Le contenu de chaque famille est :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R; \\ \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R; \\ \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R;$$

et les antiparticules correspondantes. Les spineurs droits ou gauche sont définis à l'aide de l'opérateur de chiralité γ_5 par :

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^-, \quad e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^-,$$

et se transforment respectivement en doublets et singlets de $SU(2)_L$.

3. Le secteur scalaire qui permet aux bosons de jauge de l'interaction faible d'être massifs, indique que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est pas une symétrie du vide. Par contre, le photon est une particule sans masse, ce qui indique que l'interaction électromagnétique, définie par $U(1)_{em}$ est une bonne symétrie du vide. Ainsi

le mécanisme de brisure spontanée dans le Modèle Standard doit être :

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em}$$

Ce mécanisme est connu sous le nom de « mécanisme de Higgs ». Une de ses conséquences est la prédiction du boson de Higgs, qui doit être une particule scalaire neutre. Il n'est toujours pas observé.

Dans le Modèle Standard, la violation de la symétrie CP est directement reliée au mécanisme de Higgs, à travers les couplages de Yukawa qui lient les champs de quarks et les champs de Higgs. Elle est mise en œuvre via la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [15] présente dans l'interaction faible.

1.3.1 L'interaction électrofaible

Dans le Modèle Standard, le lagrangien décrivant l'interaction électrofaible se décompose de la façon suivante :

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

où

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

Dans cette expression, $\vec{W}$ et B sont les bosons de jauge. Le terme cinétique $\mathcal{L}_{bosons}$ décrit les bosons libres sans masse. Le terme

$$\mathcal{L}_{fermions} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_R$$

décrit la propagation des fermions libres ainsi que leurs couplages aux champs de jauge $\vec{W}$ et B . Dans ce lagrangien, les Ψ sont les champs quantiques spineurs des fermions, g et g' sont les constantes de couplage des groupes de jauge $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, et Y est l'hypercharge définie par $\frac{Y}{2} = I_3 + Q$ où I_3 est la troisième composante de l'isospin faible et Q la charge électrique.

Les masses des fermions sont introduites par le terme

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left(\left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right)^\dagger \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi - V(\Phi) \quad (1.25)$$

où Φ est un doublet de $SU(2)_L$, $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, avec ϕ^+ et ϕ^0 des champs scalaires complexes et où le potentiel $V(\Phi)$ est choisi comme étant égal à $-\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2$. Ce potentiel présente une symétrie circulaire et une infinité de minima ; choisir un

minimum brise la symétrie. Pour des raisons pratiques, le minimum est choisi en développant le champs de Higgs de la façon suivante

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad \text{avec } v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}.$$

En remplaçant Φ par son développement dans l'équation 1.25, les termes de masse apparaissent pour les bosons. Les termes de masse pour les fermions se retrouvent dans le lagrangien de Yukawa

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

où l , u , et d sont les champs spineurs et M_l , M_u , et M_d sont les matrices de masses des quarks. Elles ne sont pas diagonalisables simultanément. Par convention, les quarks de type up sont choisis comme étant à la fois états propres de masse et états propres de l'interaction faible, contrairement aux quarks de type down. La matrice permettant de passer des quarks down états propres de masse aux quarks down état propres de l'interaction faible s'appelle la matrice CKM.

1.3.2 La matrice CKM et la violation de la symétrie CP

La matrice CKM s'écrit de la manière la plus générale comme :

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

C'est une matrice de rotation qui est complexe et unitaire. Du fait de la liberté de rephasage, les éléments de la matrice ne sont pas des observables. Les quantités mesurables les plus simples sont les modules $|V_{\alpha i}|^2$ où α est un indice de quark de la famille up et i un indice de quark de la famille down. Les autres invariants sont les quartets :

$$Q_{\alpha i \beta j} = V_{\alpha i} V_{\beta j} V_{\alpha j}^* V_{\beta i}^*.$$

On demande que les indices $\alpha \neq \beta$ et $i \neq j$ sinon le quartet se réduit au produit de deux modules.

La description de la violation de la symétrie CP dépend de la présence d'une phase physique irréductible par rephasage dans la matrice CKM. Il est possible de déterminer ce nombre de phases en prenant en compte les informations suivantes :

- S'il y a n_g familles, alors le nombre de paramètres de la matrice V_{CKM} est n_g^2 car la matrice CKM est unitaire. Du fait de la liberté de rephasage, $2n_g - 1$ phases peuvent être absorbées. Donc le nombre de paramètres physiques est $N_{\text{params}} = n_g^2 - (2n_g - 1) = (n_g - 1)^2$.

- De plus, une matrice $n_g \times n_g$ est paramétrée par $n_g(n_g - 1)/2$ angles de rotation, appelés angles d'Euler. Puisque que la matrice CKM est unitaire, c'est aussi une matrice orthogonale. Ainsi, parmi les paramètres physiques N_{params} , il y a $N_{\text{angles}} = \frac{1}{2}n_g(n_g - 1)$ qui doivent être identifiés avec des angles de rotation.
- Les paramètres restants $N_{\text{phases}} = N_{\text{params}} - N_{\text{angles}} = \frac{1}{2}(n_g - 1)(n_g - 2)$ sont les phases physiques de la matrice CKM.

Dans le cas de $n_g = 2$ familles, il n'y a pas de phase physique, et donc pas de violation de la symétrie CP. Par contre, dans le cas de trois familles, il y a une phase physique. Cette phase est responsable de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard [15]. En effet, les amplitudes de transitions dépendent des éléments de la matrice CKM. Or nous avons vu qu'une des manifestations de la violation de la symétrie CP est l'inégalité en module des amplitudes de processus CP conjugués. Pour obtenir un tels cas, il faut que

$$V_{\alpha k}^* \neq V_{\alpha k}$$

où α et k sont des indices arbitraires.

La violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard est aussi obtenue quand

$$J \equiv \Im(Q_{\alpha i \beta j}) \neq 0, \quad (1.26)$$

où J est appelé invariant de Jarlskog [16, 17].

L'unitarité de la matrice CKM se traduit par l'existence de 12 relations, non indépendantes, entre les éléments de cette matrice :

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0 \\ V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0 \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.28)$$

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0$$

$$V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0$$

$$V_{ud}V_{ud}^* + V_{us}V_{us}^* + V_{ub}V_{ub}^* = 1$$

$$V_{cd}V_{cd}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{cb}V_{cb}^* = 1$$

$$V_{td}V_{td}^* + V_{ts}V_{ts}^* + V_{tb}V_{tb}^* = 1$$

$$V_{ud}V_{ud}^* + V_{cd}V_{cd}^* + V_{td}V_{td}^* = 1$$

$$V_{us}V_{us}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{ts}V_{ts}^* = 1$$

$$V_{ub}V_{ub}^* + V_{cb}V_{cb}^* + V_{tb}V_{tb}^* = 1$$

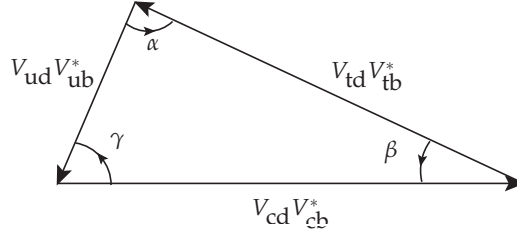


FIG. 1.3: Représentation graphique de la relation 1.27.

Les 6 relations égales à zéro se représentent dans le plan complexe sous la forme de 6 triangles. L'aire de ces triangles est identique, égale à $|J|/2$.

Le triangle 1.27 représenté dans la Figure 1.3 est appelé *triangle d'unitarité*. Les angles du triangle α , β , et γ sont définis comme suit :

$$\begin{aligned}\alpha &\equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) = \arg(-Q_{ubtd}), \\ \beta &\equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) = \arg(-Q_{tbcd}), \\ \gamma &\equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = \arg(-Q_{cbud}).\end{aligned}\tag{1.29}$$

1.3.3 Paramétrages de la matrice CKM

Plusieurs paramétrages sont possibles pour la matrice CKM. Nous présenterons seulement le paramétrage « standard », préconisée par le *Particle Data Group* [13], et celui de Wolfenstein [18], qui prend en compte la hiérarchie observée entre les différents éléments de la matrice.

Le paramétrage standard est donné par :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et i, j sont des indices de familles allant de 1 à 3. La phase δ_{13} est l'unique responsable de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard. L'invariant de Jarlskog, eq. 1.26, s'écrit :

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin(\delta_{13}).$$

Cette expression ne peut être nulle que si un des angles de mélange est nul ou égal à $\pi/2$ ou si la phase est nulle ou égale à π .

Le deuxième paramétrage considérée prend en compte les mesures des éléments de la matrice. Les modules sont déterminés de deux façons différentes :

- avec des mesures directes reliées aux processus du Modèle Standard à l'ordre des arbres. De cette manière, $|V_{ud}|$ (désintégration du neutron), $|V_{us}|$ (désintégration semi leptonique $K \rightarrow \ell \bar{\nu} \pi$), $|V_{ub}|$ (désintégration semi leptonique $B \rightarrow \ell \bar{\nu} \pi$), $|V_{cd}|$ (désintégration semi leptonique $D \rightarrow \ell \bar{\nu} \pi$), $|V_{cs}|$ (désintégration semi leptonique $D \rightarrow \ell \bar{\nu} K$), et $|V_{cb}|$ (désintégration semi leptoniques $B \rightarrow \ell \bar{\nu} D$) sont connus. De même, l'étude des désintégrations du quark top permettent de mesurer $|V_{tb}|$.
- avec des mesures indirectes reposant sur l'étude de processus à l'ordre des boucles. Elles permettent de contraindre $|V_{td}|$ (oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$) et $|V_{ts}|$ (oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$).

Les valeurs actuelles des modules de matrice CKM sont [19] :

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97430^{+0,00019}_{-0,00019} & 0,22521^{+0,00082}_{-0,00082} & 0,00350^{+0,00015}_{-0,00014} \\ 0,22508^{+0,00082}_{-0,00082} & 0,97347^{+0,00019}_{-0,00019} & 0,04117^{+0,00038}_{-0,00015} \\ 0,00859^{+0,00027}_{-0,00029} & 0,04041^{+0,00038}_{-0,00115} & 0,999146^{+0,000047}_{-0,000016} \end{pmatrix}.$$

Les éléments de la diagonale sont proches de 1, $|V_{cd}|$ et $|V_{us}|$ sont de l'ordre de 20%, $|V_{cb}|$ et $|V_{ts}|$ sont de l'ordre de 4%, et enfin $|V_{td}|$ et $|V_{ub}|$ sont de l'ordre de 1%. Ces mesures permettent de conclure que $|J| = (3,05^{+0,19}_{-0,20}) \times 10^{-5}$ [13]. Comme l'invariant de Jarlskog donne une estimation de l'importance de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard, on remarque que celle-ci est très faible.

Du fait de cette forte hiérarchie entre les éléments de la matrice, Wolfenstein a proposé un paramétrage [18] basé sur un développement limité en fonction de $\lambda = \sin(\theta_C) \approx 0,22$, où θ_C est l'angle de Cabibbo :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.30)$$

Par ailleurs, $A \approx 1$ puisque $|V_{cb}| \approx |V_{us}|^2$. Finalement, $|V_{ub}|/|V_{cb}| \sim \lambda/2$ et donc ρ et η doivent être plus petits que 1. Il est facile de vérifier que l'unitarité est assurée jusqu'à l'ordre λ^3 . Nous pouvons déjà remarquer que :

$$\begin{aligned} \frac{V_{ud} V_{ub}^*}{|V_{cd} V_{cb}|} &= \rho + i\eta \\ \frac{V_{cd} V_{cb}^*}{|V_{cd} V_{cb}|} &= 1 \\ \frac{V_{td} V_{tb}^*}{|V_{cd} V_{cb}|} &= 1 - \rho - i\eta \end{aligned}$$

et donc le triangle de la Figure 1.3 devient celui de la Figure 1.4.

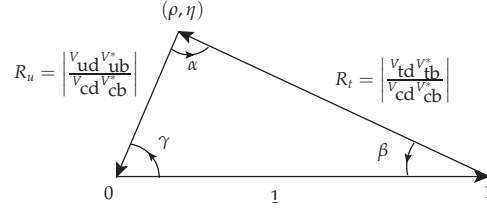


FIG. 1.4: Représentation graphique de la relation 1.27 pour laquelle les modules des trois côtés sont divisés par celui de la base.

Pour obtenir l'unitarité à tous les ordres [20], il est nécessaire de définir les paramètres de la matrice via les équations :

$$\begin{aligned} V_{us} &= \lambda \\ V_{cb} &= A\lambda^2 \\ V_{ub} &= A\mu\lambda^3 e^{-i\phi} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \end{aligned}$$

où $\lambda = |V_{us}|$, $A = |V_{cb}/V_{us}^2|$, $\mu = |V_{ub}/(V_{us}V_{cb})|$, et $\phi = \arg(Q_{uscb})$. Pour assurer l'unitarité exacte de la matrice CKM, les autres éléments deviennent :

$$\begin{aligned} V_{ud} &= 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6), \\ V_{cd} &= -\lambda + A^2 \left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta \right) \lambda^5 + \mathcal{O}(\lambda^7), \\ V_{cs} &= 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}(1 + 4A^2)\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6), \\ V_{td} &= A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) + \mathcal{O}(\lambda^7), \\ V_{ts} &= -A\lambda^2 + A \left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta \right) \lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6), \text{ et} \\ V_{tb} &= 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6). \end{aligned}$$

où

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2 \right), \quad (1.31)$$

$$\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2 \right). \quad (1.32)$$

1.3.4 Le mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$

Dans le Modèle Standard, M_{12} , équation 1.1, est décrit à l'ordre le plus bas par des diagrammes en boîte illustrés par la Figure 1.5. Ces diagrammes représentent une bonne approximation puisque les contributions QCD à longue distance sont supposées négligeables. Du fait de la hiérarchie de la matrice CKM, et comme les

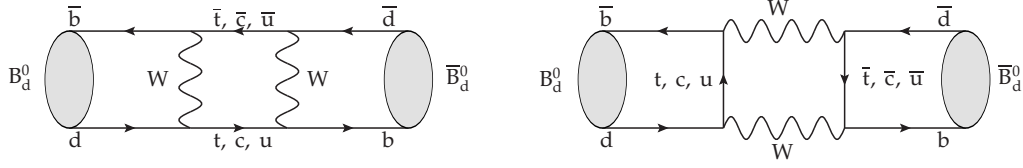


FIG. 1.5: Diagrammes en boîte pour l'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ dans le Modèle Standard.

masses des quarks $m_{u,c} \ll m_t$, M_{12} est dominé par l'échange de quarks top, les contributions des quarks u et c étant complètement négligeable :

$$M_{12} \approx -\frac{G_F^2 m_W^2 \eta_B m_B B_B f_B^2}{12\pi^2} (V_{td}^* V_{tb})^2 S_0(m_t^2/m_W^2) e^{2i\alpha_B},$$

où G_F est la constante de Fermi, m_W la masse du boson W , et m_B la masse du méson B_d^0 . $B_B f_B^2$ paramétrise l'élément de matrice hadronique $\langle B_d^0 | (\bar{d}b)_{V-A} (\bar{d}b)_{V-A} | \bar{B}_d^0 \rangle$, lequel permet l'apparition du terme $e^{2i\alpha_B}$. η_B provient de corrections QCD correspondantes aux effets à longue distance, et est de l'ordre de l'unité. La fonction S_0 est définie par [3] :

$$S_0(x) = \frac{4x - 11x^2 + x^3}{4(1-x)^2} - \frac{3}{2} \frac{x^3 \ln x}{(1-x)^3}.$$

Les calculs du rapport Γ_{12}/M_{12} aboutissent à [3] :

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} = -\frac{3\pi}{2} \frac{1}{S_0(m_t^2/m_W^2)} \frac{m_b^2}{m_W^2} \left(1 + \frac{8m_c^2}{3m_b^2} \frac{V_{cb} V_{cd}^*}{V_{tb} V_{td}^*} \right).$$

Cette équation permet d'estimer l'importance de la violation de la symétrie CP dans le mélange en développant $|q/p|$ en puissances de Γ_{12}/M_{12} :

$$1 - \left| \frac{q}{p} \right| = \frac{1}{2} \Im \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) + \mathcal{O} \left(\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right|^2 \right) = \frac{4\pi}{S_0(m_t^2/m_W^2)} \frac{m_c^2}{m_W^2} \frac{J}{|V_{tb} V_{td}^*|^2} \sim 10^{-3},$$

où J est l'invariant de Jarlskog. Cela confirme que la violation de CP dans le mélange doit être faible. De cette manière, avec une bonne approximation, le rapport q/p est une phase pure :

$$\frac{q}{p} \simeq -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \propto \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{td}^* V_{tb}} = e^{-2i\delta_{13}} = (1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta})^2.$$

Comme Γ_{12} est très faible pour le système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, on considère

$$\Delta\Gamma_d = 0. \quad (1.33)$$

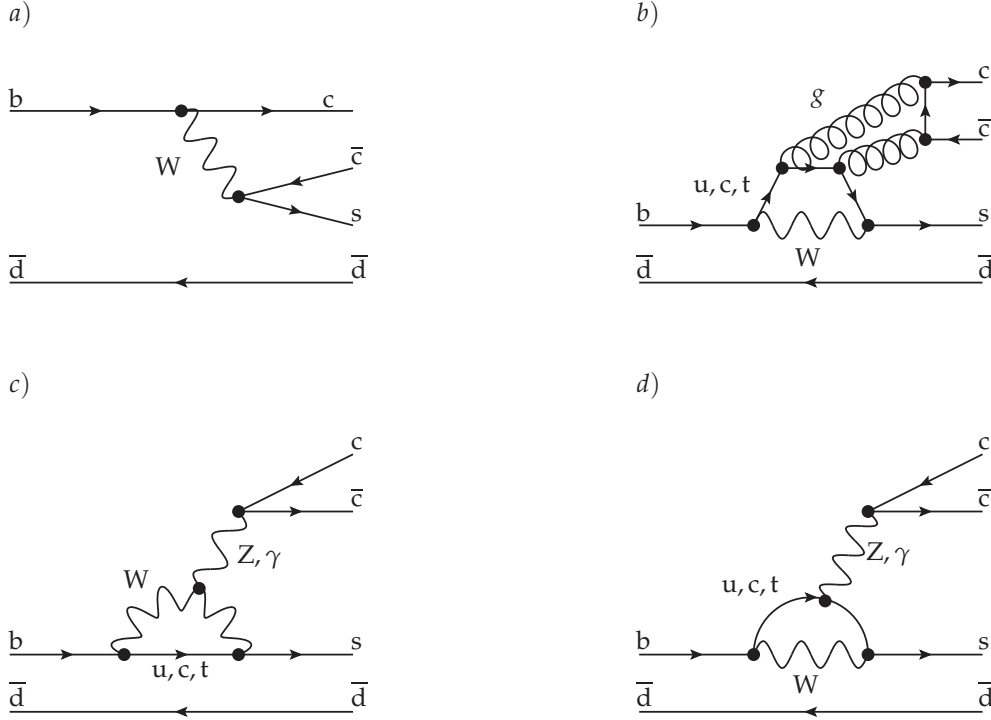


FIG. 1.6: Diagrammes de Feynman des processus intervenant dans la désintégration $b \rightarrow \bar{c}cs$. *a)* diagramme à l'ordre des arbres ; *b)* pingouin gluonique ; *c), d)* pingouins électrofaibles.

1.3.5 Les désintégrations $b \rightarrow \bar{c}cs$

L'objectif de ce paragraphe est de donner l'amplitude A_f décrivant la désintégration d'un méson beau dans l'état final $\bar{c}cs$. Le calcul repose sur l'expansion en produits d'opérateurs pour le hamiltonien effectif de la transition. Ces méthodes nécessitent des approximations pour s'affranchir des effets de QCD non perturbative. Une de ces approximations est celle du quark spectateur, où nous supposons que le méson beau se désintègre par la désintégration du quark b (ou $\bar{b}$) sans intervention de l'autre quark du méson. Nous nous limitons aux états finals impliquant une transition $b \rightarrow \bar{c}cs$.

Les divers diagrammes contribuant à l'amplitude $A(\bar{c}cs)$ sont représentés par la Figure 1.6. Cette amplitude est la somme des contributions à l'ordre des arbres ($T_{\bar{c}cs}$) et de celles des diagrammes pingouins (P_s^q) gluoniques et électrofaibles :

$$A(\bar{c}cs) = V_{cb}V_{cs}^*(T_{\bar{c}cs} + P_s^c - P_s^t) + V_{ub}V_{us}^*(P_s^u - P_s^t),$$

où on a utilisé la relation d'unitarité 1.28, d'où la présence de signes $+$ et $-$. Le diagramme dominant, $T_{\bar{c}cs}$, est supprimé de couleur : les quarks s et $\bar{c}$ provenant du W sont répartis dans des mésons différents. Les quarks c et $\bar{c}$, dont la couleur

initiale est indépendante, doivent avoir des couleurs compatibles pour former un méson incolore, d'où la suppression de couleur.

Dans l'amplitude ci-dessus, les contributions pingouins du terme de droite sont supprimées par rapport à la contribution du terme de gauche d'un facteur λ^2 . Alors, nous avons

$$A(\bar{c}s) = V_{cb}V_{cs}^*(T_{\bar{c}s} + P_s^c - P_s^t).$$

Dans le cas particulier de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, la valeur propre de l'état final est $\eta_{CP} = -1$. Du fait que $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$ et $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^0$, il est nécessaire de prendre en compte le mélange $K^0 - \bar{K}^0$ pour que les B_d^0 et les $\bar{B}_d^0$ puissent atteindre le même état final. Cela conduit à :

$$\begin{aligned} \lambda_f &= \eta_{CP} \left(\frac{q}{p} \right) \left(\frac{\bar{A}_f}{A_f} \right) \left(\frac{q}{p} \right)_{K^0} \\ &= - \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \right) \left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} \right) \left(\frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}} \right) = -e^{-2i\beta}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

En prenant en compte les équations 1.33 et 1.34, l'expression de l'asymétrie 1.24 devient alors :

$$A_{CP}(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t), \quad (1.35)$$

où t est le temps de vie mesuré des mésons B_d^0 , et Δm_d la fréquence du mélange.

En mesurant l'asymétrie CP dépendante du temps dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, nous avons accès à la valeur de $\sin(2\beta)$, qui est l'amplitude de cette asymétrie. Il faut rappeler que dans ce calcul, la partie pingouin est négligée.

La connaissance de ce paramètre permet de contraindre les paramètres fondamentaux du Modèle Standard $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$.

1.4 État de l'art

Cette section décrit l'état de l'art des mesures et des contraintes sur la matrice CKM.

Le paramètre λ est déterminé à partir des mesures de $|V_{ud}|$ et $|V_{us}|$ dans les désintégrations nucléaires et les désintégrations semileptoniques de kaons. Le paramètre A est calculé à partir des mesures des valeurs de $|V_{cd}|$ et λ . Les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ sont déterminés à partir des mesures des angles et des côtés du triangle d'unitarité. L'interprétation de l'ensemble des mesures est résumée dans le plan $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ sur la Figure 1.7. Actuellement, la précision des côtés est limitée par des incertitudes théoriques liées au calcul d'éléments de matrice hadronique :

- Le côté droit est mesuré à partir du rapport des fréquences d'oscillation des mésons $B_q^0 - \bar{B}_{q'}^0$ ($q=d,s$) : $\Delta m_d / \Delta m_s$. La précision sur ce côté est limitée par

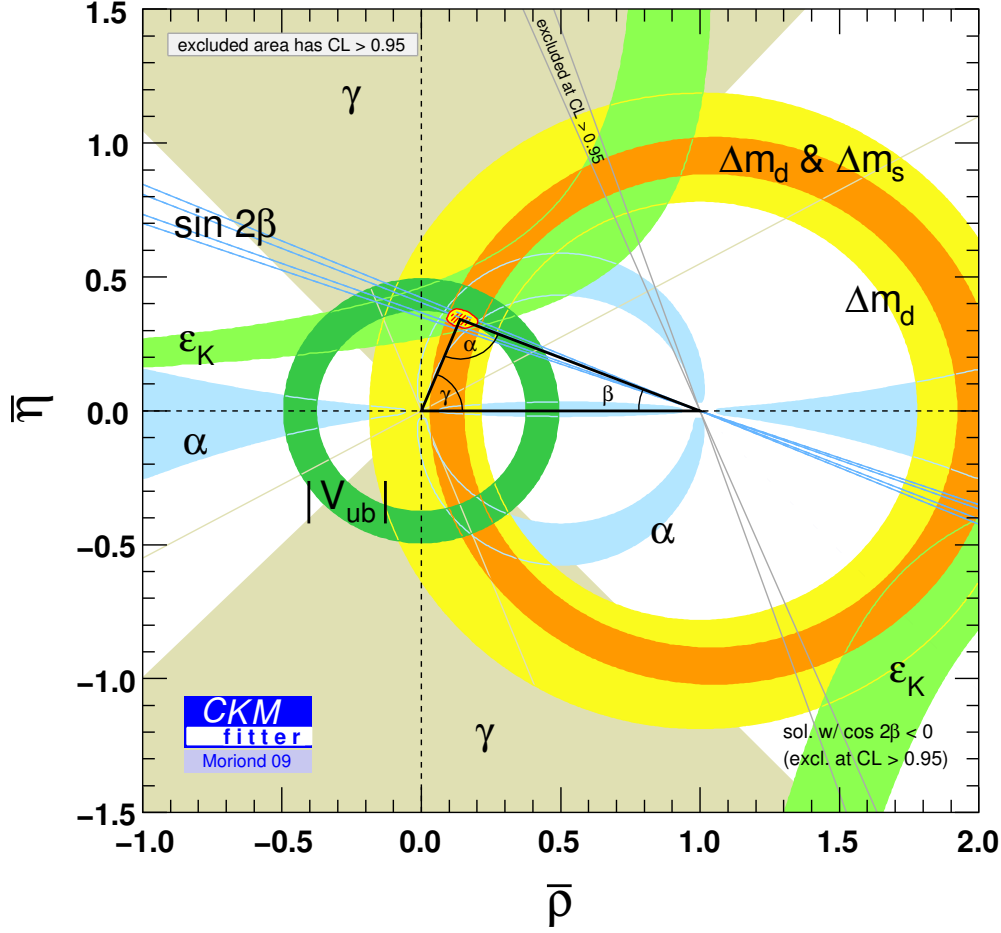


FIG. 1.7: Ensemble des contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité dans le plan $\bar{\rho}, \bar{\eta}$. On remarque que la contrainte la plus forte vient de la mesure de $\sin(2\beta)$.

l'incertitude sur le paramètre $\xi \equiv \frac{f_{B_s^0} \sqrt{B_{B_s^0}}}{f_{B_d^0} \sqrt{B_{B_d^0}}}$ où $f_{B_q^0}$ et $B_{B_q^0}$ sont respectivement la

constante de désintégration et le paramètre de sac du méson B_q^0 ;

- le côté gauche est obtenu à partir du rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$. Sa précision est limitée par l'extraction théorique de $|V_{ub}|$ à partir des désintégrations semileptoniques inclusives et exclusives de B en $X_u \ell \nu$.

La précision des angles est limitée par l'incertitude expérimentale :

- l'angle α est mesuré à partir des désintégrations $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $B_d^0 \rightarrow \rho \pi$ et $B_d^0 \rightarrow \rho \rho$. Il vaut $\alpha = (89, 0^{+4.4}_{-4.2})^\circ$ [19].
- l'angle β est mesuré à partir d'asymétries CP dépendantes du temps, expliqué

dans les sections précédentes. Ces mesures permettent d'obtenir $\sin(2\beta) = 0,684^{+0,023}_{-0,021}$ [19], ce qui se traduit par une incertitude sur β de 1° . Cette contrainte est la plus forte actuellement.

- l'angle γ est mesuré à partir des désintégrations $B \rightarrow DK$. Il vaut $\gamma = (70^{+27}_{-30})^\circ$ [19].

Avec ces mesures, nous avons [19] :

$$\begin{cases} \bar{\rho} = 0,139^{+0,025}_{-0,027} \\ \bar{\eta} = 0,341^{+0,016}_{-0,015} \end{cases}$$

Toutes ces contraintes sont en accord avec le formalisme CKM.

Le secteur du méson B_d^0 est bien connu maintenant. La fréquence des oscillations $\Delta m_d = 0,507 \pm 0,005 \text{ ps}^{-1}$ ainsi que la différence de largeur $\Delta\Gamma_d$ sont mesurées, $\Delta\Gamma_d/\Gamma_d = 0,010 \pm 0,037$. La violation de la symétrie CP du méson B_d^0 a été observée et est compatible avec les prédictions du Modèle Standard. De petites déviations peuvent cependant être observées dans la mesure où dans les prédictions théoriques, les contributions des diagrammes pingouins ont été négligées. Celles-ci pouvant faire intervenir des particules issues de la *nouvelle physique*, telles que des particules super-symétriques par exemple, les amplitudes correspondantes peuvent avoir un impact. D'où la nécessité de comparer les paramètres violant CP tels que $\sin(2\beta)$ en utilisant des désintégrations ne faisant pas intervenir les mêmes processus.

En ce qui concerne le méson B_s^0 et le triangle d'unitarité associé, Figure 1.8, il existe très peu de contraintes directes expérimentales. La fréquence des oscillations des mésons B_s^0 a été mesurée par CDF en 2006 [21] et vaut $\Delta m_s = 17,77 \pm 0,10(stat) \pm 0,07(syst) \text{ ps}^{-1}$. Par contre, la mesure expérimentale pour la différence de largeur $\Delta\Gamma_s$ donne [22] $\Delta\Gamma_s = 0,02 \pm 0,05(stat) \pm 0,01(syst) \text{ ps}^{-1}$; son incertitude est encore très élevée. La violation de la symétrie CP dans le secteur des mésons B_s^0 reste à déterminer, via la mesure de l'angle β_s défini par :

$$\beta_s \equiv \arg \left(-\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{tb} V_{ts}^*} \right) = \arg(-Q_{tscb})$$

qui est l'équivalent de β pour le méson B_s^0 . L'ajustement des données expérimentales actuelles en supposant valide le Modèle Standard donne [19] :

$$2\beta_s = 0,0360^{+0,0020}_{-0,0016} \text{ rad.}$$

C'est un des paramètres les mieux connus théoriquement. Expérimentalement, il est accessible via l'étude des désintégrations du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, dans lesquels la quantité observée est :

$$\Phi_{J/\psi\phi} = -2\beta_s + \delta^{\text{pingouin}} + \phi^{\text{NP}}$$

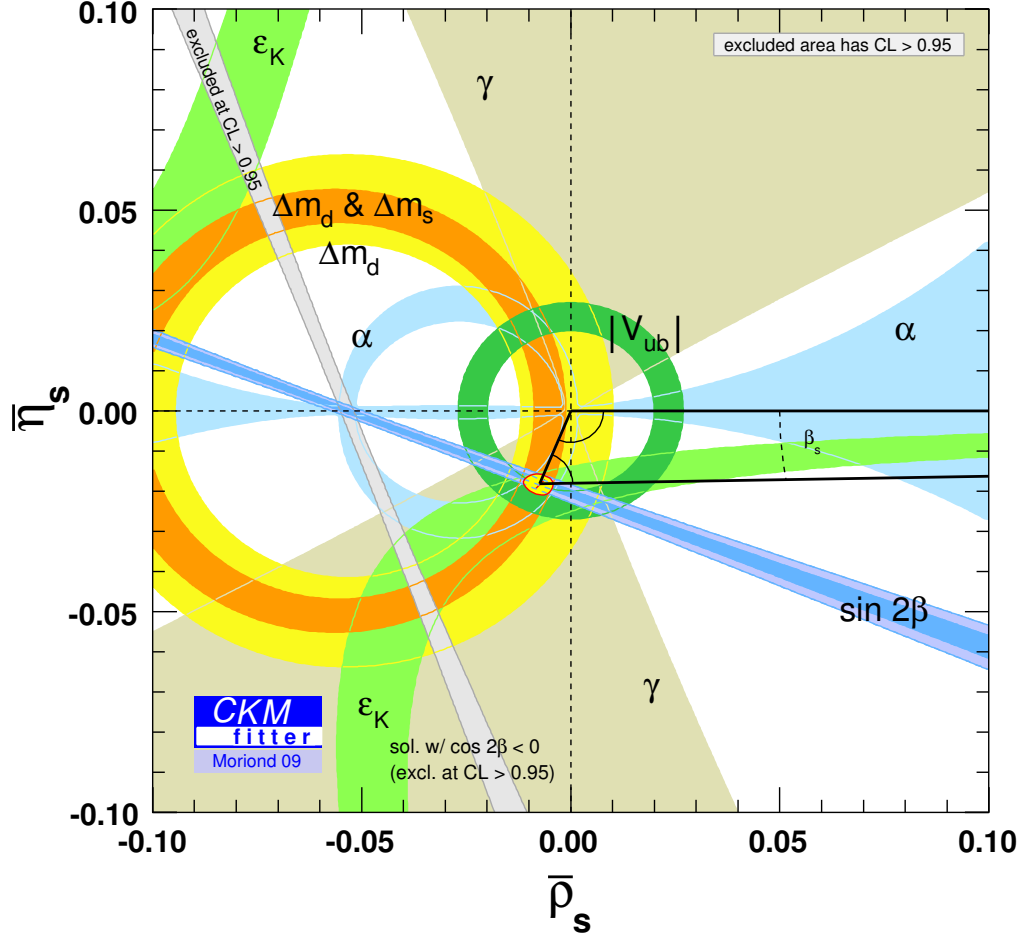


FIG. 1.8: Contraintes expérimentales du triangle d'unitarité associé au méson B_s^0 .

où δ^{pigouin} désigne la contribution à l'ordre des boucles, généralement négligée, et ϕ^{NP} une phase éventuelle provenant de la nouvelle physique. Les estimations effectuées par les expériences du TeVatron [22, 23] donnent un intervalle de confiance pour $\Phi_{J/\psi\phi} = [0.28, 1.29]$ à 68% de confiance compatible avec le Modèle Standard à $\sim 1,8\sigma$. Il reste encore de la place dans cette incertitude pour une déviation importante par rapport au Modèle Standard.

La mesure de $\Phi_{J/\psi\phi}$ est difficile pour plusieurs raisons : tout d'abord le rapport d'embranchement visible de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ est de l'ordre de 3×10^{-5} , ce qui se traduit par un petit nombre d'événements produits ; ensuite, puisque la désintégration est celle d'un méson pseudo scalaire en deux mésons vecteurs, il est nécessaire d'effectuer une analyse angulaire. De plus, la fréquence du mélange Δm_s est

très grande devant Δm_d , ce qui nécessite une excellente résolution temporelle pour pouvoir résoudre les oscillations. De même, $\Delta\Gamma_s$ n'est pas nul, ce qui introduit des complications dans les ajustements. Enfin, comme pour la mesure de $\sin(2\beta)$, il faut déterminer la saveur à la production du méson B_s^0 . D'autres problèmes liés à la cinématiques sont aussi présents : mesure de la masse invariante et mesure du temps propre d'un méson reconstruit. Ces mesures nécessitent une compréhension globale du détecteur pour limiter les effets de résolution.

La mesure de $\Phi_{J/\psi\phi}$ est un des objectifs de l'expérience LHCb. Nous utilisons le fait que $\sin(2\beta)$ est déjà connu pour étalonner l'algorithme d'étiquetage de la saveur, un des points clefs de la mesure de $\Phi_{J/\psi\phi}$.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. Tout d'abord, nous avons présenté les différentes symétries discrètes entrant dans ce cadre, à savoir les symétries de conjugaison de charges C, de parité P et de renversement du temps T ainsi que leur combinaisons CP et CPT. Nous avons introduit la violation de la symétrie CP dans le système des mésons neutres, et montré que la violation de la symétrie CP peut intervenir de trois manières dans ce système : de façon directe dans la désintégration, dans le mélange de saveur, et dans l'interférence de ces deux processus. Puis, nous avons introduit brièvement le Modèle Standard de la physique des particules. Nous avons montré que la source de violation de la symétrie CP dans ce Modèle apparaît dans la matrice de mélange CKM et décrit un exemple de désintégration dans laquelle la violation de la symétrie CP se manifeste : le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Finalement, nous avons discuté l'état de l'art de la violation de la symétrie CP, avec les différentes contraintes, et l'une des mesures phares de l'expérience LHCb, la phase d'interférence entre mélange et désintégration du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Celle-ci peut avoir une valeur incompatible avec celle prédite par le Modèle Standard. La mesure de ce paramètre partage de nombreux points communs avec la mesure de $\sin(2\beta)$, en particulier la détermination de la saveur initiale des mésons beaux.

La valeur de $\Phi_{J/\psi\phi}$ étant prédite très faible, cette mesure requiert une grande précision expérimentale. C'est le cas pour de nombreuses autres quantités observables de CP. Le détecteur LHCb est conçu pour répondre à ces contraintes de précision.

Chapitre 2

LHCb : un détecteur dédié

CE CHAPITRE est dédié à la description du détecteur LHCb [24]. C'est une expérience conçue pour mesurer avec précision des paramètres de violation de la symétrie CP ainsi que rechercher des désintégrations rares dans le secteur des mésons beaux. Elle exploite le grand nombre de paires de quarks $b\bar{b}$ produites chaque année auprès de l'accélérateur proton-proton, le LHC, situé au CERN à Genève.

La première section présentera le LHC, avec une description succincte de ses propriétés et performances. La deuxième partie présentera le détecteur LHCb, notamment la luminosité de fonctionnement, les mécanismes de production de quarks b , et les propriétés d'acceptance géométriques. Les sections 2.3 à 2.5 présenteront les sous détecteurs et leur performances, et enfin la section 2.6 présentera la partie logicielle associée au détecteur, avec les simulations détaillées utilisées pour les études préliminaires.

2.1 Le Grand Collisionneur de Hadron LHC

Le grand collisionneur de hadron, le LHC [25] est un accélérateur supra-conducteur à deux anneaux. Il est installé dans le tunnel existant de 26,7 km utilisé par le LEP. Il héberge quatre expériences. Atlas et CMS sont dédiées principalement aux processus de grande énergie permettant la découverte du boson de Higgs ou d'une possible nouvelle physique. L'expérience LHCb est dédiée à l'étude de la violation de la symétrie CP et la recherche des désintégrations rares dans le secteur des mésons beaux. Enfin, Alice s'intéresse aux processus extrêmes mettant en jeu la chromodynamique quantique et étudie les collisions d'ions lourds.

L'énergie disponible pour les collisions proton-proton est de 14 TeV dans le centre de masse. Pour obtenir une telle énergie, la chaîne d'accélération illustré dans la Figure 2.1 est mise en œuvre. Tout d'abord des paquets de 10^{11} protons sont ac-

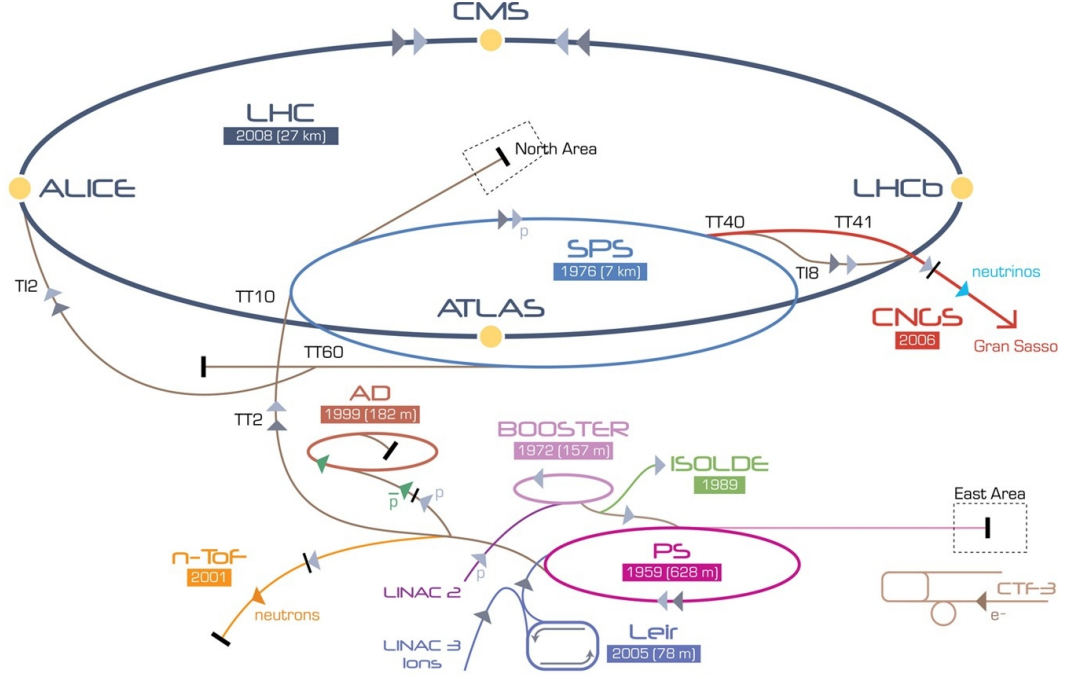


FIG. 2.1: Complexe d'accélération du CERN. Les protons sont accélérés par le Linac2, puis injectés dans le PS, puis dans le SPS, et enfin dans le LHC.

celérés par un LINAC jusqu'à une énergie de 50 MeV. Ils sont ensuite injectés dans le PS où leur énergie initiale est augmentée jusqu'à 26 GeV. Le SPS prend ensuite le relais afin de les envoyer dans l'anneau du LHC avec une énergie de 450 GeV. Ce dernier les accélérera jusqu'à l'énergie nominale de 7 TeV.

La luminosité délivrée est déterminée par la relation [25] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F,$$

où N_b est le nombre de particules par paquet, n_b est le nombre de paquet par faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution, γ_r le facteur relativiste gamma, ϵ_n l'émission transverse normalisée, β^* la fonction beta au point de collision, et F le facteur de réduction de la luminosité géométrique due à l'angle de croisement au point d'interaction :

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}}.$$

Dans cette expression, θ_c est l'angle de croisement au point d'impact, σ_z est la variance de la longueur du paquet, et σ^* la variance de la largeur transverse du faisceau au point de collision. La luminosité nominale du LHC est de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2.2 Généralités sur LHCb

L'expérience LHCb est installée au point 8 du LHC. Elle occupe la place du détecteur DELPHI du LEP. C'est un spectromètre dirigé vers l'avant, Figure 2.2, dont la géométrie est imposée par deux aspects :

- la production des hadrons beaux se fait essentiellement dans la direction du faisceau ;
- un compromis entre l'efficacité de détection et la place disponible dans la cav-
erne.

Les mécanismes de production des quarks beaux à partir d'une collision proton-proton sont complètement régis par l'interaction forte. La production de paires $b\bar{b}$ par interaction partonique est montrée sur la Figure 2.3, et est dominée par l'excitation de saveur [26].

Les partons impliqués dans la diffusion inélastique proton-proton interagissent avec un grand échange d'impulsion. Puisque l'impulsion échangée augmente avec l'énergie au centre de masse, les paires $b\bar{b}$ sont *boostées* selon la direction du parton de plus grande impulsion et selon la direction du faisceau. De ce fait, les hadrons beaux issus de la paire $b\bar{b}$ sont produits principalement dans le même cône avant ou arrière. Ceci est illustré dans la Figure 2.4, qui montre la corrélation angulaire des hadrons b et $\bar{b}$ produits dans les collisions proton-proton générées par PYTHIA [27, 26]. Cette figure présente aussi la complémentarité entre le détecteur Atlas et le détecteur LHCb dans la détection des paires de quarks $b\bar{b}$. La couverture de LHCb en pseudo rapidité est :

$$1,9 < \eta < 4,9.$$

La section efficace de production de paires $b\bar{b}$ à 14 TeV est prédite entre $500 \mu\text{b}$ et $1000 \mu\text{b}$, comme le montre la Figure 2.5, et la référence [26].

Pour faciliter la recherche de vertex de production de mésons beaux, l'expérience LHCb utilise une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En effet, d'après la Figure 2.6, cette zone de luminosité est dominée par une seule interaction quark-quark. La luminosité intégrée pour une année nominale est à LHCb $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2 \text{ fb}^{-1}$. L'expérience LHCb attend 10^{12} paires $b\bar{b}$ par année, puisque le nombre de paires produites est donné par :

$$N_{b\bar{b}} = \mathcal{L}_{\text{int}} \times \sigma_{b\bar{b}}.$$

La luminosité à LHCb est ajustable. Le détecteur a été conçu pour des luminosité variant entre $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le nombre moyen d'interactions quark-quark est indiqué dans la Figure 2.6.

