

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique subatomique et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Nicolas Déléage

Thèse dirigée par **Vincent Tisserand et Stéphane T'Jampens**

préparée au sein du **Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules**
et de l'**École doctorale de physique de Grenoble**

Étude des désintégrations
 $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ **et des sous-**
modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ avec le détec-
tecteur LHCb

Thèse soutenue publiquement le **14 octobre 2015**,
devant le jury composé de :

Monsieur Jean-Pierre Lees

Directeur de recherche au Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules, Président

Monsieur Patrick Robbe

Directeur de recherche au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Rapporteur

Monsieur Karim Trabelsi

Associate Professor au Laboratoire de Physique des Hautes Énergie de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Rapporteur

Monsieur Sébastien Descotes-Genon

Directeur de recherche au Laboratoire de Physique Théorique d'Orsay, Examineur

Monsieur Anton Poluektov

Chercheur à l'Université de Warwick et au Budker Institute of Nuclear Physics, Examineur

Monsieur Vincent Tisserand

Directeur de recherche au Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules, Directeur de thèse

Monsieur Stéphane T'Jampens

Chargé de recherche au Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules, Co-Directeur de thèse



Table des matières

0.1	Remerciements	1
0.2	Introduction	3
I	Éléments de théorie et contexte expérimental	7
1	Théorie	9
1.1	Le mécanisme CKM dans le Modèle Standard	9
1.1.1	Les symétries discrètes C, P, T et CP	9
1.1.2	La violation de CP dans le système des mésons B^0	9
1.1.3	La matrice CKM	12
1.1.4	Le triangle d'unitarité	15
1.1.5	L'angle γ de la matrice CKM et ses implications	17
1.2	La mesure de l'angle γ du mécanisme CKM	19
1.2.1	Méthode GLW	19
1.2.2	Méthode ADS	21
1.2.3	Méthode GGSZ	22
1.3	Les désintégrations $B \rightarrow Dhh$ pour la mesure de la phase γ du mécanisme CKM	22
1.3.1	La phase γ accessible avec les désintégrations $B \rightarrow Dhh$	22
1.3.2	Résumé des pré-requis nécessaires pour mesurer γ avec les modes $B \rightarrow Dhh$	27
1.3.3	Résumé de l'état de l'art des connaissances des modes $B \rightarrow Dhh$	28
1.4	Spectroscopie du mode $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	29
2	L'expérience LHCb	33
2.1	Le grand collisionneur de hadrons	33
2.1.1	L'accélération des protons	33
2.1.2	Les collisions de protons et production de hadrons beaux et charmés au LHC	36
2.2	Le détecteur LHCb	44
2.2.1	Motivations physiques de l'expérience LHCb	44
2.2.2	Organisation générale du détecteur LHCb	45
2.2.3	Trajectographes	49

2.2.4	Aimant	56
2.2.5	Identification des particules : détecteur à effet Cherenkov (RICH) .	58
2.2.6	Calorimètres	63
2.2.7	Détecteurs à muons	65
2.3	L'environnement LHCb pour l'analyse de données	66
2.3.1	Le système de déclenchement	66
2.3.2	Algorithme d'identification de particules	70
2.3.3	PIDCalib	71
2.3.4	Génération des données simulées dans le détecteur LHCb	74
2.3.5	Reconstruction des événements pour les analyses de physiques . . .	74
2.4	Mesures de rapports d'embranchement à LHCb	75
2.4.1	Définition du rapport d'embranchement	75
2.4.2	Intérêt du rapport de rapports d'embranchement	76
2.4.3	Modes de normalisation utilisés pour le calcul de rapports d'em- branchement	77

II L'analyse $B \rightarrow Dhh$ 79

3	Lots de données et sélection des candidats $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$	81
3.1	Le lot de données collectées par LHCb et les échantillons de données simulées	81
3.1.1	Le lot de données collectées par LHCb	81
3.1.2	Les échantillons de données simulées	81
3.2	Lignes directrices de l'analyse	83
3.2.1	Paramètres à mesurer	83
3.2.2	Stratégie de la sélection	85
3.3	Les critères du système de déclenchement	85
3.3.1	Système de déclenchement au niveau $L0$	85
3.3.2	Système de déclenchement de haut niveau HLT	86
3.4	Le <i>Stripping</i> : filtrage préliminaire des données	86
3.5	Contrainte de masse pendant l'ajustement des traces	88
3.6	Sélections initiales	88
3.6.1	Critères cinématiques et de qualité de reconstruction de traces . . .	89
3.6.2	Veto du $D^*(2010)^-$	102
3.6.3	Critère de sélection sur l'identification des particules filles des mé- sons D^0	104
3.6.4	Restriction à la zone optimale du plan (p, η) pour l'identification des kaons et pions	106
3.6.5	Récapitulatif des sélections initiales	107
3.7	Sélections supplémentaires à l'aide d'une analyse multivariables	108
3.7.1	Principe d'une analyse multivariables et stratégie	109
3.7.2	Échantillons d'entraînement de l'analyse multivariables	110
3.7.3	Choix des variables discriminantes	115

3.7.4	Choix du discriminant et optimisation de la sélection sur le discriminant	120
3.7.5	Validation de la méthode	124
3.8	Distinction des événements $D\pi\pi$ et DKK	129
3.8.1	Identification des deux pions provenant du B^0 , des candidats $D\pi\pi$	130
3.8.2	Identification des deux kaons provenant du $B_{(s)}^0$, des candidats DKK	130
3.8.3	Correction des variables sur l'identification des particules dans les échantillons MC	132
3.9	Traitement des candidats multiples par événement	134
3.10	Conclusion du chapitre sur la sélection des candidats $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$	138
4	Etude des bruits de fond	141
4.1	Les différents bruits de fond	141
4.1.1	Classification des bruits de fond	141
4.1.2	Estimation de la contribution des différents bruits de fond	142
4.2	Bruit de fond combinatoire	143
4.3	Bruits de fond sans méson charmé	143
4.3.1	Caractérisation du bruit de fond sans méson charmé	143
4.3.2	Structure du bruit de fond sans méson charmé, sur la distribution m_{Dhh}	146
4.3.3	Conclusion sur le traitement du bruit de fond sans méson charmé	147
4.4	Bruits de fond avec une mauvaise identification	147
4.4.1	Bruits de fond avec mauvaise identification pour les candidats $D\pi\pi$	147
4.4.2	Bruits de fond avec mauvaise identification pour les candidats DKK	148
4.5	Bruits de fond partiellement reconstruits	150
4.5.1	Bruits de fond partiellement reconstruits pour les candidats $D\pi\pi$	150
4.5.2	Bruits de fond partiellement reconstruits pour les candidats DKK	150
4.6	Conclusion sur les bruits de fond	153
5	Extraction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	155
5.1	Stratégie pour l'ajustement sur m_{Dhh}	155
5.2	Les composantes de l'ajustement sur m_{Dhh}	156
5.2.1	Modélisation du signal	157
5.2.2	Validation de la modélisation du signal sur les simulations Monte Carlo	158
5.2.3	Modélisation du bruit de fond combinatoire	158
5.2.4	Modélisation du bruit de fond avec une mauvaise identification	158
5.2.5	Modélisation du bruit de fond partiellement reconstruit	160
5.2.6	Modélisation du bruit de fond dans la région de basse masse	162
5.3	La fonction de vraisemblance	163
5.4	L'ajustement de la masse invariante m_{Dhh} des données	164
5.5	Étude de la fidélité de la méthode d'extraction	167

5.5.1	Exploitation des lots d'événements <i>toy</i> $D\pi\pi$	168
5.5.2	Exploitation des lots d'événements <i>toy</i> DKK	169
5.5.3	Conclusion sur l'étude des <i>toy</i> pour l'extraction des nombres d'événements $N(B_{(s)}^0) \rightarrow \bar{D}^0 hh$	171
5.6	Extraction de poids <i>sWeight</i> signaux	171
5.7	Conclusion sur le chapitre décrivant l'extraction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	173
6	Calcul des efficacités des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	175
6.1	Efficacité géométrique	176
6.2	Efficacité de sélection	176
6.3	Efficacité de l'identification des particules de l'état final	177
6.4	Efficacité du niveau L0 du système de déclenchement	177
6.4.1	Définition de l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement	177
6.4.2	Détermination de l'efficacité du système de déclenchement hadronique de niveau L0, $\epsilon^{TOS PID \& sel \& geom}$	178
6.4.3	Détermination des rapports f et g , du nombre d'événements uniquement TOS et d'événements TIS par rapport au nombre d'événements TOS	180
6.4.4	Conclusion sur l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement	182
6.5	Variation de l'efficacité en fonction de la position dans le plan de Dalitz	182
6.5.1	Détermination d'une efficacité par événement	183
6.5.2	Détermination d'une efficacité moyenne sur le plan de Dalitz	190
6.5.3	Méthode de validation	190
6.5.4	Comparaison des deux méthodes pour la détermination de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz	191
6.6	Estimation de l'incertitude statistique sur la valeur de l'efficacité	192
6.7	Résumé des efficacités des modes $B \rightarrow Dhh$	196
7	Calcul des incertitudes systématiques pour la détermination des rapports d'embranchement des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	197
7.1	Incetitude systématique sur l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement	198
7.2	Incetitude systématique sur l'efficacité d'identification des particules	199
7.3	Incetitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$	199
7.3.1	Incetitude systématique sur la modélisation du signal	200
7.3.2	Incetitude systématique sur la modélisation des bruits de fond	201
7.3.3	Récapitulatif des incertitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$	206
7.4	Incetitude systématiques due au rapport de sections efficace de production de mésons B_s^0 et B^0 (f_s/f_d)	206