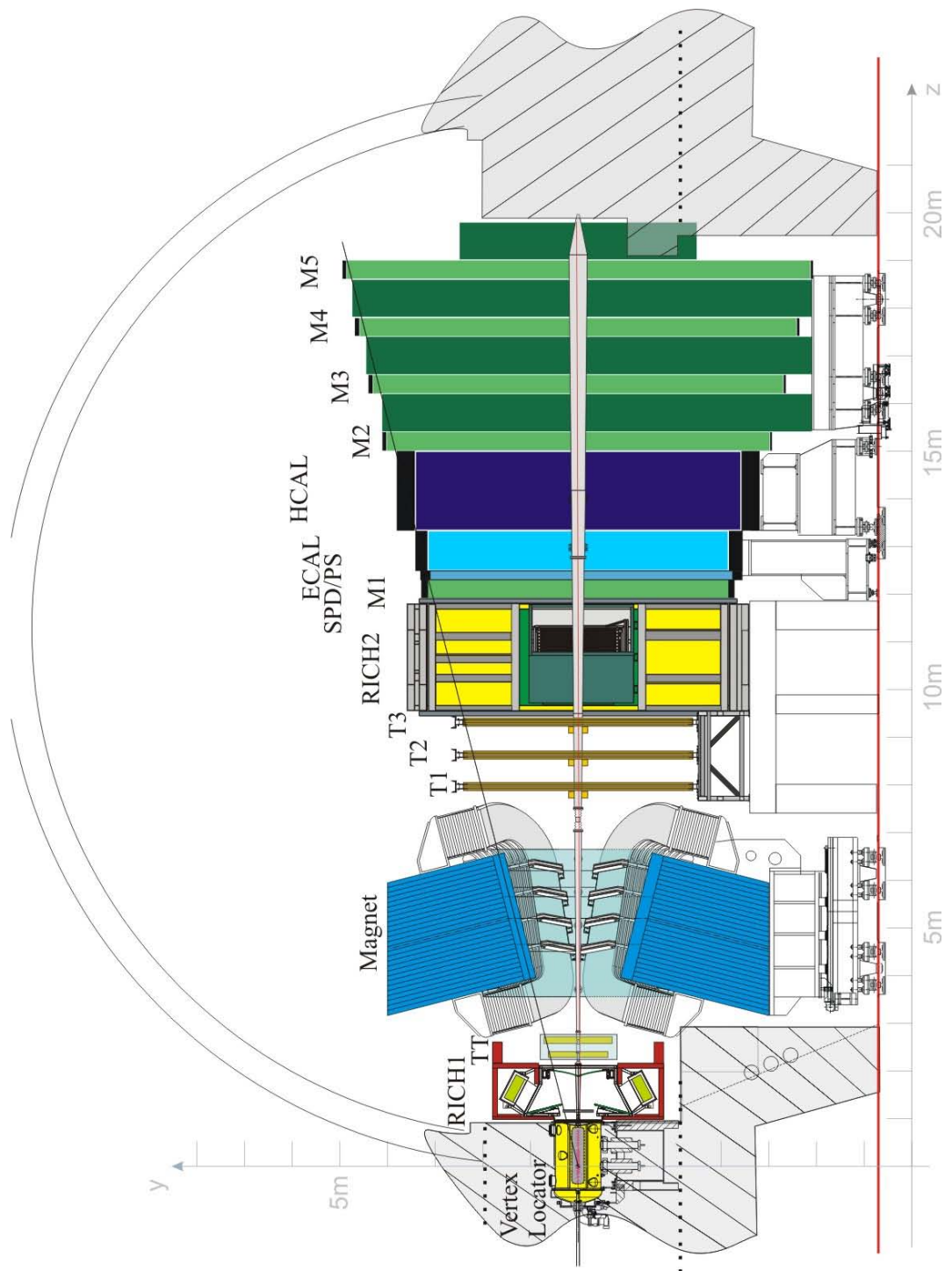


FIG. 2.2: Vue générale du détecteur LHCb. Le point de collision se trouve à l'origine de l'axe horizontal z , dans le Vertex Locator.

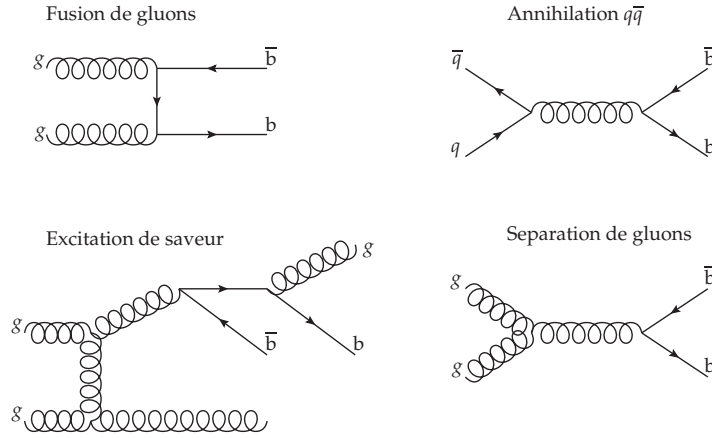


FIG. 2.3: Mécanisme dominant dans la production des paires de quarks $b\bar{b}$. Les processus dominants à LHCb sont l'excitation de saveur (47%) et la séparation de gluons (28%) [26].

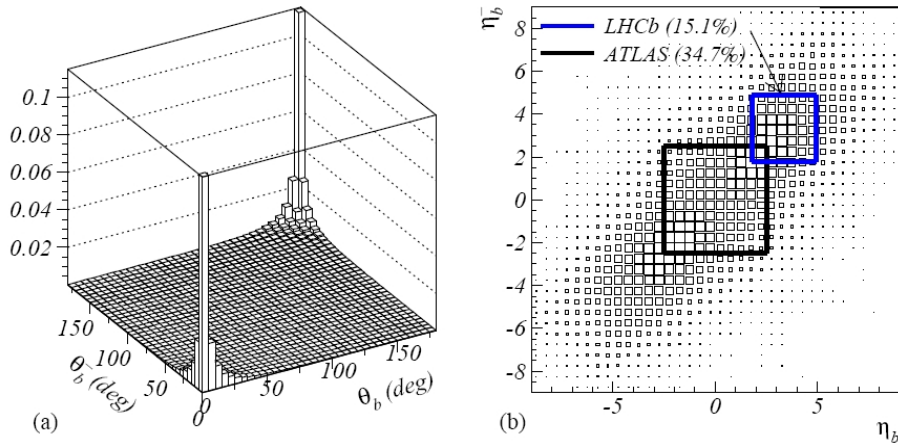


FIG. 2.4: (a) : Corrélation des angles polaires des hadrons b et $\bar{b}$ produits dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV, telle que générée par PYTHIA. (b) : Idem, mais en pseudo rapidité. Cette deuxième illustration montre la complémentarité des détecteurs Atlas et LHCb.

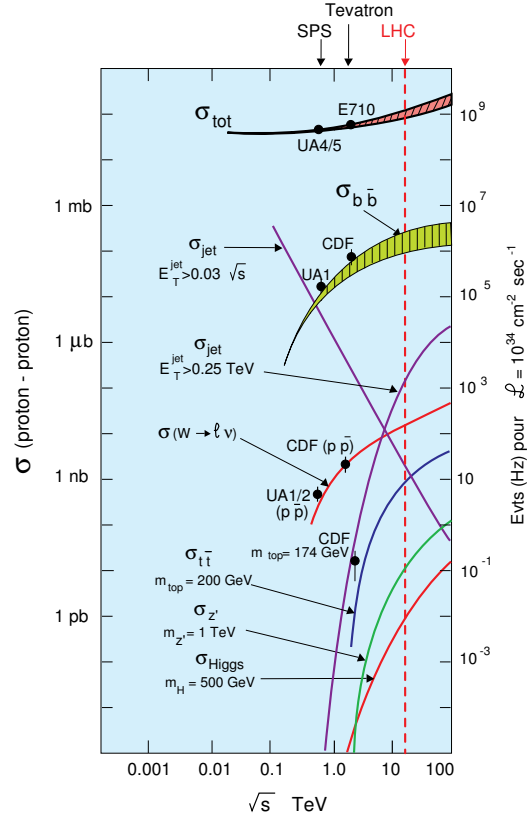


FIG. 2.5: Prédiction des sections efficaces de production de paires de quarks pour différentes énergies [28]. L'axe de gauche donne la section efficace de collisions inélastiques proton-proton, et l'axe de droite le nombre d'événements pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La section efficace de production $b\bar{b}$ est indiquée en vert. Pour une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, elle a une valeur entre $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ et $1000 \mu\text{b}$.

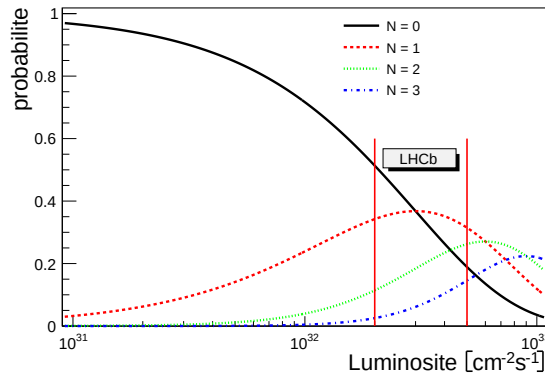


FIG. 2.6: Probabilité d'observer N interactions par rapport à la luminosité. La région de fonctionnement de LHCb est indiquée.

Le détecteur LHCb est constitué de six sous-détecteurs regroupés en trois systèmes interdépendants : un système de trajectographie regroupant l'aimant, le localisateur de vertex VELO, les trajectographes en silicium TT et les stations T ; le système d'identification des particules composé des imageurs Čerenkov RICH1 et RICH2, des calorimètres, et des stations à muons, et enfin le système de déclenchement.

2.3 Système de trajectographie : mesure des positions des vertex et des impulsions

L'objectif de LHCb est l'étude de la violation de la symétrie CP et la recherche de désintégrations rares dans le secteur des mésons beaux. De nombreuses études nécessitent de connaître leur temps de vie. Parmi ces analyses figurent la mesure de $\sin(2\beta)$ et celle de β_s . Il est primordial que le détecteur LHCb soit capable de mesurer avec une très grande précision les longueurs de vol ainsi que les impulsions des particules, puisque ces deux ingrédients interviennent dans la mesure du temps de vie. Pour cela, est mis en place un système de trajectographie composé d'un aimant, d'un localisateur de vertex (VELO), et de stations de trajectographes avant et après l'aimant, TT, T1, T2, et T3. Les trajectographes des stations TT et T servent aussi à la détermination des directions des particules dans les RICHs, et comme racine de gerbes pour les calorimètres.

2.3.1 Aimant

L'aimant de LHCb [29], Figure 2.7, est proche du point d'interaction et son ouverture définit l'acceptance du détecteur. L'impulsion des traces est déterminée à partir de leur courbure dans le champ magnétique. Celui-ci a un pouvoir de courbure caractérisé par le champ total intégré $\int B dl \sim 4 \text{ Tm}$. La composante principale du champ est orientée selon l'axe vertical y : elle est présentée en fonction de la coordonnée z dans la Figure 2.8.

La polarité du champ peut être inversée, condition sine qua non pour minimiser les erreurs systématiques induites par les différences droite-gauche.

L'intensité du courant qui circule dans les bobines non supraconductrices est de 5,85 kA, correspondant à une puissance électrique dissipée de 4,2 MW.

2.3.2 Le détecteur de vertex

Cet élément est utilisé pour reconstruire très précisément les positions des vertex primaires et secondaires de hadrons beaux ou charmés [30]. Il est composé de

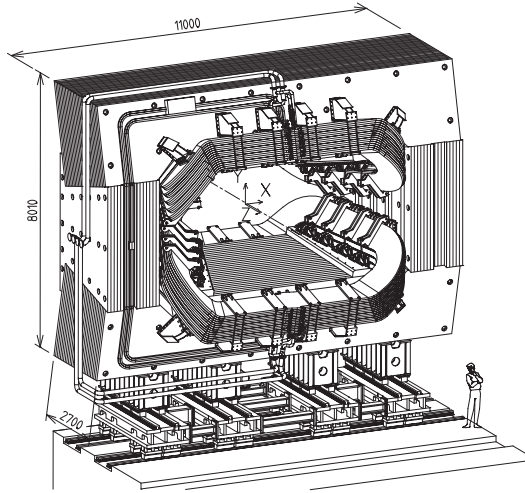


FIG. 2.7: Vue en perspective de l'aimant dipolaire de LHCb [24]. Le point d'interaction est derrière l'aimant dans cette vue.

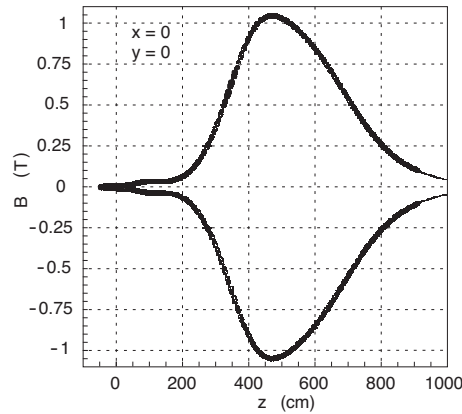


FIG. 2.8: Valeur du champs magnétique suivant l'axe z. L'ordonnée est l'axe vertical y du référentiel du détecteur LHCb.

21 plans de mesure, perpendiculaires à l'axe des faisceaux, utilisant la technologie des bandes en silicium. La Figure 2.9 est une vue globale du détecteur.

La position nominale du détecteur de vertex est à ~ 8 mm du faisceau, ce qui à imposé un certain nombre de contraintes dans sa conception. Les bandes ont deux configurations, radiale et azimutale, représentés dans la Figure 2.10. Les bandes radiales sont regroupées en quatre régions de 45° pour optimiser l'occupation spatiale. L'espace entre les bandes varie de $38 \mu\text{m}$ à proximité du faisceau à $102 \mu\text{m}$ à son extrémité. En ce qui concerne les bandes azimutales, elles sont séparés en deux régions, interne et externe. Pour augmenter l'efficacité de reconstruction, les bandes azimutales ont des angles de 20° par rapport au rayon dans la région interne, et de 10° dans la région externe.

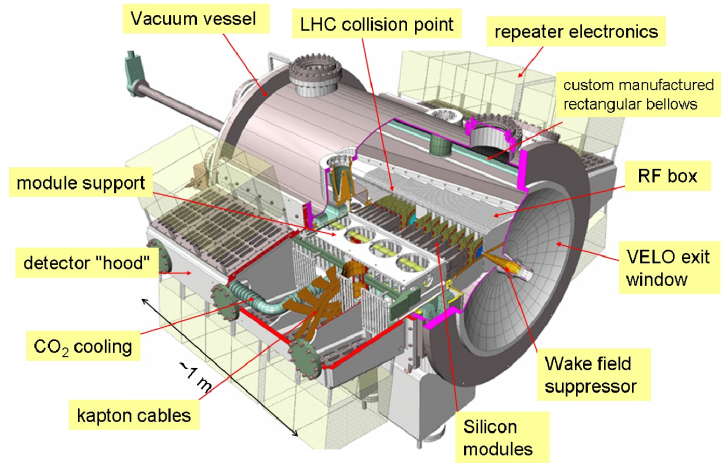


FIG. 2.9: Vue d'ensemble du détecteur de vertex [24].

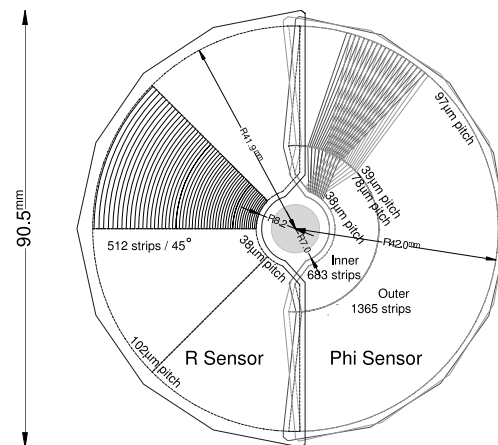


FIG. 2.10: Représentation des deux types de détecteurs. A gauche : bandes radiales. A droite : bandes azimutales. L'illustration indique aussi l'espace entre deux bandes (pitch).

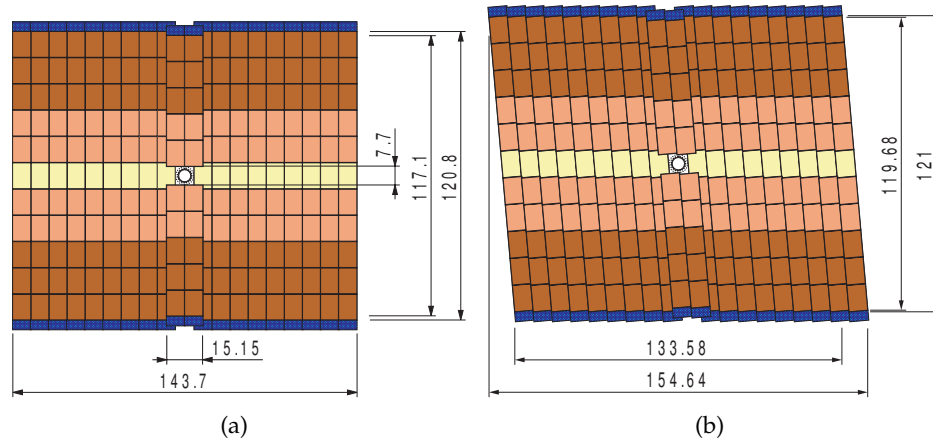


FIG. 2.11: Vue des stations TT. Les dimensions sont indiquées en centimètres. Les deux types de plan, vertical et oblique, sont montrés.

Parmi les 21 plans de mesures, deux sont utilisés pour le système de déclenchement de premier niveau. Ils servent à éliminer les événements à interactions multiples.

Il y a 180 000 canaux de lecture pour le VELO.

Une des particularités du détecteur de vertex est qu'il est mobile. En effet, pendant la phase d'injection, la taille des faisceaux est plus grande que l'ouverture nominale du détecteur à vertex. Les radiations pouvant détériorer le détecteur, les deux moitiés sont séparés de 6 cm.

2.3.3 Les trajectographes au silicium

Les trajectographes en silicium [31] comprennent deux sous détecteurs, le Tracker Turicensis¹ (TT) et le tracker interne (IT). Les deux utilisent des micro-bandes en silicium dont les pistes sont espacées de 200 μm .

Le TT est placé entre le premier imageur Čerenkov (RICH1) et l'aimant, pour couvrir toute l'acceptance du détecteur. Il est composé de quatre couches de détecteurs. Chacune est épaisse de 410 μm et elles sont disposées en deux sections de 15 cm d'épaisseur, séparées de 30 cm. Les première et dernière couches sont verticales alors que les couches intermédiaires sont inclinées de $\pm 5^\circ$. La Figure 2.11 représente les deux types de plans utilisés dans TT.

Le tracker interne est situé au centre des stations T situées après l'aimant, au plus près du faisceau, là où la densité des particules est la plus importante. Tout

¹L'appellation du TT est initialement Trigger Tracker, ou tracker de déclenchement. Suite au remaniement du système de déclenchement et le retrait du niveau 1 en 2005, l'appellation a changé pour Turicensis, le nom de la ville de Zurich à l'époque Romaine, ville dans laquelle le TT a été conçu.

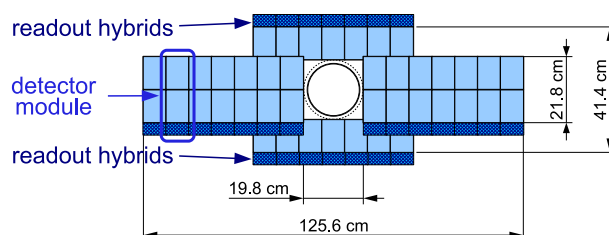


FIG. 2.12: Vue de la première couche du tracker interne.

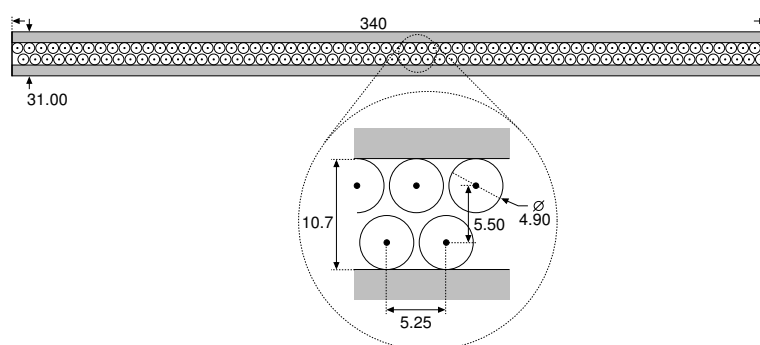


FIG. 2.13: Section transverse des chambres à dérives des stations T.

comme le TT, il est composé de 4 couches de bandes en silicium, dont les premières et dernière couches ont des bandes verticales alors que les couches intermédiaires ont leurs bandes inclinées d'un angle de $\pm 5^\circ$. La Figure 2.12 montre la disposition des éléments du tracker interne, pour la première couche.

Ces détecteurs ont les propriétés suivantes :

- position d'un hit précise à $50 \mu\text{m}$,
- rapport signal sur bruit 12/1.
- nombre de canaux de lectures : 143 360 pour TT, et 129 024 pour le tracker interne.

2.3.4 Les trajectographes externes

Le système de trajectographe externe [32] comprend 55 000 chambres à dérives placées dans les stations T, représenté dans la Figure 2.13. Comme pour les détecteurs à base de bandes silicium, il utilise quatre plans, dont les deux à l'extérieur sont verticaux et les deux à l'intérieurs ont des angles de $\pm 5^\circ$ par rapport à la verticale.

Le temps de dérive rapide, plus petit que 50 ns , permet d'éviter la superposition des événements. De plus, ces détecteurs ont une résolution sur la position des passages des particules de $200 \mu\text{m}$. Ces performances sont rendues possibles par l'util-

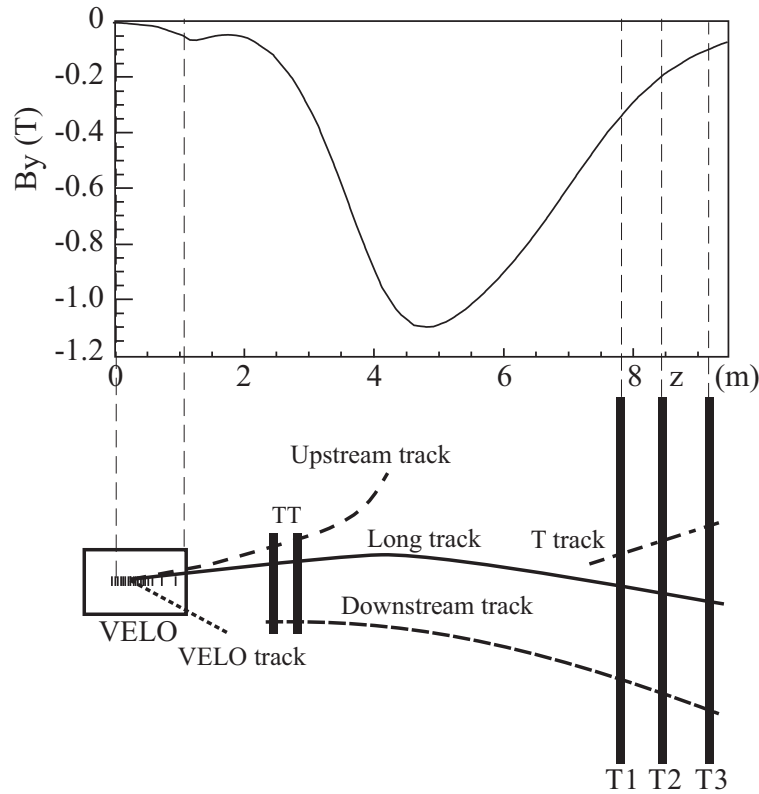


FIG. 2.14: Illustration schématique des différents types de traces : *long*, *upstream*, *downstream*, *VELO*, et *T*. Pour référence, la composante verticale du champ magnétique est montrée en fonction de l'axe z .

isation d'un mélange d'argon (70%) et de CO_2 (30%). L'acceptance géométrique de ces stations est 300 mrad dans le plan de courbure (horizontal) et 250 mrad dans le plan perpendiculaire au plan de courbure (vertical).

2.3.5 Performances

Les hits détectés dans le VELO, la station TT, le tracker interne, et le tracker externe sont combinés pour former les trajectoires des particules depuis le VELO jusqu'aux calorimètres.

Selon leur trajectoires dans le détecteur, les traces sont triées de la façon suivante, Figure 2.14 :

Traces *long*. Elles traversent l'ensemble du trajectographe depuis le détecteur de vertex jusqu'aux stations T. Elles ont la meilleure précision sur leur impulsion, et par conséquent sont les traces les plus utilisées pour la reconstruction de hadrons beaux.

Traces *upstream*. Elles ne traversent que le VELO et la station TT. Généralement ce

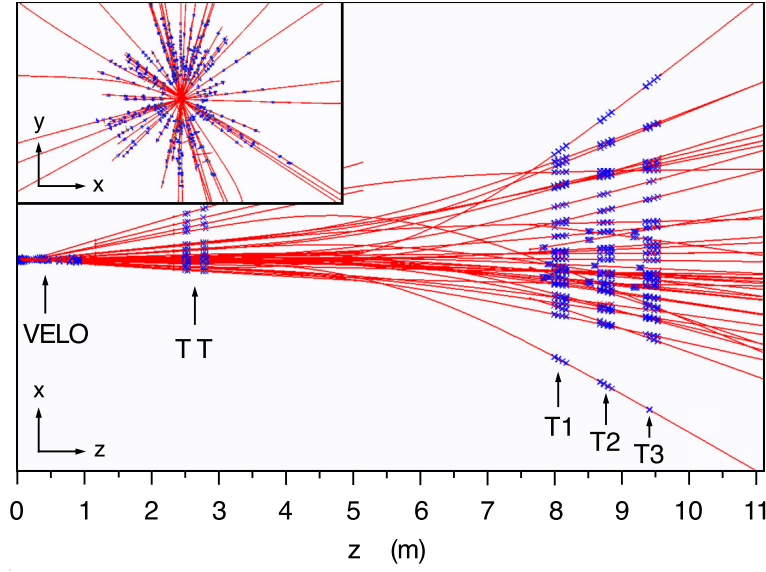


FIG. 2.15: Illustration des traces reconstruites et hits associés dans un événement. L'encart montre un zoom dans le plan (x, y) dans la région du VELO.

sont des traces de faible impulsion qui sont courbées par le champ magnétique en dehors de l'acceptance géométrique du détecteur. Par contre, comme elles traversent le RICH 1, elles peuvent émettre des photons Čerenkov si elles sont assez rapides. Elles sont par conséquent utilisées pour la compréhension du bruit de fond issu du RICH 1. Elles peuvent également servir à la reconstruction de hadrons beaux et à l'étiquetage de la saveur, malgré leur faible résolution en impulsion.

Traces *downstream*. Elles ne traversent que la station TT et les stations T. Elles sont utiles lorsqu'elles sont issues de particules à grand temps de vie telles que K_S^0 ou Λ .

Traces *VELO*. Ne sont vues que dans le VELO. Elles sont généralement à grand angle ou allant vers l'arrière du détecteur. Elles sont utilisées pour la reconstruction des vertex primaires.

Traces *T*. Elles ne sont mesurées que dans les stations T. Elles sont généralement issues d'interactions secondaires dans le détecteur, et sont utilisées pour l'étalonnage du RICH 2.

Un événement contient en moyenne 72 traces reconstruites [33], parmi lesquelles il y a 26 traces *longues*, 11 *upstreams*, 4 *downstreams*, 26 *VELO*, et 5 traces *T*.

La qualité d'une trace reconstruite est déterminée par le χ^2 de son ajustement et des distributions du pull de ses paramètres. La Figure 2.15 montre un événement complètement reconstruit.

Dans l'évaluation des performances de l'algorithme de reconstruction sur des données de simulation Monte-Carlo, une trace est considérée correctement reconstruite si au moins 70% de ses hits sont issus d'une particule Monte-Carlo. Dans le cas où elle n'a pas 70% de ses hits associés à une particule Monte-Carlo, on l'appelle *ghost*.

Ce système de trajectographie permet d'obtenir une résolution sur l'impulsion de [24] :

$$\frac{\delta p}{p} \approx 0,35\%.$$

Le paramètre d'impact d'une trace par rapport au vertex primaire est connu avec une précision de [24] :

$$\sigma(\text{IP}) = 14 \mu\text{m} \pm \frac{35 \mu\text{m}}{p_T(\text{GeV}/c)}.$$

Ces résolutions impliquent une résolution sur le temps de vie du méson B_s^0 dans le canal $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ de 40 fs. Les résolutions en temps des canaux utilisés dans cette thèse sont données dans le chapitre 4.

2.4 Identification des particules

L'identification des particules est un aspect fondamental pour LHCb. Pour pouvoir étudier les effets de violations de la symétrie CP dans un canal de désintégration particulier, il est nécessaire de pouvoir le différencier avec d'autre lui ressemblant ainsi que du bruit de fond. De ce fait, la séparation des pions et kaons par exemple est essentielle.

De plus, il est nécessaire de pouvoir identifier et reconstruire les électrons et photons.

Enfin, la détection et l'identification des muons sont essentielles pour la physique impliquant des mésons beaux.

Trois systèmes sont utilisés dans LHCb pour parvenir à cette identification :

- deux imageurs Čerenkov,
- un système de calorimétrie,
- un système de chambre à muons.

Les performances du système d'identification sont données dans la section 2.4.4.

2.4.1 Imageurs Čerenkov

Le détecteur LHCb comporte deux imageurs Čerenkov [34] pour couvrir tout le spectre en impulsion des particules. Le premier imageur, RICH 1, est situé entre le détecteur de vertex et les stations TT. Il couvre toute l'acceptance géométrique du

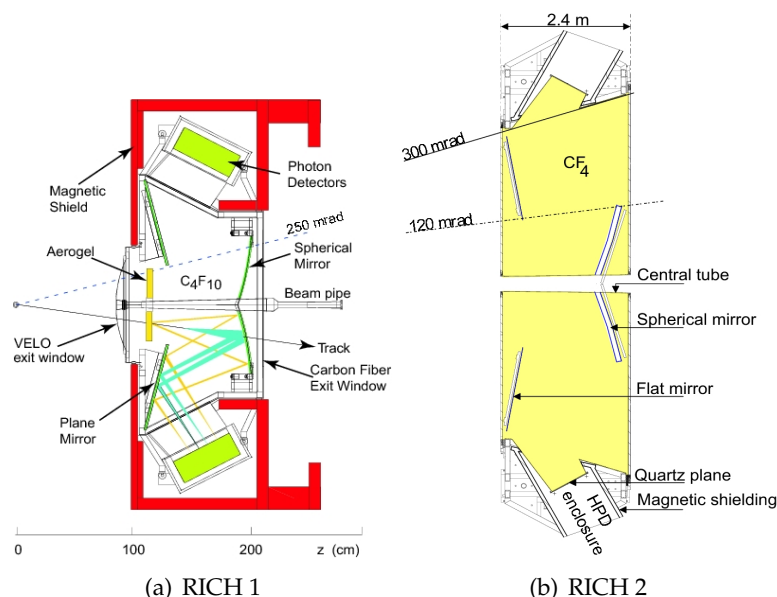


FIG. 2.16: Vue latérale du RICH 1 et vue du dessus du RICH 2.

détecteur. Il permet d'identifier des particules ayant une impulsion de 1 à 60 GeV/c. Pour cela, il possède deux milieux radiatifs : le premier est en aerogel, d'indice de réfraction 1,030, et le second est du fluorobutane C_4F_{10} , d'indice 1,0014. Le deuxième imageur Čerenkov, RICH 2, est situé entre les stations T et la première station à muons M1. Il permet l'identification des particules ayant une impulsion de 15 à plus de 100 GeV/c. Le milieu radiateur utilisé est du CF_4 , d'indice 1,0005. Il a une acceptation géométrique réduite, c'est-à-dire qu'il ne couvre que ± 120 mrad suivant le plan horizontal et ± 100 mrad suivant la verticale.

Les deux RICH, schématisés dans la Figure 2.16, contiennent des miroirs plans et courbes permettant de collecter les photons produits par effet Čerenkov. Les photons sont détectés par des photo-multiplicateurs hybrides, isolés du champ magnétique. Il y en a 196 pour le premier imageur et 288 pour le second. Chaque photo-multiplicateur comportant une matrice de détection de 1 024 pixels, comme le montre la Figure 2.17, permet la localisation le point d'impact du photon sur la cathode avec une précision de $500 \mu\text{m}$.

Pour illustration, la Figure 2.18 montre une image des photons détectée et les anneaux Čerenkov reconstruits par le RICH 1 [24].

2.4.2 Calorimètres

Les calorimètres de LHCb [35] sont situés au milieu du détecteur LHCb, entre la première et la seconde station à muons. Ils sont utilisés pour absorber toutes les particules et mesurer leur énergie. Seuls les muons et les neutrinos ne sont pas

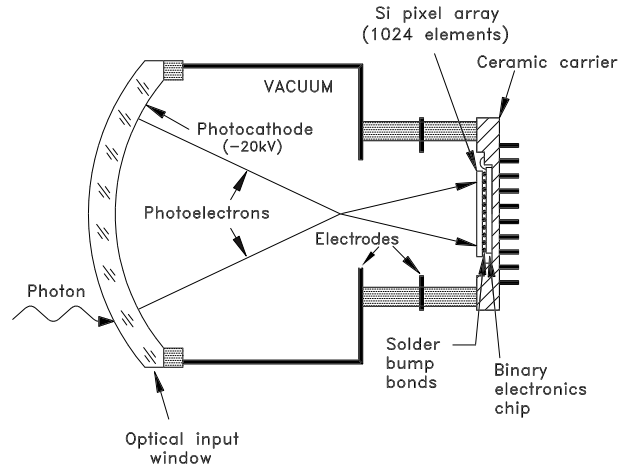


FIG. 2.17: Schéma d'un photo multiplicateur hybride.

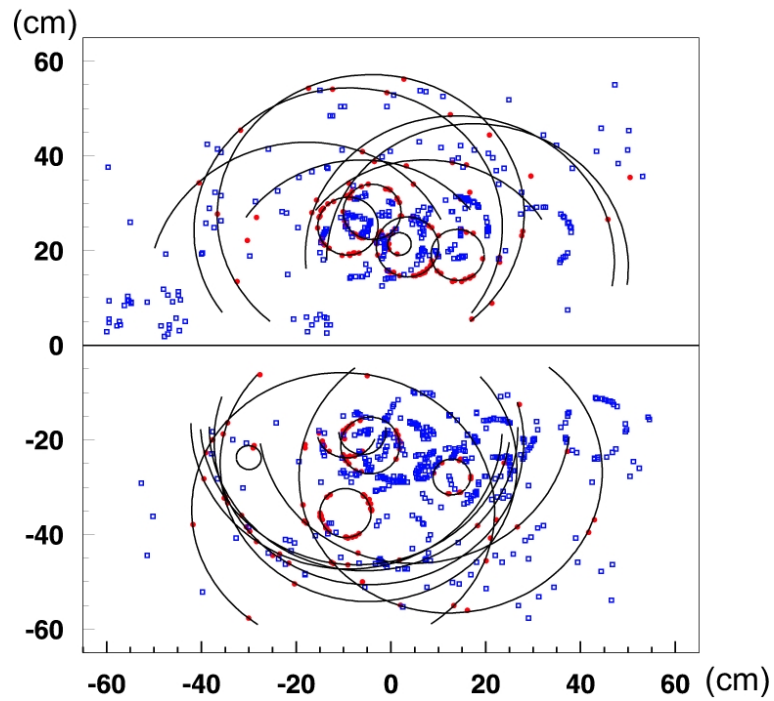


FIG. 2.18: Image d'un événement typique de LHCb dans le RICH 1.

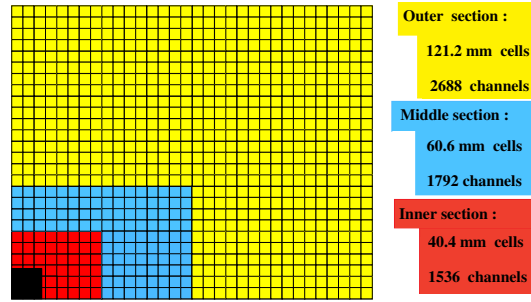


FIG. 2.19: Segmentation latérale du SPD, PS et ECAL.

arrêtés. Les amas calorimétriques sont reconstruits en mesurant l'énergie déposée par une particule via les processus d'ionisation induits par la cascade de particules secondaires, jusqu'à l'absorption.

Les amas calorimétriques sont utilisés par le premier niveau de déclenchement pour identifier des objets de grande énergie transverse, qui sont des signatures de désintégration de hadrons beaux. Ils sont aussi utilisés pour identifier les électrons et pour reconstruire les particules neutres, telles que photons et π^0 .

Le premier système rencontré par les particules est le SPD, ou détecteur avec pavés de scintillateurs. Il permet de séparer les particules chargées des particules neutres en collectant leur ionisation avant que la gerbe électromagnétique ait commencé à se former. Il est composé de pavés de scintillateurs. La lumière de scintillation est transmise aux photo-multiplicateurs par des fibres à décalage de longueur d'onde. Sa segmentation latérale, montrée dans la Figure 2.19, tient compte de la variation de la densité des particules qui est plus dense à proximité du faisceau.

Après le SPD se trouve un mur de plomb de 12 mm d'épaisseur qui déclenche la gerbe électromagnétique. Le second détecteur est le PS ou détecteur à pied de gerbe. Il est similaire au SPD.

L'ensemble PS/SPD possède 12 032 canaux de lecture.

A ce stade, les particules rencontrent le calorimètre électromagnétique ECAL. Ce dernier utilise la technologie Shashlik, qui consiste en l'alternance de 4 mm de scintillateur et de 2 mm de plomb. Il est épais de 25 longueur de radiation. Le ECAL détecte les électrons et les photons via leurs gerbes électromagnétique e^+e^- et γ . Il partage la même segmentation que les SPD et PS et le même nombre de canaux de lecture. La résolution en énergie est [24] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%,$$

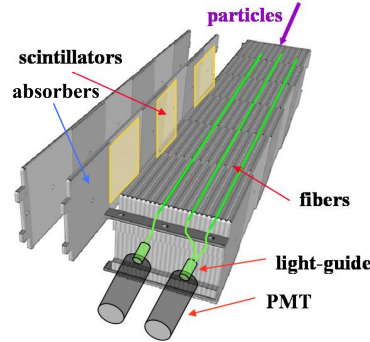


FIG. 2.20: Vue l'un module du calorimètre hadronique.

où l'énergie E s'exprime en GeV.

Enfin, le dernier élément du système de calorimétrie est le calorimètre hadronique HCAL. Il est placé juste derrière le ECAL et identifie les hadrons via leur interaction avec la matière du détecteur. Il est constitué de plaques de 16 mm de fer et de 4 mm de scintillateurs disposées parallèlement à l'axe du faisceau, illustrées sur la Figure 2.20. Les plaques de scintillateur sont reliées à des photo multiplicateurs par des fibres optiques. Il y a 1 468 canaux de lecture. Il est épais de 5,6 longueurs de radiations. La résolution en énergie est [24] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%.$$

2.4.3 Chambres à Muons

Le système à muons [36] se compose de 5 stations, M1 à M5. Il est représenté sur la Figure 2.21. Le déclenchement pour l'acquisition des données et l'identification hors-ligne des muons font partie des aspects fondamentaux de l'expérience LHCb. Les muons sont présents dans plusieurs canaux clés de l'expérience LHCb, tels que les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K_S^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)\phi$, $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$, $B_d^0 \rightarrow K^*\mu\mu$, etc. De plus, les muons sont utilisés pour l'étiquetage de la saveur initiale des mésons beaux.

Les stations à muons sont équipées de 1368 chambres à multi-fils proportionnelles (MWPC), divisées en quatre régions de granularités différentes. La région interne de M1 utilise 12 chambres contenant 2 détecteurs triple-GEM. Les 122 112 canaux physiques sont regroupés en 25 926 canaux logiques qui sont utilisés dans le système de déclenchement. Le bouclier du système à muons est composé des calorimètres et de quatre murs de fers de 80 cm d'épaisseur.

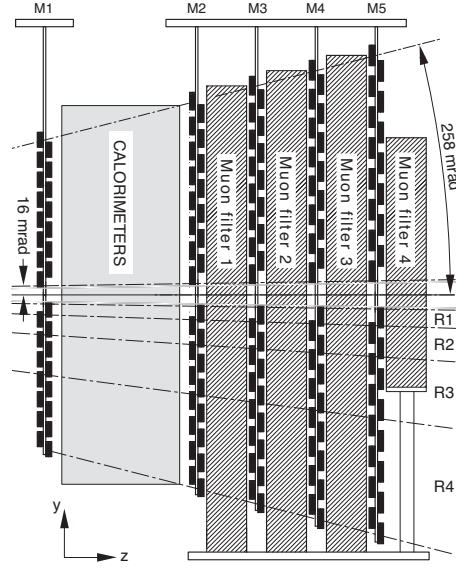


FIG. 2.21: Vue de côté du système à muons.

2.4.4 Performances

Les informations issues des deux RICHs, des calorimètres et du système à muons sont combinées pour une identification optimale des particules chargées e , μ , K , p , et π . Les photons et π^0 sont identifiés en utilisant le calorimètre électromagnétique via leur désintégration en deux photons. L'identification utilise la méthode statistique du maximum de vraisemblance.

L'identification des hadrons utilise principalement l'information des RICHs. Les images détectées sont comparées à des images obtenues suivant différentes hypothèses de particules [24]. La vraisemblance est maximisée en variant les hypothèses de particules pour chaque trace. Cette variation d'hypothèse est exprimée sous la forme d'une différence :

$$\text{Hypothèse kaon} = \ln \mathcal{L}_K - \ln \mathcal{L}_\pi = \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$$

par exemple. Pour illustration, la Figure 2.22 donne la valeur de cette différence pour des vrais kaons et des vrais pions. Cette variable permet la discrimination entre les différentes particules, et est utilisée dans le chapitre 4.

Pour chaque trace, la fonction de vraisemblance utilise la valeur de l'angle Čerenkov et l'impulsion de la trace. Par conséquent l'identification des particules basée sur les RICHs nécessite des traces reconstruites et la mesure de leur impulsion.

Le système de RICHs assure une identification des particules pour la totalité du spectre en impulsion. L'efficacité moyenne d'identification d'un kaon avec une énergie entre 2 et 100 GeV/c est de l'ordre de 95% ; le taux de mauvaise identification,

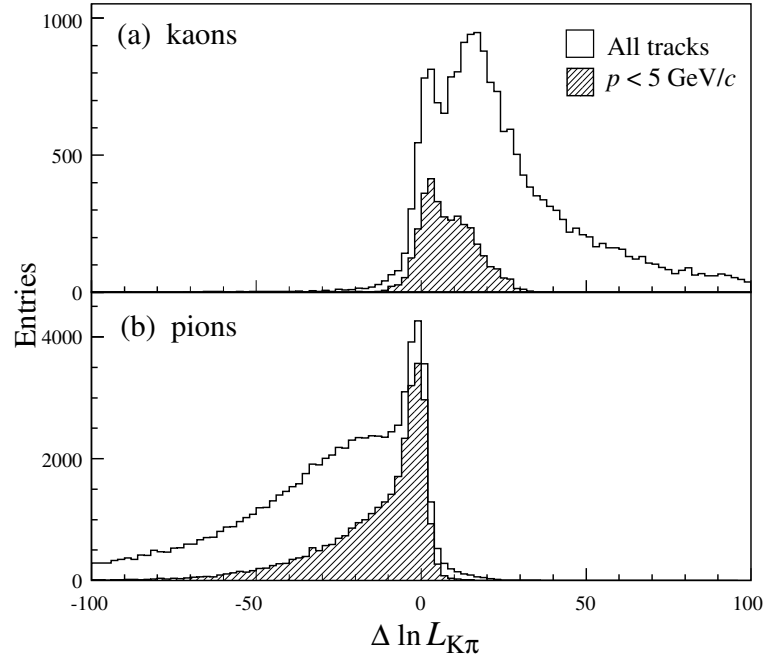


FIG. 2.22: Distribution de la différence de vraisemblance $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ pour (a) les vrais kaons et (b) les vrais pions [33].

kaon identifié comme un pion, est de l'ordre de 5%. Autour de 30 GeV/c, l'efficacité est de 97%, avec un taux d'erreur de 5%.

L'identification des muons se fait en extrapolant des traces ayant une impulsion plus grande que 3 GeV/c. Cette coupure vient du fait que les particules de moindre impulsion ne parviennent pas aux chambres à muons. Des hits sont cherchés dans des régions d'intérêt autour de la trace extrapolée. Une trace est considérée comme un candidat muon si un minimum de chambres contiennent des hits dans les régions d'intérêt. Comme pour les RICHs, une vraisemblance est construite. La combinaison est faite de la même manière. L'identification des muons a une efficacité de 94% et un taux de mauvaise identification de l'ordre de 3%. La fonction d'efficacité est plate au delà de 10 GeV/c.

L'identification des muons est une contrainte essentielle dans l'analyse effectuée dans cette thèse. En effet, la reconstruction des $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ est un moyen très efficace de rejeter le bruit de fond. De plus, les muons sont essentiels à l'étiquetage de la saveur, présentée dans le chapitre 3.

L'identification des électrons est basée principalement sur l'équilibre entre l'impulsion de la trace et de l'amas d'énergie déposé dans le ECAL et l'accord entre le

barycentre de l'amas et le point d'impact de la trace extrapolée. Ces informations sont combinées pour contruire la vraisemblance de l'électron.

Un second estimateur est relié aux photons de bremsstrahlung émis par les électrons avant l'aimant. S'il radie avant l'aimant, il y a un deuxième amas neutre correspondant qui aura une orientation bien définie par rapport à l'extrapolation de la trace de l'électron. En reconstruisant l'énergie associée au deuxième cluster et celle associée au premier, alors il est possible de déterminer l'énergie totale [24].

L'efficacité moyenne d'identification des électrons issus de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ est de l'ordre de 94%. La mauvaise identification des pions en électrons est de l'ordre de 0,7%.

L'identification des photons est effectuée grâce au calorimètre électromagnétique, puisqu'ils ont des clusters sans trace associée.

Les π^0 sont reconstruits suivant deux types : *merged* et *resolved*, dépendant de leur impulsion transverse. S'ils ont une faible impulsion transverse il y a deux amas distincts (*resolved*), alors que dans le cas contraire ils sont dit *merged*. Leurs efficacités de reconstruction sont comparables, de l'ordre de 50%.

2.5 Système de déclenchement

La fréquence de croisements qui produisent au moins deux traces laissant des hits dans VELO et les stations T est de l'ordre de 10 MHz. Cette fréquence doit être réduite par le déclenchement à environ 2 kHz, pour que les événements puissent être écrits sur disques. Cette réduction est obtenue par deux niveaux de déclenchement : L0 (level-0) et HLT (High Level Trigger), schématisés sur la Figure 2.23 et décrits en détail dans [37].

Le premier niveau, L0, utilise l'information de quelques sous-détecteurs et est implémenté au niveau matériel, c'est-à-dire avec des cartes d'électroniques dédiées, alors que le HLT fonctionne en utilisant toute l'information du détecteur et des algorithmes tournant sur une ferme de calcul.