7.5	Résumé des incertitudes systématiques pour le calcul des rapports d'embranchement des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$	207
8	Étude qualitative de la composition des plans de Dalitz des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$	209
8.1	Structure de Dalitz de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	209
8.2	Structure de Dalitz de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	212
9	Résultats de l'analyse des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$	215
III	L'analyse $B \rightarrow D\phi$	217
10	Étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	219
10.1	Objectifs et description de la méthode utilisée pour l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	219
10.1.1	Objectifs et intérêts de l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*(0)}\phi$	219
10.1.2	Description de la méthode utilisée pour l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	220
10.2	Validité de la méthode pour l'étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	221
10.3	Détermination des poids sW_ϕ	221
10.3.1	Modélisation du signal : événements avec la résonance ϕ	223
10.3.2	Modélisation du bruit de fond : événements sans résonance ϕ	223
10.3.3	Ajustement de m_{KK}	223
10.3.4	Distribution des poids sW_ϕ	223
10.4	Les composantes de l'ajustement sur $m_{D\phi}$	223
10.4.1	Modélisation du signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$	225
10.4.2	Modélisation du signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$	226
10.4.3	Modélisation du signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$	226
10.4.4	Modélisation du bruit de fond	226
10.5	La fonction de vraisemblance	227
10.6	Ajustement de $m_{D\phi}$	228
10.6.1	L'ajustement	228
10.6.2	Profil de la vraisemblance en fonction de $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)$	229
10.7	Validation de la méthode nominale, avec une seconde méthode utilisant la soustraction du bruit de fond	231
10.8	Comparaison des deux méthodes d'extraction des nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	231
10.9	Efficacité des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	232
10.10	Incertainitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$	234

10.11	Résumé des incertitudes systématiques pour le calcul des rapports d'embranchement des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$	236
10.12	Résultats de l'analyse des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$	236
10.12.1	Rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$	237
10.12.2	Rapport d'embranchement et polarisation de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$	238
10.12.3	Rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$	238
10.12.4	Contrainte sur l'angle de mélange $\omega - \phi$	239

IV Résultats et conclusion 241

11	Conclusion	243
11.1	Résultats	243
11.2	Conclusion et perspectives	244
A	Les échantillons de données simulées Monte Carlo	245
A.1	Listes des échantillons Monte Carlo	245
A.2	Normalisation des échantillons Monte Carlo	248
B	Définitions des variables de sélection	251
B.1	Variables utilisées, pour la première fois dans le Stripping	251
B.2	Variables utilisées, pour la première fois dans l'analyse multi-variable . . .	253
C	Expressions des fonctions de densités de probabilités utilisées	255
C.1	La fonction gaussienne	255
C.2	La fonction <i>Crystal Ball</i>	255
C.3	Les PDF non-paramétriques <i>RooKeysPdf</i>	257
C.4	La fonction Breit-Wigner	257
C.5	La fonction seuil <i>RooDstD0BG</i>	257
D	Les méthodes d'analyse multivariées	259
D.1	Le discriminant de Fisher	259
D.2	Les arbres de décision	260
D.3	Le réseau de neurones	262
E	Variables testées en entrée de TMVA	265
F	Le maillage du plan (p, η) pour la cartographie de l'efficacité de l'identification de particule, pour PIDCalib	267
F.1	Distribution des impulsions des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$	267
F.2	Distribution des pseudo-rapidités des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$	268

0.1 Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier la direction du LAPP et le groupe LHCb de m'avoir accueilli et permis de réaliser cette thèse.