2.5.1 Déclenchement de niveau 0

L'objectif du L0, schématisé dans la Figure 2.24, est de réduire le flux de données de 40 MHz à 1 MHz. Du fait de leur grande masse, les hadrons beaux produisent souvent des particules de grande impulsion et énergie transverses. De plus le système de *pile-up veto* dans le VELO estime le nombre d'interactions proton-proton primaires dans chaque croisement de faisceau.

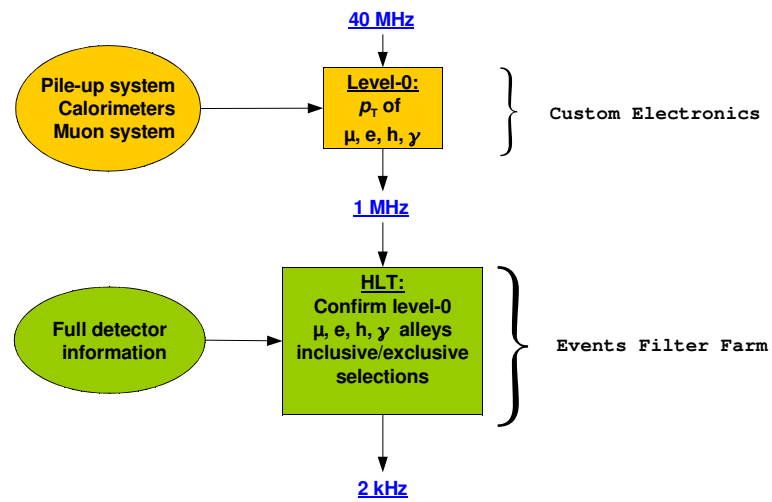


FIG. 2.23: Schéma du système de déclenchement de LHCb.

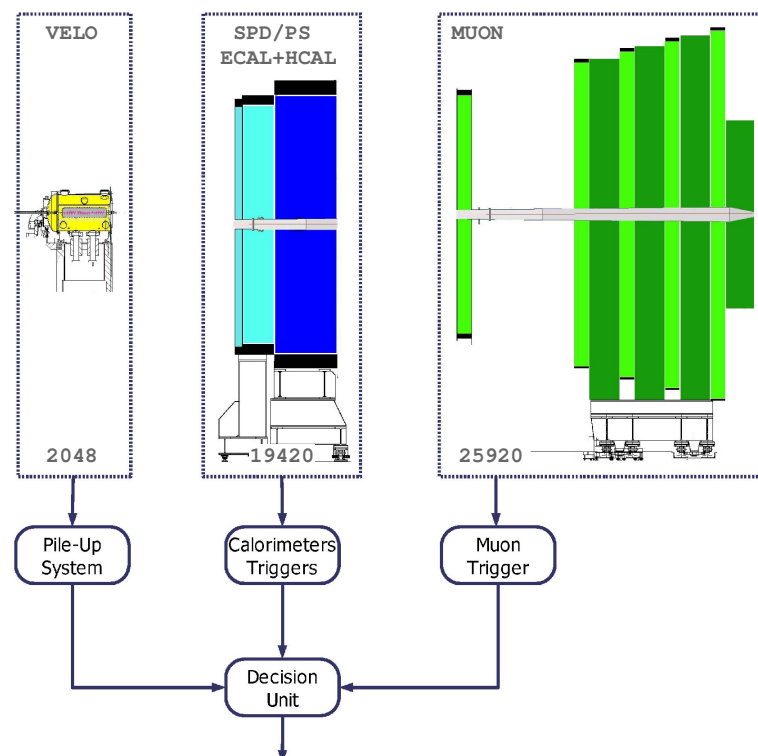


FIG. 2.24: Schéma du premier niveau de déclenchement de LHCb.

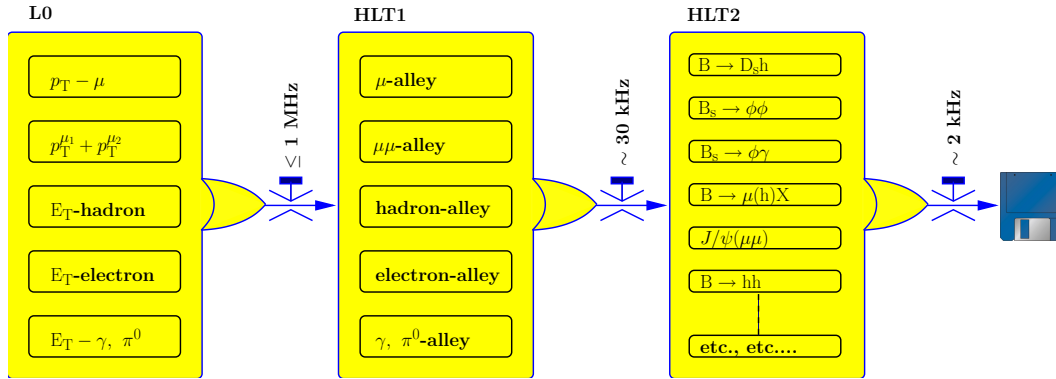


FIG. 2.25: Flot des différents éléments du système de déclenchement.

L'information issue des trois sous systèmes est alors donnée à l'unité de décision qui accepte ou rejette l'événement.

2.5.2 Déclenchement de haut niveau

Une fois un événement accepté par le premier niveau de déclenchement, il est envoyé dans une ferme de calcul dans laquelle il va être traité par le déclenchement de haut niveau HLT. Ce système est une application C++. Il se compose de deux parties, HLT1 et HLT2. L'objectif de ce niveau de déclenchement est de réduire le taux de sortie de 1 MHz à 2 kHz en rejetant les événements non intéressants. La Figure 2.25 montre les trois étapes du système de déclenchement avec leurs différentes composantes ainsi que les taux de rétention après chaque étape.

La première composante, HLT1, est utilisé pour reconstruire les particules dans le VELO et les stations de tracker correspondantes aux objets du L0. Dans le cas où les objets sont des photons ou des π^0 , il est utilisé pour confirmer l'absence de particules chargées pouvant correspondre. C'est l'étape de confirmation du premier niveau. Le HLT1 doit réduire suffisamment le nombre d'événements pour permettre une reconstruction complète des événements restants.

Le deuxième élément, HLT2, est une combinaison d'algorithmes de reconstruction partielle de hadrons beaux et d'algorithmes de reconstruction complète. Ces événements reconstruits doivent ensuite passer un ensemble de coupures pour être enregistrés. Ces coupures sont regroupées en sélections, dont les propriétés sont différentes. Certaines biaisent le temps de vie, et d'autres non. Pour l'analyse effectuée dans cette thèse, seuls les canaux non biaisant seront utilisés. Les sélections non biaisantes ont des taux de réjection du bruit faible, et peuvent être *prescalées* pour respecter la fréquence de sortie. Des événements sont alors rejetés aléatoirement.

2.6 Logiciel et simulation Monte-Carlo complète

Pour finir cette présentation du détecteur, nous décrivons sa partie logicielle. Celle-ci est utilisée dans la simulation, le système de déclenchement, la reconstruction des événements ainsi que dans l'analyse. De plus, pour effectuer les études de sensibilité et de faisabilité, des données Monte-Carlo sont générées. Cinq applications composent le logiciel de LHCb :

- GAUSS est le programme qui génère les données Monte-Carlo. Cette génération utilise PYTHIA [26], EvtGen [38], PHOTOS [39], LHAPDF [40], et HepMC [41]. Gauss est aussi responsable de la simulation de la réponse du détecteur, en utilisant GEANT4 [42].
- BOOLE se base sur les informations fournies par GAUSS pour générer les hits dans le détecteur. Les données issues de BOOLE sont similaires à celles issues du détecteur réel.
- BRUNEL effectue la reconstruction des événements. C'est-à-dire qu'à partir des hits, il fait l'ajustement des traces et extrait les informations nécessaires pour l'identification des particules.
- DAVINCI est le logiciel d'analyse. C'est lui qui fixe l'identité des particules reconstruites ainsi que leur masse. Il permet de faire les combinaisons des particules et de reconstruire les hadrons beaux.
- MOORE est le logiciel utilisé dans les fermes de calcul pour le HLT. C'est une version rapide, mais moins précise, du couple BRUNEL/DAVINCI.

Puisque le LHC n'a pas encore commencé à tourner, les études préliminaires utilisent des données Monte-Carlo. En particulier, ici nous utilisons des données du *Data Challenge 2006*. Ces données utilisent une simulation complète du détecteur. Elle décrit au mieux le détecteur, et permet de faire les études de sensibilité. Les lots utilisés seront décrits dans les chapitres suivants.

2.7 Conclusion

L'expérience LHCb a été décrite telle qu'elle sera lors du démarrage du LHC, courant 2009. Nous avons présenté le contexte du détecteur, ses sous-constituants et leurs performances.

Les premières données vont être utilisées pour mesurer les performances réelles du détecteur, le comportement du système de déclenchement, les capacités de reconstruction et des sélections d'événements. Lors du démarrage du LHC, l'énergie au centre de masse sera de 7 TeV, donc la section efficace de production de quarks beaux sera plus faible. De plus la luminosité sera plus faible que la luminosité nom-

inale. Alors le nombre d'événement de signal sera plus faible, mais aussi celui de bruit de fond. Cela simplifiera notablement les procédure d'étalonnage en ligne du détecteur.

L'expérience LHCb a été conçue pour répondre au mieux aux attentes des physiciens, en terme de précision et d'efficacité de détection, pour mesurer les paramètres de la violation de la symétrie CP. De nombreux outils, dont l'algorithme d'étiquetage de la saveur, vont utiliser les informations extraites par le détecteur, pour effectuer les mesures. Ces outils doivent être étalonnés. Les chapitres suivants se concentrent sur l'étiquetage de la saveur.

L'étiquetage de la saveur des mésons B dans LHCb

 LA DÉTERMINATION DE LA SAVEUR des mésons B neutres est fondamentale pour les études de la violation de la symétrie CP. En effet, pour mesurer l'asymétrie CP dépendante du temps, par exemple dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)} \approx \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t), \quad (3.1)$$

nous devons déterminer la saveur du méson beau à l'instant de sa création. Un algorithme d'étiquetage a été conçu [43] pour déterminer cette saveur le plus efficacement possible et le plus proprement possible. On verra dans la première section comment ces deux aspects ont un impact sur la sensibilité de $\sin(2\beta)$. La deuxième section décrira l'algorithme en lui même avec ses limitations. Enfin dans la troisième section, une étude d'optimisation de l'algorithme sera présentée.

3.1 Définition

Un lot de désintégrations de mésons beaux se divise en trois catégories : non étiqueté (N), étiqueté de manière correcte (C) ou incorrecte (I). Le nombre total d'événements est $N_{\text{tot}} = N_C + N_I + N_N$.

L'efficacité d'étiquetage est définie comme le nombre d'événements étiquetés par rapport au nombre total d'événements :

$$\epsilon_{\text{tag}} = \frac{N_C + N_I}{N_{\text{tot}}},$$

et la fraction de mauvais étiquetage :

$$\omega = \frac{N_I}{N_C + N_I}.$$

Les quantités ε_{tag} et ω interviennent dans l'erreur statistique de l'asymétrie CP. En effet, le taux de désintégration mesuré dépendant du temps $\Gamma^m(t)$ d'un mode quelconque $B \rightarrow f$ est modifié par rapport au taux de désintégration théorique $\Gamma(t)$:

$$\begin{aligned}\Gamma^m(t) &= (1 - \omega)\Gamma(t) + \omega\bar{\Gamma}(t) \\ \bar{\Gamma}^m(t) &= \omega\Gamma(t) + (1 - \omega)\bar{\Gamma}(t)\end{aligned}$$

$\bar{\Gamma}^m(t)$ et $\bar{\Gamma}(t)$ sont les taux de désintégration CP conjugués.

L'asymétrie dépendante du temps devient

$$\mathcal{A}^m(t) = \frac{\bar{\Gamma}^m(t) - \Gamma^m(t)}{\bar{\Gamma}^m(t) + \Gamma^m(t)} = (1 - 2\omega)\mathcal{A}(t) = D\mathcal{A}(t), \quad (3.2)$$

où D est appelé dilution. Un étiquetage parfait donne une dilution $D = 1 - 2\omega = 1$ alors qu'un étiquetage aléatoire ($\omega = 0.5$) donne une dilution nulle.

Dans le cas de $\sin(2\beta)$, en combinant les équations 3.1 et 3.2, nous obtenons l'asymétrie expérimentale dépendante du temps :

$$\mathcal{A}_{B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}^m(t) = (1 - 2\omega) \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t).$$

L'erreur statistique sur l'asymétrie est donnée par

$$\sigma(\mathcal{A}) = \frac{\sigma(\mathcal{A}^m)}{1 - 2\omega}$$

De plus, l'erreur sur l'asymétrie mesurée est :

$$\sigma(\mathcal{A}^m)^2 = \frac{1 - (\mathcal{A}^m)^2}{(\Gamma^m + \bar{\Gamma}^m)} = \frac{1 - (\mathcal{A}^m)^2}{N^m} = \frac{1 - (\mathcal{A}^m)^2}{\varepsilon_{\text{tag}} N}$$

où N^m est le nombre d'événement dont on connaît la saveur initiale.

Alors, l'erreur statistique sur la mesure de $\sin(2\beta)$ est alors inversement proportionnelle à la dilution :

$$\sigma(\sin(2\beta)) \propto \frac{\sqrt{1 - (\mathcal{A}^m)^2}}{(1 - 2\omega)\sqrt{\varepsilon_{\text{tag}} N_{\text{tot}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}} N_{\text{tot}}}}. \quad (3.3)$$

La quantité $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2$ est appelé *puissance de l'étiquetage* ou *efficacité d'étiquetage effective*. C'est la quantité à maximaliser pour minimiser l'erreur statistique due à l'étiquetage sur $\sin(2\beta)$.

La section suivante décrit l'algorithme utilisé par LHCb pour l'étiquetage de la saveur initiale. Ensuite, la procédure d'optimisation choisie pour celui-ci sera présentée.

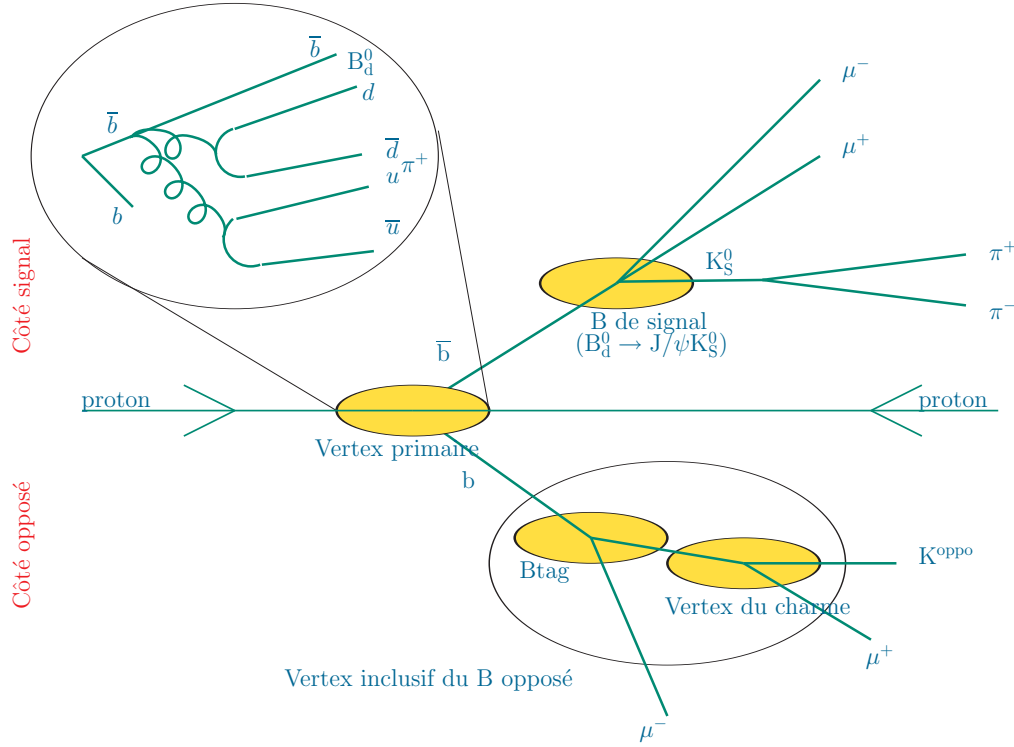


FIG. 3.1: Schéma représentant l'ensemble des sources d'information utilisées pour la détermination de la saveur initiale du méson beau de signal, ici un B_d^0 .

3.2 Algorithme et performances

L'algorithme choisi par LHCb utilise toute l'information disponible dans l'événement. En particulier il utilise la corrélation de saveur entre le quark $\bar{b}$ contenu dans le méson B_d^0 de signal et l'autre quark b utilisé pour former l'autre hadron beau, car les deux quarks sont produit par l'interaction forte, qui conserve la saveur. Il utilise aussi les corrélations de saveur entre le quark spectateur du méson B_d^0 de signal et ceux issus de la fragmentation.

Dans la suite, nous définissons le côté dit de signal, qui fait référence au méson beau étudié et aux particules issues de sa chaîne de fragmentation. Le côté opposé est lié au deuxième hadron beau. La Figure 3.1 montre l'ensemble des sources d'information utilisées par l'algorithme.

Des estimateurs spécifiques sont définis :

- pour le côté opposé (OS) : muons, électrons et kaons venant de la chaîne de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$ du hadron beau opposé au signal ;
- une charge de vertex est construite à partir des traces associées au vertex du hadron beau opposé ;
- pour le côté signal (SS) : pions ou kaons venant de la chaîne de fragmentation

Coupure	valeur
p	$> 2 \text{ GeV}/c$ et $< 200 \text{ GeV}/c$
p_T	$< 10 \text{ GeV}/c$
θ	$> 12 \text{ mrad}$
IP/σ_{IP}	> 3
Type de trace	<i>long</i> ou <i>upstream</i>

TAB. 3.1: Coupure de présélection des particules utilisées pour l'étiquetage de la saveur des mésons B. Elles sont appliquées séquentiellement. θ est l'angle polaire entre la particule et le faisceau, et IP/σ_{IP} est la signification du paramètre d'impact entre la particule et les vertex primaires de pile-up. Cette coupure élimine les particules venant d'interactions secondaires.

du méson de signal. Les pions issus des désintégrations de mésons excités B^{**} sont aussi recherchés et utilisés.

Il existe un facteur limitant dans l'étude du côté opposé, du fait que le hadron beau opposé au signal peut être un méson neutre, B_d^0 ou B_s^0 . Il peut alors changer de saveur, dans $\chi_d = 18\%$ des cas pour un méson B_d^0 et dans $\chi_s = 50\%$ des cas pour un méson B_s^0 . La saveur donnée par l'algorithme d'étiquetage est donc fautive dans les mêmes proportions. C'est une fraction de mauvais étiquetage irréductible. Comme les quarks b s'hadronisent dans $f_{B_d^0} = 40\%$ des cas en B_d^0 et dans $f_{B_s^0} = 10\%$ des cas en B_s^0 , la fraction irréductible de mauvais étiquetage est égale à :

$$\bar{\chi} = f_{B_d^0} \chi_d + f_{B_s^0} \chi_s = 0.4 \times 0.18 + 0.1 \times 0.5 = 12.1\%$$

Bien entendu cette fraction de mauvais étiquetage irréductible ne concerne que le côté opposé. Il n'y a pas de telle restriction pour le côté signal puisque la charge portée par le kaon ou le pion est directement liée à la saveur du quark b produit.

Les traces utilisées par l'algorithme d'étiquetage sont pré-sélectionnées par un ensemble de coupures, résumées dans la Table 3.1, pour augmenter leur pouvoir discriminant. Seules les traces qui ne sont pas issues du méson beau de signal sont utilisées. En effet, dans la plupart des cas, les filles issues de la désintégration d'un hadron beau ne portent pas d'information sur sa saveur initiale. La coupure en impulsion minimale augmente la probabilité que les particules soient issues d'un hadron beau. Les coupures sur les valeurs maximales de l'impulsion et de l'impulsion transverse éliminent les particules dont l'identification est problématique. La coupure sur l'angle polaire des traces par rapport à l'axe du faisceau permet la réjection des traces mal reconstruites. La coupure en signification sur le paramètre d'impact évite d'utiliser des traces venant d'un second vertex primaire. La signifi-

cance est calculée par rapport à tous les vertex primaires différents de celui choisi comme origine du méson de signal.

L'optimisation des sélections des estimateurs individuels suit la même procédure pour le côté opposé et pour le côté signal. Elle se base sur les corrélations cinématiques entre les hadrons beaux et les estimateurs. Un paramètre est choisi puis l'optimisation se fait en variant la valeur de la coupure sur ce paramètre. En enregistrant le nombre de fois où l'information portée par les estimateurs passant la coupure sont en accord (N_C) et en désaccord (N_I) avec la saveur vraie du méson de signal, déterminée en utilisant la vérité Monte-Carlo ou la saveur reconstruite d'un méson beau chargé, l'efficacité d'étiquetage, la fraction de mauvais étiquetage, ainsi que l'efficacité effective d'étiquetage sont calculées. La valeur de coupure choisie est celle qui maximalise l'efficacité effective d'étiquetage.

Pour la charge de vertex inclusive, la procédure d'optimisation sera expliquée ultérieurement.

3.2.1 Étiquetage utilisant les produits de désintégration du hadron beau du côté opposé

Cette sous-section présente les sélections des estimateurs et la reconstruction du vertex associées au hadron beau côté opposé. Seuls les électrons, muons et kaons sont considérés parce que ce sont les particules qui sont le plus souvent produites dans les désintégrations d'un méson B. En effet, la probabilité qu'un méson beau donne dans l'état final un lepton est de l'ordre de 20% [13]. Parmi ces 20%, environ la moitié mettent en jeu un méson charmé. Celui-ci se désintègre en donnant un kaon chargé dans environ 30% des cas. Le diagramme de Feynman à l'ordre de l'arbre pour une telle chaîne de désintégration est montré sur la Figure 3.2. La charge du lepton issu du quark b porte une charge opposée à celui-ci, alors que celui associé au quark c porte la même charge que le quark b. L'utilisation d'un tel lepton dégrade les performances d'étiquetage.

L'ensemble des coupures utilisées pour chacun des estimateurs du côté opposé est résumé dans les Tables 3.2 pour les muons, 3.3 pour les électrons et 3.4 pour les kaons. Les coupures sont appliquées séquentiellement, dans l'ordre dans lequel elles sont données dans les tables.

La Figure 3.3 illustre l'optimisation de la coupure sur l'impulsion transverse du muon. Les performances pour chacun des estimateurs du côté opposé sont données dans la section 3.2.4.

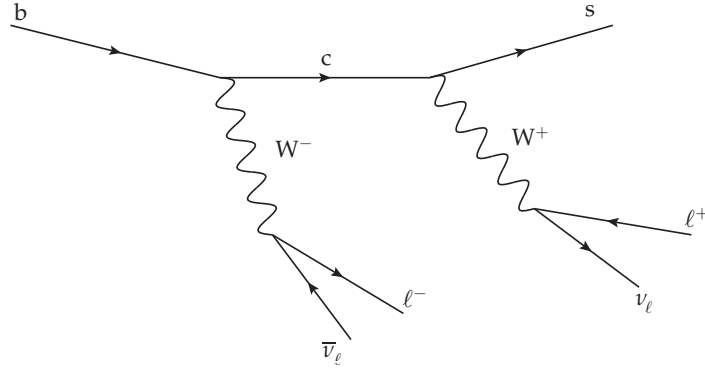


FIG. 3.2: Chaîne de désintégration semi-leptonique du quark b opposé au signal.

coupure	valeur
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$	> 0
p_T	$> 1,1 \text{ GeV}/c$
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 2
Partage de hits avec une autre trace	non

TAB. 3.2: Coupures appliquées dans la sélection des muons du côté opposé. La coupure sur $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$ permet l'identification du muon. La coupure en impulsion transverse augmente la probabilité que le muon sélectionné vienne d'un hadron beau. La qualité de la trace $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ permet d'éliminer les fausses traces (*ghost*). La dernière coupure, le partage de hits avec un autre trace, est un critère qui élimine les traces clonées.

coupure	valeur
$\Delta \ln \mathcal{L}_{e\pi}$	> 5
p_T	$> 1,1 \text{ GeV}/c$
p	$> 4 \text{ GeV}/c$
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 3
Vraisemblance de la trace	> -25
Charge d'ionisation	$< 1,7$
E/p	$> 0,9$

TAB. 3.3: Coupures appliquées pour la sélection de l'électron du côté opposé. La vraisemblance de la trace permet d'éliminer les fausses traces, la charge d'ionisation permet de rejeter les photo-productions de paires d'électrons-positrons dans le détecteur de vertex, et E/p permet un rejet des hadrons. En effet, la faible masse de l'électron implique que ce rapport soit proche de 1.

coupure	valeur
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> 8
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} - \Delta \ln \mathcal{L}_{p\pi}$	> -1
p_T	$> 0,6 \text{ GeV}/c$
p	$> 4 \text{ GeV}/c$
IP/σ_{IP}	$> 3,5$
IP	$> 2 \text{ mm}$
Vraisemblance de la trace	> -25
traces <i>long</i> $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	$< 2,5$
traces <i>upstream</i> $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 2

TAB. 3.4: Coupures appliquées lors de la sélection du kaon opposé. Les coupures en signification de paramètre d'impact se font par rapport au vertex primaire. Cette coupure demande que le kaon soit loin du vertex. Pour les dernières coupures, comme deux types de traces sont utilisés, il faut prendre en compte leur différence de qualité. Pour les autres estimateurs, un seul type de trace est utilisé (*long*), d'où l'absence d'une telle différence.

Charge inclusive du vertex opposé

Un estimateur supplémentaire est la charge inclusive du vertex de désintégration du hadron beau opposé. La procédure de reconstruction du vertex et son optimisation étant très différentes de celles des traces individuelles, elles nécessitent un traitement particulier. De plus, comme l'optimisation de cette charge de vertex avec les données du *Data Challenge 2006* a fait partie des travaux de cette thèse, cette partie sera plus amplement détaillée.

L'objectif de l'algorithme de reconstruction du vertex est de construire le vertex de désintégration inclusif de la chaîne de désintégration du quark *b* opposé. Une fois ce vertex obtenu, il faut extraire la saveur du hadron beau opposé.

Les traces utilisées pour la reconstruction de ce vertex doivent respecter les critères suivants : avoir une impulsion supérieure à $2 \text{ GeV}/c$, et être de type *long* ou *upstream*. Selon le type de trace, une coupure différente en qualité de trace $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ est appliquée. Elle doit être plus faible que 2,5 dans le cas *long* et inférieure à 5 dans le cas *upstream*.

La reconstruction du vertex commence par la sélection d'une paire de traces qui sera utilisée comme graine pour faire un vertex. Ces deux traces doivent avoir une signification de paramètre d'impact par rapport au vertex primaire compris entre 2 et 100. L'erreur sur ce paramètre d'impact ne doit pas dépasser 1 mm.

Une fois le vertex créé, des coupures sur sa qualité $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}$ ainsi que sur sa distance par rapport au vertex primaire suivant l'axe *z* sont appliquées. Cette distance doit être supérieure à 1 mm.

Dans le cas où la masse invariante des deux traces est compatible avec celle

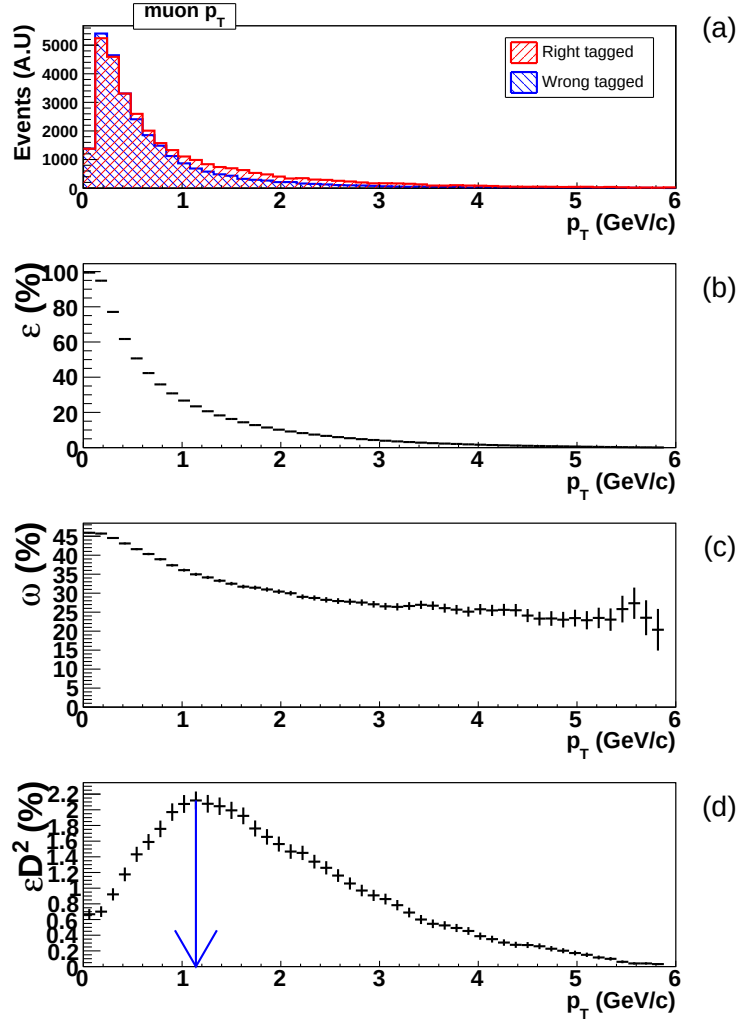


FIG. 3.3: Optimisation de la coupure sur l'impulsion transverse des candidats muons dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Ces distributions sont obtenues après coupure sur $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$. (a) distribution de l'impulsion transverse des candidats muons. En rouge sont donnés les événements correctement étiquetés, en bleu les événement incorrectement étiquetés. (b) efficacité d'étiquetage en fonction de la coupure ; (c) fraction de mauvais étiquetage en fonction de la coupure ; (d) efficacité effective de l'étiquetage. Une coupure à 1.1 GeV/c correspond au maximum de l'efficacité effective.

d'un K_S^0 ou celle d'un Λ^0 ¹, alors ces deux traces sont exclues des traces candidates à la création du vertex. En effet, les traces issues de ces deux particules ne portent pas d'information sur la charge du hadron beau, et de plus le temps de vol de ces particules étant grand, le vertex inclusif serait artificiellement déplacé loin de sa position nominale.

Quand une paire de traces passe cet ensemble de coupures, les propriétés de celle-ci sont utilisées pour calculer une vraisemblance qui teste l'hypothèse que cette paire de trace soit issue de la désintégration d'un quark b . Les paramètres utilisés sont les paramètres d'impact, les impulsions transverses, et l'angle entre les deux traces. Les densités de probabilités de ces trois quantités observables ont été obtenues en recherchant dans la vérité Monte-Carlo l'origine vraie des traces. La vraisemblance du vertex choisi doit être supérieure à 0,2.

Si la vraisemblance est plus grande que 0,32, alors d'autres traces peuvent être ajoutées au vertex existant. Celles-ci doivent avoir une signification du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire comprise entre 1,8 et 100, et ne pas être issue d'un K_S^0 ou d'un Λ^0 . La trace est finalement sélectionnée en utilisant la même fonction de probabilité que pour le calcul de vraisemblance. Le vertex résultant doit avoir une qualité $\chi_{\text{vtx}}^2/\text{nDoF}$ plus faible que 5 et être à plus de 1 mm du vertex primaire suivant l'axe z . La plus mauvaise trace utilisée pour construire le vertex peut être retirée si la signification de son paramètre d'impact par rapport au vertex reconstruit est plus grande que 3. Bien entendu, il doit toujours rester au moins deux traces issues du vertex.

Une fois le vertex inclusif de désintégration du hadron beau opposé reconstruit, une charge inclusive pondérée de vertex est calculée :

$$Q_{\text{vtx}} = \frac{\sum_{i=1}^n Q_i p_T^\kappa(i)}{\sum_{i=1}^n p_T^\kappa(i)},$$

où Q_i est la charge de la trace i et $p_T(i)$ son impulsion transverse. La charge Q_{vtx} est représentée dans la Figure 3.4. Le facteur de pondération $\kappa = 0,35$ est utilisé pour prendre en compte la corrélation entre l'origine d'une trace et son impulsion transverse. Lorsque cette charge est peu discriminante, c'est-à-dire lorsqu'elle est comprise entre $-0,15$ et $0,15$, elle est fixée à 0, et l'algorithme ne va pas la considérer dans la combinaison des décisions. La valeur de κ ainsi que la largeur de la coupure centrale sont optimisées pour maximaliser l'efficacité effective d'étiquetage.

Les performances pour le côté opposé seront données dans la section 3.2.4.

¹C'est-à-dire que la masse invariante est comprise entre $490 \text{ MeV}/c^2$ et $505 \text{ MeV}/c^2$ ou entre $1110 \text{ MeV}/c^2$ et $1120 \text{ MeV}/c^2$

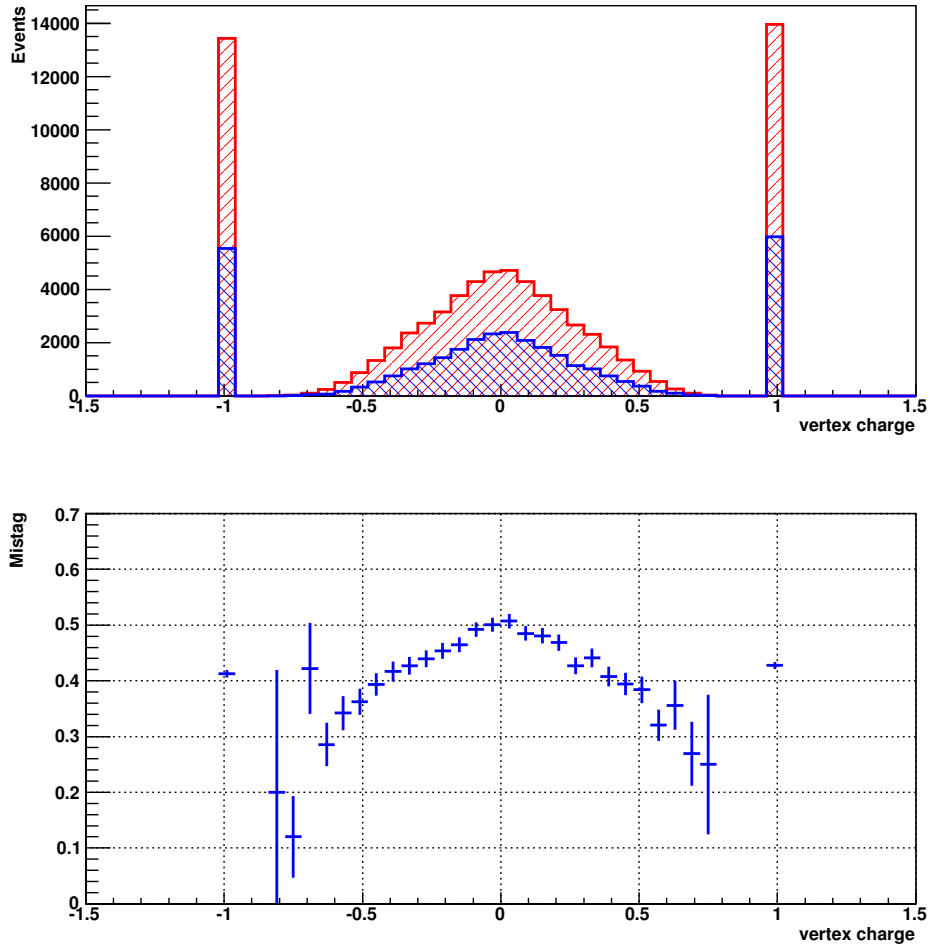


FIG. 3.4: Distribution du haut : charge de vertex inclusive dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. En rouge sont donnés les événements dont la charge de vertex est en accord avec la saveur vraie du méson B de signal, et en bleu ceux où elle est en désaccord. Les pics à ± 1 apparaissent dans le cas où toutes les traces utilisées portent la même charge. La région comprise entre -0.15 et 0.15 est retirée, c'est-à-dire que la charge est mise à 0 du fait du trop faible pouvoir séparateur. La distribution du bas donne la fraction de mauvais étiquetage en fonction de la charge de vertex.

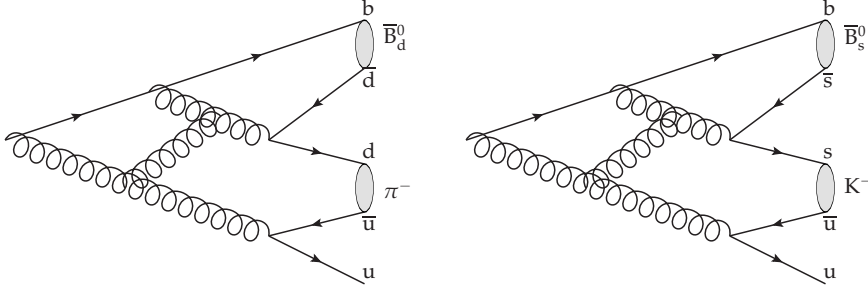


FIG. 3.5: Diagrammes de Feynman de l'hadronisation en méson $\bar{B}_d^0$ (gauche) et $\bar{B}_s^0$ (droite). La création d'un méson π ou K n'est pas systématique.

3.2.2 Étiquetage utilisant les traces issues de la fragmentation du méson beau de signal

Lors de l'hadronisation des quarks beaux, un certain nombre de particules sont créées, comme le montrent les diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre montrés sur la Figure 3.5. Dans le cas où le quark b s'hadronise en B_d^0 ou en B^+ , un méson π^+ sera très probablement créé. Une contribution de pion provient des désintégrations de B^{**} . Dans le cas d'un B_s^0 , c'est un méson étrange qui sera certainement créé. Celui-ci, en se désintégrant donnera souvent un kaon chargé. Ces particules sont donc des estimateurs de la saveur initiale du méson beau de signal. Cette section s'intéresse aux critères utilisés pour sélectionner ces estimateurs.

Dans le cas où le méson étudié est un B_d^0 ou un B^+ , le pion recherché doit respecter les critères de la Table 3.5. Dans le cas où le méson de signal est un B_s^0 , le kaon utilisé doit passer les coupures données dans la Table 3.6.

Avant de donner les performances de ces estimateurs, il faut s'intéresser au cas où plusieurs estimateurs sont disponibles pour un événement. Dans ce cas, une procédure de combinaison des réponses est mise en place, détaillée dans la section suivante.

3.2.3 Combinaison des décisions

Lorsque plusieurs sources d'information sont disponibles, il faut combiner les réponses pour obtenir la meilleure décision possible. Pour cela, il faut déterminer une fraction de mauvais étiquetage par estimateur, qui est utilisée pour déterminer la fraction de mauvais étiquetage événement par événement, essentielle pour l'extraction de paramètres de violation de CP.

Coupure	valeur
p_T	$> 200 \text{ MeV}/c$
p	$> 2 \text{ GeV}/c$
Signature dans le calo. électromag.	non
$\Delta \ln \mathcal{L}_{e\pi}$	> 5
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	< 8
$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$	< -1
IP/σ_{IP} (Vertex Primaire)	< 3
$M_{B\pi} - M_B$	$< 1,5 \text{ GeV}/c^2$
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 3
Vraisemblance de la trace	> -25

TAB. 3.5: Coupures utilisées pour la sélection du pion du côté signal. Il n'est recherché que si le méson de signal est un B^+ ou B_d^0 . La coupure $M_{B\pi} - M_B$ est la différence de masse invariante entre celle du système $B - \pi$ et celle du méson B de signal. Les autres coupures sont expliquées dans les tables précédentes.

Coupure	valeur
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> 8
$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$	> -4
p_T	$> 400 \text{ MeV}/c$
p	$> 4 \text{ GeV}/c$
IP/σ_{IP} (Vertex Primaire)	< 3
$\Delta\eta = \eta_K - \eta_B$	$< 1 \text{ rad}$
$\Delta\phi = \phi_K - \phi_B$	$< 1,1 \text{ rad}$
$M_{BK} - M_B$	$< 1,4 \text{ GeV}/c^2$
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 4

TAB. 3.6: Coupures utilisées pour la sélection du kaon du côté signal. Celui-ci n'est recherché que dans le cas où le méson de signal est un B_s^0 .

La technique utilisée par LHCb tire profit des propriétés cinématiques des particules et des propriétés générales de l'événement. Elle repose sur l'utilisation d'un réseau de neurone (Neural Net). Celui-ci permet de quantifier la qualité de l'information apportée par un estimateur donné, et donc de donner une fraction de mauvais étiquetage par estimateur et par événement. Les ingrédients fournis aux réseaux de neurones sont les suivants :

- pour les estimateurs du côté opposé : muons, électrons, et kaon ; le nombre de traces disponibles pour l'algorithme d'étiquetage, l'impulsion transverse du hadron beau de signal, l'impulsion et l'impulsion transverse de l'estimateur, et enfin la signification de son paramètre d'impact par rapport au vertex primaire.
- pour les estimateurs du côté signal, kaon ou pion, les mêmes informations

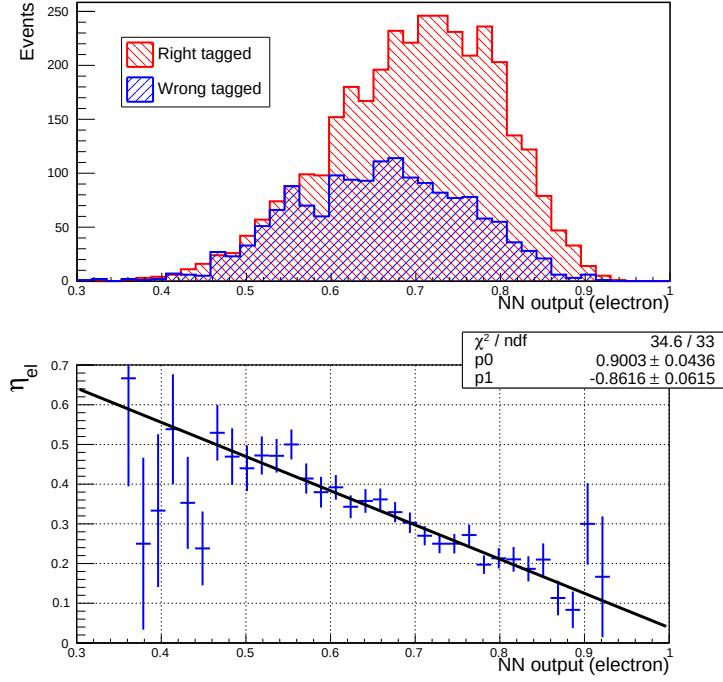


FIG. 3.6: Distribution de la sortie du réseau de neurone pour l'estimateur électron dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Distribution du haut : distribution pour les événements correctement étiquetés (rouge) et incorrectement étiquetés (bleu). Distribution du bas : fraction de mauvais étiquetage η_{el} en fonction de la sortie du réseau de neurone.

que pour les estimateurs du côté opposé, mais complétées par les distances polaires par rapport au méson beau de signal $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$. De plus, la différence de masse invariante entre le système $B - K$ et B est utilisée.

Le critère pour l'entraînement des réseaux est la saveur vraie du méson beau de signal qui est connue dans les données Monte-Carlo utilisées.

La sortie des réseaux de neurones est alors histogrammée pour les événements correctement étiquetés et pour les événements incorrectement étiquetés. Dès lors, il est possible d'extraire la fraction de mauvaise étiquetage η_i en fonction de la sortie des réseaux de neurones, pour chaque estimateur. En pratique cette fonction $\eta_i(NNet)$ est, avec une bonne approximation, un polynôme du premier degré comme le montre la Figure 3.6.

En ce qui concerne la charge inclusive du vertex opposé, il est possible d'extraire directement la fraction de mauvais étiquetage $\eta_{Q_{vtx}}$ en fonction de la valeur de la charge, montrée dans la Figure 3.7. Lorsque toutes les traces utilisées dans la reconstruction ont la même charge, alors la valeur de $\eta_{Q_{vtx}}$ est fixée à une valeur moyenne. Cette moyenne dépend du nombre de traces utilisées : s'il n'y en a que

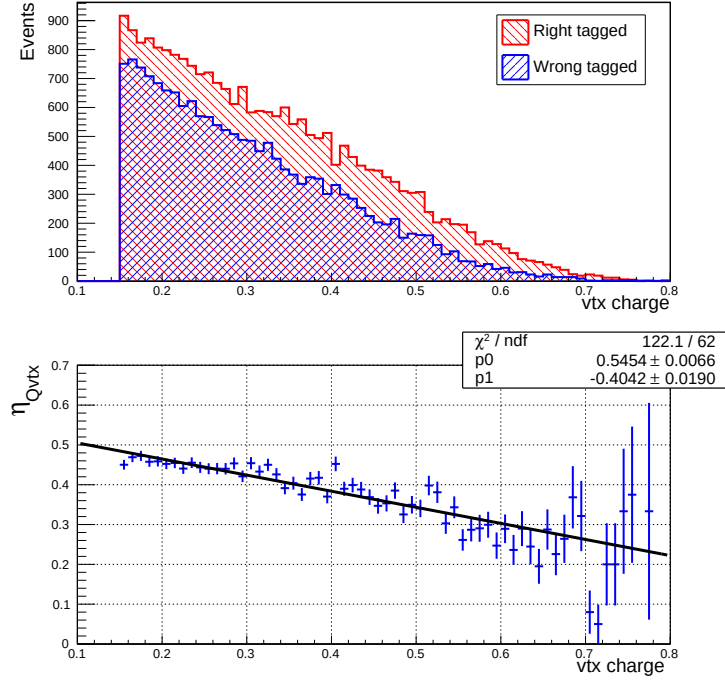


FIG. 3.7: Distribution de la fraction de mauvais étiquetage η_{Qvtx} en fonction de la charge inclusive de vertex opposé dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Les cas où toutes les traces utilisées ont la même charge sont traités en particulier, et n'apparaissent pas dans cette distribution.

2 alors $\eta_{Qvtx} = 0.42$, et s'il y en a plus que 2 alors $\eta_{Qvtx} = 0.35$. Ces valeurs sont extraites de l'optimisation.

Les distributions des η_i pour les estimateurs muon, électron, kaon du côté opposé, pion du côté signal, et charge inclusive de vertex sont données dans la Figure 3.8. Les pics dans la distribution de η_{Qvtx} sont le résultat du fait que toutes les traces utilisées dans la reconstruction du vertex ont la même charge.

L'apprentissage des réseaux de neurones se fera en utilisant les données issues de la simulation, car il est nécessaire de connaître la saveur vraie des mésons beaux. Alors, puisque les données réelles et les données Monte-Carlo ne peuvent être en accord parfait, il est nécessaire d'étalonner les η_i en utilisant les données réelles pour corriger ces différences :

$$\omega_i(\eta_i) = p0_i + p1_i(\eta_i - \bar{\eta}_i)$$

où $\bar{\eta}_i$ est la moyenne des η_i . Cette transformation permet de limiter les corrélations linéaires entre les couples $p0_i$ et $p1_i$ [44]. L'extraction des $p0_i$ et $p1_i$ sera expliquée

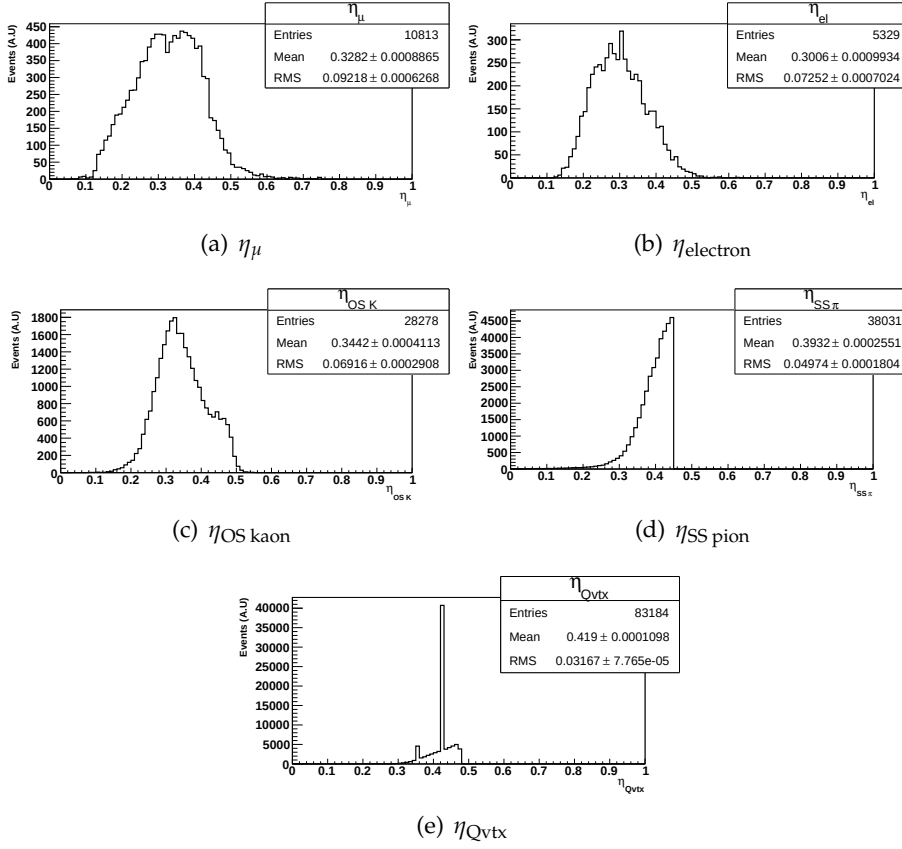


FIG. 3.8: Distribution des η pour chacun des estimateurs dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Ces distributions seront utilisées dans la section 3.2.5.

dans la sous-section 3.2.5.

Une fois les $\omega_i(\eta_i)$ obtenus, il est possible de combiner les différentes décisions. On définit $p_i = 1 - \omega_i$ comme la probabilité que l'estimateur i donne la bonne décision, notée $q_i = \pm 1$. Alors la probabilité normalisée que le méson beau de signal contiennent un quark b est :

$$\mathcal{P}(b) = \frac{p(b)}{p(b) + p(\bar{b})},$$

dans laquelle

$$p(b) = \prod_i \left(\frac{1 - q_i}{2} + q_i p_i \right), \quad \text{et} \quad p(\bar{b}) = \prod_i \left(\frac{1 + q_i}{2} - q_i p_i \right),$$

où $p(b)$ est la probabilité non normalisée que l'ensemble des estimateurs i soient compatibles avec la présence d'un quark b , et $p(\bar{b})$ celle qu'ils soient compatibles avec un quark $\bar{b}$. La probabilité normalisée qu'il contienne un quark $\bar{b}$ est :

$$\mathcal{P}(\bar{b}) = 1 - \mathcal{P}(b).$$

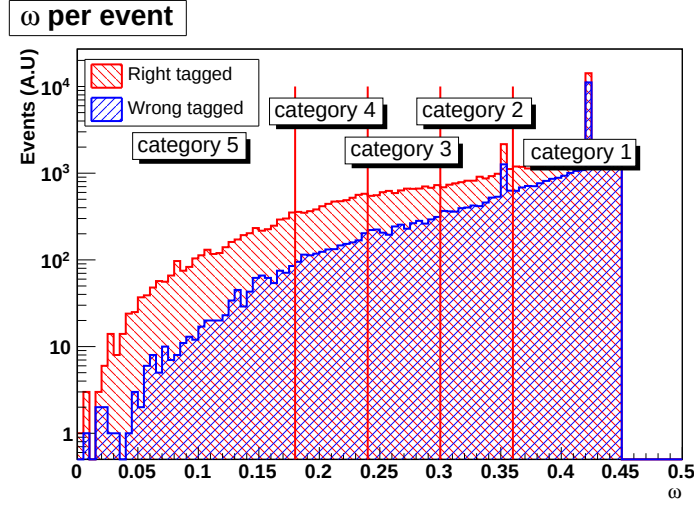


FIG. 3.9: Distribution de la fraction de mauvais étiquetage par événement après combinaison des décisions individuelles de chaque estimateurs dans un lot d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Cette distribution est similaire entre différents lots. Les deux pics à 0,35 et 0,42 sont dûs aux valeurs discrètes des probabilités de la charge inclusive de vertex opposé dans le cas où toutes ses traces portent la même charge. Les différentes catégories d'étiquetage sont indiquées.

Si $\mathcal{P}(b)$ est supérieur à $\mathcal{P}(\bar{b})$, alors la décision est que le quark b du méson de signal est un b . Sinon c'est un $\bar{b}$. Si la probabilité normalisée $\mathcal{P}$ est inférieure à 0.55, alors l'algorithme fixe la décision à 0, et la probabilité $\mathcal{P}$ à 0,5. Le méson beau de signal n'est alors pas étiqueté. Dans le cas contraire, la fraction de mauvais étiquetage pour cet événement est $\omega = 1 - \mathcal{P}$. La distribution des ω par événement est donnée dans la Figure 3.9.

Dans cette combinaison, les estimateurs sont considérés comme indépendants. Or la charge inclusive de vertex est en corrélation avec les autres estimateurs du côté opposé. Cette corrélation peut diminuer le pouvoir discriminant de l'algorithme d'étiquetage, mais ne devrait pas biaiser la détermination de la fraction de mauvais étiquetage utilisée [43] dans la mesure où celle-ci sera mesurée directement dans les données avec des canaux de contrôle, voir par exemple le chapitre 5.

Si les événements sont utilisés tels quels pour évaluer des asymétries CP sans prendre en compte leur répartition dans la distribution Figure 3.9, alors de bons événements à petit ω sont mélangés à de mauvais événements de grand ω . L'efficacité effective moyenne est plus faible que si les événements sont triés par valeurs de fraction de mauvais étiquetage similaires. La séparation en 5 catégories de fractions de mauvais étiquetage permet d'obtenir une amélioration notable des performances de l'étiquetage [43]. Les différentes limites de catégories sont représentées

Catégorie	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$
1	0.70 ± 0.15	27.98 ± 0.40	42.1 ± 0.8
2	1.10 ± 0.18	10.54 ± 0.28	33.9 ± 1.3
3	1.64 ± 0.21	8.09 ± 0.24	27.5 ± 1.4
4	1.45 ± 0.20	6.09 ± 0.21	25.6 ± 1.6
5	3.53 ± 0.27	7.12 ± 0.23	14.8 ± 1.2

(a) Performances par catégories d'étiquetage

Catégorie	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$
OS muons	1.33 ± 0.20	9.64 ± 0.26	31.4 ± 1.3
OS elect	0.41 ± 0.11	3.06 ± 0.15	31.8 ± 2.4
OS kaons	1.81 ± 0.23	16.44 ± 0.33	33.4 ± 1.0
SS kaon	3.38 ± 0.31	29.89 ± 0.41	33.2 ± 0.8
Q_{vtx}	1.39 ± 0.21	45.88 ± 0.45	41.3 ± 0.7

(b) Performances par estimateurs

Efficacité d'étiquetage = $59.82 \pm 0.44\%$ Fraction de mauvais étiquetage = $31.25 \pm 0.55\%$ Efficacité effective combinée = $8.41 \pm 0.46\%$
--

(c) Performances de la combinaison

TAB. 3.7: Performances de l'algorithme d'étiquetage sur un échantillon de 12 000 événements $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ [45].

dans la Figure 3.9. Lors de l'extraction d'un paramètre de violation de CP tel que $\sin(2\beta)$, chaque catégorie est utilisée dans un ajustement simultané, chacune ayant sa propre fraction de mauvais étiquetage.

3.2.4 Performances

Les performances de l'algorithme d'étiquetage sont données dans les Tables 3.7 pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ [45], en utilisant la vérité Monte-Carlo pour déterminer la saveur vraie du méson beau de signal.

La Table 3.7(a) présente les performances des différentes catégories, telles que définie dans la section précédente. Elles ont des efficacités d'étiquetage et des fractions de mauvais étiquetage décroissantes. Cependant, l'efficacité effective est croissante, de sorte que la catégorie 5 possède la meilleure efficacité effective et la catégorie 1 la plus mauvaise.

La Table 3.7(b) donne les performances de l'étiquetage par estimateur. Le muon du côté opposé est bien meilleur que l'électron. Cela provient de la supériorité de l'efficacité de reconstruction et d'identification des muons par rapport à celle des électrons, ce qui a été brièvement expliqué dans le chapitre 2.

La charge inclusive de vertex possède la même puissance d'étiquetage que les

Catégorie	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$
SS pion	0.66 ± 0.08	18.09 ± 0.20	40.5 ± 0.6

TAB. 3.8: Performances de l'étiquetage de l'estimateur pion côté signal. Elles sont extraites d'un échantillon de 38 000 événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$

muons, grâce à sa très grande efficacité d'étiquetage. En effet, sa fraction de mauvais étiquetage reste très élevée par rapport aux autres estimateurs. Cette différence s'explique par la faible pureté du vertex reconstruit. Cette dernière est définie comme le rapport entre le nombre de traces venant réellement (dans la vérité Monte-Carlo) du vertex de désintégration du hadron beau opposé et le nombre total de traces utilisées pour sa reconstruction. Il vaut en moyenne 28,4%.

Le kaon du côté opposé reste le meilleur estimateur du côté opposé. Cette performance se justifie par les critères très stricts de sa sélection. En effet, les coupures appliquées permettent une pureté après sélection finale de l'ordre de 80%.

Dans l'exemple ci-dessus, l'estimateur du côté signal est un kaon puisque le méson de signal est un B_s^0 . Dans le cas où c'est un méson B^+ ou B_d^0 , l'estimateur est un pion. Dans ce cas, ses performances sont données dans la Table 3.8. Elles sont moins bonnes que celles du kaon du côté signal dans la mesure où la multiplicité des pions est très supérieure à celle des kaons, et donc la probabilité d'utiliser un mauvais pion est plus grande.

Enfin, la Table 3.7(c) résume les performances globales de l'algorithme d'étiquetage qui prennent en compte la catégorisation par valeur de fraction de mauvais étiquetage. L'efficacité d'étiquetage combinée est la somme des efficacité d'étiquetage de chaque catégorie. Il en va de même pour l'efficacité effective combinée. De ces deux informations, on extrait une fraction de mauvais étiquetage combinée :

$$\omega^{comb} = \frac{\left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{eff}}^{comb}}{\varepsilon_{\text{tag}}^{comb}}}\right)}{2}.$$

Cette valeur de mauvais étiquetage permet de quantifier la qualité de l'algorithme avec un seul nombre. De plus, elle peut être utilisée dans les simulations simplifiées, au lieu de générer explicitement les différentes catégories. Deux exemples d'utilisation seront donnés dans les chapitres 5 et 6.

Les performances varient d'un canal de désintégration à un autre. Celles-ci dépendent des sélections utilisées et du niveau de déclenchement appliqué. Le canal $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ est celui qui présente les meilleures performances, et le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ les plus mauvaises, données dans la Table 4.22.

Expérience	Puissance de l'étiquetage (%)	Référence
BaBar	30.5	[46]
Belle	28.8	[47]
D0	4.5	[48]
CDF	6.6	[49]
ATLAS	4.6	[50]
LHCb	8.4	[44]

TAB. 3.9: Performances d'étiquetage comparées entre différentes expériences. Pour BaBar et Belle, il s'agit de l'étiquetage de méson B_d^0 , alors que pour les autres expériences, il s'agit de mésons B_s^0 . Même si ce sont deux types différents de mésons, les différences entre les deux types d'expériences sont telles qu'il y a un réel gain.

Pour avoir un aperçu des performances de l'algorithme développé par LHCb, il est utile de les comparer avec celles des autres expériences faisant des études de violation de CP. En particulier, les expériences installées auprès des usines à B, BaBar (SLAC, USA) et Belle (KEKB, Japon), et les expériences hadroniques du TeVatron (D0 et CDF) et du LHC (ATLAS).

La Table 3.9 compare les performances de l'étiquetage entre différentes expériences et montre la supériorité des collisionneurs e^+e^- dans ce domaine. Celle-ci s'explique par le fait que les machines leptoniques ont un bruit de fond bien plus faible que les machines hadroniques. De même le nombre de traces reconstruites est plus faible. De plus, dans ces expériences, les collisions ont lieu au seuil de production de $Y(4S)$, et les mésons B issus de sa désintégration sont corrélés. Ils oscillent donc en phase. Il n'y a alors pas la restriction présentée au début de ce chapitre sur la fraction de mauvais étiquetage du côté opposé. Par rapport aux autres expériences hadroniques, le détecteur LHCb se montre plus performant en raison de son système d'identification des particules.

Jusqu'ici, l'algorithme a été optimisé en utilisant la vérité Monte-Carlo sur des échantillons de signaux purs. Lorsque l'expérience LHCb commencera à acquérir des données, il faudra étalonner l'algorithme avec des événements réels. Il y aura du bruit de fond et la saveur vraie ne sera connue que grâce aux canaux de contrôles auto-étiquetés tels que $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. La section suivante détaille la procédure envisagée pour l'extraction des paramètres des polynômes qui décrivent la fraction de mauvais étiquetage ω_i en fonction des η_i . La mesure de la fraction de mauvais étiquetage est l'objet du chapitre 5.

3.2.5 Étalonnage

L'étalonnage présenté ici est détaillé dans la référence [44]. Il ne considère que la partie concernant l'extraction des $\omega_i(\eta_i)$, et ne donne pas le paramétrage des η_i en fonction des sorties des réseaux de neurones. En effet, celle-ci est extraite pour le moment de la vérité Monte-Carlo, tout comme l'optimisation de l'algorithme d'étiquetage. La mesure de la fraction de mauvais étiquetage est traitée dans le chapitre 5.

Cet étalonnage se fait sur un canal de contrôle auto-étiqueté, $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, en utilisant un ajustement combiné des propriétés du méson B^+ . Sa masse invariante $\mu\mu K^+$ ainsi que son temps de vie sont utilisés comme variables discriminantes du bruit de fond. Pour déterminer les fractions de mauvais étiquetage, la décision de l'algorithme d'étiquetage est comparée à la charge reconstruite du méson beau. Les distributions des η_i de chaque estimateur sont nécessaires, et sont modélisées par différentes fonctions densité de probabilités selon l'estimateur considéré.

Le modèle utilisé pour extraire la fraction de mauvais étiquetage de chaque estimateur est basé sur la construction de fonctions de densité de probabilités pour le signal et les deux bruits de fond :

- le bruit de fond appelé *prompt* : toutes les traces utilisées dans la reconstruction du méson B^+ sont issues en réalité du vertex primaire. Avec la sélection utilisée, décrite dans chapitre 4, c'est le bruit de fond dominant. Comme aucune trace n'est issue d'un méson B^+ , la charge reconstruite n'est pas corrélée avec celle retournée par l'algorithme d'étiquetage, et la fraction de mauvais étiquetage correspond à celle d'un étiquetage aléatoire : 0,5.
- le bruit de fond à grand temps de vie : certaines traces utilisées pour la reconstruction viennent du vertex primaire. Malgré le fait que les propriétés du méson de signal soient fausses puisqu'une partie de l'information utilisée pour sa reconstruction n'est pas corrélée au B^+ réel, sa saveur est corrélée avec celle retournée par l'algorithme quand le K^+ est issu d'un méson B^+ . Dans ce cas, la fraction de mauvais étiquetage ω_i extraite est supposée différente de 0,5.

Pour le signal, la densité de probabilité décrivant la fraction de mauvais étiquetage ω_i en fonction des η_i est :

$$\mathcal{S}_i^{\text{tag}} = \begin{cases} \varepsilon_i \times \{1 - [p0_i + p1_i \times (\eta_i - \bar{\eta}_i)]\} \times \mathcal{N}(\eta_i) & \text{si correctement étiqueté,} \\ \varepsilon_i \times \{p0_i + p1_i \times (\eta_i - \bar{\eta}_i)\} \times \mathcal{N}(\eta_i) & \text{si incorrectement étiqueté,} \\ \{1 - \varepsilon_i\} & \text{si non étiqueté,} \end{cases}$$

où ε_i est l'efficacité d'étiquetage de l'estimateur i , et $\mathcal{N}(\eta_i)$ la densité de probabilité des η_i , donnée dans la Figure 3.8. Pour la masse et le temps de vie, les densités de

estimateur	$p0_i$		$p1_i$	
	Résultat	Vérité MC	Résultat	Vérité MC
muon	0.312 ± 0.005	0.308 ± 0.005	0.86 ± 0.06	0.90 ± 0.05
électron	0.315 ± 0.008	0.314 ± 0.008	1.13 ± 0.10	1.13 ± 0.10
OS kaon	0.331 ± 0.003	0.331 ± 0.003	0.74 ± 0.05	0.74 ± 0.05
SS pion	0.378 ± 0.003	0.377 ± 0.003	0.88 ± 0.04	0.93 ± 0.06
Q_{vtx}	0.425 ± 0.002	0.425 ± 0.002	0.94 ± 0.06	0.96 ± 0.06

TAB. 3.10: Résumé de l'ajustement sur des données issues de la simulation complète pour l'extraction des paramètres $p0_i$ et $p1_i$. Aucun des paramètres ne montre de déviation par rapport à sa vérité Monte Carlo.

probabilité correspondantes sont plus classiques, c'est-à-dire une somme de deux gaussiennes pour la masse invariante et une exponentielle décroissante convoluée par une fonction de résolution pour le temps de vie. Les détails des composantes pour le signal et les bruits de fond sont donnés dans la référence [44].

Un ajustement sur des données issues de la simulation complète [44] donne les résultats de la Table 3.10, dans laquelle les mesures sont en accord avec les valeurs extraites de la vérité Monte Carlo. L'échantillon utilisé est un mélange d'événements de type $B_{u,d,s} \rightarrow J/\psi X$, avec des proportions naturelles entre les différents types de mésons beaux. Cette table montre que la procédure mise en place fonctionne. Pour tester la solidité du modèle, un ensemble de simulations rapides a été effectué. Le résultat est qu'aucun des paramètres mis en jeu n'a de biais.

De nombreux canaux de contrôles sont possibles parmi lesquels $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu$ [51] ou encore $B_s^0 \rightarrow D_s \mu^+ \nu_\mu$ [52, 53], qui font partie de ce travail. Chacun de ces canaux de contrôle permettent d'étalonner de la même manière l'algorithme d'étiquetage pour les différentes mesures, telles que $\Phi_{J/\psi\Phi}$, γ , etc.

3.3 Optimisation de l'algorithme d'étiquetage

Les données Monte-Carlo utilisées au début du travail dataient de 2004. Un certain nombre d'améliorations dans la description du détecteur ainsi qu'une meilleure connaissance de la physique à haute énergie ont demandé une nouvelle génération de simulations Monte-Carlo. Ces nouvelles données produites en 2006 simulaient un détecteur contenant plus de matière et surtout plus bruyant. Mais elles n'en n'étaient pas moins plus réalistes. Malheureusement, ces améliorations ont eu pour conséquence une diminution des performances globales de l'étiquetage de l'ordre de 30%. Les Tables 3.11 et 3.12 mesurent respectivement les performances de l'étiquetage de 2004 et de 2006. Les performances sont moins bonnes avec les données de 2006, avec une perte d'environ 30% relatifs. Ces diminutions sont indépendantes

Estimateur	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$
muon	5.6 ± 0.1	31.6 ± 0.7	0.76 ± 0.06
électron	3.3 ± 0.1	31.0 ± 0.9	0.48 ± 0.05
OS kaon	28.5 ± 0.2	38.0 ± 0.3	1.65 ± 0.09
SS kaon	26.2 ± 0.2	35.2 ± 0.3	2.31 ± 0.11
Q_{vtx}	21.2 ± 0.2	39.1 ± 0.4	1.00 ± 0.07
Combinaison	56.8 ± 0.2	33.2 ± 0.2	6.40 ± 0.24

TAB. 3.11: Performances de l'étiquetage d'un échantillon $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ dans les données Monte-Carlo de 2004. La combinaison est faite selon les sorties de réseaux de neurones. Cette table doit être comparée à la Table 3.12.

Estimateur	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$
muon	5.6 ± 0.2	31.4 ± 1.5	0.77 ± 0.13
électron	4.1 ± 0.2	35.5 ± 1.9	0.35 ± 0.09
OS kaon	19.0 ± 0.3	38.1 ± 0.9	1.07 ± 0.16
SS kaon	20.0 ± 0.3	35.0 ± 0.8	1.80 ± 0.20
Q_{vtx}	17.7 ± 0.3	41.4 ± 0.9	0.53 ± 0.11
Combinaison	46.9 ± 0.4	34.3 ± 0.6	4.64 ± 0.44

TAB. 3.12: Performances de l'étiquetage d'un échantillon $B_s^0 \rightarrow D_s \pi$ à l'arrivée des données de 2006. La combinaison est faite selon les sorties de réseaux de neurones. Cette table doit être comparée à la Table 3.11.

de l'échantillon analysé. Un travail de collaboration a été mis en place pour comprendre l'origine des pertes et réoptimiser les estimateurs. Nous nous sommes concentrés sur l'électron.

3.3.1 Optimisation de l'estimateur électron

L'optimisation de cet estimateur a suivi la même procédure que pour les autres estimateurs. La valeur de chaque coupure a été scannée pour maximiser la puissance de l'étiquetage. Dans cette étude, pour simplifier l'analyse, nous n'avons pas inclus de nouveaux paramètres. Les données utilisées sont différentes de celles qui ont servi aux tables de référence 3.11 et 3.12. Il s'agit de données de signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$.

Cette analyse a montré que le rapport E/p n'était pas correctement évalué dans les nouvelles données. En effet, l'étalonnage du calorimètre électromagnétique n'était pas terminé lors de cette analyse, et certaines erreurs restaient à corriger.

De plus, nous avons aussi observé que la charge d'ionisation déposée dans les détecteurs en silicium du VELO n'était pas correctement simulée par Geant 4. De ce fait, la coupure sur la valeur minimale de cette charge a été enlevée.

Coupure	avant opti.	après opti.
p_T	$> 1,2 \text{ GeV}/c$	$> 1,2 \text{ GeV}/c$
p	$> 5 \text{ GeV}/c$	$> 5 \text{ GeV}/c$
E/p	$> 0,8$	$> 0,92$
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 4	< 4
Velo Charge	$> 1,4 \text{ et } < 1,8$	$< 1,8$

TAB. 3.13: Coupures utilisées dans la sélection de l'estimateur électron lors de l'étude d'optimisation. Seules les coupures sur le rapport E/p et sur le dépôt d'énergie dans le détecteur VELO ont changé dans cette optimisation.

	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$
Avant analyse	4.2 ± 0.1	36.2 ± 1.1	0.32 ± 0.05
Après analyse	3.72 ± 0.04	34.4 ± 0.6	0.36 ± 0.03

TAB. 3.14: Performances de l'estimateur électron avant et après l'optimisation sur deux lots d'événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ de taille similaire. Le gain est de l'ordre de 12%.

La Table 3.13 donne la comparaison des valeurs des coupures avant et après optimisation.

La comparaison entre les performances avant et après optimisation est donnée dans la Table 3.14. Le gain total de cette optimisation sur l'estimateur électron est de 12% relatifs.

Depuis ce travail, de nombreux points ont été améliorés. En particulier, l'identification des particules a été complètement revue courant 2008. De même la trajectographie a été optimisée. Enfin, la sélection utilisée était basée sur la vérité Monte-Carlo, et aucune simulation du système de déclenchement n'était disponible au moment de l'analyse. Les performances actuelles peuvent être trouvées dans la Table 4.21.

3.4 Conclusion

L'étiquetage de la saveur initiale des mésons beaux est un aspect fondamental des mesures de violation de CP.

Dans l'expérience LHCb, l'algorithme développé utilise l'ensemble des informations disponibles dans le détecteur. En particulier, il utilise le fait que les quarks b sont produits en paires, et qu'un des quarks s'hadronise en méson beau dit de signal, alors que l'autre s'hadronise en hadron beau appelé opposé. L'algorithme recherche les filles du hadron beau opposé, en particulier les leptons issus de sa désintégration semi-leptonique, et un kaon issu de la chaîne de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$. De plus, l'algorithme tente de reconstruire le vertex inclusif de désinté-

gration du hadron beau opposé et mesure une charge de vertex inclusif. Enfin, il recherche un pion ou un kaon issu de la fragmentation du méson beau de signal.

La décision globale de l'algorithme se base sur la sortie de réseaux de neurones pour chacun des estimateurs. Une classification des événements est faite suivant la qualité du résultat, dépendante aussi de la sortie de ces réseaux de neurones.

Les performances globales de l'étiquetage donnent une efficacité effective maximale de l'ordre de 9.5%[45]. Une comparaison avec les autres expériences hadroniques montre que l'expérience LHCb a les meilleures performances. Cela s'explique essentiellement par le fait que le détecteur possède un système d'identification des particules.

Ce chapitre a aussi présenté une méthode d'étalonnage de l'algorithme. Celui-ci s'effectue en utilisant un canal de contrôle. Ce canal est auto-étiqueté, c'est-à-dire que la saveur initiale du méson beau est connue à partir de ses produits de désintégration. Typiquement, les canaux chargés tels que $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ou $B^+ \rightarrow D^0 \pi^+$ sont de bons canaux de contrôle [51]. Ceux-ci servent à l'optimisation de l'algorithme et son étalonnage. D'autres canaux, tels que $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ou $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ sont utilisés pour mesurer les fractions de mauvais étiquetage qui seront utilisées dans les mesures de violation de CP.

Une des contraintes dans l'utilisation des canaux de contrôles est la possible apparition des erreurs systématiques. Celle-ci sont engendrées par les différences entre les fractions de mauvais étiquetage mesurées dans un canal et appliquées dans un autre. Pour limiter l'impact de ces erreurs, et simplifier l'analyse, une des solutions est de développer des sélections pour les canaux de contrôle et les canaux de signal qui n'induisent pas de différences. C'est l'objectif du chapitre suivant.

Sélection du canal de contrôle

$$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$$

 ÉTIQUETAGE DE LA SAVEUR EST ESSENTIEL pour la mesure des asymétries CP dépendantes du temps. Cet étiquetage est source d'erreurs systématiques car il faut déterminer la fraction de mauvais étiquetage dans un ou des canaux de contrôle et la propager dans le canal de mesure. Pour minimiser les erreurs systématiques dans ce transfert, il est intéressant de développer des sélections de canaux de contrôle et de mesure similaires, de sorte que les performances d'étiquetage soient comparables. Ce chapitre présente la sélection du canal de contrôle $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ développée dans ce but. Les trois autres sélections sont développées en parallèle par d'autres membres de la collaboration utilisant les mêmes critères, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (canal de contrôle) [54], $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ (canal de mesure) [54], et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ (canal de mesure) [55]. Les résultats importants des canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ seront présentés car ils sont utilisés dans les deux derniers chapitres de cette thèse.

La stratégie choisie pour la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ est de garder le maximum d'événements de signal en gardant le niveau de bruit de fond raisonnable. De plus, pour simplifier les analyses postérieures, la sélection développée ne doit pas biaiser les temps propre des mésons beaux. De ce fait, les coupures biaisant le temps propre ne sont pas utilisées. Enfin, comme on l'a expliqué précédemment, il faut que cette sélection soit proche cinématiquement de la sélection du canal de mesure $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ qui est utilisé pour mesure de $\Phi_{J/\psi \phi}$ [56]. Une des contraintes de ce canal est qu'il faut prendre en compte les distributions angulaires des produits de désintégration. Or ces distributions angulaires sont biaisées par les coupures en impulsion transverse. Il convient de donc de limiter leur utilisation, autant pour le canal de signal que pour les canaux de contrôle.

Canal	Eff. générateur (%)	Eff. stripping (%)	Stat.	$\mathcal{L}_{\text{int}}(\text{fb}^{-1})$
Signal				
$B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^+$	$17,89 \pm 0,03$	$63,12 \pm 0,04$	1 420 737	0,53
Bruits de fond				
bb inclusifs	$43,7 \pm 0,1$	$3,643 \pm 0,004$	924 407	$5,8 \times 10^{-5}$
$J/\psi(\mu\mu)$ inclusifs	$19,70 \pm 0,04$	$48,37 \pm 0,03$	1 259 878	0,00078
$B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	$20,37 \pm 0,03$	$57,19 \pm 0,02$	2 913 243	0.19
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	$20,36 \pm 0,03$	$55,85 \pm 0,02$	2 644 263	0.22
Biais minimum	100	$\varepsilon_{L0} = 5,934 \pm 0,004$	5 535 650	$9,1 \times 10^{-7}$

TAB. 4.1: Efficacité du niveau générateur, efficacité de stripping, et statistique disponible pour les modes de désintégration utilisés dans cette analyse. $\mathcal{L}_{\text{int}}$ est la luminosité intégrée correspondante à la statistique. Pour les événements de biais minimum, l'efficacité du stripping donnée est celle du déclenchement de premier niveau, appliqué de la même manière que le stripping.

Les données Monte-Carlo avec leurs statistiques sont d'abord présentées, suivies par la sélection des mésons J/ψ . La sélection du K^+ fait l'objet de la troisième section. Dans la quatrième section, la sélection des mésons B^+ est expliquée. La cinquième section est dédiée au rendement annuel ainsi qu'aux différents bruits de fond survivants à la sélection. Enfin, les performances de l'étiquetage des canaux $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ sont comparées.

4.1 Données Monte-Carlo utilisées

Les données utilisées sont listées dans la Table 4.1. L'échantillon de signal utilisé est composé d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Ces événements servent à évaluer les performances de la sélection en termes de rendement annuel, rapport bruit sur signal, et pour la détermination des performances d'étiquetage.

Cinq types de bruits de fond sont utilisés dans cette analyse. Tout d'abord un échantillon d'événements de biais minimum, qui sont les événements résultant des collisions proton-proton à 14 TeV. Aucun contrainte cinématique n'est imposée au niveau de la génération. Ensuite, un échantillon d'événements de $b\bar{b}$ inclusifs, c'est-à-dire contenant une paire de quarks $b\bar{b}$. Leur hadronisation ainsi que leur désintégration est libre. Le troisième type d'événements est constitué d'un lot de $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ inclusifs. Ces J/ψ sont issus directement ou indirectement de la collisions proton-proton. Dans cet échantillon, 7% des J/ψ sont issus d'une chaîne $pp \rightarrow b \Rightarrow J/\psi$. Ils ne sont pas considérés dans l'étude des sélections, mais seront utilisés dans le chapitre 5. Les autres 93% des événements de cet échantillon sont ceux pour lesquels les J/ψ viennent du vertex primaire. Enfin, les deux derniers lots, les $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, contiennent des mésons B^+ ou B_d^0 se désintégrant de façon directe

ou indirecte en J/ψ et autre chose. Ces différents échantillons sont utilisés pour optimiser les coupures de sélections, estimer le niveau de bruit de fond, et déterminer les propriétés des bruits.

Un ensemble de coupures est appliqué sur les données brutes pour gagner du temps de calcul. L'efficacité de ces coupures de pré-sélection est présentée dans la Table 4.1.

La coupure au niveau du générateur force tout ou partie des produits de désintégration à être dans l'acceptance géométrique du détecteur, c'est à dire $10 < \theta < 400$ mrad. Pour les événements de signal, toutes les particules finales sont forcées dans $10 - 400$ mrad. Dans le cas des événements de biais minimum, aucune contrainte géométrique n'est imposée. Pour les événements $b\bar{b}$ inclusifs, seul un hadron beau est forcé dans $10 - 400$ mrad. Pour les événements $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ inclusifs, se sont les deux muons issus du J/ψ qui sont forcés dans $10 - 400$ mrad. Enfin, dans le cas des événements $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ seuls les J/ψ sont forcés dans $10 - 400$ mrad.

Une deuxième étape de présélection est appelée *stripping*. Cette étape consiste à appliquer un ensemble de coupures lâches qui permettent d'éliminer les événements mal reconstruits ou ceux dont les produits de désintégration sont en dehors de l'acceptance géométrique. Ce *stripping* est le OU¹ de toutes les préselecons de canaux de physique disponibles à présent.

Dans le cas de l'échantillon de biais minimum, les événements doivent passer le premier niveau de déclenchement.

Les nombres apparaissant dans la colonne statistique de la Table 4.1 sont les nombres d'événements disponibles pour cette étude. Ils sont complètement reconstruits, c'est-à-dire que pour chaque trace reconstruite, les probabilités qu'elles soient un type de particule sont déjà calculées. Il ne reste qu'à effectuer des coupures et des combinaisons des différentes traces pour obtenir les candidats B voulus.

Les différentes luminosités intégrées équivalentes sont utilisées lors des études de sélection. Elles sont calculées en prenant en compte le nombre d'événements disponibles après coupure au niveau générateur et *stripping*. Elles prennent aussi en compte les sections efficaces en jeu, données dans la Table 4.2 et les rapports d'embranchement de chaque mode, donnés dans la Table 4.3.

Selon les échantillons, elles se calculent différemment. Les formules utilisées sont données dans la Table 4.4.

Pour pouvoir effectuer les études de sélection, il est nécessaire d'avoir des candidats B. Pour cela, un ensemble de sélections très simples est développé. Elles permettent de reconstruire les particules intermédiaires, J/ψ et kaons, et les candidats B^+ . L'ensemble de ces coupures sont explicitées dans les Tables 4.5 pour le J/ψ ,

¹OU logique, écrit `||` en C++.

Section efficace	valeur (barns)
σ_{pp}	$102,9 \times 10^{-3}$
$\sigma_{pp \text{ inel}}$	$80,9 \times 10^{-3}$
$\sigma_{b\bar{b}}$	698×10^{-6}
$\sigma_{pp \Rightarrow J/\psi X}$	286×10^{-6}
$\sigma_{pp \rightarrow b \Rightarrow J/\psi X}$	$20,4 \times 10^{-6}$

TAB. 4.2: Sections efficaces de production à 14 TeV telles que prédites par Pythia/EvtGen, utilisées dans les données Monte-Carlo. La double flèche $\Rightarrow$ indique un état intermédiaire possible, par exemple $pp \Rightarrow J/\psi$ inclus $pp \rightarrow b \rightarrow J/\psi X$. La section efficace de J/ψ *prompt* est $\sigma_{pp \rightarrow J/\psi X} \equiv \sigma_{Pr} \equiv \sigma_{pp \Rightarrow J/\psi X} - \sigma_{pp \rightarrow b \Rightarrow J/\psi X} = 266 \mu\text{b}$.

Rapport d'embranchement	PDG [13]	Données MC 2006
$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$	$(5,93 \pm 0,06) \times 10^{-2}$	$5,933 \times 10^{-2}$
$\text{BR}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)$	$(1,007 \pm 0,035) \times 10^{-3}$	$1,008 \times 10^{-3}$
$\text{BR}_{\text{vis}}(B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^+)$	$(5,9 \pm 0,2) \times 10^{-5}$	$5,98 \times 10^{-5}$
$\text{BR}(B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X)$	–	$2,8 \times 10^{-4}$
$\text{BR}(B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X)$	–	$3,0 \times 10^{-4}$
$f_u(\%)$	$39,9 \pm 1,2$	40,5
$f_d(\%)$	$39,9 \pm 1,2$	40,5

TAB. 4.3: Rapports d'embranchement des différents canaux utilisés dans cette analyse. Les valeurs sont issues du PDG [13] et de la simulation Monte-Carlo complète. Pour les lots $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$, les rapports d'embranchements sont ceux utilisés pour la génération des données. Ils ne contiennent pas tous les modes de désintégrations.

Échantillon	$\mathcal{L}_{\text{int}}$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_u \times \epsilon_{\text{gen}} \times \epsilon_{\text{strip}} \times \text{BR}_{\text{vis}}}$
Biais minimum	$\frac{N}{\sigma_{pp} \times \epsilon_{L0}}$
$b\bar{b}$ inclusifs	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times \epsilon_{\text{gen}} \times \epsilon_{\text{strip}}}$
$J/\psi(\mu\mu)$ inclusifs	$\frac{N}{\sigma_{pp \Rightarrow J/\psi X} \times \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu\mu) \times \epsilon_{\text{gen}} \times \epsilon_{\text{strip}}}$
$B^+ \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_u \times \epsilon_{\text{gen}} \times \epsilon_{\text{strip}} \times \text{BR}_{\text{vis}}}$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_u \times \epsilon_{\text{gen}} \times \epsilon_{\text{strip}} \times \text{BR}_{\text{vis}}}$

TAB. 4.4: Formules utilisées dans les calculs des luminosités intégrées équivalentes $\mathcal{L}_{\text{int}}$ de la Table 4.1 pour les différents échantillons.

Coupure	valeur
Type de traces	<i>long</i>
Id. muon	hits dans les chambres à muons
$p_T(\mu_1)$ OU $p_T(\mu_2)$	$> 500 \text{ MeV}/c$
χ^2_{vtx}	< 10
$ M_{\mu\mu} - M_{J/\psi} $	$< 300 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 4.5: Coupures de présélection des candidats J/ψ . Ces coupures sont issues de [57].

Hadron	coupure	valeur
K^+	type de trace	<i>long</i>
	$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> -5

TAB. 4.6: Coupures de présélection appliquées sur les K^+ . Les types de traces et le $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ sont présentés dans le chapitre 2.

Candidat	coupure	valeur
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$ M_{J/\psi K^+} - M_{B^+} $	$< 300 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 4.7: Coupure de présélection sur le B^+ nécessaires pour obtenir des candidats.

4.6 pour les kaons, et 4.7 pour les candidats B^+ . L'efficacité de cette présélection est donnée dans la Table 4.8. Elle est calculée comme le rapport entre le nombre d'événements passant les coupures et le nombre d'événements disponibles, donné dans la Table 4.1.

La première étape de la sélection est celle du J/ψ .

4.2 Sélection de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Les événements de signal utilisés pour développer cette sélection sont des $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Les événements de bruit de fond sont les $b\bar{b}$ inclusifs. En effet, cet échantillon contient peu de vrai J/ψ et beaucoup d'événements comparés à l'échantillon de biais minimum.

Un candidat J/ψ est défini comme signal si les deux muons utilisés pour sa reconstruction sont vraiment des muons dans la vérité Monte-Carlo, et que ces deux particules viennent bien d'un même J/ψ . C'est le critère utilisé pour l'optimisation

Sélection	$\varepsilon_{\text{presel}}(\%)$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$56,69 \pm 0,04$

TAB. 4.8: Efficacité de présélection du canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

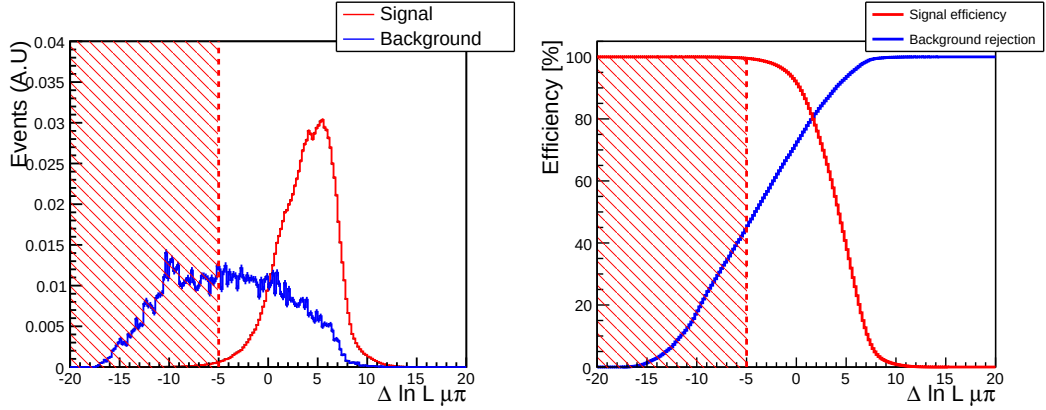


FIG. 4.1: Gauche : distribution des $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$ pour les candidats muons des événements de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu), pour les événements passant la présélection. Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$. La coupure choisie, $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > -5$, permet de conserver 98,9% de signal et de rejeter 45,6% de bruit de fond.

des coupures sur les muons. Ensuite, les coupures sur le J/ψ sont optimisées en demandant que le J/ψ soit un vrai J/ψ dans la vérité Monte Carlo et que celui-ci vienne du méson B^+ de signal. Tout les autres cas sont considérés comme du bruit de fond.

Les muons doivent avoir suffisamment de hits dans les chambres à muons, et avoir un $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} > -5$. La distribution de ce paramètre est donnée Figure 4.1. Cette coupure n'est pas suffisante pour rejeter les hadrons se désintégrant en vol avant d'atteindre les chambres à muons.

Une coupure sur la qualité des traces $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ des muons permet une réjection de tels candidats. En effet, si le kaon ou pion se désintègre dans le trajectographe, même si la cassure de la trace n'est pas visible, la qualité de sa trace est moins bonne que dans le cas où c'est une seule particule. La Figure 4.2 montre la distribution de ce paramètre.

De même, une coupure en impulsion transverse p_T sur les deux muons est imposée. La distribution des p_T est donnée dans la Figure 4.3. La coupure choisie impose $p_T > 500 \text{ MeV}/c$ pour les deux muons.

Une dernière coupure sur les muons permet de rejeter les hadrons se désintégrant en vol, par exemple $K \rightarrow \mu X$. Il s'agit d'une coupure sur la séparation $K - \pi$, avec le $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$. En effet, si un kaon se désintègre en vol après le RICH 1, le système d'identification peut donner une réponse en faveur du kaon. Il n'est pas possible de faire la distinction entre un muon et un pion avec le même procédé puisque les masses de ces deux particules sont très proches. La distribution des $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ est donnée Figure 4.4.

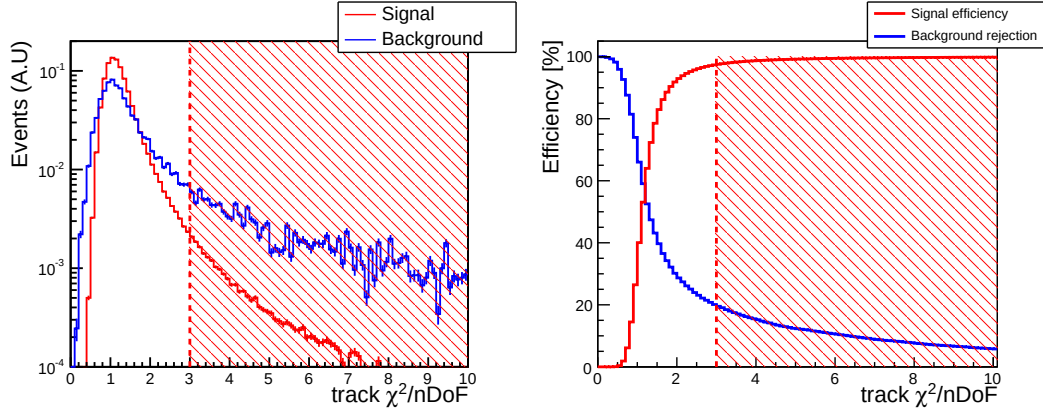


FIG. 4.2: Gauche : distribution de la qualité des traces $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ pour les candidats muons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu) passant la coupure en $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$. Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur la qualité de la trace. La coupure choisie, $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF} < 3$, a une efficacité sur le signal de 97,6%, et un taux de réjection du bruit de 19,5%.

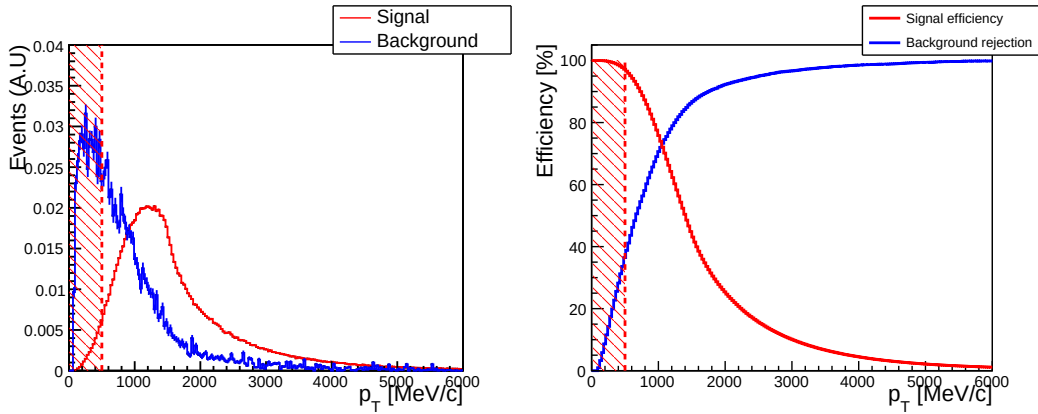


FIG. 4.3: Gauche : distribution des impulsions transverses des candidats muons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu) passant les coupures en $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ et $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$. Droite : variation de l'efficacité de sélection et du taux de réjection en fonction de la coupure. La coupure choisie, $p_T > 500$ MeV/c, a une efficacité sur le signal de 96,4% et un taux de réjection du bruit de 36.5%.