Je remercie ensuite Vincent Tisserand et Stéphane T'Jampens de m'avoir accordé leur confiance et pour leur encadrement et dévouement tout au long de ces trois années de thèse. Je remercie chacun des membres du jury : Jean-Pierre Lees, Sébastien Descotes-Genon, Anton Poluektov, Patrick Robbe et Karim Trabelsi. C'est un réel honneur pour moi de les compter parmi les membres du jury. Je remercie particulièrement Karim, Patrick et Anton pour leur commentaires et suggestions qui m'ont permis d'améliorer la qualité du manuscrit.

Je souhaite également remercier Wenbin Qian, pour son implication : son aide a été plus que précieuse, aussi bien sur des problèmes techniques que sur des interrogations de physique. Merci à l'ensemble des physiciens que j'ai pu rencontrer au LAPP ou au CERN au côté desquels j'ai beaucoup appris. Je remercie particulièrement Mark Whitehead qui m'a beaucoup apporté lors de nos différents échanges et lors de ces visites au LAPP.

Je souhaite exprimer ma gratitude à l'ensemble du groupe LHCb du LAPP pour leur accueil, pour leur aide et pour leur soutien : merci à Marie-Noël Minard, Edwige Tournefier, Daniel Décamp, Bolek Pietrzyk, Philippe Ghez, Max Chefdeville, Jean-François Marchand et bien sûr mon fidèle condisciple Léo Beaucourt.

Je souhaite également remercier l'ensemble des doctorants du LAPP et LAPTh et plus généralement l'ensemble des camarades et amis que j'ai pu me faire parmi la communauté que l'on pourra appeler *young@lapp*, même si le terme *young* peut être remis en question et le terme *lapp* risque de ne pas être apprécié dans les rangs du LAPTh... Enfin, je souhaite dire un grand merci à ma famille et mes amis pour leurs indéfectibles soutiens en tout genre. Merci à Catherine, Calie et Julie pour leur travail de correction d'orthographe, merci au *gang des Lyonnais*, aux *Hydros* et aux fidèles représentant de la Drôme-Ardèche. Je terminerai ces remerciements en ayant une pensée pour Baptiste et Aloïs...

0.2 Introduction

L'expérience LHCb a été construite pour étudier la physique des saveurs, dont entre autre la violation de CP par l'interaction faible, sur le collisionneur proton-proton LHC. La première phase de fonctionnement du LHC a duré de 2011 à 2012, ce qui a permis à LHCb de collecter 3.19 fb^{-1} de données à une énergie dans le centre de masse des collisions de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Après une phase de maintenance le LHC a redémarré en 2015, pour la seconde phase de prise de données à une énergie dans le centre de masse des collisions de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur l'ensemble des données collectées par LHCb lors de la première phase de fonctionnement (2011-2012).

Le mécanisme de Kobayashi-Maskawa (KM) est le mécanisme décrivant la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. De précédentes expériences dédiées à la physique des saveurs, BaBar et Belle, ont démontré la validité de ce mécanisme. À présent LHCb a pour objectif de mesurer avec précision les paramètres de ce mécanisme, des points de références du Modèle Standard, pour en parallèle rechercher de manière indirecte de la Nouvelle Physique en recherchant des déviations à ces points de références du Modèle Standard. Les travaux réalisés lors de cette thèse s'inscrivent dans le cadre du premier axe de recherche : réaliser des mesures de précisions des paramètres du mécanisme KM pour contraindre le Modèle Standard.

L'objet de cette thèse est de réaliser les mesures des rapports d'embranchement des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, d'investiguer les sous-modes constitués des principales résonances, en particulier les désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$, dans le but de préparer les futures analyses de Dalitz de ces modes.

Cette thèse est articulée en quatre parties. La première partie présente les motivations théoriques de ces mesures (premier chapitre) et le dispositif expérimental pour les réaliser (second chapitre). Le second chapitre décrira le collisionneur LHC ainsi que l'ensemble des sous-détecteurs constituant l'expérience LHCb et l'ensemble des outils utilisés pour l'acquisition des données, la reconstruction des événements, l'identification des particules.