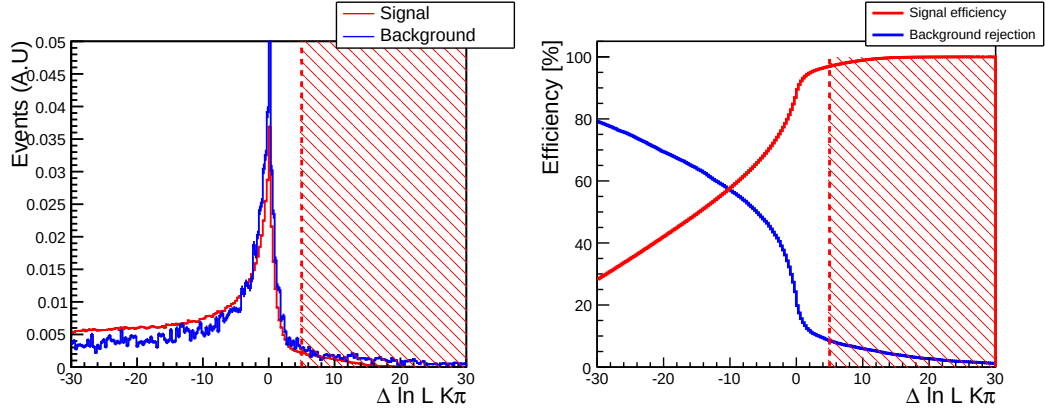


FIG. 4.4: Gauche : distribution des $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ pour les candidats muons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu) pour les muons passant les coupures en p_T , $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$, et $\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$. Droite : variation de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation de la coupure. La coupure choisie, $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} < 5$, a une efficacité de 97,0% pour le signal, et un taux de réjection de 8.6%.

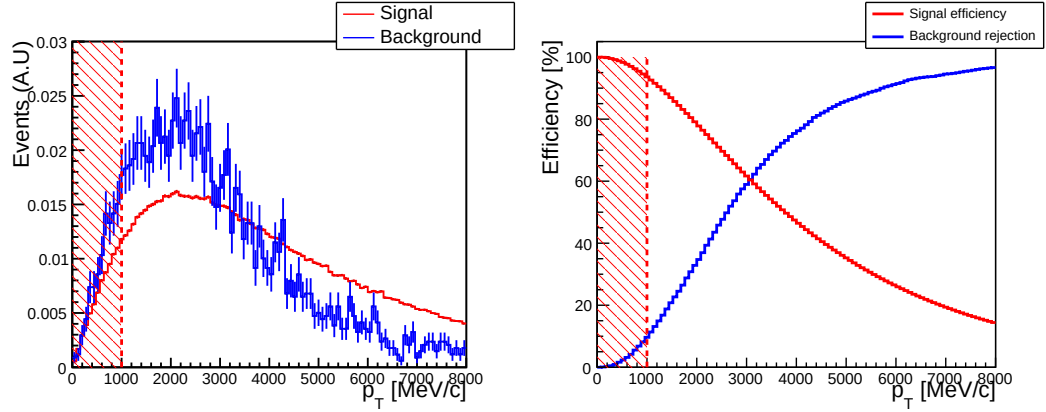


FIG. 4.5: Gauche : distribution des impulsions transverses des candidats J/ψ de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu) dont les filles ont passé toutes les coupures des muons. Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur l'impulsion transverse des J/ψ . La coupure choisie, $p_T(J/\psi) > 1 \text{ GeV}/c$, a une efficacité de 93,1% et un taux de réjection de 9,7%.

Une fois les muons sélectionnés, ils sont *vertexés* pour former un méson J/ψ . Cette procédure détermine la position du point de désintégration, l'impulsion, et la masse du J/ψ . Celui-ci doit avoir une impulsion transverse $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et une qualité de vertex $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF} < 6$. Les distributions des deux paramètres sont données respectivement dans la Figure 4.5 pour le p_T et dans la Figure 4.6 pour le $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}$.

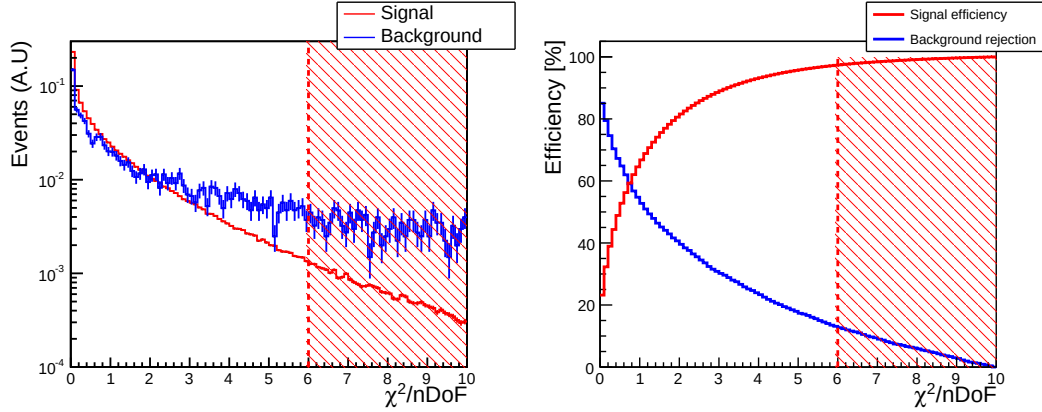


FIG. 4.6: Gauche : distribution de la qualité de vertex $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}$ pour les candidats J/ψ de signal (rouge) et de bruit de fond (bleu) passant les coupures en impulsion transverse et celles des muons. Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur la qualité de vertex $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}$. La valeur de coupure choisie, $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF} < 6$, a une efficacité de 97,3% et un taux de réjection de 12,7%.

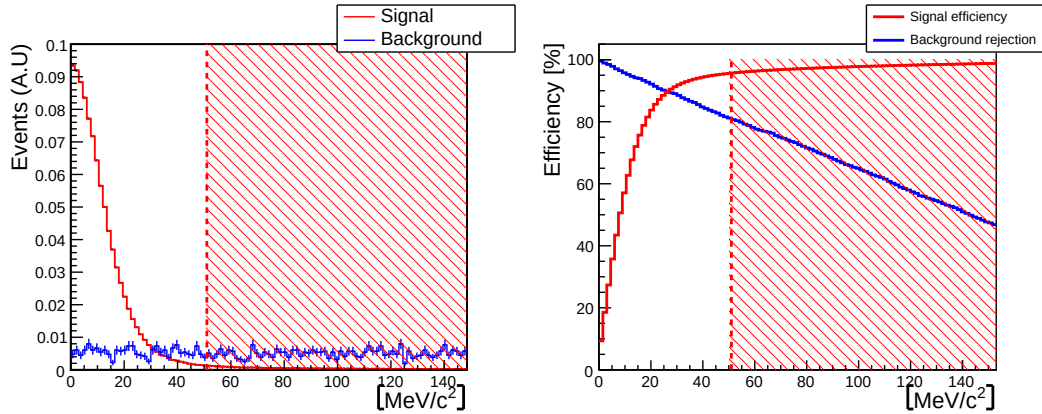


FIG. 4.7: Gauche : distribution de la différence de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ avec la masse nominale du méson J/ψ après application de toutes les coupures de sélection du J/ψ pour le signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et pour le bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}|$. La coupure choisie, $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 51 \text{ MeV}/c^2$ (3σ), a une efficacité de 94,2% et un taux de réjection de 80,7%.

Enfin, une coupure sur la masse invariante des candidats J/ψ , montrée dans la Figure 4.7, est effectuée. Il faut que $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 51 \text{ MeV}/c^2$, correspondant à 3 déviations standard.

L'ensemble des coupures utilisées pour la sélection des J/ψ est résumé dans la Table 4.9.

Coupure	valeur
muons	
$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi}$	> -5
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 3
$p_T(\mu)$	$> 500 \text{ MeV}/c$
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	< 5
J/ψ	
$p_T(J/\psi)$	$> 1 \text{ GeV}/c$
$\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF}(J/\psi)$	< 6
$ M_{\mu\mu} - M_{J/\psi} $	$< 51 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 4.9: Ensemble des coupures appliquées lors de la sélection des candidats J/ψ .

	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$
Efficacité (%)	$77,13 \pm 0,05$	$76,77 \pm 0,05[54]$	$74,18[55]$

TAB. 4.10: Efficacité de sélection des événements de signal après la sélection des candidats J/ψ . Elle est comparable entre les trois canaux.

L'efficacité de sélection des événements de signal après la sélection des J/ψ est donnée dans la Table 4.10. Pour comparaison, la table donne aussi l'efficacité sur les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Les trois efficacités sont du même ordre de grandeur.

4.3 Sélection des K^+

Seuls les événements survivants la sélection du J/ψ sont utilisés dans cette phase. Cette sélection est nécessaire pour éliminer la plupart des événements de combinatoire venant des pions et kaons issus du vertex primaire.

Les données utilisées pour le bruit de fond sont les J/ψ inclusifs. Cet échantillon est préféré aux $b\bar{b}$ inclusifs parce qu'il contient plus d'événements après la présélection.

L'identification des kaons utilisés dans cette analyse repose sur deux coupures nécessitant le RICH. La première est la séparation $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$, et la seconde est la séparation $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -2$. Elles sont illustrées sur les Figures 4.8 et 4.9.

De plus, il faut que la qualité de la trace du kaon soit $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF} < 4$, montrée Figure 4.10. Ensuite, le kaon doit avoir une impulsion totale plus grande que $10 \text{ GeV}/c$, Figure 4.11, et une impulsion transverse plus grande que $1,3 \text{ GeV}/c$, Figure 4.12.

L'ensemble des coupures appliquées dans les sélections des kaons sont résumées

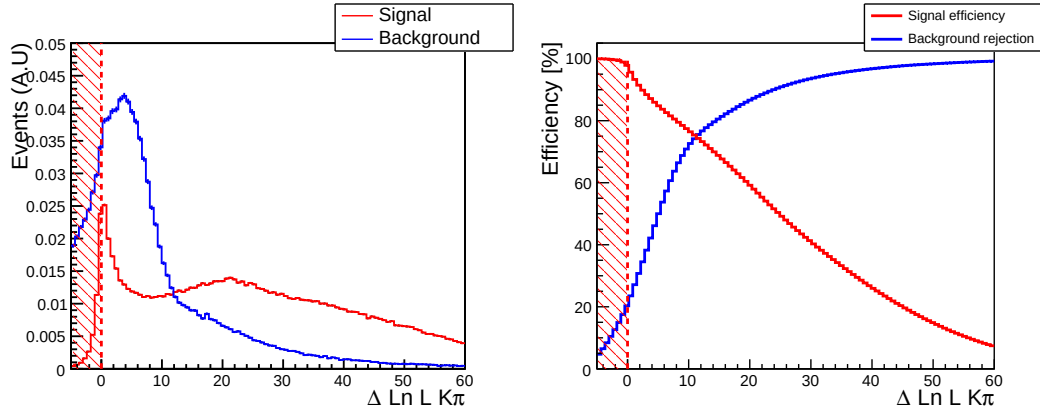


FIG. 4.8: Gauche : distribution du $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$ pour les kaons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et ceux de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur le $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$. La coupure choisie, $\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} > 0$, a une efficacité de 95,4% et un taux de réjection de 20,3%.

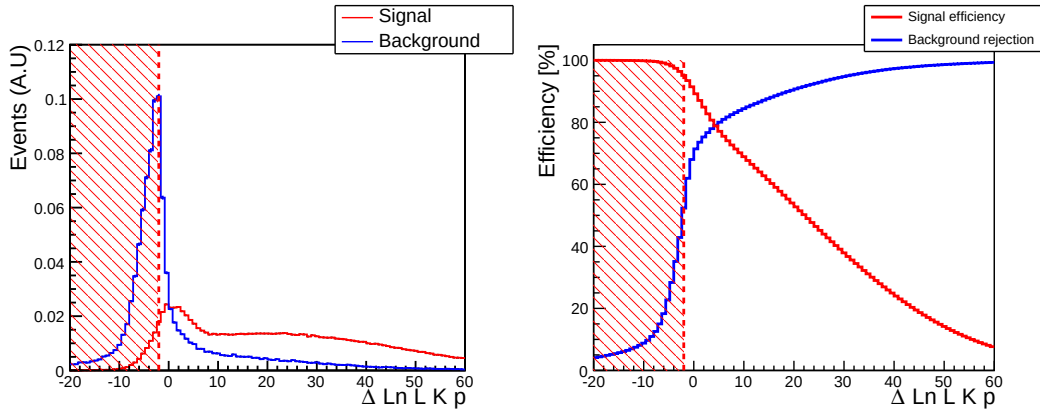


FIG. 4.9: Gauche : distribution du $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$ pour les kaons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et ceux de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur le $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$. La coupure choisie, $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} > -2$, a une efficacité de 93,8% et un taux de réjection de 52,3%.

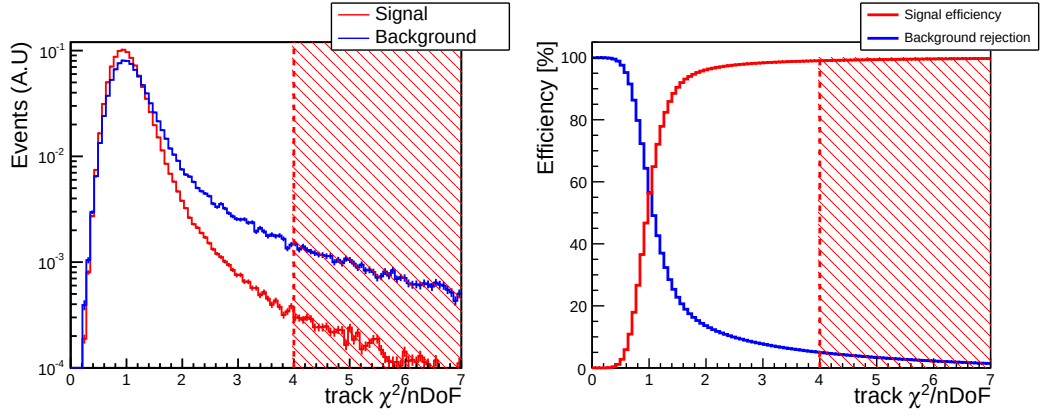


FIG. 4.10: Gauche : distribution de la qualité des traces $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$ pour les kaons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur la qualité de la trace. La coupure choisie, $\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF} < 4$, a une efficacité de 98,7% et un taux de réjection de 5,0%.

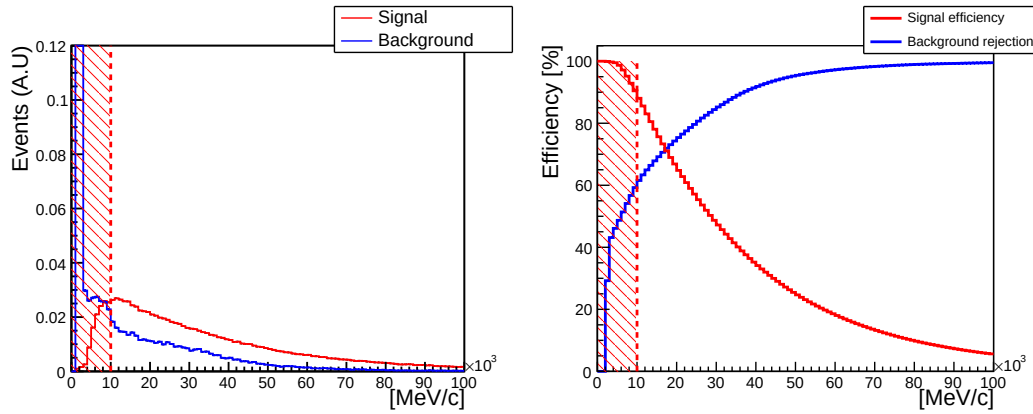


FIG. 4.11: Gauche : distribution de l'impulsion totale des kaons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). LE pic observé à 2 GeV/c dans la distribution du bruit de fond est due aux traces issues du vertex primaire. La majorité de ces traces sont aussi mal identifiées du fait de leur faible impulsion. Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur l'impulsion totale des kaons. La coupure choisie, $p > 10$ GeV/c, a une efficacité de 85,6% et un taux de réjection de 61,5%.

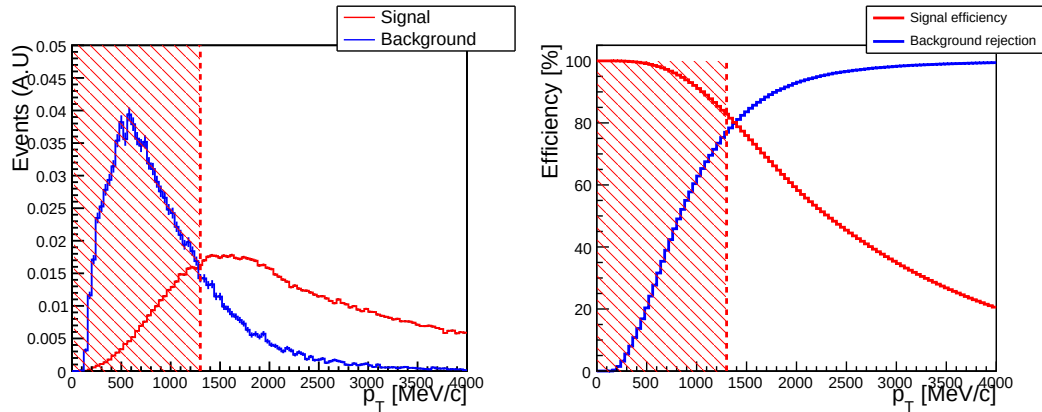


FIG. 4.12: Gauche : distribution de l'impulsion transverse des kaons de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur l'impulsion transverse des kaons. La coupure choisie, $p_T > 1,3 \text{ GeV}/c$, a une efficacité de 79,0% et un taux de réjection de 77,0%.

Coupure	valeur
K^+	
$\chi^2_{\text{trace}}/\text{nDoF}$	< 4
$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> 0
$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$	> -2
p	$> 10 \text{ GeV}/c$
p_T	$> 1,3 \text{ GeV}/c$

TAB. 4.11: Coupures utilisées dans les sélections des kaons.

dans la Table 4.11.

L'efficacité de sélection du signal pour les événements passant ces coupures par rapport à ceux passant les coupures du J/ψ est de $59,0 \pm 0,1\%$.

4.4 Sélection des $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

Les reconstructions des mésons B^+ utilisent les mêmes critères de base que les sélection des mésons B_d^0 [54, 55], c'est-à-dire une coupure sur la qualité des vertex $\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF} < 5$, Figure 4.13, et une coupure sur la signficance du paramètre d'impact du méson B^+ par rapport au vertex primaire $IP/\sigma_{\text{IP}} < 5$, Figure 4.14. On note ici que la coupure sélectionne les candidats proches du vertex primaire, donc cette coupure ne biaise pas le temps de vie.

Dans les calculs de l'efficacité et des rapports bruit sur signal, une coupure sur la masse invariante des candidats est imposée, $|M_{J/\psi K^+} - M_{B^+}| < 60 \text{ MeV}/c^2$. Dans

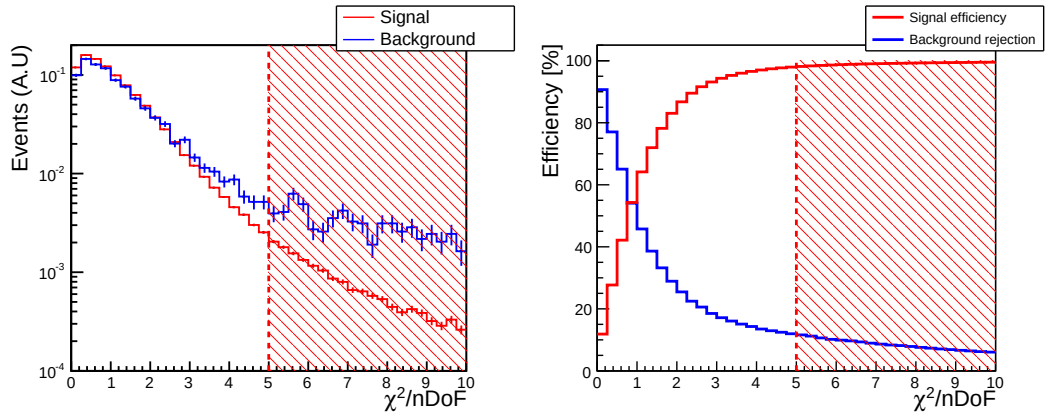


FIG. 4.13: Gauche : distribution des qualités de vertex pour les candidats B^+ de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif J/ψ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur la qualité du vertex. La coupure choisie, $\chi^2_{\text{vtx}}/nDoF < 5$, a une efficacité de 97,3% et un taux de réjection de 11,6%.

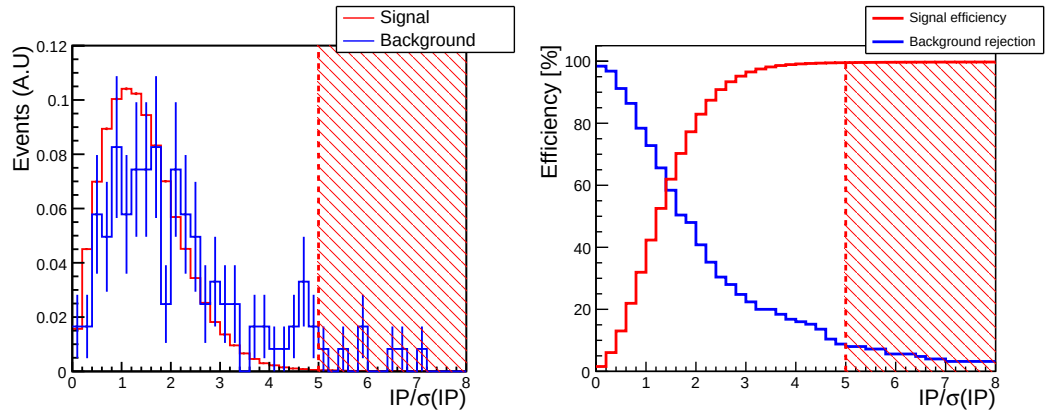


FIG. 4.14: Gauche : distribution des significances des paramètres d'impact du méson B^+ par rapport au vertex primaire IP/σ_{IP} pour les candidats B^+ de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (rouge) et de bruit de fond inclusif $b\bar{b}$ (bleu). Droite : évolution de l'efficacité et du taux de réjection par rapport à la variation d'une coupure sur IP/σ_{IP} . La coupure choisie, $IP/\sigma_{IP} < 5$, a une efficacité de 99,4% et un taux de réjection de 8,0%. Le bruit de fond inclusif J/ψ a un taux de réjection nul, c'est-à-dire que tous les événements passent cette coupure.

Coupure	valeur
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	
$\chi^2_{\text{vtx}}/\text{nDoF} (B^+)$	< 5
$\text{IP}/\sigma_{\text{IP}} (B^+/\text{Vertex primaire})$	< 5
$ M_{J/\psi K^+} - M_{B^+} $	$< 60 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 4.12: Coupures utilisées dans la sélection de $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$.

les analyses reposant sur cette sélection, les candidats ayant une masse invariante comprise entre $5150 \text{ MeV}/c^2$ et $5570 \text{ MeV}/c^2$ sont utilisés. Une telle coupure est 100% efficace sur le signal, mais permet d'avoir des événements de bruit de fond dans les *side bands*, nécessaires à l'extraction de leur propriétés sous le pic du signal.

Les coupures de sélection des candidats B^+ sont rappelées dans la Table 4.12.

Les distributions de masse invariante des candidats B^+ et B_d^0 des trois sélections ainsi que celles de leur temps propres sont données Figures 4.15 pour les $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, 4.16 pour les $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, et 4.17 pour les $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Les résolutions en masse des trois canaux sont compatibles. Un biais de $2 \text{ MeV}/c^2$ par rapport aux masses nominales des mésons B est observé systématiquement. Il est dû aux photons de radiation issus de la désintégration du J/ψ , non pris en compte dans la reconstruction. D'autres effets peuvent intervenir dans les données réelles, par exemple le champs magnétique, la résolution en impulsion, ou encore la perte d'énergie dans la matière. Ces différents effets devront être corrigés avec les premières données.

Les temps propres d'un méson beau dans le référentiel du laboratoire est lié à sa longueur de vol l_{rec} , sa masse m_{rec} et son impulsion p_{rec} par

$$t_{\text{rec}} = \frac{l_{\text{rec}} m_{\text{rec}}}{|\vec{p}_{\text{rec}}|}.$$

En pratique, les temps propres sont déterminés en utilisant des multiplicateurs de Lagrange et une contrainte sur la direction [58]. Un ajustement des temps propres τ montre qu'ils sont biaisés de l'ordre de 1% par rapport aux valeurs utilisées dans la génération. L'origine de ces biais lié à la reconstruction des traces est en cours d'étude.

La résolution temporelle pour les B^+ est donnée dans la Figure 4.18. La largeur moyenne est de $35,5 \text{ fs}$.

L'efficacité de sélection ε_{sel} des trois canaux est donnée dans la Table 4.13. Elle est évaluée par rapport aux événements disponibles après la présélection.

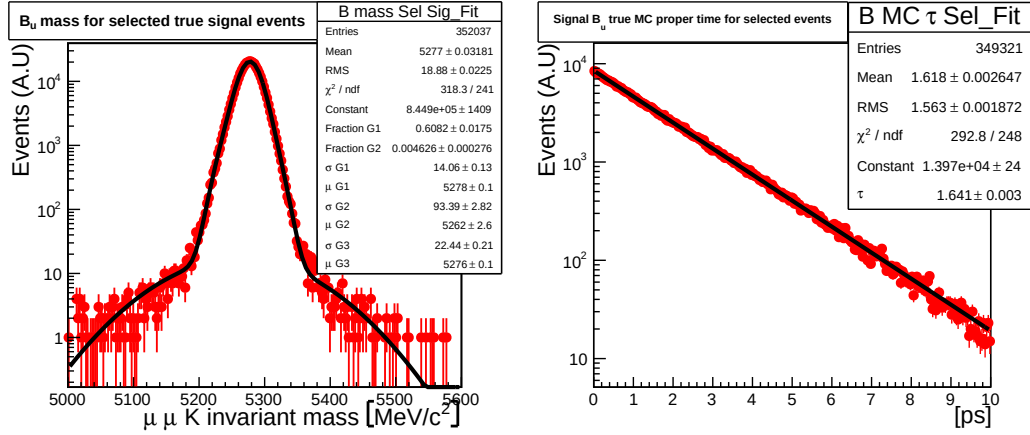


FIG. 4.15: Gauche : distribution de masse invariante des candidats B^+ passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. La distribution est ajustée par 3 gaussiennes dont la largeur moyenne est $\langle\sigma\rangle = 18.9 \text{ MeV}/c^2$. Droite : Distribution du temps propre vrai pour les candidats dont la masse invariante se trouve à $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du B^+ . La distribution est ajustée par une exponentielle. Le temps de vie mesuré, $1,641 \pm 0,003 \text{ ps}$, se trouve à 2% biaisé par rapport au temps de vie nominal des mésons B^+ , $1,671 \text{ ps}$. Ce biais est probablement induit par la reconstruction, et est en cours d'investigation.

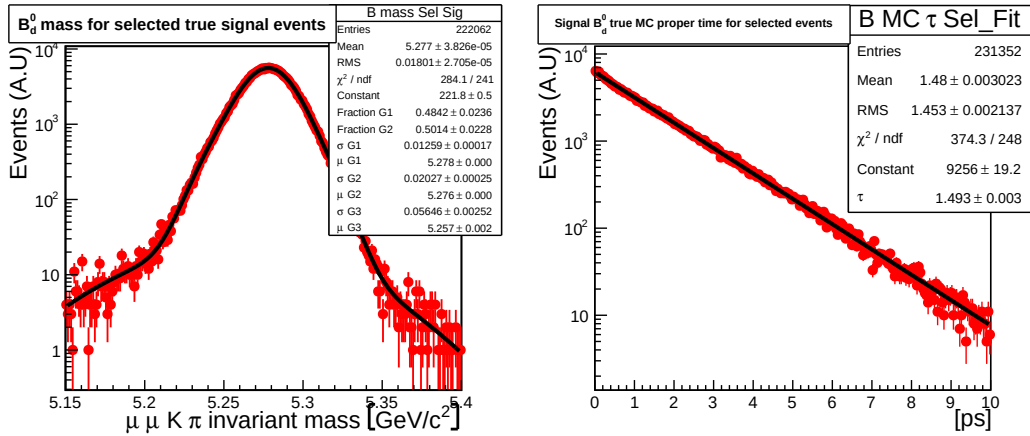


FIG. 4.16: Gauche : distribution de masse invariante des candidats B_d^0 passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. La distribution est ajustée par 3 gaussiennes, dont la largeur moyenne est $18,1 \text{ MeV}/c^2$. Droite : Distribution du temps propre pour les candidats dont la masse invariante se trouve à $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du B_d^0 . La distribution est ajustée par une exponentielle. Le temps de vie mesuré, $1,493 \pm 0,003 \text{ ps}$, se trouve à 3% biaisé par rapport au temps de vie nominal des mésons B_d^0 , $1,536 \text{ ps}$. Comme pour le B^+ , ce biais est en cours d'investigation.

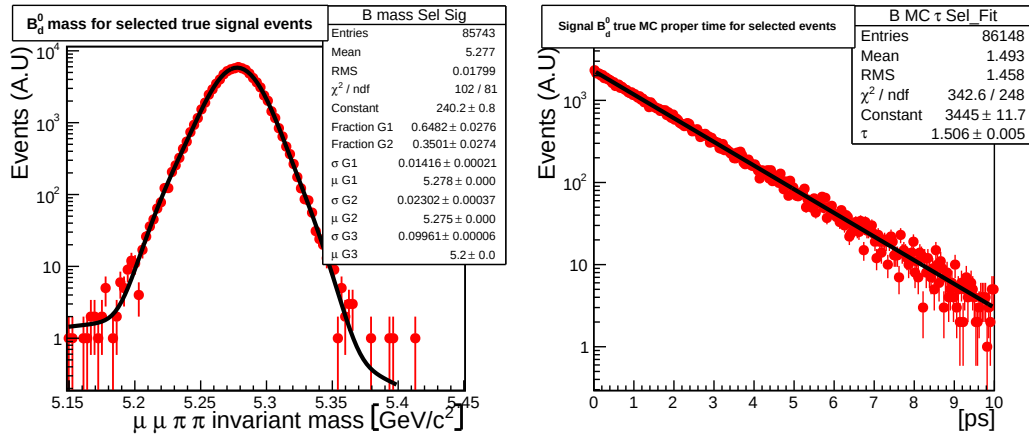


FIG. 4.17: Gauche : distribution de masse invariante des candidats B_d^0 passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. La distribution est ajustée par 3 gaussiennes dont la largeur moyenne est $18,2 \text{ MeV}/c^2$. Droite : Distribution du temps propre pour les candidats dont la masse invariante se trouve à $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du B_d^0 . La distribution est ajustée par une exponentielle. Le temps de vie mesuré, $1,506 \pm 0.005 \text{ ps}$, se trouve à 2% biaisé par rapport au temps de vie nominal des mésons B_d^0 , $1,536 \text{ ps}$. Comme pour le B^+ , ce biais est en cours d'investigation.

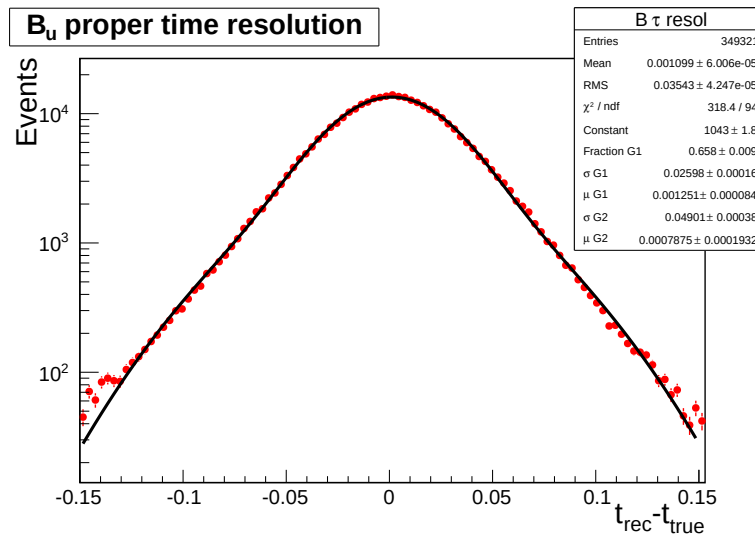


FIG. 4.18: Résolution temporelle pour les événements de signal passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. La distribution est ajustée par la somme de deux gaussiennes, dont la largeur moyenne est $35,5 \text{ fs}$.

	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$
Efficacité ε_{sel} (%)	$43,3 \pm 0,1$	$42,5 \pm 0,1$ [54]	$57,4 \pm 0,1$ [55]

TAB. 4.13: Efficacité de sélection ε_{sel} des trois canaux par rapport aux événements passant la présélection dans les échantillons de signal.

	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$
Efficacité ε_{L0} (%)	$94,45 \pm 0,04$	$94,79 \pm 0,04$ [54]	$93,9 \pm 0,1$ [55]

TAB. 4.14: Efficacité du premier niveau de déclenchement sur les événements de signal passant les sélections.

	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$
$f_{u,d}$	$39,9 \pm 1,2$	$39,9 \pm 1,2$	$39,9 \pm 1,2$
BR_{vis}	$(5,9 \pm 0,2) \times 10^{-5}$	$(5,25 \pm 0,24) \times 10^{-5}$	$1,79 \times 10^{-5}$
ε_{tot} (%)	$2,62 \pm 0,04$	$1,33 \pm 0,02$	1,01
Rendement $\mathcal{R}$	1 245 k	648 k [54]	145 k [55]

TAB. 4.15: Rendement annuel des trois canaux après sélection finale et application du premier niveau de déclenchement.

L'efficacité du premier niveau de déclenchement, ε_{L0} des trois canaux pour les événements passant les sélections, est donnée dans la Table 4.14. Ces valeurs sont élevées grâce à la présence du J/ψ .

4.5 Rendements annuels et bruits de fond

4.5.1 Rendements

Les rendements annuels sont calculés suivant la relation

$$\mathcal{R} = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_{u,d} \times BR_{vis} \times \varepsilon_{tot}$$

où $\mathcal{L}_{int}$ est la luminosité intégrée, $\sigma_{b\bar{b}}$ la section efficace de production des paires de quarks b , $f_{u,d}$ la fraction d'hadronisation $b \rightarrow B^+$ ou $b \rightarrow B_d^0$, BR_{vis} le rapport d'embranchement visible du canal étudié, et ε_{tot} l'efficacité totale de sélection. Celle-ci est calculée comme

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{gen} \times \varepsilon_{strip} \times \varepsilon_{presel} \times \varepsilon_{sel} \times \varepsilon_{L0}$$

Les rendements annuels calculés avec ces formules sont présentés dans la Table 4.15.

Les incertitudes sur ces rendements sont principalement dues à la grande incertitude sur la valeur de la section efficace de production des paires de quarks $\sigma_{b\bar{b}}$ à 14 TeV, de l'ordre de 40%.

4.5.2 Bruits de fond

L'étude des bruits de fond utilise les cinq échantillons disponibles, détaillés dans la section 4.1. Leur analyse se base sur l'association d'un candidat reconstruit avec la vérité Monte-Carlo.

	N_{BM}	taux (Hz)
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	9	$\sim 1,4$

TAB. 4.16: Nombre d'événements de l'échantillon de biais minimum passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et le premier niveau de déclenchement. Le taux correspondant est aussi donné.

L'analyse des événements de biais minimum est limitée par le nombre d'événements disponibles. En effet, la luminosité intégrée correspondante à la taille de l'échantillon est de l'ordre de $\sim 10^{-3} \text{ pb}^{-1}$, équivalent à quelques secondes de prise de données à la luminosité nominale de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La Table 4.16 donne le nombre d'événements de biais minimum passant la sélection de $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et le premier niveau de déclenchement ainsi que le taux correspondant. Celui-ci est calculé comme suit :

- la fréquence de croisement des faisceaux est 40 MHz,
- la fréquence de croisement de paquets non vides est 29,5 MHz,
- la probabilité qu'une interaction ait lieu est donnée par la loi de poisson, égale à 0,695 dans les conditions de fonctionnement nominales du LHC,
- donc la fréquence de croisement des paquets donnant une interaction est $0,695 \times 29,5 \text{ MHz} = 14,8 \text{ MHz}$, correspondant à 14,8 millions d'événements de biais minimum par seconde.
- L'efficacité du premier niveau de déclenchement sur ces événements est donnée dans la Table 4.1.
- Nous avons utilisé 5,5 millions d'événements de biais minimum ayant passé le premier niveau de déclenchement.
- Le taux de passage des événements en Hz est donc donné par :

$$\text{taux} = \frac{\text{evt passant la selection}}{\frac{5,5 \times 10^6}{\epsilon_{\text{L0}}} \times 14,8 \text{ MHz}}$$

Neuf événements passent la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, dont un est un événement de signal. Parmi les huit événements de bruit, deux sont des J/ψ *prompt*, et 6 sont des combinaisons aléatoires de particules.

L'étude des événements J/ψ inclusifs permet d'accéder au nombre d'événements de type *prompt* attendus par an. La section efficace de production des J/ψ est donnée dans la Table 4.2. Le rapport B/S est déterminé en utilisant

$$\frac{B_{\text{prompt}}}{S} = \frac{\sigma_{J/\psi \text{ prompt}} \times \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu\mu) \times \epsilon_{\text{prompt}} \times f_{\text{FM}}}{2 \times \sigma_{b\bar{b}} \times f_{\text{u,d}} \times \text{BR}_{\text{vis}} \times \epsilon_{\text{tot}}}$$

où $\epsilon_{\text{prompt}} = (8,8 \pm 1,4) \times 10^{-5}$ est l'efficacité de sélection des événements J/ψ inclusifs pour les trois sélections, avec une fenêtre de masse finale de $\pm 300 \text{ MeV}/c^2$.

$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	
$N_{\text{prompt sel.}}$	$1\,373\,076 / \text{fb}^{-1}$
B_{prompt}/S	$1,6 \pm 0,2$

TAB. 4.17: Nombre d'événements sélectionnés et rapport bruit sur signal par rapport aux événements de type *prompt*.

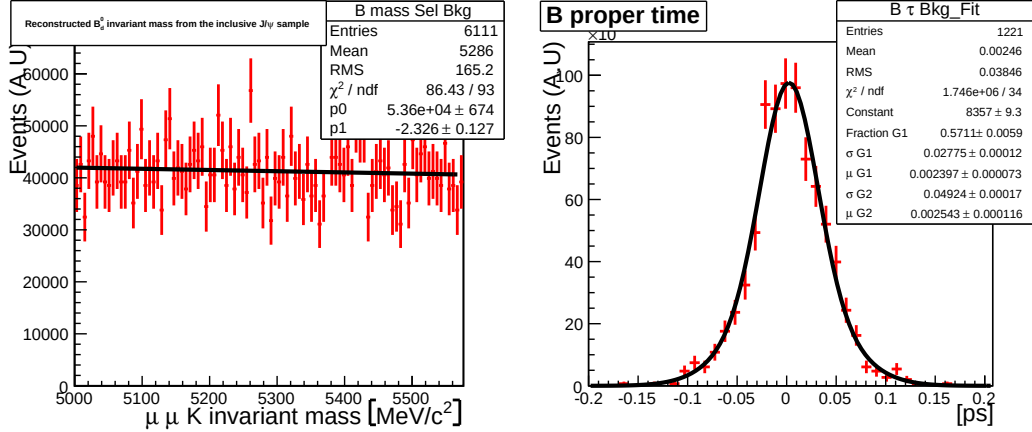


FIG. 4.19: Gauche : distribution de masse invariante des candidats de l'échantillon J/ψ inclusifs passant les coupures de la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. La distribution est ajustée par un polynôme du premier ordre. Droite : distribution du temps propre pour les mêmes candidats. La distribution est ajustée par la somme de deux gaussiennes, dont la largeur moyenne est 38 fs.

f_{FM} est un facteur d'échelle nécessaire pour passer d'une largeur de masse invariante de $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du méson B^+ à $\pm 300 \text{ MeV}/c^2$. Les fractions d'hadronisation $f_{u,d}$ sont données dans la Table 4.3. L'efficacité de sélection totale pour l'échantillon de signal, ε_{tot} , est donnée dans la Table 4.15. Le rapport bruit sur signal pour ces événements est donné dans la Table 4.17. Les propriétés des événements de type *prompt* passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ sont illustrées sur la Figure 4.19. La masse invariante est ajustée par une exponentielle décroissante de pente $-(3 \pm 0,8) \times 10^{-4} [\text{MeV}/c^2]^{-1}$. La distribution du temps propre est ajustée par deux gaussiennes, et est de largeur moyenne $\langle \sigma \rangle = 38 \text{ fs}$. De la même manière, il est possible d'extraire les propriétés des événements de type *prompt* pour les deux autres sélections, données dans les Figures 5.10 et 6.1.

L'échantillon $b\bar{b}$ inclusif disponible dans les données Monte Carlo correspond à environ 1 pb^{-1} . Tout comme pour l'échantillon de J/ψ inclusifs, le rapport $B_{b\bar{b}}/S$ peut se calculer. La formule utilisée est

$$\frac{B_{b\bar{b}}}{S} = \frac{\varepsilon_{b\bar{b}}}{2 \times f_{u,d} \times \text{BR}_{\text{vis}} \times \varepsilon_{\text{tot}}}$$

$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	
$N_{b\bar{b}}$	$362\,068 / \text{fb}^{-1}$
$B_{b\bar{b}}/S$	$0,28 \pm 0,06$

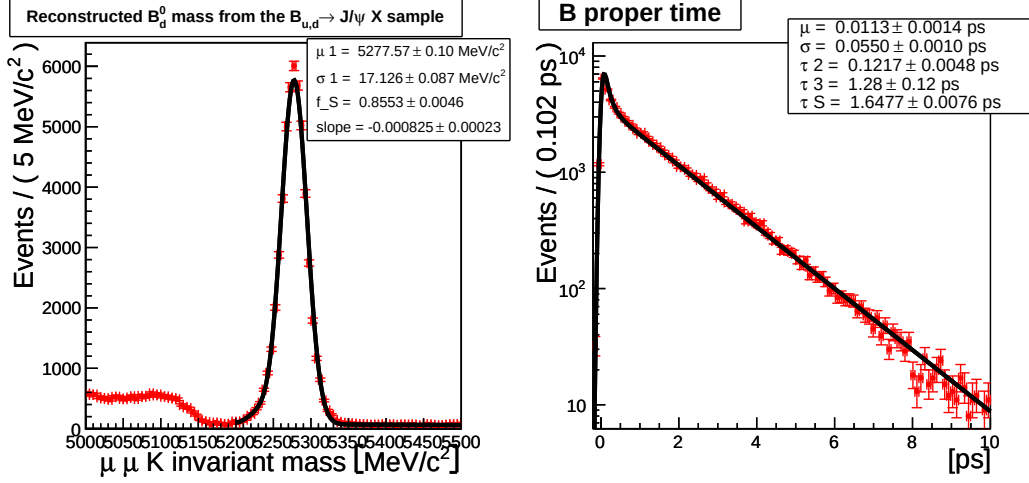
TAB. 4.18: Rapports bruit sur signal par rapport aux événements $b\bar{b}$ inclusifs.

FIG. 4.20: Gauche : distribution de masse invariante pour les événements de l'échantillon $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. La distribution est ajustée par une gaussienne pour la partie signal, et par une exponentielle décroissante pour la partie bruit de fond. La largeur de la gaussienne est compatible avec celle extraite de l'échantillon de signal pur. Droite : distribution de temps propre pour les mêmes événements. La distribution est ajustée par trois exponentielles convoluées par la même gaussienne pour prendre en compte la résolution du détecteur. La partie à basse masse est due aux événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*(K\pi)$ pour lesquels le pion n'a pas été utilisé. Ces événements ne sont pas utilisés dans l'analyse.

où $\varepsilon_{b\bar{b}} = (2,3 \pm 0,5) \times 10^{-3}\%$ est l'efficacité de sélection des événements de l'échantillon $b\bar{b}$ inclusif dans la fenêtre de masse $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ autour des masses nominales des B. Les $B_{b\bar{b}}/S$ sont donnés dans la Table 4.18.

Les deux derniers échantillons, les $B^+ \rightarrow J/\psi X$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$ sont réunis pour former l'échantillon $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$. Il contient les rapports naturels entre B^+ et B_d^0 , c'est-à-dire qu'il contient autant de l'un que de l'autre. Cet échantillon permet d'estimer les propriétés des bruits de fond à grand temps de vie. Les distributions de masse et de temps propre pour les événements de ce type passant la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ sont données dans la Figure 4.20. Lorsque les informations relatives à ce type de bruit de fond pour les deux autres sélections seront nécessaires dans les chapitres suivants, les distributions seront données.

	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$
B_{prompt}/S	$1,6 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,2$ [54]	$6,1 \pm 0,4$ [55]
$B_{b\bar{b}}/S$	$0,28 \pm 0,06$	$1,4 \pm 0,1$ [54]	$0,11 \pm 0,12$ [55]
B_{BM}/S	$[0,47 ; 2,45]$ @ 90% de confiance	4,48	–
taux (Hz)	1,44	8 [54]	–

TAB. 4.19: Résumé des contributions des différents types de bruit de fond pour les trois sélections utilisées dans cette thèse. Chaque bruit de fond est évalué après sélection et premier niveau de déclenchement. Le rapport B_{BM}/S considère uniquement les événements de combinatoire pure passant les sélections dans l'échantillon de biais minimum. Le niveau de confiance est calculé en utilisant [59].

La Table 4.19 résume les contributions des différents bruits de fond pour les trois canaux nécessaires à cette analyse.

Dès lors que les procédures de sélections sont déterminées, il est possible de vérifier que les propriétés d'étiquetage des trois canaux sont comparables.

4.6 Propriétés d'étiquetage des trois canaux

Les propriétés d'étiquetage des trois canaux sont extraites en utilisant uniquement les échantillons de signaux et en regardant dans la vérité Monte-Carlo la saveur vraie à la production du méson de signal.

Les Tables 4.20 , 4.21 et 4.22 donnent les performances de l'étiquetage respectivement pour $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

Les efficacités effectives combinées sont compatibles, et en particulier, les fractions de mauvais étiquetage le sont dans les erreurs statistiques. Ceci permet d'utiliser une fraction de mauvais étiquetage d'un canal de contrôle, par exemple $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ pour le canal de mesure $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, sans avoir à effectuer de corrections.

4.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté la sélection du canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Il est possible de sélectionner 1,2 millions de B^+ par an, avec un rapport bruit sur signal total de $B_{\text{prompt}}/S + B_{b\bar{b}}/S + B_{\text{BM}}/S = 3,16$. Les deux autres sélections nécessaires à cette thèse ont des rendements de 650 000 événements par an pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ et 145 000 événements pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Les sélections sont conçues pour ne pas biaiser les temps de vie des trois mésons de signal. De plus, elles permettent d'obtenir des propriétés d'étiquetage similaires entre les trois canaux.

	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2(\%)$
Estimateurs			
muon	$5,42 \pm 0,06$	$31,3 \pm 0,5$	$0,76 \pm 0,06$
électron	$2,71 \pm 0,04$	$31,5 \pm 0,8$	$0,37 \pm 0,03$
OS kaon	$14,15 \pm 0,09$	$33,1 \pm 0,3$	$1,61 \pm 0,07$
SS pion	$19,14 \pm 0,11$	$37,8 \pm 0,3$	$1,14 \pm 0,05$
Q_{vtx}	$42,36 \pm 0,13$	$42,4 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,05$
Catégories			
NNet 1	$32,34 \pm 0,13$	$43,0 \pm 0,2$	$0,64 \pm 0,04$
NNet 2	$9,11 \pm 0,08$	$35,2 \pm 0,4$	$0,80 \pm 0,5$
NNet 3	$5,30 \pm 0,06$	$28,5 \pm 0,5$	$0,98 \pm 0,05$
NNet 4	$3,55 \pm 0,05$	$23,5 \pm 0,6$	$1,00 \pm 0,05$
NNet 5	$2,46 \pm 0,04$	$17,5 \pm 0,7$	$1,04 \pm 0,05$
Moyenne	$52,76 \pm 0,14$	$37,67 \pm 0,18$	$3,21 \pm 0,09$
Combiné	$52,76 \pm 0,14$	$35,48 \pm 0,18$	$4,45 \pm 0,10$

TAB. 4.20: Performances de l'étiquetage sur les événements de signal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, conservés par la sélection $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et le premier niveau de déclenchement. Les incertitudes proviennent de la statistique finie du Monte-Carlo.

	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2(\%)$
Estimateurs			
muon	$5,28 \pm 0,05$	$31,43 \pm 0,43$	$0,73 \pm 0,03$
électron	$2,61 \pm 0,03$	$31,71 \pm 0,62$	$0,35 \pm 0,02$
OS kaon	$13,86 \pm 0,07$	$32,74 \pm 0,27$	$1,65 \pm 0,05$
SS pion	$20,42 \pm 0,09$	$38,40 \pm 0,23$	$1,10 \pm 0,04$
Q_{vtx}	$41,28 \pm 0,11$	$41,92 \pm 0,16$	$1,08 \pm 0,04$
Catégories			
NNet 1	$32,29 \pm 0,1$	$43,13 \pm 0,19$	$0,61 \pm 0,03$
NNet 2	$9,18 \pm 0,06$	$34,75 \pm 0,34$	$0,85 \pm 0,04$
NNet 3	$5,29 \pm 0,05$	$28,67 \pm 0,42$	$0,96 \pm 0,04$
NNet 4	$3,48 \pm 0,04$	$23,43 \pm 0,49$	$0,98 \pm 0,04$
NNet 5	$2,48 \pm 0,03$	$17,50 \pm 0,52$	$1,05 \pm 0,04$
Moyenne	$52,71 \pm 0,11$	$37,71 \pm 0,14$	$3,18 \pm 0,07$
Combiné	$52,71 \pm 0,11$	$35,28 \pm 0,20$	$4,46 \pm 0,08$

TAB. 4.21: Performances de l'étiquetage sur les événements de signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, retenus par la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ [54] et le premier niveau de déclenchement. Les incertitudes proviennent de la statistique finie du Monte-Carlo.

	$\varepsilon_{\text{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	$\varepsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2(\%)$
Estimateurs			
muon	$5,59 \pm 0,08$	$31,56 \pm 0,67$	$0,76 \pm 0,06$
électron	$2,76 \pm 0,06$	$31,31 \pm 0,96$	$0,39 \pm 0,04$
OS kaon	$14,20 \pm 0,12$	$32,18 \pm 0,42$	$1,80 \pm 0,09$
SS pion	$17,99 \pm 0,13$	$40,12 \pm 0,40$	$0,70 \pm 0,06$
Q_{vtx}	$40,97 \pm 0,17$	$42,14 \pm 0,26$	$1,01 \pm 0,07$
Catégories			
NNet 1	$31,44 \pm 0,16$	$43,31 \pm 0,30$	$0,56 \pm 0,05$
NNet 2	$8,92 \pm 0,10$	$35,99 \pm 0,55$	$0,70 \pm 0,06$
NNet 3	$5,25 \pm 0,08$	$29,33 \pm 0,68$	$0,90 \pm 0,06$
NNet 4	$3,70 \pm 0,07$	$24,13 \pm 0,76$	$0,99 \pm 0,06$
NNet 5	$2,51 \pm 0,05$	$18,64 \pm 0,84$	$0,99 \pm 0,06$
Moyenne	$51,82 \pm 0,17$	$38,07 \pm 0,23$	$2,95 \pm 0,11$
Combiné	$51,82 \pm 0,17$	$35,87 \pm 0,20$	$4,14 \pm 0,13$

TAB. 4.22: Performances de l'étiquetage sur les événements de signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, conservés par la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ [55] et le premier niveau de déclenchement. Les incertitudes proviennent de la statistique finie du Monte-Carlo.

Le chapitre suivant donne la procédure d'extraction de la fraction de mauvais étiquetage avec les événements de la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Cette valeur sera utilisée dans le chapitre 6 pour la mesure de $\sin(2\beta)$ avec les événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$.

Extraction de Δm_d et de la fraction de mauvais étiquetage avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

LA MESURE de $\sin(2\beta)$ présentée dans cette thèse nécessite la connaissance de la fraction de mauvais étiquetage ω ainsi que de la fréquence du mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, Δm_d . La méthode suivie pour extraire ces deux paramètres est décrite dans ce chapitre. Elle utilise le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ qui présente l'avantage d'être spécifique de saveur, la saveur du méson B_d^0 à l'instant de sa désintégration est déterminée à partir de la charge des hadrons observés dans l'état final.

Afin de pouvoir transposer directement la fraction de mauvais étiquetage déterminée ici à l'étude du canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ pour la mesure de $\Phi_{J/\psi \phi}$, l'analyse est limitée à l'étiquetage du côté opposé au signal.

Dans un premier temps, la modélisation du signal et du bruit de fond est discutée. Ensuite les paramètres du modèle sont ajustés sur des données de la simulation détaillée du détecteur, afin d'extraire les valeurs utilisées pour déterminer la sensibilité à la fraction de mauvais étiquetage et Δm_d pour une année nominale de données. Ces valeurs de sensibilités sont estimées à l'aide de simulations simplifiées.

5.1 Modélisation

La fraction de mauvais étiquetage se mesure en étudiant le mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ en fonction du temps propre dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Les quantités observables sont donc t , le temps propre du méson B_d^0 , et q la différence entre la saveur du méson

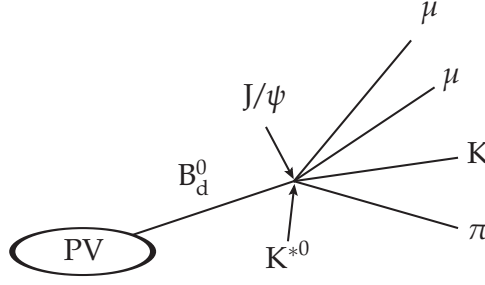


FIG. 5.1: Topologie d'une désintégration d'un méson B_d^0 en $J/\psi K^{*0}$: les quatre traces sont issues d'un vertex secondaire.

B_d^0 à sa création et sa saveur lors de sa désintégration. La convention suivante est adoptée : $q = +1$ si les deux saveurs sont identiques, et $q = -1$ dans le cas contraire. De plus, la masse invariante $\mu\mu K\pi$ est utilisée pour discriminer signal et bruits de fond.

5.1.1 Signal

La topologie d'une désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ est illustrée par la Figure 5.1. Du point de vue temps propre, la désintégration est décrite par les relations 1.21 en prenant en compte l'approximation $\Delta\Gamma = 0$ pour les mésons B_d^0 . La probabilité qu'un méson B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$ avec une certaine saveur initiale se désintègre après un temps t avec une saveur identique est

$$\text{PDF}_{\text{non mélangé}}(t; \tau_{B_d^0}, \Delta m_d) = \frac{1}{2\tau_{B_d^0}} e^{-\frac{t}{\tau_{B_d^0}}} [1 + \cos(\Delta m_d t)].$$

De même, la probabilité qu'un B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$ se désintègre après un temps t avec une saveur opposée est donnée par

$$\text{PDF}_{\text{mélangé}}(t; \tau_{B_d^0}, \Delta m_d) = \frac{1}{2\tau_{B_d^0}} e^{-\frac{t}{\tau_{B_d^0}}} [1 - \cos(\Delta m_d t)].$$

Nous pouvons alors écrire une probabilité dépendante du temps t et de q :

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

En prenant en compte la fraction de mauvais étiquetage ω_S , cette densité de probabilité devient

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

De manière à prendre en compte la résolution temporelle, il est nécessaire de convoluer cette densité de probabilité par R , la somme de deux gaussiennes de largeur σ_{t1} et σ_{t2} , centrées sur la même moyenne μ_t pour simplifier :

$$R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}) = f_{\text{res G1}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \mu_t}{\sigma_{t1}} \right)^2} + (1 - f_{\text{res G1}}) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \mu_t}{\sigma_{t2}} \right)^2}, \quad (5.1)$$

où $f_{\text{res G1}}$ est le poids attribué à la première gaussienne. Comme la fréquence des oscillations Δm_d est faible ($\Delta m_d = 0.502 \text{ ps}^{-1}$) par rapport à la résolution moyenne ($\sigma_t \sim 40 \text{ fs}$), l'utilisation d'une résolution dont la largeur est indépendante du temps est adaptée pour l'ajustement de l'amplitude de l'asymétrie de mélange.

La fonction de densité de probabilité précédente devient :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega_S, \Delta m_d, R) &= \left(\frac{1}{2\tau_{B_d^0}} e^{-\frac{t}{\tau_{B_d^0}}} [1 + q(1 - 2\omega_S) \cos(\Delta m_d t)] \right) \\ &\otimes R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}). \end{aligned}$$

Par ailleurs, la distribution en masse invariante du signal est décrite par une simple gaussienne pour prendre en compte la résolution du détecteur :

$$\text{PDF}_S(m; \mu_{G1}, \sigma_{G1}) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m - \mu_{G1}}{\sigma_{G1}} \right)^2}.$$

La fonction de densité de probabilité totale du signal est le produit des deux densités précédentes :

$$S = \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega_S, \Delta m_d, R) \times \text{PDF}_S(m; \mu_{G1}, \sigma_{G1}). \quad (5.2)$$

5.1.2 Bruits de fond

L'étude de l'origine des particules reconstruites, dans des données Monte-Carlo, fait apparaître trois grandes classes de bruit de fond avec des propriétés cinématiques très différentes. La modélisation de ces trois bruits de fond est présentée ci-dessous.

Prompt

La classe dite *prompt* décrit les événements où les quatre traces utilisées pour former la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu)K^{*0}(K\pi)$ proviennent en réalité du vertex primaire. Un tel événement est schématisé dans la Figure 5.2. Le temps propre moyen de ces événements est donc en principe nul. La résolution temporelle a les mêmes caractéristiques que pour le signal. Par ailleurs, la saveur déterminée par la charge des hadrons dans l'état final est complètement décorrélée du résultat de

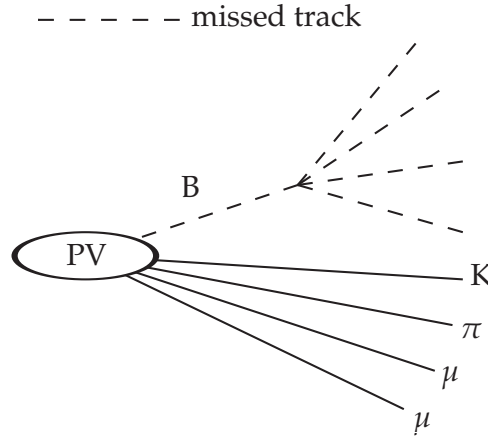


FIG. 5.2: Topologie d'un évènement de type *prompt* : les quatre traces utilisées pour la reconstruction du méson B_d^0 sont issues du vertex primaire. C'est le bruit de fond dominant avec la sélection utilisée.

l'algorithme d'étiquetage. Aucun terme n'impliquant l'étiquetage n'apparaît donc dans le modèle de ce bruit de fond.

La distribution du temps propre est décrite par la somme de deux gaussiennes dont les paramètres sont identiques à ceux utilisés pour la résolution temporelle du modèle du signal :

$$\text{PDF}_{\text{prompt}}(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}) = R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}).$$

Comme la distribution de masse invariante de ces événements ne doit pas présenter de pics, elle est modélisée par une fonction lisse. Lorsque la statistique est élevée, une distribution exponentielle correspond généralement aux données :

$$\text{PDF}_{\text{prompt}}(m, \text{slope}_p) = e^{m \times \text{slope}_p}.$$

La fonction de densité de probabilité totale pour le bruit de fond *prompt* est alors :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{\text{prompt}}(t, m; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}, \text{slope}_p) &= \text{PDF}_{\text{prompt}}(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}) \\ &\times \text{PDF}_{\text{prompt}}(m, \text{slope}_p). \end{aligned}$$

Deux traces erronées

Si deux traces sur quatre ne sont pas issues du méson de signal (Figure 5.3), la longueur de vol n'est plus nulle, et la distribution du temps propre reconstruit devient approximativement exponentielle.

Lors de l'étiquetage de ces événements, trois cas se présentent :

1. les deux traces utilisées pour former le K^{*0} sont issues du vertex primaire : le méson de signal reconstruit a alors une saveur aléatoire ;

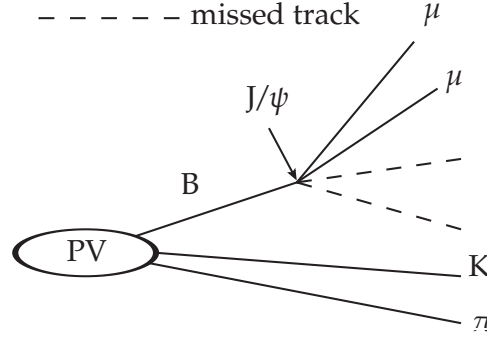


FIG. 5.3: Topologie d'une désintégration du type B2 : les deux traces utilisées pour la reconstruction du K^{*0} ne proviennent pas du méson B_d^0 , mais du vertex primaire.

2. ce sont les traces du J/ψ qui sont issues du vertex primaire : dans ce cas, la saveur reconstruite est correcte. Dans l'étude présentée ici, ce cas de figure n'est pas représenté parce qu'il n'y a pas de tel événements dans les lots de bruit de fond disponibles pour l'analyser.
3. enfin, une trace utilisée pour former le K^{*0} et une trace pour former le J/ψ sont issues du vertex primaire. Ce cas n'est pas considéré ici car très minoritaire.

Comme ce bruit de fond est dominé par le premier cas, il n'y a pas de terme oscillant, et la fraction de mauvais étiquetage attendue est proche de 0,5, soit un étiquetage aléatoire. La fonction de densité de probabilité choisie pour le temps propre est alors :

$$\text{PDF}_{B2}(t, q; \tau_{B2}, \omega_{B2}, R) = \left(\frac{1}{2\tau_{B2}} e^{-\frac{t}{\tau_{B2}}} [1 + q(1 - 2\omega_{B2})] \right) \otimes R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res G1}}),$$

où τ_{B2} et ω_{B2} sont respectivement le temps propre et la fraction de mauvais étiquetage de ce bruit de fond. La distribution temporelle est convoluée avec la même fonction de résolution que le signal. La résolution n'est théoriquement pas identique à celle du signal car deux traces ne viennent pas du même point de l'espace, et donc la résolution devrait être plus mauvaise. Cependant, parce que Δm_d est faible, et pour simplifier le modèle, nous considérons la même fonction de résolution que pour le signal. Dans les données réelles, lorsque la statistique sera suffisante, il faudra prendre en compte cette différence.

Pour la dépendance en masse, comme deux traces sur quatre sont décorréliées du méson de signal, la masse invariante reconstruite de ce dernier ne doit pas montrer de pic. Elle est par conséquent modélisée par une exponentielle décroissante :

$$\text{PDF}_{B2}(m; \text{slope}_{B2}) = e^{m \times \text{slope}_{B2}}.$$

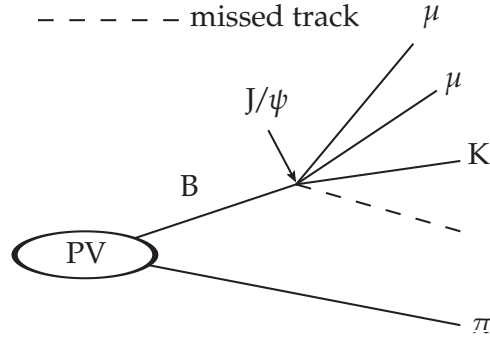


FIG. 5.4: Topologie d'une désintégration du type B3 : une des deux traces utilisées pour la reconstruction du K^{*0} ne provient pas du méson B, mais du vertex primaire.

Finalement, la fonction de densité de probabilité totale de ce bruit de fond est :

$$\text{PDF}_{B2}(t, q, m; \tau_{B2}, \omega_{B2}, R, \text{slope}_{B2}) = \text{PDF}_{B2}(t, q; \tau_{B2}, \omega_{B2}, R) \times \text{PDF}_{B2}(m; \text{slope}_{B2})$$

Une trace erronée

Le troisième bruit considéré est le cas où une seule trace ne provient pas du méson de signal, illustré dans la Figure 5.4. La position du vertex secondaire de désintégration est très alors proche de celle de la vraie position, puisque trois traces sur quatre portent la bonne information. Pour les propriétés d'étiquetage, deux cas de figure se présentent :

1. Soit le méson B reconstruit est bien un B_d^0 , et ce bruit de fond a la même fraction de mauvais étiquetage que le signal
2. Soit le méson B reconstruit n'est pas un B_d^0 , mais par exemple un B^+ se désintégrant en $J/\psi K^{*+}$. Le rapport d'embranchement de cette désintégration est similaire à celui du signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Dans ce cas, la saveur reconstruite de l'état final est toujours la même que celle à la production, puisque le B^+ n'oscille pas. La fraction de mauvais étiquetage de ces événements n'a pas de raison d'être identique à celle du signal.

Pour prendre en compte ces deux contributions en une seule pour simplifier le modèle, nous considérons une composante oscillante, avec la même fréquence de mélange que le signal Δm_d , mais avec une fraction de mauvais étiquetage plus élevée pour rendre compte du fait que nous donnons des propriétés oscillantes à une partie des événements alors que celle-ci n'en a pas.

La densité de probabilité correspondante pour le temps propre reconstruit est donc :

$$\text{PDF}_{B3}(t, q; \tau_{B3}, \omega_{B3}, \Delta m_d, R) = \left(\frac{1}{2\tau_{B3}} e^{-\frac{t}{\tau_{B3}}} [1 + q(1 - 2\omega_{B3}) \cos(\Delta m_d t)] \right) \otimes R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res}} \text{ G1}),$$

où τ_{B3} est le temps propre de ces événements et ω_{B3} leur fraction de mauvais étiquetage. La résolution temporelle R est considérée identique à celle du signal, pour les mêmes raisons que pour le bruit de fond précédent.

En ce qui concerne la masse invariante, comme une trace porte une information complètement décorrélée de celle du méson de signal, la distribution de masse doit être une gaussienne de grande largeur comparée au signal. Pour simplifier l'analyse et parce que ce bruit de fond est supposé faible devant les autres, nous choisissons de le modéliser par une densité de probabilité exponentielle :

$$\text{PDF}_{B3}(m; \text{slope}_{B3}) = e^{m \times \text{slope}_{B3}}.$$

La densité de probabilité totale pour ce bruit de fond est le produit des deux précédentes :

$$\text{PDF}_{B3}(t, q, m; \tau_{B3}, \omega_{B3}, \Delta m_d, R, \text{slope}_{B3}) = \text{PDF}_{B3}(t, q; \tau_{B3}, \omega_{B3}, \Delta m_d, R) \times \text{PDF}_{B3}(m; \text{slope}_{B3}).$$

Autres types de bruits de fond

Le cas où trois traces sur quatre sont issues du vertex primaire n'est pas traité ici, parce qu'il est considéré comme très marginal. De même, les cas où la désintégration est $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} X$, comme par exemple $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} \pi^+ \pi^-$, sont ignorés ici parce que leur rapports d'embranchement sont très faibles par rapport à celui du signal.

5.1.3 Combinaison

Le modèle complet est la somme des contributions de signal et celles des bruits de fond :

$$\text{PDF} = f_S \text{PDF}_S + (1 - f_S) \text{PDF}_B, \quad (5.3)$$

où f_S est la fraction de signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, PDF_S la densité de probabilité du signal (eq. 5.2), et PDF_B celle du bruit de fond. Elle est définie comme :

$$\text{PDF}_B = f_{\text{prompt}} \text{PDF}_{\text{prompt}} + (1 - f_{\text{prompt}}) \text{PDF}_{\text{LL}},$$

où f_{prompt} est la fraction du bruit de fond *prompt* par rapport à l'ensemble du bruit. La densité de probabilité PDF_{LL} est la somme des bruits de fond B2 et B3, LL signifiant *Long Living* :

$$\text{PDF}_{\text{LL}} = f_{\text{B2}}\text{PDF}_{\text{B2}} + (1 - f_{\text{B2}})\text{PDF}_{\text{B3}},$$

où f_{B2} est la fraction du bruit de fond B2 par rapport au bruit de fond à grand temps propre.

5.2 Ajustement sur les données de la simulation complète

Un ajustement de ce modèle sur les données issues de la simulation complète est effectué pour le valider et déterminer les valeurs des paramètres à utiliser dans les simulations simplifiées. Dans un premier temps, nous déterminerons les paramètres du signal et des bruits de fond à grand temps propre B2 et B3 avec un ajustement sur un lot d'événements $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, puis nous déterminerons les propriétés des événements du bruit de fond *prompt* en étudiant un lot d'événements J/ψ inclusif.

5.2.1 Le lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$

Le lot utilisé se compose de 2,41 millions d'événements $B^+ \rightarrow J/\psi X$ et 2,35 millions d'événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, après coupure au niveau générateur et *stripping*. Cela assure qu'il y ait autant de B^+ que de B_d^0 avant les coupures, comme les proportions naturelles l'imposent. D'après la Table 4.1, la statistique générée correspond à une luminosité intégrée de $\sim 0,2 \text{ fb}^{-1}$. Après la sélection finale, le niveau 0 de déclenchement, et l'étiquetage par le côté opposé, il reste 65 751 événements, parmi lesquels 45 948 événements sont des B_d^0 et 19 803 événements sont des B^+ .

L'ajustement des données se fait en utilisant la technique de maximum de vraisemblance, et la fonction à maximiser est :

$$\mathcal{L}(m, t, q; \theta) = \prod_{i=0}^N \text{PDF}_i(m, t, q; \theta) \quad (5.4)$$

où i désigne un événement, PDF est défini par la relation 5.3, et θ est l'ensemble des paramètres rappelés dans la table 5.1.

Dans cet ajustement, comme le bruit de fond *prompt* est absent, f_{prompt} est fixé à 0. Seuls les paramètres du signal et ceux des bruits de fond à grand temps propre sont extraits. Trois ajustements utilisant des configurations d'étiquetage différentes sont effectués. Nous discuterons plus loin les mérites comparés de chacun.

Le premier utilise tous les événements sans prendre en compte la catégorisation donnée par l'algorithme d'étiquetage, c'est-à-dire dans un seul lot. La fraction

Paramètre	Valeur MC	Résultat	corrélacion globale
f_S	–	$0,3966 \pm 0,0026$	0,361
$\mu_{G1} [\text{GeV}/c^2]$	5,2778	$5,2775 \pm 1,34 \times 10^{-4}$	0,087
$\sigma_{G1} [\text{GeV}/c^2]$	0,01611	$0,01664 \pm 1,2 \times 10^{-4}$	0,345
$\tau_{B_d^0} [\text{ps}]$	1,536	$1,528 \pm 0,011$	0,227
$\omega_{\text{sig}}^{\text{OS}}$	0,3896	$0,3936 \pm 0,0048$	0,283
$\Delta m_d [\text{ps}^{-1}]$	0,502	$0,475 \pm 0,020$	0,234
$\mu_t [\text{ps}]$	–	$(-5,6323 \pm 7,43) \times 10^{-4}$	0,727
$f_{\text{res G1}}$	–	$0,98584 \pm 0,00153$	0,399
$\sigma_{t1} [\text{fs}]$	–	$34,177 \pm 0,667$	0,660
$\sigma_{t2} [\text{ps}]$	–	$0,44438 \pm 0,0882$	0,456
f_{B2}	–	$0,729 \pm 0,008$	0,869
$\text{slope}_{B2} [(\text{GeV}/c^2)^{-1}]$	–	$-0,669 \pm 0,066$	0,531
$\tau_{B2} [\text{ps}]$	–	$0,177 \pm 0,003$	0,835
ω_{B2}	0,5	$0,498 \pm 0,004$	0,495
$\text{slope}_{B3} [(\text{GeV}/c^2)^{-1}]$	–	$-5,222 \pm 0,15$	0,546
$\tau_{B3} [\text{ps}]$	–	$0,854 \pm 0,018$	0,762
ω_{B3}	–	$0,40 \pm 0,01$	0,522

TAB. 5.1: Résultat de l'ajustement de 65751 événements de données $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ utilisant la technique du maximum de vraisemblance. La première colonne définit les paramètres. La seconde leur valeurs dans la vérité Monte-Carlo, lorsqu'elle est connue. La troisième donne le résultat de l'ajustement. L'erreur est statistique uniquement. La quatrième donne la corrélation globale de chaque paramètre par rapport aux autres.

de mauvais étiquetage moyenne est obtenue de cette manière. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans les Tables 5.1 et 5.2(a). La distribution de la masse invariante $\mu\mu K\pi$ est montrée dans la Figure 5.5, et la distribution du temps propre est donnée dans la Figure 5.6. La largeur moyenne de la résolution temporelle est $\langle\sigma\rangle = \sqrt{f_{\text{res G1}}\sigma_{t1}^2 + (1 - f_{\text{res G1}})\sigma_{t2}^2} \approx 62,8 \text{ ps}$. Pour effectuer une vérification supplémentaire, nous construisons l'asymétrie de mélange, définie par l'équation 1.22, à partir de la densité de probabilité totale 5.3 ajustée :

$$\mathcal{A}^{\text{mix}}(t) = \frac{\text{PDF}(t, q = 1) - \text{PDF}(t, q = -1)}{\text{PDF}(t, q = 1) + \text{PDF}(t, q = -1)}.$$

Celle-ci est superposée à l'asymétrie construite à partir des données dans la Figure 5.7. Le χ^2/nDoF entre la courbe et les données est proche de 1, signe que l'ajustement est cohérent. Le modèle détaillé précédemment correspond donc bien aux données.

Ensuite un ajustement simultané des événements étiquetés par chacun des cinq estimateurs de l'étiquetage est effectué. Les lots ne sont pas indépendants car deux

(a) Ajustement en utilisant tous les événements dans une catégorie

	Valeur MC	Résultat	déviations (σ)
Moyenne	0,3896	$0,3936 \pm 0,005$	0,85

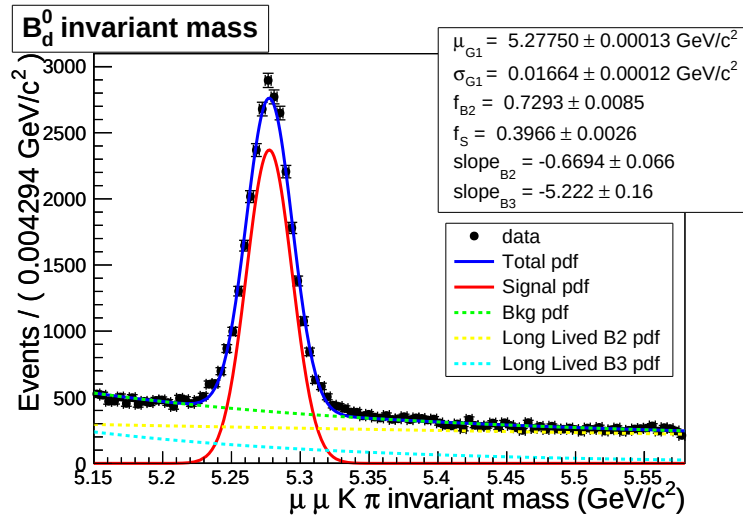
(b) Ajustement par estimateurs

	Valeur MC	Résultat	déviations (σ)
muon	0,3194	$0,324 \pm 0,013$	0,32
électron	0,3201	$0,330 \pm 0,018$	0,57
OS Kaon	0,3272	$0,3391 \pm 0,0082$	1,45
Q_{vtx}	0,4221	$0,4232 \pm 0,0049$	0,22
SS pion	0,3944	$0,4002 \pm 0,0065$	0,89

(c) Ajustement par catégorie d'étiquetage

	Valeur MC	Résultat	déviations (σ)
NNet 1	0,447	$0,448 \pm 0,006$	0,20
NNet 2	0,3525	$0,358 \pm 0,013$	0,45
NNet 3	0,2793	$0,285 \pm 0,013$	0,41
NNet 4	0,2388	$0,245 \pm 0,016$	0,37
NNet 5	0,2025	$0,211 \pm 0,020$	0,40

TAB. 5.2: Valeur Monte-Carlo et résultat de chaque ajustement des fractions de mauvais étiquetage. Les erreurs sont statistiques uniquement.

FIG. 5.5: Masse invariante $\mu\mu K\pi$ des événements du lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, ajustée par le modèle décrit dans ce chapitre.

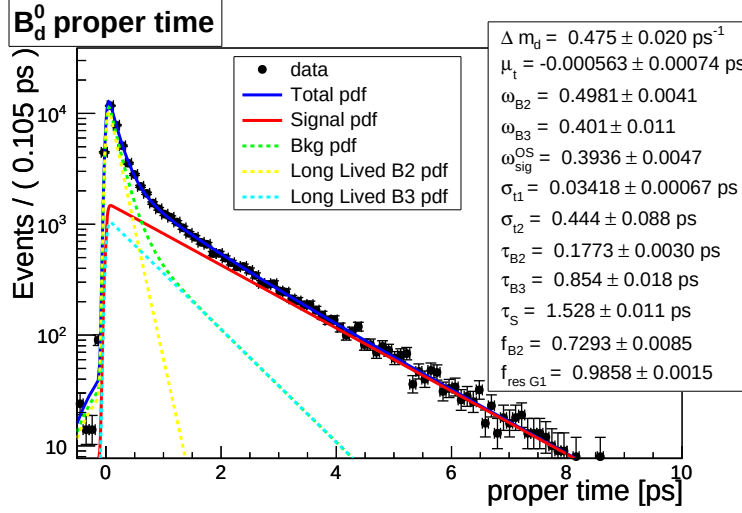


FIG. 5.6: Temps propre des événements du lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, ajusté par le modèle décrit dans ce chapitre.

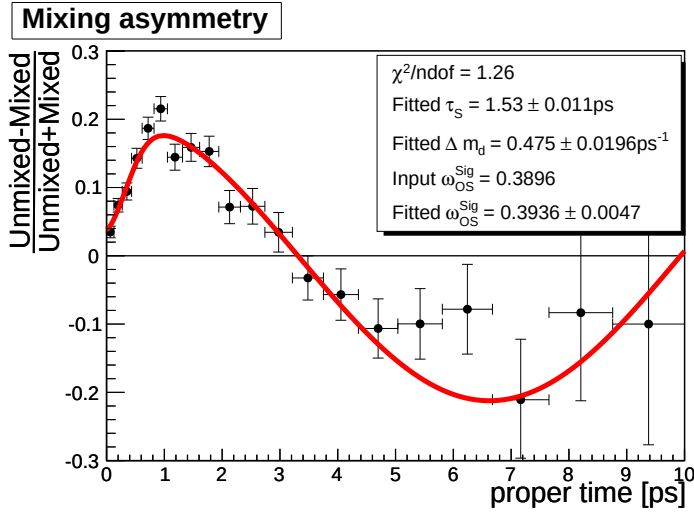


FIG. 5.7: Asymétrie de mélange des événements du lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, ajustée par le modèle décrit dans ce chapitre. Le χ^2/nDof correspond à l'écart entre la courbe de la PDF et les données. La valeur $\text{Input}\omega_{OS}^{\text{sig}}$ est celle de la fraction de mauvais étiquetage du côté opposé du signal mesuré dans la vérité Monte-Carlo.

estimateurs peuvent servir à l'étiquetage d'un événement. Cette méthode permet cependant de mesurer les fractions de mauvais étiquetage de chaque estimateur. Les résultats sont donnés dans la Table 5.2(b). Toutes les fractions de mauvais étiquetage sont en accord avec les valeurs issues de la vérité Monte-Carlo. C'est un test de la stabilité du modèle.

Enfin, les événements ont été séparés en cinq catégories indépendantes en fonction de leurs propriétés d'étiquetage, telles que définies dans la section 3.2.3. L'ajustement est fait simultanément sur ces cinq lots pour obtenir les cinq fractions de mauvais étiquetage. Les résultats sont donnés dans la Table 5.2(c). Les valeurs ajustées sont compatibles avec les valeurs d'entrée. Les asymétries de mélange des cinq catégories sont données dans la Figure 5.8. La valeur ajustée de $\Delta m_d = (0,485 \pm 0,015) \text{ ps}^{-1}$ montre une amélioration d'environ 30% par rapport à la sensibilité donné dans la Table 5.1 ($\Delta m_d = (0,475 \pm 0,020) \text{ ps}^{-1}$). C'est en accord avec l'amélioration attendue en changeant seulement la fraction de mauvais étiquetage, de $\omega_{OS}^{\text{sig}}(\text{moyen}) = 0,39$ à $\omega_{OS}^{\text{sig}}(\text{comb.}) = 0,36$. La sensibilité à Δm_d est supposée s'améliorer car [60] :

$$\frac{1}{\sigma(\Delta m_d)} \sim \sqrt{\frac{N}{2}} f_s (1 - 2\omega) e^{-\frac{(\sigma_t \Delta m_d)^2}{2}},$$

où N est le nombre d'événements disponibles et f_s la pureté en signal du lot. De ce fait nous attendons une amélioration de la sensibilité d'un facteur :

$$\frac{1 - 2\omega_{OS}^{\text{sig}}(\text{comb.})}{1 - 2\omega_{OS}^{\text{sig}}(\text{moyen})} = 1,25$$

Dans les tables de résultats 5.1 et 5.2, nous avons indiqué les valeurs des paramètres extraites de la vérité Monte-Carlo en regardant l'ancêtre des particules dans l'état final. Ceci permet de vérifier que l'ajustement du modèle sur les données donne des paramètres corrects.

Seuls les événements dont toutes les particules dans l'état final sont associées aux particules du Monte-Carlo sont utilisés dans cette phase. La probabilité qu'un candidat B_d^0 ait ses quatre filles finales reconstruites associées dans le Monte-Carlo est $89,2 \pm 0,1\%$. Parmi les événements associés, demander que les quatre filles du méson de signal soient correctement identifiées, c'est-à-dire que leur équivalent dans le Monte-Carlo soit la même particule, a une probabilité de $75,1 \pm 0,2\%$.

Les catégories considérées sont les suivantes :

- toutes les particules de l'état final ont le même ancêtre, et c'est un B_d^0 : c'est un événement de signal. $43,1 \pm 0,2\%$ du total des événements sont du signal ;
- les deux muons sont issus du même méson B_d^0 , et les deux hadrons viennent du vertex primaire, via n'importe quelle résonance : c'est le bruit de fond de type B2. La vérité Monte-Carlo contient $66,6 \pm 0,3\%$ événements de types B2 par rapport à l'ensemble du bruit ;

- les deux muons viennent d'un méson B_d^0 . Un des deux hadrons vient aussi du même B_d^0 , alors que le second vient du vertex primaire. C'est le bruit de type B3. $33,4 \pm 0,3\%$ des événements de bruit de fond sont de type B3.

Les événements qui n'ont pas été associés à la vérité Monte-Carlo peuvent être du signal et du bruit de fond, car deux effets s'ajoutent :

1. au moins une des traces utilisées est une fausse trace (*ghost*), qui n'a pas d'équivalent dans le Monte-Carlo (moins de 70% de ses hits sont associés),
2. au moins une des traces utilisées a une équivalence dans le Monte-Carlo, mais l'associateur a échoué.

Le deuxième effet implique que même de bonnes traces de signal peuvent être considérées comme fausses, ce qui explique le pic dans la distribution de masse invariante de la Figure 5.9. De ce fait, les fractions données précédemment ne reflètent pas exactement la réalité, mais donnent une estimation des proportions. L'ajustement des données produit des fractions qui sont du même ordre de grandeur, et montre donc que le modèle décrit les données.

Un dernier ajustement en séparant les mésons étiquetés B_d^0 et $\bar{B}_d^0$ a été effectué. Dans cet ajustement simultané des deux lots, les seuls paramètres différents sont les fractions des mauvais étiquetages $\omega_{B_d^0}$ et $\omega_{\bar{B}_d^0}$. Les valeurs extraites de cet ajustement sont données dans la Table 5.3, avec leur équivalent de la vérité Monte-Carlo. On peut remarquer que ces deux valeurs sont compatibles entre elles à 1,3 déviations standards, et qu'elles sont compatibles chacune avec leur valeur vraie. Dans l'étude de la mesure de $\sin(2\beta)$ présentée ici, nous n'utilisons pas ces deux valeurs différentes car ce niveau de détail n'est pas nécessaire ici. Elles seront cependant nécessaires dans l'ajustement de $\sin(2\beta)$ dans les données réelles lorsque le nombre d'événement sera suffisamment grand pour observer une différence.

L'ajustement d'un lot de données simulées contenant des événements de signal et de bruit de fond à grand temps propre, le lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, montre que le modèle décrit bien le comportement des différentes composantes.

5.2.2 Avec le lot de J/ψ inclusifs

Un élément est absent du lot de $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$, les événements *prompt*, dominant le bruit de fond comme le montre la Table 4.19.

Le lot utilisé pour déterminer leurs propriétés est le lot d'événements J/ψ inclusifs décrit dans le chapitre 4 dont les événements $pp \rightarrow b \Rightarrow J/\psi X$ ont été retirés. Pour simplifier, ce lot est appelé *prompt*.

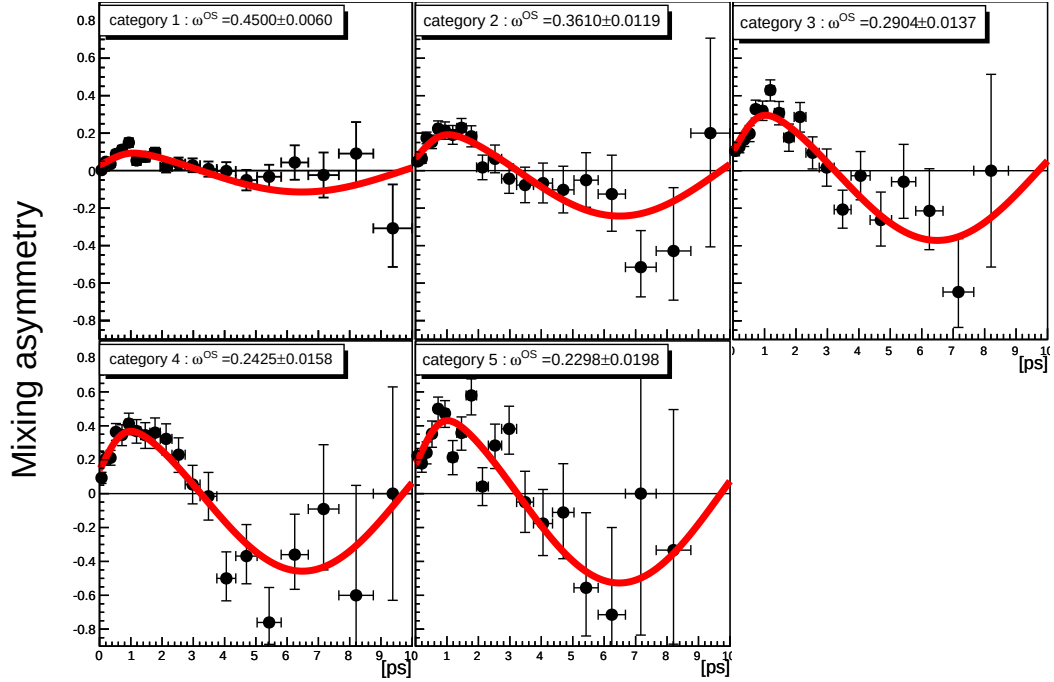


FIG. 5.8: Asymétries de mélange des événements du lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ pour les cinq catégories d'étiquetage.

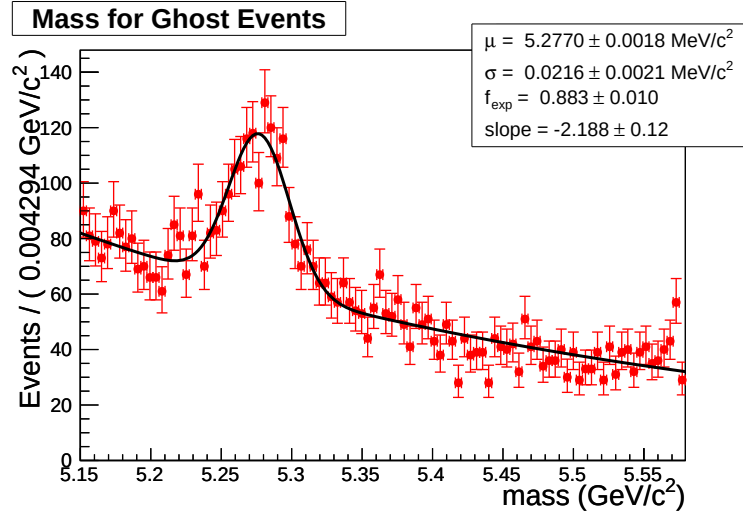


FIG. 5.9: Masse invariante $\mu\mu K\pi$ pour les événements du lot $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ pour lesquels toutes les traces de l'état final n'ont pas été associées à la vérité Monte-Carlo. Le pic s'explique par l'échec de l'associateur à faire correspondre des vraies traces de signal.

	valeur MC (%)	valeur ajustée (%)
$\omega_{B_d^0}$	$38,59 \pm 0,46$	$38,77 \pm 0,66$
$\omega_{\bar{B}_d^0}$	$39,32 \pm 0,46$	$39,95 \pm 0,66$

TAB. 5.3: Fractions de mauvais étiquetage pour les mésons étiquetés B_d^0 et $\bar{B}_d^0$ extraites de l'ajustement simultané des données.

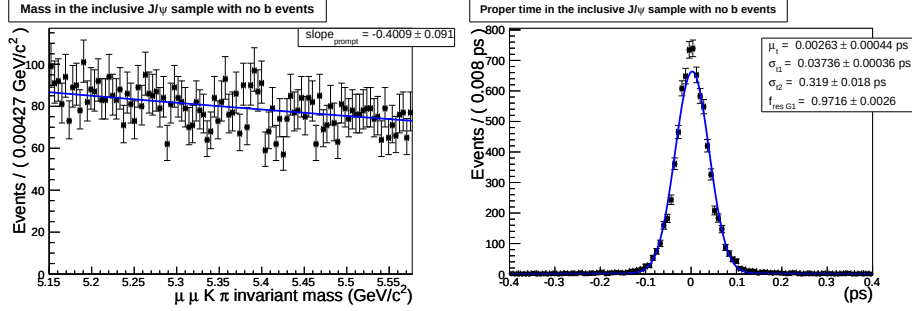


FIG. 5.10: Gauche : distribution de masse invariante des événements *prompt* passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. La distribution est ajustée par une exponentielle décroissante. Droite : distribution du temps propre des mêmes événements. Elle est ajustée par la somme de deux gaussiennes dont la largeur moyenne est $\langle \sigma \rangle = 65$ ps.

Après la sélection, le déclenchement de niveau 0 et l'étiquetage du côté opposé, il ne reste que 1690 événements dans le lot *prompt*. Les distributions de masse invariante et de temps propre correspondantes sont données dans la Figure 5.10. La résolution en temps mesurée dans ce lot est comparable à celle trouvée dans l'ajustement précédent, $\langle \sigma \rangle = 65$ ps. La pente utilisée pour la modélisation de la masse invariante est $\text{slope}_{\text{prompt}} = -0,4 (\text{GeV}/c^2)^{-1}$, et les paramètres de la résolution en temps pour ces événements sont $\mu_t = -0,00263$ ps, $\sigma_{t1} = 0,03736$ ps, $\sigma_{t2} = 0,319$ ps, et $f_{\text{res G1}} = 0.9716$. Étant donné que ces valeurs sont utilisés comme paramètre d'entrée dans les simulation simplifiées, leurs erreurs ne sont pas prises en compte.

5.3 Simulations simplifiées

Pour déterminer les fractions de signal et des bruits de fond, ainsi que le nombre d'événements à générer dans les simulations simplifiées, nous utilisons le lot d'événements de J/ψ inclusifs dans lesquels les chaînes de désintégration $pp \rightarrow b \Rightarrow J/\psi X$ sont présentes. Après la sélection des événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, le déclenchement de niveau 0 et l'étiquetage de la saveur utilisant le côté opposé, nous avons à disposition 2637 événements. Parmi ces événements, le Monte-Carlo nous donne une fraction de signal $f_S = 7\%$. Le bruit de fond *prompt* représente $f_{\text{prompt}} = 67\%$ du bruit de fond total. Les fractions utilisées sont résumées dans la

fraction	valeur
f_S	7%
f_{prompt}	67%
f_{B2}	68%

TAB. 5.4: Fractions de signal, *prompt*, et bruit de fond à grand temps de vie utilisées dans les simulations simplifiées. Elles sont présentées dans la section 5.1.3.

Table 5.4. D'après la Table 4.1, les événements du lot de J/ψ inclusifs correspondent à une luminosité de $0,00078 \text{ fb}^{-1}$. Pour économiser le temps de calcul, nous effectuons des simulations simplifiées de 100 000 événements, correspondantes à une luminosité de $0,03 \text{ fb}^{-1}$.

Pour tester la stabilité du modèle utilisé, nous effectuons un ensemble de simulations simplifiées et vérifions que les valeurs ajustées sont compatibles avec les valeurs d'entrées. Ces vérifications se font par l'étude des *pulls* des valeurs ajustées, définis comme :

$$pull = \frac{x_{\text{ajustée}} - x_{\text{entrée}}}{\sigma(x_{\text{ajustée}})}.$$

Les distributions des pulls doivent être des distributions gaussiennes normales centrées sur 0 pour que les paramètres puissent être considérés comme estimés correctement. La largeur des pulls doit être égale à 1 pour que l'erreur des paramètres soit correctement estimée.

Les événements générés ont une masse invariante de méson B_d^0 comprise entre $5,15 \text{ GeV}/c^2$ et $5,58 \text{ GeV}/c^2$, et un temps propre compris entre $-0,5 \text{ ps}$ et 10 ps .

Les résultats d'un exercice sont donnés dans la Table 5.5. Toutes les valeurs ajustées correspondent aux valeurs d'entrées. En particulier, la valeur de la fraction de mauvais étiquetage du signal est compatible avec la valeur d'entrée. Les distributions de masse invariante, de temps propre, et l'asymétrie de mélange sont données dans les Figures 5.11, 5.12 et 5.13 respectivement.

Un ensemble de 899 exercices similaires a été effectué en changeant la racine à la génération. Les résultats de ces exercices sont donnés dans la Table 5.6. Tous les paramètres se comportent suivant la loi Normale centrée sur 0. Seule l'erreur sur la pente de la masse invariante de la troisième composante de bruit de fond (slope_{B3}) est surestimée.

La distribution du pull de la fraction de mauvais étiquetage du signal est montré dans la Figure 5.14. Elle est parfaitement compatible avec la valeur attendue, montrant la stabilité du modèle. L'erreur relative statistique obtenue de ces exercices est :

$$\frac{\sigma(\omega)}{\omega} = 0,010/0,390 = 2,6\%,$$

qui correspond à une sensibilité statistique de $0,3\%$ pour 2 fb^{-1} de données. En ef-

Paramètre	Valeur MC	Valeur ajustée	Corrélation globale
f_S	0,07	$0,0717 \pm 0,0011$	0,454
$\mu_{G1} [\text{GeV}/c^2]$	5,2775	$5,2774 \pm 0,0003$	0,106
$\sigma_{G1} [\text{GeV}/c^2]$	0,0166	$0,0167 \pm 0,0002$	0,362
$\omega_{\text{sig}}^{\text{OS}}$	0,3896	$0,3903 \pm 0,0097$	0,300
$\tau_{B_d^0} [\text{ps}]$	1,536	$1,501 \pm 0,021$	0,320
$\Delta m_d [\text{ps}^{-1}]$	0,502	$0,477 \pm 0,028$	0,262
f_{prompt}	0,675	$0,675 \pm 0,003$	0,698
$\text{slope}_{\text{prompt}} [(\text{GeV}/c^2)^{-1}]$	-0,4	$-0,41 \pm 0,04$	0,275
$\mu_t [\text{ps}]$	-0,00056	$-0,00065 \pm 0,00018$	0,588
$f_{\text{res } G1}$	0,986	$0,987 \pm 0,001$	0,445
$\sigma_{t1} [\text{ps}]$	0,034	$0,0339 \pm 0,0001$	0,480
$\sigma_{t2} [\text{ps}]$	0,444	$0,447 \pm 0,066$	0,630
f_{B2}	0,68	$0,69 \pm 0,01$	0,856
$\text{slope}_{B2} [(\text{GeV}/c^2)^{-1}]$	-0,67	$-0,61 \pm 0,1$	0,612
ω_{B2}	0,4999	$0,5003 \pm 0,0056$	0,511
$\tau_{B2} [\text{ps}]$	0,173	$0,176 \pm 0,004$	0,782
$\text{slope}_{B3} [(\text{GeV}/c^2)^{-1}]$	-5,22	$-5,52 \pm 0,16$	0,572
ω_{B3}	0,401	$0,411 \pm 0,011$	0,571
$\tau_{B3} [\text{ps}]$	0,85	$0,851 \pm 0,018$	0,771

TAB. 5.5: Résultat d'un exercice Monte-Carlo pour la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, modèle complet. La première colonne définit les paramètres, la second leur valeurs d'entrée, la troisième leur valeur ajustée, et la dernière les corrélations globales, c'est-à-dire la dépendance d'un paramètre par rapport aux autres. Aucun paramètre n'est biaisé.

fet, la sensibilité de la fraction de mauvais étiquetage varie en $1/\sqrt{N}$ où N est le nombre d'événements. Pour Δm_d , la sensibilité statistique ramenée à 2 fb^{-1} de données est $\sigma(\Delta m_d) = 0,003 \text{ ps}^{-1}$. Cette erreur, qui ne prend pas en compte les catégories d'étiquetage, présente une amélioration de 40% relative par rapport à l'erreur totale, statistique et systématique, sur la moyenne mondiale, $\Delta m_d = 0,507 \pm 0,005 \text{ ps}^{-1}$ [13]. Selon le résultat de l'étude sur les données de simulation complète, section précédente, nous attendons une amélioration de 25% de l'erreur statistique en utilisant un ajustement simultané des catégories d'étiquetage.

5.3.1 Erreurs systématiques

Comme aucun paramètre du modèle n'est fixé dans cette étude, les sources d'erreurs systématiques peuvent être les suivantes :

- tout d'abord, le modèle lui-même. En particulier, la description du bruit de fond est limitée par les données issues de la simulation complète. Lorsque les

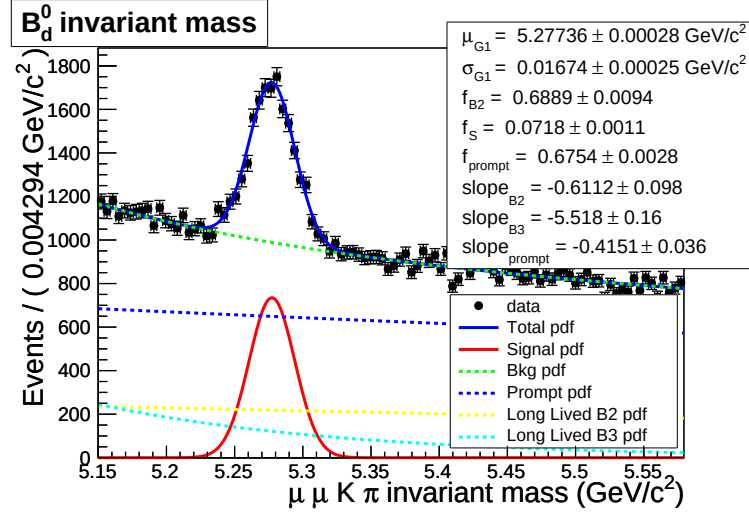


FIG. 5.11: Distribution de masse invariante $\mu\mu K\pi$ pour un exercice Monte-Carlo ajustée avec le modèle complet. Chaque contribution est représentée par une couleur différente. La Table 5.5 donne les valeurs ajustées des paramètres.

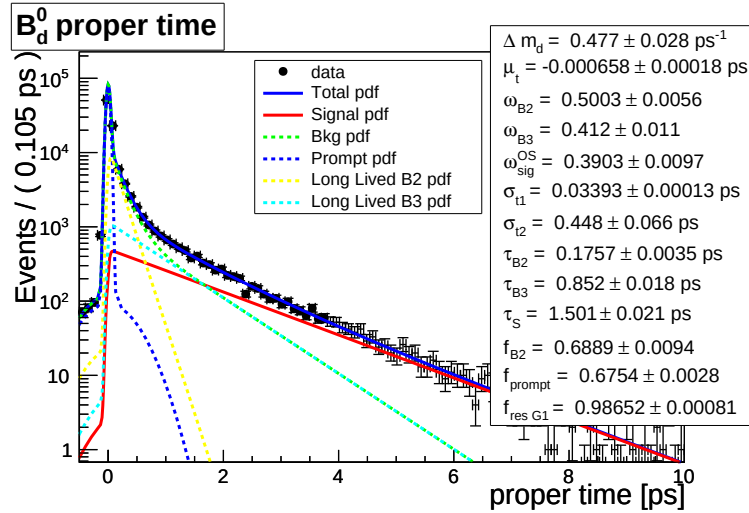


FIG. 5.12: Temps propre d'un exercice Monte-Carlo ajusté avec le modèle complet. Chaque contribution est représentée par une couleur différente. La Table 5.5 donne les valeurs ajustées des paramètres.

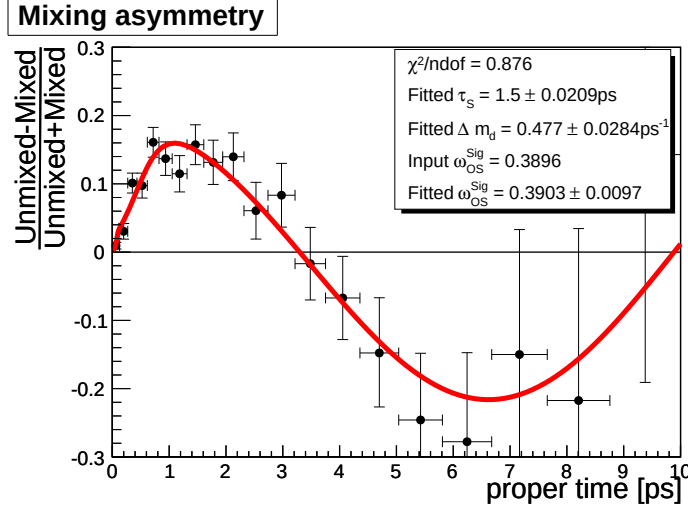


FIG. 5.13: Asymétrie de mélange d'un exercice Monte-Carlo ajustée avec le modèle complet. La valeur de la fraction de mauvais étiquetage ajustée est compatible avec la valeur d'entrée.

	Valeur centrale	moyenne du pull (μ)	$\frac{\mu-0}{\sigma(\mu)_{\text{stat}}}$	largeur du pull (σ)	$\frac{\sigma-1}{\sigma(\sigma)_{\text{stat}}}$
f_S	0.07	0.017 ± 0.035	0.47	0.989 ± 0.026	-0.40
μ_{G1}	$5.2775 \text{ GeV}/c^2$	0.020 ± 0.035	0.57	0.990 ± 0.029	-0.32
σ_{G1}	$0.0166 \text{ GeV}/c^2$	-0.025 ± 0.035	-0.70	0.985 ± 0.031	-0.46
$\omega_{\text{sig}}^{\text{OS}}$	0.3896	-0.012 ± 0.036	-0.34	0.974 ± 0.030	-0.84
$\tau_{B_d^0}$	1.536 ps	-0.061 ± 0.038	-1.60	1.037 ± 0.033	1.13
Δm_d	0.502 ps^{-1}	-0.007 ± 0.034	-0.20	0.959 ± 0.028	-1.46
f_{prompt}	0.675	0.062 ± 0.034	1.81	0.960 ± 0.025	-1.59
$\text{slope}_{\text{prompt}}$	$-0.4 (\text{GeV}/c^2)^{-1}$	-0.006 ± 0.037	-0.15	1.024 ± 0.030	0.79
μ_t	-0.00056 ps	0.002 ± 0.034	0.06	0.948 ± 0.029	-1.80
$f_{\text{res G1}}$	0.986	0.003 ± 0.032	0.10	0.989 ± 0.031	-0.35
σ_{t1}	0.034 ps	-0.026 ± 0.035	-0.74	0.995 ± 0.028	-0.19
σ_{t2}	0.444 ps	-0.056 ± 0.036	-1.54	0.928 ± 0.030	-2.37
f_{B2}	0.68	0.090 ± 0.035	2.57	0.980 ± 0.029	-0.69
slope_{B2}	$-0.67 (\text{GeV}/c^2)^{-1}$	-0.041 ± 0.033	-1.22	0.925 ± 0.030	-2.52
ω_{B2}	0.4999	0.018 ± 0.036	0.49	1.006 ± 0.032	0.20
τ_{B2}	0.173 ps	0.083 ± 0.034	2.42	0.974 ± 0.028	-0.94
slope_{B3}	$-5.22 (\text{GeV}/c^2)^{-1}$	-0.036 ± 0.033	-1.11	0.898 ± 0.026	-4.01
ω_{B3}	0.401	-0.013 ± 0.034	-0.40	0.958 ± 0.026	-1.62
τ_{B3}	0.85 ps	0.068 ± 0.033	2.06	0.937 ± 0.027	-2.31

TAB. 5.6: Résultat de 899 exercices générés et ajustés avec le modèle complet. Aucun paramètre n'est biaisé, seule la pente de l'exponentielle du troisième bruit de fond voit son erreur surestimée. Les termes $\mu - 0/\sigma(\mu)$ et $\sigma - 1/\sigma(\sigma)$ sont les pulls de la moyenne et de l'erreur.

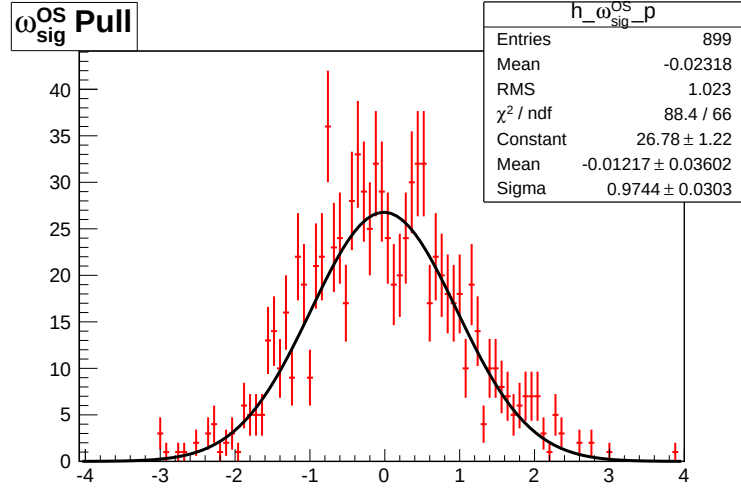


FIG. 5.14: Pull de la fraction de mauvais étiquetage du signal, extrait de 899 exercices d'ajustement.

données réelles seront disponibles, il sera alors possible d'effectuer des variations des descriptions pour étudier leur impact sur la fraction de mauvais étiquetage.

- ensuite l'algorithme d'étiquetage. Cet outil utilise de nombreuses étapes pour limiter les corrélations entre les estimateurs. Mais cette complexité le rend plus enclin à induire des erreurs systématiques. Par exemple, les polynômes utilisés pour paramétrer les η_i de la section 3.2.3, ou ceux utilisés pour les ω_i , ne sont pas absolus, chacun des paramètres possède son erreur. Il est nécessaire de comprendre quelles sont les variations induites sur la fraction de mauvais étiquetage mesurée par une modification de ces paramètres. Ces études d'erreur sont repoussées au moment où des données réelles seront disponibles.
- Enfin, le modèle de résolution en temps. Dans cette étude, le modèle utilisé prend une largeur constante pour l'ensemble des événements. Or la résolution dépend elle-même du temps propre [61]. Du fait de la faible valeur de Δm_d , on s'attend à ce que l'impact d'un tel choix soit faible, mais doit être étudié.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la procédure utilisée pour mesurer la fraction de mauvais étiquetage à l'aide du canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. Le bruit de fond se compose de trois parties : une *prompt*, dans laquelle toutes les partic-

ules sont issues du vertex primaire, une à grand temps propre dans laquelle deux traces sur quatre sont issues du vertex primaire, et enfin une autre à grand temps propre mais dans laquelle une seule particule sur quatre est issue du vertex primaire. La modélisation de ces bruits de fond utilise leurs propriétés cinématiques. Un ajustement sur un lot de données issues de la simulation complète permet de valider une partie de ce modèle, alors qu'un ensemble d'exercices Monte-Carlo simplifiés permet d'estimer la sensibilité statistique attendue. Nous montrons qu'avec cette méthode, la sensibilité statistique à la fraction de mauvais étiquetage attendue pour 2 fb^{-1} de donnée est $\sigma(\omega)/\omega = 0,3\%$. Pour la fréquence des oscillations, nous obtenons $\sigma(\Delta m_d)_{\text{stat}} = 0,003 \text{ ps}^{-1}$. On s'attend à ce que les sources d'erreurs systématiques dans cette analyse proviennent principalement du modèle utilisé, puis de l'algorithme d'étiquetage. Ces études seront à traiter lorsque les données réelles seront disponibles.

Le prochain chapitre utilise les résultats de la mesure de la fraction de mauvais étiquetage pour étudier la sensibilité de LHCb à la mesure de $\sin(2\beta)$.

Chapitre 6

Mesure de $\sin(2\beta)$

 L'OBJECTIF DE CE CHAPITRE est de présenter la sensibilité de l'expérience LHCb à la mesure de $\sin(2\beta)$ en utilisant les méthodes et résultats présentés dans les chapitres précédents. Cette mesure est effectuée en étudiant les asymétries CP dépendantes du temps dans les désintégrations du canal de mesure $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$:

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_S^0)} = \sin(\Delta m_d t) \sin(2\beta), \quad (6.1)$$

présentées dans le chapitre 1, où Δm_d est la fréquence du mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$. La valeur moyenne mondiale actuelle [62] de $\sin(2\beta)$ est :

$$\sin(2\beta) = 0,673 \pm 0,023.$$

Une mesure précise de $\sin(2\beta)$ est intéressante car elle contraint fortement les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ de la matrice CKM.

Pour pouvoir effectuer la mesure, la connaissance de la saveur initiale du méson B_d^0 est fondamentale. Cette détermination a été expliquée dans le chapitre 3. L'asymétrie mesurée est diluée par la fraction de mauvais étiquetage :

$$\mathcal{A}_{CP}^{mes}(t) = (1 - 2\omega) \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t),$$

où la mesure de la fraction de mauvais étiquetage ω a été présentée dans le chapitre précédent.

La sélection des événements utilisés dans cette analyse suit la procédure du chapitre 4, plus particulièrement la sélection des événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ détaillée dans [55].

Dans ce chapitre, le modèle utilisé est tout d'abord présenté. Comme dans le chapitre précédent, il est divisé en deux parties : le signal et le bruit de fond. Ensuite, l'ajustement de ce modèle est effectué sur un échantillon de signal issu de

la simulation complète, puis un ensemble d'exercices Monte-Carlo est utilisé afin de déterminer la sensibilité à $\sin(2\beta)$ de LHCb. Enfin, une étude des principales sources d'erreurs systématiques est présentée.

6.1 Modélisation

Le modèle utilise la masse invariante $\mu\mu K_S^0$ comme variable discriminante entre le signal et le bruit de fond. Il utilise de plus le temps propre reconstruit des mésons B_d^0 ainsi que le résultat de l'algorithme d'étiquetage pour avoir accès au paramètre $\sin(2\beta)$.

6.1.1 Signal

La masse invariante $\mu\mu K_S^0$ du signal est modélisée par la somme de deux gaussiennes centrées sur la même moyenne pour prendre en compte la résolution du détecteur. Cette paramétrisation est extraite d'un lot de signal passant la sélection de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ révélant que la forme la plus adaptée à la modélisation des données est une double gaussienne. La densité de probabilité correspondante est alors :

$$\text{PDF}_S(m; \mu, \sigma_{G1}, \sigma_{G2}, f_{G1}) = f_{G1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_{G1}} \right)^2} + (1 - f_{G1}) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_{G2}} \right)^2}.$$

Le temps propre du signal est décrit par :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega, \Delta m_d, \sin(2\beta), R) = & \left(\frac{1}{2\tau_{B_d^0}} e^{-\frac{t}{\tau_{B_d^0}}} [1 + q(1 - 2\omega) \sin(2\beta) \sin(\Delta m_d t)] \right) \\ & \otimes R(t; \mu_t, \sigma_{t1}, \sigma_{t2}, f_{\text{res } G1}), \end{aligned}$$

où $\tau_{B_d^0}$ est le temps propre moyen des mésons B_d^0 , q est la saveur du méson B_d^0 initial déterminée par l'algorithme d'étiquetage. $q = 1$ pour les mésons étiquetés B_d^0 , et $q = -1$ pour les mésons étiquetés $\bar{B}_d^0$. La fraction de mauvais étiquetage ω est mesurée précédemment dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$. Elle est donc fixée pour cette analyse, et la valeur dépend de la méthode d'étiquetage utilisée. La fréquence des oscillations $\Delta m_d = 0,507 \text{ ps}^{-1}$ est aussi fixée, car tout d'abord c'est un paramètre très bien connu expérimentalement [13], et qu'il est possible de le mesurer en suivant la méthode du chapitre 5. La fonction de résolution temporelle R celle de l'équation 5.1. Cette fonction R permet de prendre en compte la résolution en temps du détecteur. Ses paramètres sont fixés dans l'ajustement. Ils peuvent être extraits de l'ajustement, mais dans la mesure où Δm_d est faible, leur influence est faible.

La densité de probabilité totale décrivant le signal est alors :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_S(m, t, q; \mu, \sigma_{G1}, \sigma_{G2}, f_{G1}, \tau_{B_d^0}, \omega, \Delta m_d, \sin(2\beta), R) = & \text{PDF}_S(m; \mu, \sigma_{G1}, \sigma_{G2}, f_{G1}) \\ & \times \text{PDF}_S(t, q; \tau_{B_d^0}, \omega, \Delta m_d, \sin(2\beta), R). \end{aligned} \quad (6.2)$$

Les valeurs de ses paramètres utilisées pour la génération sont extraites de l'ajustement du modèle sur un échantillon de signal pur.

6.1.2 Bruit de fond

Le bruit de fond se compose de deux parties : le *prompt* et le bruit à grand temps propre. La description du premier est similaire à celle du chapitre précédent, c'est-à-dire que sa distribution de masse invariante suit une exponentielle décroissante :

$$\text{PDF}_{\text{prompt}}(m; \text{slope}_{\text{prompt}}) = e^{m \times \text{slope}_{\text{prompt}}}$$

et son temps propre est la somme de deux gaussiennes ayant la même valeur moyenne :

$$\text{PDF}_{\text{prompt}}(t; \mu_{\text{pr}}, \sigma_{\text{Pr G1}}, \sigma_{\text{Pr G2}}, f_{\text{Pr G1}}) = f_{\text{Pr G1}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \mu_{\text{pr}}}{\sigma_{\text{Pr G1}}} \right)^2} + (1 - f_{\text{Pr G1}}) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \mu_{\text{pr}}}{\sigma_{\text{Pr G2}}} \right)^2}$$

La moyenne des deux gaussiennes est fixée à 0. La densité de probabilité totale pour les *prompts* est alors :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{\text{prompt}}(m, t; \text{slope}_{\text{prompt}}, \mu_{\text{pr}}, \sigma_{\text{Pr G1}}, \sigma_{\text{Pr G2}}, f_{\text{Pr G1}}) = & \text{PDF}_{\text{prompt}}(m; \text{slope}_{\text{prompt}}) \\ & \times \text{PDF}_{\text{prompt}}(t; \mu_{\text{pr}} = 0, \sigma_{\text{Pr G1}}, \sigma_{\text{Pr G2}}, f_{\text{Pr G1}}) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Les valeurs d'entrée des paramètres des événements *prompts* sont extraits des distributions de la Figure 6.1.

Le deuxième type de bruit considéré est celui à grand temps propre LL (*Long Lived*). Comme dans le chapitre précédent, il y a deux composantes. La masse invariante est décrite par des exponentielles décroissantes :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{\text{LL1}}(m; \text{slope}_{\text{LL1}}) &= e^{m \times \text{slope}_{\text{LL1}}}, \\ \text{PDF}_{\text{LL2}}(m; \text{slope}_{\text{LL2}}) &= e^{m \times \text{slope}_{\text{LL2}}}, \end{aligned}$$

et les temps propres sont décrits par deux exponentielles convoluées par la même fonction de résolution :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{\text{LL1}}(t; \tau_{\text{LL1}}, R_{\text{LL}}) &= \frac{1}{\tau_{\text{LL1}}} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{LL1}}}} \otimes R_{\text{LL}}(t; \mu_{\text{pr}}, \sigma_{\text{Pr G1}}, \sigma_{\text{Pr G2}}, f_{\text{Pr G1}}), \\ \text{PDF}_{\text{LL2}}(t; \tau_{\text{LL2}}, R_{\text{LL}}) &= \frac{1}{\tau_{\text{LL2}}} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{LL2}}}} \otimes R_{\text{LL}}(t; \mu_{\text{pr}}, \sigma_{\text{Pr G1}}, \sigma_{\text{Pr G2}}, f_{\text{Pr G1}}), \end{aligned}$$

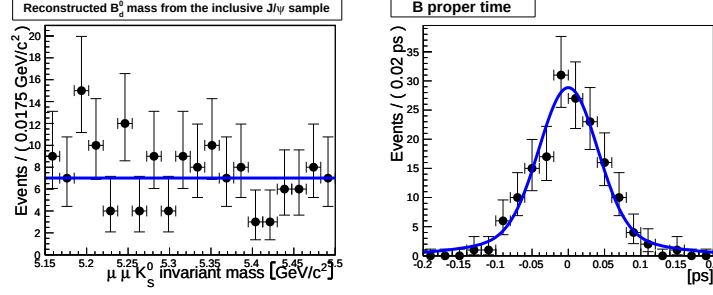


FIG. 6.1: Gauche : distribution de masse invariante $\mu\mu K_S^0$ des événements de l'échantillon J/ψ inclusif passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, le premier niveau de déclenchement, et étiquetés du côté opposé. La distribution est ajustée par une exponentielle décroissante. Droite : distribution du temps propre des mêmes événements. Elle est ajustée par la somme de deux gaussiennes dont la largeur moyenne est 64 fs.

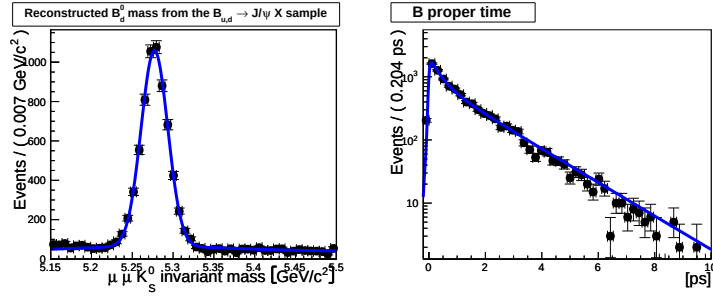


FIG. 6.2: Gauche : distribution de masse invariante $\mu\mu K_S^0$ des événements de l'échantillon $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. La distribution est ajustée par la somme d'une exponentielle décroissante et d'une gaussienne pour le signal. Droite : distribution du temps propre des mêmes événements. Elle est ajustée par la somme de trois exponentielles décroissantes, convoluées par une gaussienne pour modéliser la résolution en temps.

où la fonction de résolution R_{LL} utilise comme paramètres ceux de la distribution temporelle du bruit de fond *prompt*.

Les densités de probabilité totales pour les bruits de fond à grand temps propre sont alors :

$$\begin{aligned} \text{PDF}_{LL1}(m, t; \text{slope}_{LL1}, \tau_{LL1}, R_{LL}) &= \text{PDF}_{LL1}(m; \text{slope}_{LL1}) \times \text{PDF}_{LL1}(t; \tau_{LL1}, R_{LL}), \\ \text{PDF}_{LL2}(m, t; \text{slope}_{LL2}, \tau_{LL2}, R_{LL}) &= \text{PDF}_{LL2}(m; \text{slope}_{LL2}) \times \text{PDF}_{LL2}(t; \tau_{LL2}, R_{LL}). \end{aligned} \quad (6.4)$$

Les valeurs d'entrée des paramètres de ces bruits de fond sont extraites des distributions de la Figure 6.2.

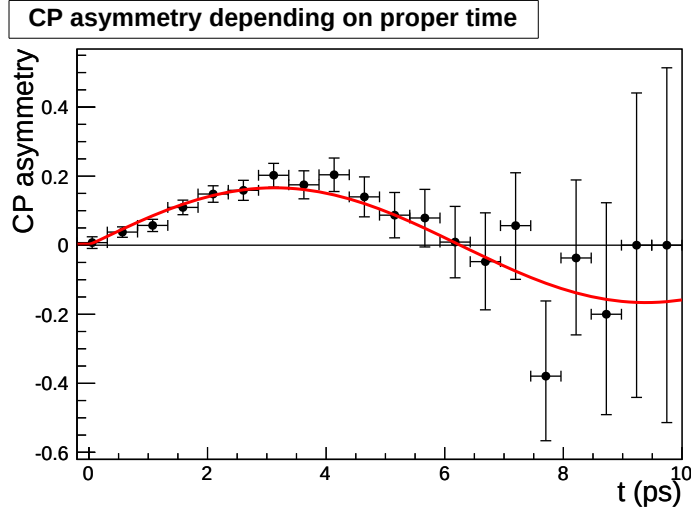


FIG. 6.3: Asymétrie CP en fonction du temps propre et fonction ajustée pour une lot d'événement de signal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ correspondant à $0,52 \text{ fb}^{-1}$.

6.1.3 Combinaison

Les différentes composantes 6.2, 6.3, et 6.4 sont ajoutées pour donner la densité de probabilité totale :

$$\text{PDF}_{\text{tot.}}(m, t, q) = N_S \text{PDF}_S(m, t, q) + N_{\text{prompt}} \text{PDF}_{\text{prompt}}(m, t) \\ + N_{\text{LL1}} \text{PDF}_{\text{LL1}}(m, t) + N_{\text{LL2}} \text{PDF}_{\text{LL2}}(m, t),$$

où N_S , N_{prompt} , N_{LL1} et N_{LL2} sont respectivement les nombres d'événements de signal, de *prompt*, et de bruits à grand temps propre, dans une fenêtre de masse de $60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale des mésons B_d^0 . Le nombre total d'événements à générer est déterminé à partir de ces nombres et des densités de probabilités.

6.2 Ajustement sur les données de la simulation complète

Un premier ajustement est effectué sur le lot d'événements Monte-Carlo de signal limitant la densité de probabilité à celle du signal. Ce lot a été généré avec de la violation de CP suivant l'asymétrie du Modèle Standard 6.1. La valeur $\sin(2\beta) = 0,7$ a été utilisée. Les événements étiquetés sont ajustés sans prendre en compte leurs différences d'étiquetage, c'est-à-dire que la valeur moyenne de la fraction de mauvais étiquetage $\omega = 0,381$ (Table 4.22) a été utilisée. L'asymétrie CP en fonction du temps propre et la fonction ajustée sont données dans la Figure 6.3. L'échantillon utilisé correspond à $0,5 \text{ fb}^{-1}$. La valeur ajustée de $\sin(2\beta) = 0,698 \pm 0,051$ est compatible avec la valeur d'entrée. En utilisant une extrapolation en $1/\sqrt{N}$, où N est le

nombre d'événements, la sensibilité statistique pour 2 fb^{-1} pour un échantillon de signal uniquement est

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0,051 / \sqrt{2/0,5} = 0,025.$$

La séparation en catégories d'étiquetage telle que décrite dans la section 3.2.3 permet de prendre en compte les différences de qualité d'étiquetage. L'ajustement se fait de manière simultanée sur les cinq catégories, en utilisant les fractions de mauvais étiquetage de la Table 4.22. La distribution de l'asymétrie CP dépendante du temps résultante est identique à la précédente, mais la sensibilité à $\sin(2\beta)$ est alors $\sigma(\sin(2\beta)) = 0,042$ pour $0,5 \text{ fb}^{-1}$. Cette diminution de l'erreur est conforme à celle attendue en vertu de la relation 3.3 où l'efficacité effective augmente de 2,95% à 4,14% (Table 4.22). Comme précédemment, l'extrapolation de l'erreur statistique donne :

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0,021$$

pour 2 fb^{-1} de données.

6.3 Simulations simplifiées

Contrairement au chapitre précédent, il n'est pas possible de valider le modèle de bruit de fond choisi sur un lot de données issues de la simulation complète. En effet, les données contenant du bruit de fond sont générées sans violation de la symétrie CP. De ce fait, les exercices Monte-Carlo se basent sur une connaissance imparfaite des contributions des bruits.

Les valeurs d'entrée des paramètres sont extraites de l'échantillon de J/ψ inclusif pour les *prompts* et de l'échantillon $B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$ pour le bruit de fond à grand temps propre.

La statistique utilisée pour la génération correspond à 2 fb^{-1} . Le nombre d'événements de signal généré correspondant à la sélection finale [55], incluant les deux niveaux de déclenchement. Les nombres d'événements de bruit de fond *prompt* et à grand temps propre sont calculés en fonction du nombre d'événements de signal, en utilisant les rapports bruit sur signal extraits des différents échantillons [55]. La fraction de mauvais étiquetage utilisée est celle résultant de la catégorisation des événements en fonction de leurs propriétés d'étiquetage, détaillée dans la section 3.2.3. La valeur est donnée dans la Table 4.22, $\omega = 0,359$. Les valeurs utilisées des paramètres sont données dans la Table 6.1.

La Table 6.1 donne le résultat de l'ajustement d'un exercice Monte-Carlo. Les paramètres mesurés sont compatibles avec leur valeur d'entrée. Les distributions de masse invariante, temps propre, et asymétrie CP dépendante du temps sont données respectivement dans les Figures 6.4, 6.5 et 6.6.

Paramètre	valeur d'entrée	valeur ajustée	corr. glob.
N_S	75881	75593 ± 381	0,54
N_{prompt}	113050	113490 ± 287	0,62
N_{LL1}	12166	12240 ± 292	0,92
N_{LL2}	28386	28093 ± 297	0,84
$\mu (\text{MeV}/c^2)$	5277	$5276,9 \pm 0,1$	0,12
$\sigma_{G1} (\text{MeV}/c^2)$	14	$13,9 \pm 0,6$	0,99
$\sigma_{G2} (\text{MeV}/c^2)$	22	$21,6 \pm 1,1$	0,99
f_{G1}	0,57	$0,55 \pm 0,09$	0,99
$\text{slope}_{\text{prompt}} ([\text{MeV}/c^2]^{-1})$	$-1,0 \times 10^{-3}$	$(-1,01 \pm 0,02) \times 10^{-3}$	0,46
$\text{slope}_{\text{LL1}} ([\text{MeV}/c^2]^{-1})$	$-1,6 \times 10^{-3}$	$(-1,65 \pm 0,11) \times 10^{-3}$	0,65
$\text{slope}_{\text{LL2}} ([\text{MeV}/c^2]^{-1})$	$-1,6 \times 10^{-3}$	$(-1,65 \pm 0,07) \times 10^{-3}$	0,63
$\tau_{\text{LL1}} (\text{ps})$	1,581	$1,566 \pm 0,02$	0,82
$\tau_{\text{LL2}} (\text{ps})$	0,357	$0,358 \pm 0,005$	0,81
$\sigma_{\text{Pr G1}}$	0,040	$0,040 \pm 0,0002$	0,82
$\sigma_{\text{Pr G2}}$	0,110	$0,114 \pm 0,0016$	0,88
$f_{\text{Pr G1}}$	0,75	$0,754 \pm 0,004$	0,90
$\tau_{B_d^0} (\text{ps})$	1,536	$1,530 \pm 0,007$	0,33
$\sin(2\beta)$	0,7	$0,726 \pm 0,023$	0,06

TAB. 6.1: Résultat de l'ajustement d'un exercice Monte-Carlo. Tous les paramètres sont en accord avec leur valeurs d'entrée. Le coefficient de corrélation globale donne la dépendance d'un paramètre par rapport aux autres. Plus il est élevé, plus le paramètre dépend au moins d'un autre. La dépendance de 6% de $\sin(2\beta)$ montre que ce paramètre est peu sensible aux autres.

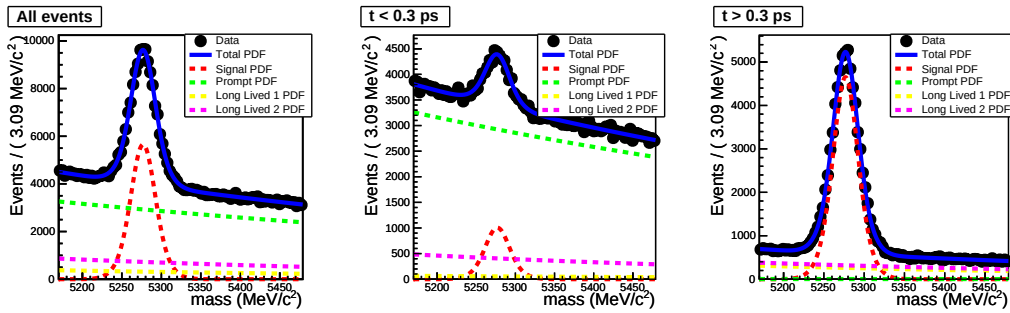


FIG. 6.4: Distribution de masse invariante $\mu\mu K_S^0$ générée et ajustée avec le modèle complet. La distribution de gauche donne l'ensemble des événements, celle du centre représente les événements dont le temps propre est plus faible que 0,3 ps, et la distribution de droite ceux dont le temps propre est plus grand que 0,3 ps. Cette séparation met en valeur la composante du signal. Ce sont les événements à grand temps propre qui sont les plus sensibles aux propriétés du signal.

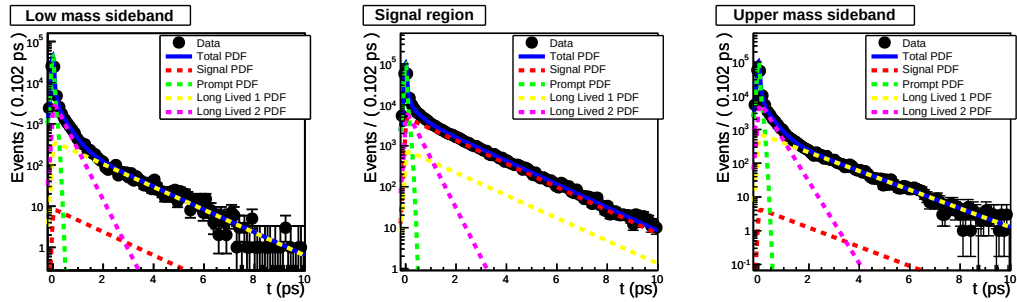


FIG. 6.5: Distribution du temps propre pour les événements générés et ajustés par le modèle complet. La distribution de gauche représente les événements dont la masse invariante est plus faible que $5217 \text{ MeV}/c^2$. Celle du centre représente les événements ayant une masse invariante située à $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse nominale du méson B_d^0 . Enfin la distribution de droite représente les événements ayant une masse invariante plus grande que $5337 \text{ MeV}/c^2$.

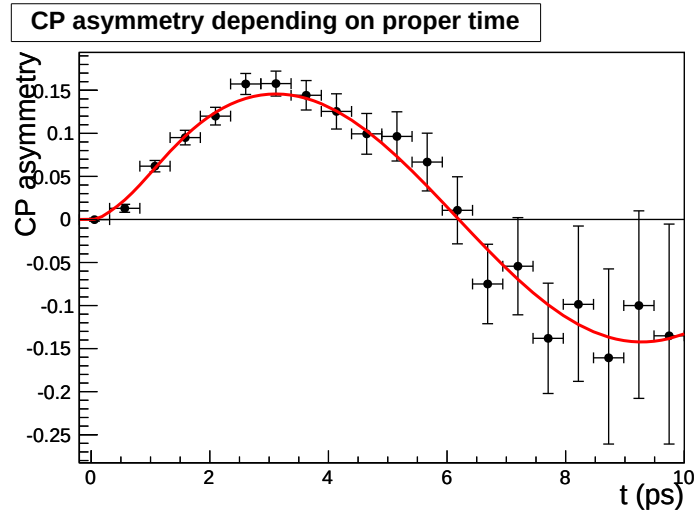


FIG. 6.6: Distribution de l'asymétrie CP dépendante du temps générée et ajustée avec le modèle complet.

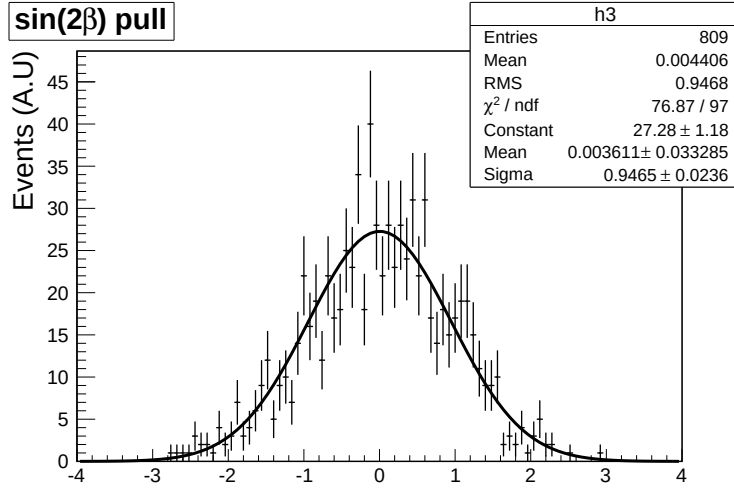


FIG. 6.7: Distribution du pull de $\sin(2\beta)$ pour les 809 exercices Monte-Carlo utilisant le modèle complet. La distribution suit une gaussienne normale centrée sur 0. La largeur de la gaussienne est à $2, 3\sigma$ de 1.

La stabilité du modèle est testée et la sensibilité à $\sin(2\beta)$ est obtenue en réalisant un ensemble d'exercices Monte-Carlo. 809 exercices ont été effectués. La distribution 6.7 représente le pull de $\sin(2\beta)$. Elle suit bien le comportement d'une gaussienne normale centrée sur 0. La Figure 6.8 représente la distribution des valeurs de $\sin(2\beta)$ ajustées d'après le modèle complet. La largeur de la gaussienne ajustée donne la sensibilité à $\sin(2\beta)$:

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0,0218 \pm 0,0005$$

pour 2 fb^{-1} de données.

Nous avons évalué l'impact d'une absence de bruit de fond ainsi que d'une augmentation de celui-ci d'un facteur 3. Ce n'est pas une source d'erreur systématique puisque le nombre d'événements de bruit de fond est laissé libre dans l'ajustement. Par contre, il a une influence sur la sensibilité à $\sin(2\beta)$.

Dans le cas où il n'y a pas de bruit de fond, en utilisant la même statistique pour le signal, et les mêmes paramètres, avec la valeur combinée de la fraction de mauvais étiquetage $\omega = 0,359$, un ensemble d'exercices Monte-Carlo donne les résultats des Figures 6.9 et 6.10. La sensibilité est la largeur de la gaussienne ajustée sur les valeurs de $\sin(2\beta)$. Elle est :

$$\sigma(\sin(2\beta))_{B/S=0} = 0,0210 \pm 0,0005.$$

Elle est donc compatible avec la sensibilité obtenue avec le modèle nominal.

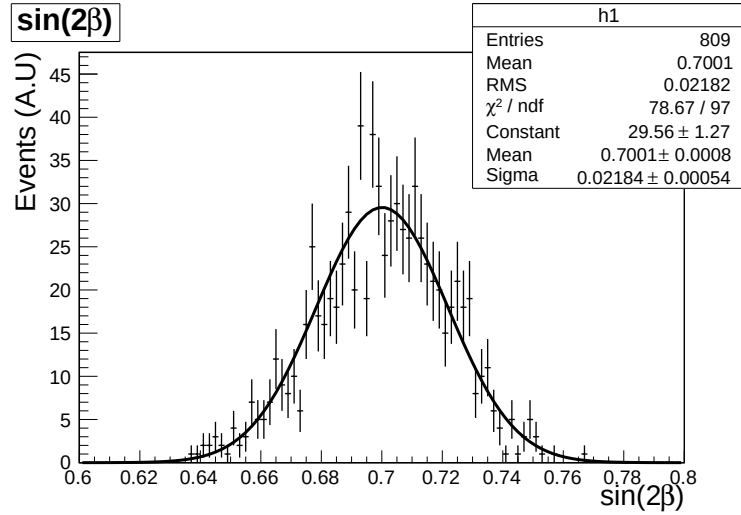


FIG. 6.8: Distribution des valeurs mesurées de $\sin(2\beta)$ pour l'ensemble des 809 exercices Monte-Carlo. Elle est ajustée par une gaussienne, dont la largeur donne la sensibilité à $\sin(2\beta)$, $\sigma(\sin(2\beta)) = 0,0218 \pm 0,0005$.

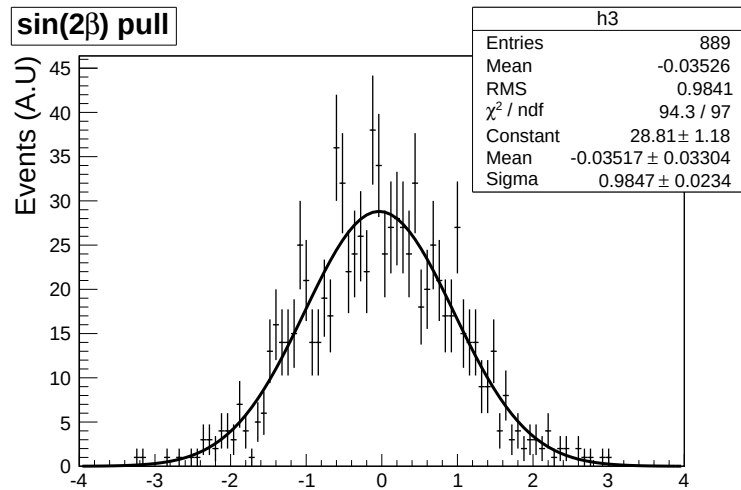


FIG. 6.9: Distribution du pull de $\sin(2\beta)$ pour les exercices Monte-Carlo utilisant un rapport bruit sur signal nul. Il n'y a pas de biais, et l'erreur est estimée correctement.

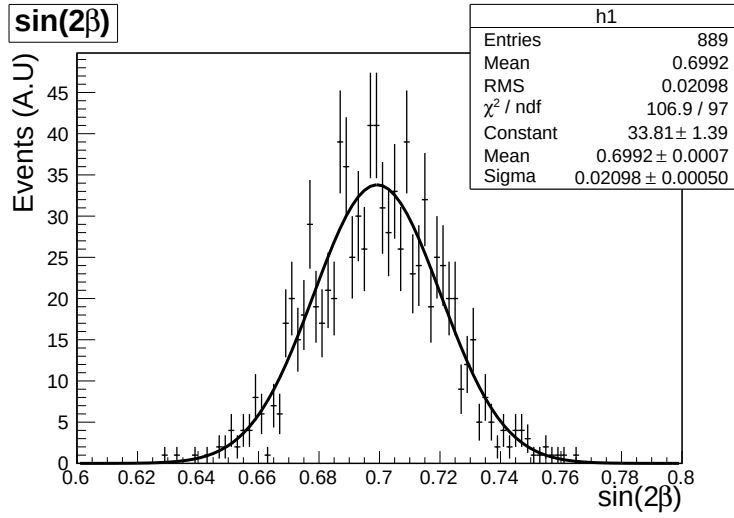


FIG. 6.10: Distribution des valeurs mesurées de $\sin(2\beta)$ pour l'ensemble des exercices Monte-Carlo utilisant un rapport bruit sur signal nul. Elle est ajustée par une gaussienne, dont la largeur est $\sigma(\sin(2\beta))_{B/S=0} = 0,0210 \pm 0,0005$.

L'ajustement de 511 exercices utilisant 3 fois plus de bruit de fond¹ donne les résultats des figures 6.11 et 6.12. La sensibilité est la largeur de la gaussienne ajustée sur les valeurs de $\sin(2\beta)$. Elle est :

$$\sigma(\sin(2\beta))_{B/S \times 3} = 0,0262 \pm 0,0008.$$

Cet exercice montre que la présence de bruit de fond a tendance à diminuer la sensibilité à $\sin(2\beta)$. C'est un résultat attendu puisqu'elle est inversement proportionnelle à la fraction de signal disponible. Donc si la fraction de signal diminue, l'erreur sur $\sin(2\beta)$ augmente. Par contre, la valeur de $\sin(2\beta)$ n'est pas biaisée parce que le bruit de fond a un impact sur l'asymétrie CP uniquement aux petits temps propre, voir par exemple l'asymétrie montrée dans la Figure 6.6.

6.4 Étude des erreurs systématiques

Dès lors que les outils nécessaires pour créer les exercices Monte-Carlo sont disponibles et fonctionnels, les études de sources d'erreurs systématiques peuvent être effectuées.

La première source d'erreur systématique étudiée correspond à la valeur de la fraction de mauvais étiquetage utilisée. Il y a deux possibilités :

¹Tous les bruits de fond sont utilisés, *prompt* et *Long lived*.

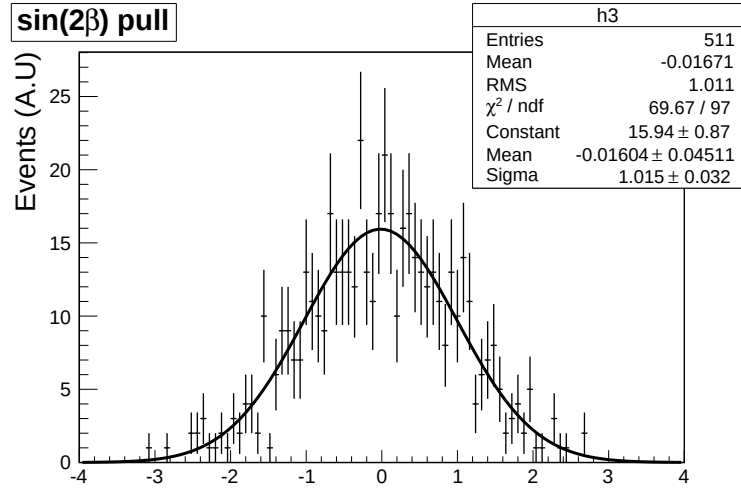


FIG. 6.11: Distribution du pull de $\sin(2\beta)$ pour les 511 exercices Monte-Carlo utilisant un rapport bruit sur signal multiplié par 3. Il n'y a pas de biais, et l'erreur est estimée correctement.

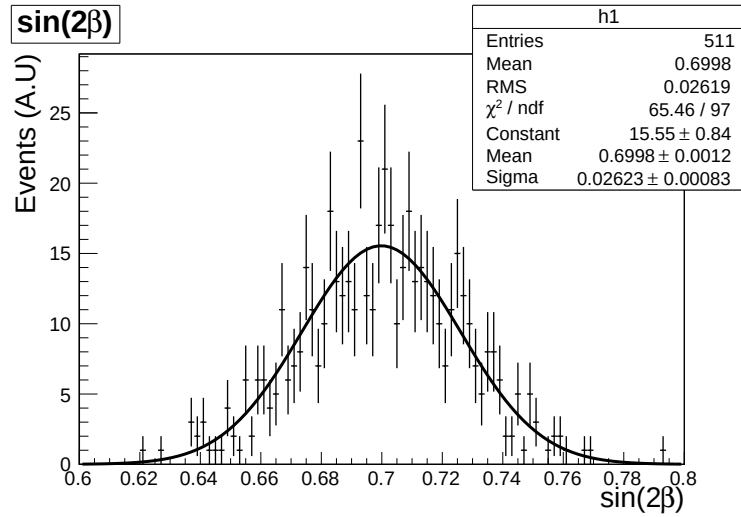


FIG. 6.12: Distribution des valeurs mesurées de $\sin(2\beta)$ pour l'ensemble des 511 exercices Monte-Carlo utilisant un rapport bruit sur signal multiplié par 3. Elle est ajustée par une gaussienne, dont la largeur est $\sigma(\sin(2\beta))_{B/S \times 3} = 0,026 \pm 0,001$.

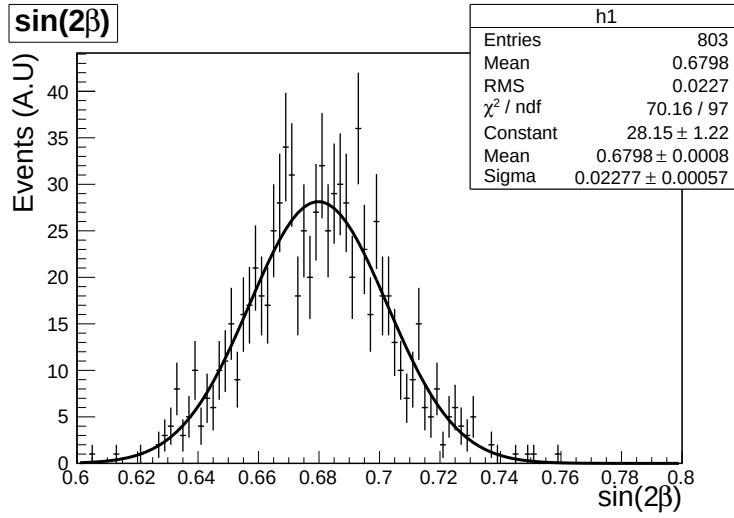


FIG. 6.13: Distribution de la valeur ajustée de $\sin(2\beta)$ pour les exercices Monte-Carlo utilisant une valeur de la fraction de mauvais étiquetage améliorée. La distribution est ajustée par une gaussienne. La valeur centrale est biaisée par rapport à la valeur d'entrée, $\sin(2\beta) = 0,7$.

1. les canaux de contrôle et de signal sont fondamentalement compatibles, mais l'erreur statistique de la fraction de mauvais étiquetage mesuré induit une erreur systématique sur $\sin(2\beta)$;
2. les fractions de mauvais étiquetage sont réellement différentes entre les deux canaux, et l'utilisation de celle du canal de contrôle dans le canal de mesure induit un biais sur $\sin(2\beta)$.

Les deux sources ne sont pas de même nature mais ont les mêmes effets.

L'erreur statistique annuelle sur la fraction de mauvais étiquetage mesurée dans $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ devrait être $\sigma(\omega)/\omega = 0,3\%$, comme montré dans le chapitre 5. Pour prendre en compte les deux effets ci-dessus, ainsi que d'éventuelles erreurs systématiques dans la mesure de ω , nous étudions la variation de $\sin(2\beta)$ pour des variations relatives de ω de $\pm 1\%$. La valeur de la fraction de mauvais étiquetage utilisée pour la génération est la valeur combinée, $\omega = 0,359$.

La première série d'exercices Monte-Carlo utilise une fraction de mauvais étiquetage diminuée de 1% relatif : $\omega = 0.355$. La distribution des valeurs de sortie de $\sin(2\beta)$ ainsi que de son pull sont données dans les Figures 6.13 et 6.14. La valeur de $\sin(2\beta)$ est biaisée de 3%, soit $-0,9\sigma$.

La deuxième série d'exercices Monte-Carlo utilise une fraction de mauvais étiquetage augmentée de 1% relatif : $\omega = 0,363$. La distribution des valeurs de sortie de $\sin(2\beta)$ ainsi que de son pull sont données dans les Figures 6.15 et 6.16. Tout comme le premier lot, la valeur de $\sin(2\beta)$ est biaisée de 3%, mais dans l'autre sens,

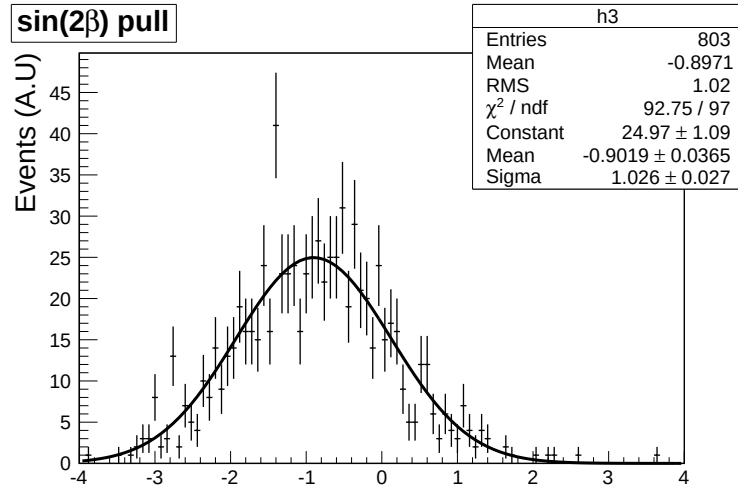


FIG. 6.14: Distribution du pull de $\sin(2\beta)$ pour les exercices Monte-Carlo utilisant une valeur de la fraction de mauvais étiquetage améliorée. La distribution est ajustée par une gaussienne dont la largeur est compatible avec 1, c'est-à-dire que l'erreur de $\sin(2\beta)$ est correctement évaluée. La moyenne, par contre, est biaisée de -0.90σ .

c'est-à-dire que le biais est positif : $0,87\sigma$. Comme dans le cas précédent, ce biais ne rend pas $\sin(2\beta)$ mesuré incompatible statistiquement à la valeur nominale.

De ces deux lots d'exercice, nous pouvons déterminer l'erreur systématique due à une erreur relative sur ω de 1% :

$$\sigma(\sin(2\beta))_{\text{syst}} = 0.020.$$

Cette erreur est comparable à l'erreur statistique pour 2 fb^{-1} , $\sigma(\sin(2\beta))_{\text{stat}} = 0,0218$. Elle doit diminuer avec le temps puisque l'erreur statistique sur la fraction de mauvais étiquetage diminue avec l'augmentation du nombre d'événements disponibles. L'erreur systématique due à un biais entre la fraction de mauvais étiquetage du canal de contrôle et celle du canal de mesure peut être estimée puisque $\sin(2\beta)$ est un paramètre déjà mesuré. Dans le cas où la fraction de mauvais étiquetage ne serait pas compatible entre le canal de contrôle et le canal de mesure, la comparaison entre deux canaux de contrôle peut aussi donner un ordre de grandeur de la différence. Une étude spécifique doit être effectuée pour valider cette approche.

Une deuxième source d'erreur systématique non traitée ici, mais liée à l'étiquetage, est la différence de fraction de mauvais étiquetage entre les mésons B_d^0 et $\bar{B}_d^0$. De telles différences proviennent d'asymétries de production et/ou de détection. La différence observée dans les données issues de la simulation complète n'est pas significative à cause de la faible statistique disponible. Cependant, comme annoncé dans le chapitre 5, les deux fractions de mauvais étiquetage seront mesurées

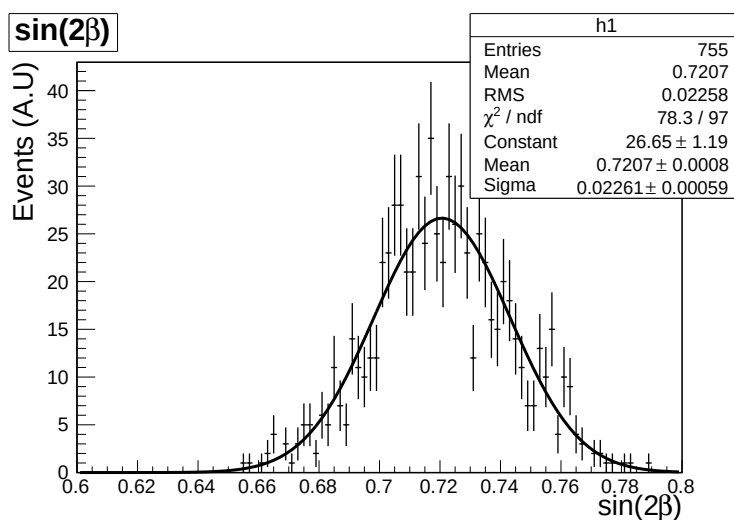


FIG. 6.15: Distribution de la valeur ajustée de $\sin(2\beta)$ pour les exercices Monte-Carlo utilisant une valeur de la fraction de mauvais étiquetage dégradée. La distribution est ajustée par une gaussienne. La valeur centrale est biaisée par rapport à la valeur d'entrée, $\sin(2\beta) = 0,7$.

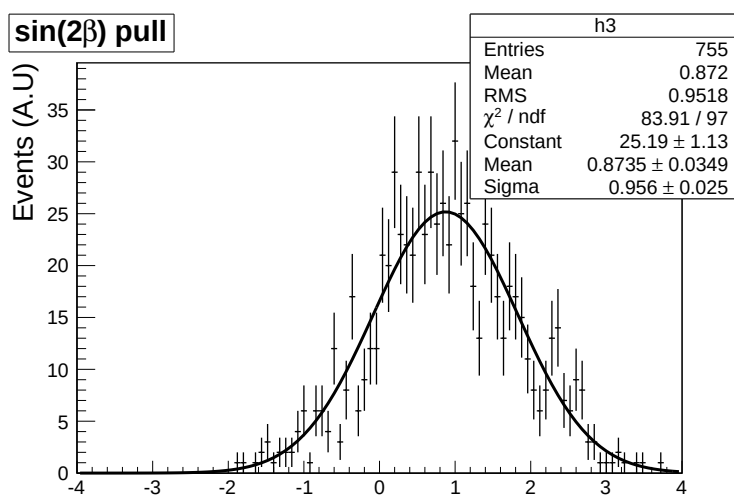


FIG. 6.16: Distribution du pull de $\sin(2\beta)$ pour les exercices Monte-Carlo utilisant une valeur de la fraction de mauvais étiquetage dégradée. La distribution est ajustée par une gaussienne dont la largeur est compatible avec 1, c'est-à-dire que l'erreur de $\sin(2\beta)$ est correctement évaluée. La moyenne, par contre, est biaisée de 0.87σ .

ω	$\sin(2\beta)$	biais(σ)
0,355	$0,680 \pm 0,023$	-0,9
0,359	$0,699 \pm 0,021$	0
0,363	$0,721 \pm 0,023$	0,87

TAB. 6.2: Résumé des biais de $\sin(2\beta)$ en fonction des valeurs de la fraction de mauvais étiquetage utilisés pendant l'ajustement.

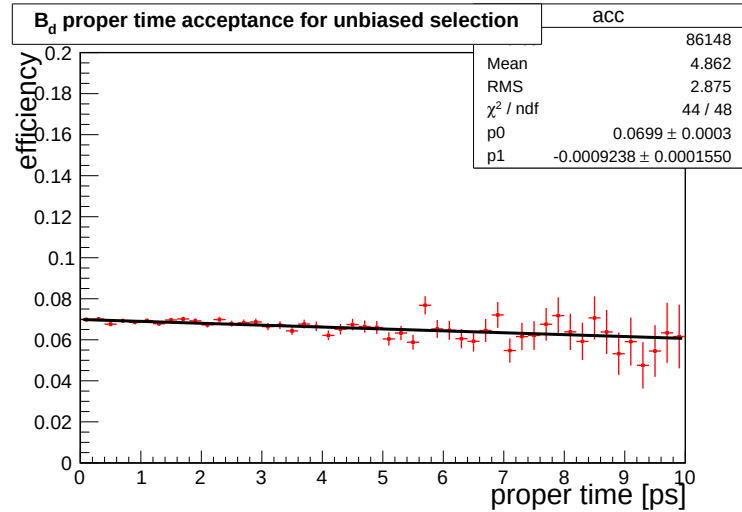


FIG. 6.17: Fonction d'acceptance du temps propre pour les événements de signal passant la sélection $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ne biaisant pas le temps propre. La distribution est ajustée par une droite dont la pente est très faible, bien que non compatible avec 0.

séparément dans les données, et prises en compte dans l'ajustement final.

La Table 6.2 résume les biais de $\sin(2\beta)$ en fonction des valeurs de la fraction de mauvais étiquetage utilisées. L'erreur systématique induite par une erreur sur la fraction de mauvais étiquetage n'est pas plus grande que l'erreur statistique. Cela implique que pour que la mesure de $\sin(2\beta)$ ne soit pas dominée par les erreurs systématiques, il est nécessaire de connaître à mieux que 1% relatif la fraction de mauvais étiquetage.

D'autres sources d'erreurs systématiques proviennent du temps propre. Tout d'abord, dans le modèle utilisé, nous ne considérons pas de fonction d'acceptance pour le temps propre des mésons B_d^0 . Ceci est justifié par le fait que nous utilisons une sélection ne biaisant pas le temps propre [55]. L'acceptance pour les événements de signal passant la sélection est donnée dans la Figure 6.17. La pente est 1‰, c'est-à-dire presque nulle.

Il est nécessaire de vérifier l'impact de cette acceptance non plate. Pour cela un ensemble d'exercices Monte-Carlo est effectué en générant les événements en

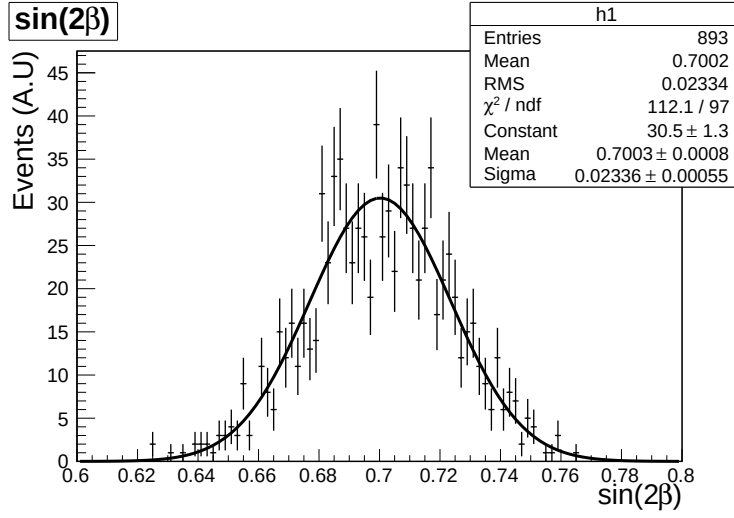


FIG. 6.18: Distribution des valeurs de $\sin(2\beta)$ pour des événements ayant une fonction d'acceptance temporelle à la génération, mais pas dans l'ajustement. Elle est ajustée par une gaussienne dont la moyenne est compatible avec la valeur d'entrée, $\sin(2\beta) = 0,7$. La largeur de cette gaussienne donne la sensibilité, $\sigma(\sin(2\beta)) = 0,0234 \pm 0,0006$.

prenant en compte l'acceptance, et en les ajustant en l'ignorant. Les résultats pour $\sin(2\beta)$ sont donnés dans la Figure 6.18 et le pull est donné dans la Figure 6.19. Il n'y a pas de biais, et la sensibilité reste compatible avec la valeur nominale. Ce résultat est attendu compte tenu du fait que la fonction d'acceptance utilisée affecte de la même manière les mésons B_d^0 et $\bar{B}_d^0$. Ainsi elle ne doit pas changer l'amplitude de l'asymétrie CP. Par contre, le temps propre ajusté doit être biaisé, comme on peut le voir sur la Figure 6.20, qui donne sa distribution du pull.

Les asymétries de détections ont un impact sur les fonctions d'acceptance, les rendant potentiellement différentes pour les mésons étiquetés B_d^0 et ceux étiquetés $\bar{B}_d^0$. Cette information n'est pas démontrable avec les données issues de la simulation complète à cause de la faible statistique disponible.

D'autres sources d'erreurs systématiques sont possibles, mais n'ont pas été étudiées. Par exemple, dans le modèle de bruit de fond, nous avons ignoré le fait qu'une des composantes présente de la violation de la symétrie CP. Une telle composante peut biaiser la valeur de $\sin(2\beta)$.

6.5 Conclusion

Ce chapitre donne une procédure pour mesurer le paramètre de violation de CP $\sin(2\beta)$. Elle repose sur l'ajustement simultané de la masse invariante $\mu\mu K_S^0$ et du temps propre des mésons B_d^0 reconstruits. La densité de probabilité du temps propre

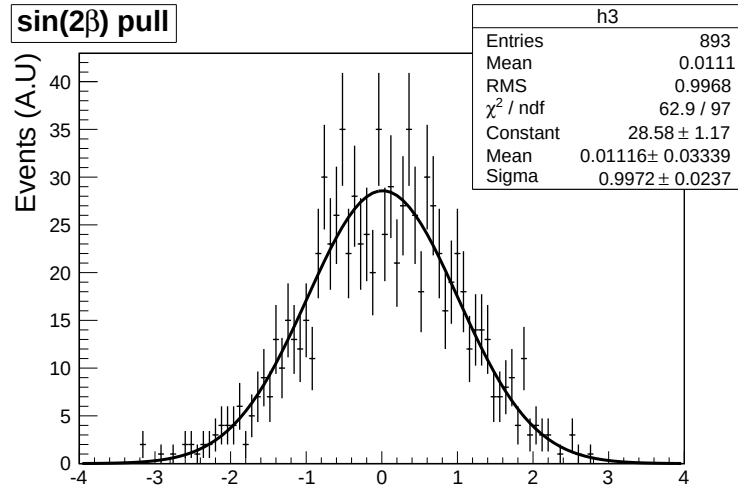


FIG. 6.19: Distribution des pulls de $\sin(2\beta)$ pour des événements générés avec une fonction d'acceptance temporelle à la génération, mais ajustés sans en tenir compte. Elle est ajustée par une gaussienne dont la moyenne est compatible avec 0. La largeur de cette gaussienne est compatible avec 1.

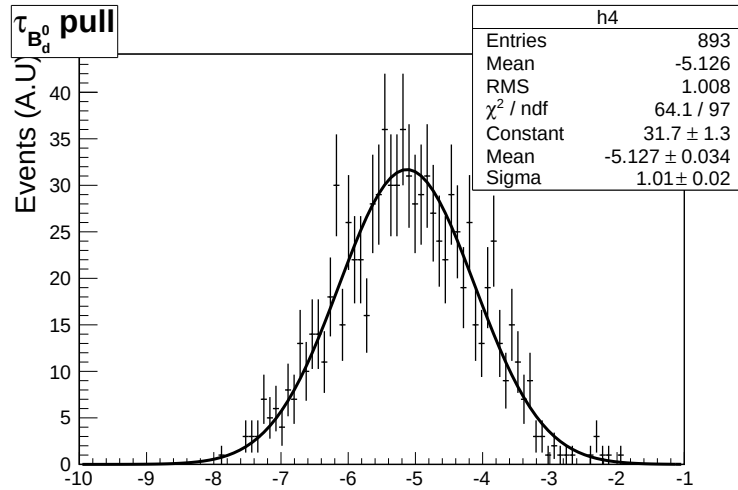


FIG. 6.20: Distribution des pulls de τ_{B_d} pour des événements générés avec une fonction d'acceptance temporelle non plate, mais ajustés sans en tenir compte. Elle est ajustée par une gaussienne dont la moyenne n'est pas compatible avec 0. La largeur de cette gaussienne est compatible avec 1.

du signal dépend de $\sin(2\beta)$. La masse invariante est utilisée pour séparer la composante de signal de celle de bruit. Le bruit de fond contient trois composantes : des événements de type *prompt*, et deux composantes à grand temps propre. La sensibilité à $\sin(2\beta)$ pour 2 fb^{-1} avec le modèle utilisé est déterminée à l'aide d'exercices Monte-Carlo. Les propriétés des différentes contributions sont déterminées à partir de lots d'événements issus de la simulation complète. La sensibilité statistique obtenue pour une année nominale de prise de donnée, 2 fb^{-1} , est :

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0,0218 \pm 0,0005.$$

Cette sensibilité est à comparer avec la précision statistique issue de la combinaison de l'ensemble des valeurs des différentes expériences [62] :

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0,020.$$

La sensibilité statistique à $\sin(2\beta)$ mesuré dans LHCb est comparable à la moyenne mondiale, obtenue par l'ensemble des expériences actuelles.

Nous avons étudié la variation de la sensibilité en fonction de l'augmentation du niveau de bruit. S'il y a trois fois plus de bruit, alors la sensibilité est :

$$\sigma(\sin(2\beta))_{B/S \times 3} = 0,0262 \pm 0,0008.$$

La dégradation est de 20% relatif par rapport à la valeur nominale.

Pour les études de sources d'erreurs systématiques, nous avons généré des événements utilisant les paramètres nominaux, puis les avons ajustés en changeant certains paramètres. La variation de la fraction de mauvais étiquetage est celle qui a le plus gros impact sur $\sin(2\beta)$. En effet, avec une variation relative de $\pm 1\%$, nous obtenons une erreur systématique comparables à l'erreur statistique :

$$\sigma(\sin(2\beta))_{\omega \pm 1\% \text{relat.}} = 0,020.$$

Le deuxième effet étudié est le cas de la présence d'une fonction d'acceptance temporelle non plate dans les données, mais non modélisée. Celle-ci ne change pas la sensibilité à $\sin(2\beta)$, mais biaise le temps propre mesuré.

Ces études permettent de conclure que :

$$\sin(2\beta) = 0,7 \pm 0,0218(\text{stat}) \pm 0,020(\text{syst} : \omega)$$

pour une année nominale de prise de donnée à LHCb, en considérant une très mauvaise connaissance de la fraction de mauvais étiquetage par rapport à celle extraite au chapitre précédent. Cela a deux conséquences : la première est qu'il est nécessaire de mesurer la fraction de mauvais étiquetage à mieux que 1% relatif pour ne pas être dominé par les erreurs systématiques, et la seconde que la valeur mesurée de la fraction de mauvais étiquetage est suffisamment précise pour ne pas induire de biais systématique sur la mesure de $\sin(2\beta)$ ou de $\phi_s^{J/\psi\phi}$.

Conclusion

 L'EXPÉRIENCE LHCb est spécialisée dans l'étude de la violation de la symétrie CP et dans la recherche de désintégrations rares dans le secteur de la beauté. Elle accumulera ses premières données fin 2009 début 2010. Les mesures de précision qui y seront effectuées nécessitent de nombreux outils parmi lesquels figure l'étiquetage de la saveur des mésons beaux à l'instant de leur production. Pour obtenir une sensibilité qui permettra de révéler l'existence de nouvelle physique, il est nécessaire que tous les outils utilisés soient étalonnés précisément en utilisant les données elles mêmes.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la mesure de $\sin(2\beta)$ dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ pour l'étalonnage de l'étiquetage de la saveur des mésons beaux à l'instant de leur production. En effet, $\sin(2\beta)$ est une quantité bien mesurée par les expériences BaBar et Belle [1, 2].

Dans une première partie, nous avons décrit l'algorithme utilisé dans l'expérience LHCb pour déterminer la saveur des mésons beaux à l'instant de leur production, ainsi qu'une procédure pour l'optimisation de celui-ci, avec une estimation des performances de l'algorithme en utilisant des données issues de la simulation détaillée de l'expérience.

La deuxième partie du travail a consisté à développer une sélection d'un canal de contrôle en suivant des critères d'homogénéité avec d'autres canaux de contrôle et de mesure, pour minimiser les différences des performances de l'étiquetage entre les différents canaux. Le canal étudié, $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$, a un rendement annuel de 1,25 millions d'événements, avec un rapport bruit sur signal de 3,16. Le bruit de fond dominant est celui où les trois particules de l'état final sont issues du vertex primaire. Ses performances d'étiquetage opposé sont statistiquement compatibles avec celles des canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$.

Dans la troisième partie, nous avons développé la procédure de mesure de la fraction de mauvais étiquetage opposé dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, donnant une

erreur relative annuelle de :

$$\frac{\sigma(\omega)}{\omega} = 0,3\%.$$

Les études des erreurs systématiques seront effectuées sur les données réelles, car elles dépendent de la modélisation du bruit de fond. De plus, l'extraction de la fréquence des oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, Δm_d , présente une erreur statistique annuelle comparable à la moyenne mondiale, $\sigma(\Delta m_d) = 0,005 \text{ ps}^{-1}$. Cette mesure permet une vérification de la qualité des données.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous avons expliqué la mesure de $\sin(2\beta)$ dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Une étude des sources de bruits de fond a permis de construire une description mathématique de cette désintégration utilisée pour des simulations simplifiées. Ces dernières ont permis de déterminer la sensibilité de LHCb à $\sin(2\beta)$ pour une année nominale de prise de données est :

$$\sigma(\sin(2\beta)) = 0.0218(\text{stat}) \pm 0.020(\text{syst} : \omega)$$

où l'erreur systématique étudiée est due à une méconnaissance de la fraction de mauvais étiquetage de l'ordre de 1%. L'erreur statistique attendue est comparable à celle de la moyenne mondiale, 0.021. De ce fait, avec une année nominale de prise de données, l'expérience LHCb est sensible à une erreur sur le contrôle de la fraction de mauvais étiquetage, permettant de mettre en place les procédures de corrections nécessaires. De plus, comme l'erreur statistique obtenue en un an est comparable à la moyenne mondiale, l'expérience LHCb est compétitive pour améliorer la précision à $\sin(2\beta)$.

Lorsque les données réelles arriveront, il sera nécessaire de comprendre les différents ingrédients entrant dans l'algorithme d'étiquetage, c'est-à-dire la reconstruction des traces et des vertex, et l'identification des particules. De plus, une analyse des bruits de fond sera nécessaire pour construire un modèle mathématique cohérent. Enfin, il faudra accumuler suffisamment de statistique pour contrôler tous les aspects de l'algorithme d'étiquetage et effectuer cette analyse.

Bibliographie

- [1] BaBar Collaboration : B. AUBERT ET AL. Observation of CP violation in the B^0 meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 87 (2001) 91801 .
- [2] Belle Collaboration : K. ABE ET AL. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 87 (2001) 91802 .
- [3] G. C. BRANCO, L. LAVOURA, et J. P. SILVA. *CP violation*. International series of monographs on physics. Oxford university press (1999).
- [4] M. BEYER ET AL. CP violation in particle, nuclear and astrophysics. Proceedings, Summer School, Prerow, Germany, October 1-8, 2000. (2000).
- [5] T. D. LEE et C. N. YANG. *Physical Review*, 104 (1956).
- [6] J. H. CHRISTENSON ET AL. *Phys. Rev. Lett.*, 13 (1964).
- [7] A. APOSTOLAKIS ET AL. *Phys. Lett. B*, 458 (1999) 545 .
- [8] G. LUEDERS. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. Fys. Medd.*, 28 (1954) 5 .
- [9] W. PAULI. *Niels Bohr and the development of physics*. Pergamon (1955).
- [10] R. JOST. *Helvetica Physica Acta*, 30 (1957) 409 .
- [11] R. JOST. *Helvetica Physica Acta*, 36 (1963) 77 .
- [12] R. F. STREATER et A.S. WIGHTMAN. *CPT, spin, statistics and all that*. Benjamin (1964).
- [13] C. AMSLER ET AL. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B 667 (2008).
- [14] V. F. WEISSKOPF et E. P. WIGNER. *Zeitschrift fur Physics*, 65 (1930).
- [15] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA. CP-violation in the renormalizable theory of weak interactions. *Prog. Theor. Phys.*, 49 (1973) : 652–657.

- [16] C. JARLSKOG. Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation. *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 1039 .
- [17] C. JARLSKOG. A basis independent formulation of the connection between quark mass matrices, CP violation and experiment. *Zeitschrift fur Physics*, C66 (1985) : 491.
- [18] L. WOLFENSTEIN. *Phys. Rev. Lett.*, 51 (1983).
- [19] J. CHARLES ET AL. CP violation and the CKM matrix : assessing the impact of the asymmetric B factories. *Eur. Phys. J.*, C41 (2005) 1 : 1–131.
- [20] C.G. BRANCO et L. LAVOURA. Wolfenstein-type parametrization of the quark mixing matrix. *Phys. Rev. D.*, 38 (1988) : 2295.
- [21] CDF Collaboration : T. AALTONEN ET AL. Observation of B_s - B_s^* oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 97 (2006) 242003 .
- [22] CDF Collaboration : T. AALTONEN ET AL. First Flavor-Tagged Determination of Bounds on Mixing-Induced CP Violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Decays. *Phys.Rev.Lett.*, 100 (2007) 161802 .
- [23] D0 Collaboration : V. M ABAZOV ET AL. Lifetime Difference and CP -Violating Phase in the B_s^0 System. *Phys. Rev. Lett.*, 98 (2007) 121801 .
- [24] LHCb Collaboration : A. A. Alves JR. ET AL. The LHCb detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3 (2008) 08 : S08 005.
- [25] L. EVANS et P. BRYANT. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3 (2008) 08 : S08 001.
- [26] T. SJOSTRAND, L. LONNBLAD, S. MRENNNA, et P. SKANDS. Pythia 6.3 physics and manual. (2003).
- [27] H. DIJKSTRA et N. TUNING. Some Remarks on Systematic Effects of the Trigger and Event Generator Studies. *LHCb note*, CERN-LHCB-2003-157 (2003).
- [28] G. FLUGGE. Future Research in High Energy Physics. *1993 European School of High Energy Physics*, (1993).
- [29] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Magnet. *Technical Design Report*, LHCC-2000-007 (2000).
- [30] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Vertex Locator. *Technical Design Report*, LHCC-2001-011 (2001).
- [31] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Inner Tracker. *Technical Design Report*, LHCC-2002-029 (2002).

- [32] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Outer Tracker. *Technical Design Report*, LHCC-2001-024 (2001).
- [33] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb reoptimized detector design and performance. *Technical Design Report LHCb*, LHCC 2003-030 (2003).
- [34] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Rich. *Technical Design Report*, LHCC-2000-037 (2000).
- [35] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Calorimeters. *Technical Design Report*, LHCC-2000-036 (2000).
- [36] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Muon System. *Technical Design Report*, LHCC-2001-010 (2001).
- [37] LHCb Collaboration : S. AMATO ET AL. LHCb Trigger System. *Technical Design Report*, LHCC-2003-031 (2003).
- [38] D. J. LANGE. The EvtGen particle decay simulation package. *Nucl. Instr. Meth., A* (2001) 462 .
- [39] E. BARBERIO et Z. WAS. PHOTOS : A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0. *Comput. Phys. Commun.*, 79 (1994) : 291–308.
- [40] M. R. WHALLEY, D. BOURILKOV, et R. C. GROUP. The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and Lhaglu. (2005).
- [41] M. DOBBS et J. B. HANSEN. The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics. *Comput. Phys. Commun.*, 134 (2001) : 41–46.
- [42] S. AGOSTINELLI ET AL. GEANT4 - A simulation toolkit. *Nucl. Instr. Meth.*, 506 (2003) 3 .
- [43] M. CALVI, O. LEROY, et M. MUSY. Flavour Tagging Algorithms and Performances in LHCb. *LHCb note*, CERN-LHCb-2007-058 (2007).
- [44] M. CALVI, G. LANFRANCHI, O. LEROY, M. MUSY, S. POSS, et S. VECCHI. Calibration of Flavour Tagging with $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ and $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ control channels. *LHCb note*, CERN-LHCb-2009-020 (2009).
- [45] Twiki de résumé des performances de l’algorithme d’étiquetage.
Site web du groupe étiquetage : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/V2FlavTag>
- [46] BaBar Collaboration : B. AUBERT ET AL. Measurement of the CP-Violating Asymmetry Amplitude $\sin(2\beta)$. *Phys. Rev. Lett.*, 89 (2002) 201802 .

- [47] Belle Collaboration : H. KAKUNO ET AL. Neutral B Flavor Tagging for the Measurement of Mixing-induced CP Violation at Belle. *Nucl. Instrum. Meth.*, A533 (2004) : 516–531.
- [48] D0 Collaboration : V. M ABAZOV ET AL. Measurement of the flavour oscillation frequency of the B_s^0 mesons at D0. *D0 conference note*, 5474 (2007).
- [49] CDF Collaboration : A. ABULENCIA ET AL. Observation of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. *Phys. Rev. Lett.*, 97 (2006).
- [50] M. ZUR NEDDEN. Precise B-Decays Measurement Sensitive to BSM Physics at ATLAS. Dans *Europhysics Conference on High Energy Physics*. Anchester, England (2007) .
- [51] E. ASLANIDES, J. BABEL, J. COGAN, R. Le GAC, O. LEROY, S. POSS, et A. TSAREGORODTSEV. Selection of $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ and $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \mu^+ \nu_\mu$ to control flavour tagging in LHCb. *LHCb note*, CERN-LHCb-2006-058 (2006).
- [52] O. LEROY, F. MUHEIM, S. POSS, et Y. XIE. Selection of the $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ events in LHCb. *LHCb note*, CERN-LHCb-2007-029 (2007).
- [53] S. POSS. *Use of $B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$ channel to control the flavour tagging in LHCb*. Rapport de master, Université de la Méditerranée (2006). CERN-THESIS-2007-010.
- [54] M. CALVI, B. KHANJI, G. LANFRANCHI, O. LEROY, et S. POSS. Lifetime Unbiased Selections of $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ and related control channels : $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. *LHCb note*, CERN-LHCb-2009-025 (2009).
- [55] N. MANGIAFAVE, M. CALVI, et C. MATTEUZZI. *Measurement of $\sin(2\beta)$ from $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ with the LHCb detector*. Master thesis, Univ. degli Studi Milano Bicocca, Milan (2008). Presented on 15 May 2008.
- [56] S. AMATO ET AL. Measument of the CP violating parameter β_s with $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. *LHCb note*, CERN-LHCB-ROADMAP-003 (2009).
- [57] J. M. AMORAAL. The $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ selection. *LHCb note*, CERN-LHCb-2007-052 (2007).
- [58] G. RAVEN. Selection of $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. *LHCb note*, CERN-LHCb-2003-118 (2003).
- [59] G. J. FELDMAN et R. D. COUSINS. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57 (1998) 7 : 3873–3889.
- [60] H.G. MOSER et A. ROUSSARIE. Mathematical Methods for $B^0 - \bar{B}^0$ Oscillation Analyses. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 384 (1997) 491 .

-
- [61] P. VANKOV et G. RAVEN. Proper-Time Resolution Modelling. *LHCb note*, CERN-LHCb-2007-055 (2007).
- [62] E. BARBERIO ET AL. Averages of b-hadron and c-hadron properties at the end of 2007. *arxiv :hep-ex/0808.1297*, (2008).

Index

A	
Asymétrie	
CP dépendante du temps ..	16, 26
de mélange	15
B	
β_s	28
C	
Canal	
de contrôle	76, 79, 81
de mesure	81, 127
D	
$\Delta\Gamma$	8
Δm	8
Δm_d	28
Δm_s	28
Diagrammes	
en boîte	23
pinguins	25
Dilution	58
E	
Efficacité d'étiquetage	57
Efficacité d'étiquetage effective	58
Estimateur	
électron	61
kaon	61
muon	61
SS kaon	65
SS pion	65
Estimateurs de l'étiquetage	59
Étalonnage de l'étiquetage	75
Étiquetage de la saveur	57
F	
Fraction de mauvais étiquetage	58
I	
Identification des particules	46
Interaction électrofaible	18
J	
Jarlskog, invariant de	20
L	
Lagrangien	
de Higgs	18
de Yukawa	19
λ_f	11
LHC	33
LHCb	33, 35
M	
Matrice CKM	19
Mécanisme de Higgs	19
Méson beau neutre	12
Modèle Standard	17
O	
Opérateur	

$\mathcal{CPT}$	5
$\mathcal{CP}$	4
de conjugaison de charge $\mathcal{C}$	3
de parité $\mathcal{P}$	4
de reversement du temps $\mathcal{T}$	4
P	
Phase	
faible	16
forte	16
Q	
q/p	8
S	
Section efficace de production	
de paires $b\bar{b}$	35
$\sin(2\beta)$	1, 26,
28, 30, 39, 57, 58, 73, 127, 135,	
137–139, 141, 142, 144, 145	
Système de déclenchement	53
T	
Taux de désintégration	13, 15
Trajectographie	39
Triangle d'unitarité	21
V	
Violation de CP	5, 13
dans l'interférence mélange - dés-	
intégration	12
dans le mélange	12
directe	12
W	
Wolfenstein, paramétrage de	21

Étalonnage de l'algorithme d'étiquetage de la saveur par la mesure de $\sin(2\beta)$ dans LHCb

L'objectif de la thèse est de proposer une procédure pour l'étalonnage de l'algorithme d'étiquetage de la saveur de l'expérience LHCb. Cet algorithme est fondamental pour de nombreuses mesures de paramètre de la violation de la symétrie CP. La mesure de référence est celle de $\sin(2\beta)$ car ce paramètre est très bien connu. Dans la première partie de ce document, nous présentons le cadre théorique du travail, avec une présentation de l'origine des observables de violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard de la physique des particules. La deuxième partie présente le détecteur LHCb, avec une revue de ses sous-détecteurs. La troisième partie montre l'algorithme d'étiquetage de la saveur, avec une présentation des estimateurs choisis, ainsi que la procédure d'optimisation utilisée. Cette partie donne enfin les performances attendues. Le chapitre suivant présente l'étude de la sélection d'un canal de contrôle utilisé pour l'optimisation de l'algorithme. La cinquième partie présente la procédure d'extraction de la fraction de mauvais étiquetage depuis un autre canal de contrôle. Cette fraction de mauvais étiquetage est un paramètre fondamental de l'algorithme. Enfin, le dernier chapitre montre comment cette fraction de mauvais étiquetage est utilisée dans la mesure de $\sin(2\beta)$, et quels sont les conséquences d'une erreur sur cette fraction. On montre qu'avec une année de prise de données, la sensibilité à $\sin(2\beta)$ est suffisante pour contrôler l'algorithme.

Mots clés : étalonnage, étiquetage de la saveur, LHCb, fraction de mauvais étiquetage, violation de la symétrie CP, $\sin(2\beta)$, maximum de vraisemblance

Calibration of the flavour tagging algorithm of the LHCb experiment by the measurement of $\sin(2\beta)$.

The thesis objective is to develop a procedure for the calibration of LHCb's flavour tagging algorithm. This algorithm is fundamental for many CP violating parameters' measurements. The chosen reference measurement is $\sin(2\beta)$ because it is very well known. In the first part of this document, we present the theoretical context of this work, with a presentation of the origin of the CP violating observables of the Standard Model of particle physics. Then we present the experimental apparatus, the LHCb detector, with a review of its sub-detectors. The third part describes the flavour tagging algorithm, with a presentation of the chosen taggers, and the selection optimization. It also gives the expected performance. The next chapter discusses the selection procedure for one of the control channels used in the algorithm's optimization. The fifth part presents the procedure for the extraction of the wrong tag fraction from an other control channel. This wrong tag fraction is a fundamental parameter of the flavour tagging algorithm. Finally, the last chapter shows how this wrong tag fraction is used in the measurement of $\sin(2\beta)$, and what are the consequences of an error on this fraction. We show that with one year of data taking, the sensitivity to $\sin(2\beta)$ is sufficient to control the flavour tagging algorithm.

Keywords : Calibration, flavour tagging, wrong tag fraction, LHCb, CP violation, $\sin(2\beta)$, maximum likelihood