La deuxième et troisième parties représentent le cœur de ce travail de thèse : l'analyse des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$. Le troisième chapitre décrit la sélection du signal et la réjection du bruit de fond. Le quatrième chapitre présente les bruits de fond résiduels et la manière dont ils vont être traités dans le cinquième chapitre, où nous déterminerons les nombres d'événements des modes nécessaires aux calculs des rapports d'embranchement. Le sixième chapitre traite des efficacités nécessaires aux calculs des rapports d'embranchement. Le septième chapitre présente le calcul des incertitudes systématiques sur les mesures des rapports d'embranchement. Dans le huitième chapitre nous explorerons les plans de Dalitz des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, ces investigations conduiront à l'étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ dans la troisième partie. Les résultats de cette première partie : les rapports d'embranchement des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, sont donnés dans le neuvième chapitre.

Dans la troisième partie, pour l'étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$, nous présenterons tout d'abord la méthodologie suivie pour l'étude, en particulier pour l'extraction des nombres

d'événements, ensuite nous traiterons des efficacités pour ces modes et des incertitudes systématiques pour les mesures des rapports d'embranchement des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$.

La quatrième et dernière partie est une conclusion où nous récapitulons l'ensemble des mesures réalisées dans cette thèse. Soit, la mesure la plus précise à l'heure actuelle du rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, la première observation des modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ avec mesure de la polarisation de ce dernier, la confirmation de la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$, ainsi que des limites supérieures sur le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ et sur l'angle de mélange des mésons $\omega - \phi$.

Première partie

Eléments de théorie et contexte expérimental

Chapitre 1

Théorie

1.1 Le mécanisme CKM dans le Modèle Standard

Cette section présente la symétrie CP et sa violation par l'interaction faible dans le secteur des quarks.

1.1.1 Les symétries discrètes C, P, T et CP

En théorie quantique des champs il existe trois symétries discrètes fondamentales C, P et T. La symétrie C, pour conjugaison de charge, est la transformation qui relie particule et anti-particule en transformant les nombres quantiques en leur opposé. La symétrie P, pour parité, est la transformation qui renverse les impulsions $\vec{p}$ en $-\vec{p}$, son action sur le quadri-vecteur énergie-impulsion est :

$$P : (E, \vec{p}) \mapsto (E, -\vec{p}) \quad (1.1)$$

La symétrie T, pour temps, est la transformation qui renverse le temps, son action sur le quadri-vecteur position est :

$$T : (t, \vec{x}) \mapsto (-t, \vec{x}) \quad (1.2)$$

La violation de la parité a été prédite [1] en 1956 puis observée expérimentalement [2] en 1957. La violation de la conjugaison de charge a été observée en constatant l'absence de neutrino d'hélicité droite [3]. En 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay ont observé la violation de CP dans la désintégrations des kaons neutres [4] en observant la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ qui serait interdite si l'interaction faible conservait CP. Jusqu'à aujourd'hui, aucune expérience n'a mis en défaut la conservation de la symétrie CPT.

1.1.2 La violation de CP dans le système des mésons B^0

La symétrie CP est la symétrie qui traduit dans le Modèle Standard la relation entre la matière et l'anti-matière. Le mécanisme du Modèle Standard décrivant cette violation de CP dans le secteur des quarks est le mécanisme de Kobayashi-Maskawa (KM) [5].

Trois types de violation de CP ont été observées dans des processus d'interaction faible :

- violation de CP indirecte, ou violation de CP dans le mélange ;
- violation de CP directe, ou violation de CP dans la désintégration ;
- violation de CP dans l'interférence entre désintégration avec et sans mélange.

Pour la suite, considérons un méson B^0 à l'état initial, se désintégrant en un état final $f : B^0 \rightarrow f$. Le processus conjugué par la symétrie CP est $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}$. Les états f et $\bar{f}$ sont deux états conjugués par la symétrie CP :

$$CP|f\rangle = e^{i\alpha_f}|\bar{f}\rangle, \quad CP|\bar{f}\rangle = e^{-i\alpha_f}|f\rangle, \quad (1.3)$$

où la phase α_f est une phase arbitraire, si $|f\rangle$ est un état propre de CP alors $\alpha_f = \pm 1$. L'amplitude du processus $B^0 \rightarrow f$ s'écrit alors,

$$A_f \equiv A(B^0 \rightarrow f) = \langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle \quad (1.4)$$

$$= \sum_j |A_j| e^{i(\phi_j + \delta_j)}, \quad (1.5)$$

où la somme porte sur l'ensemble des processus intervenant dans la désintégration $B^0 \rightarrow f$, ϕ_j représente la phase faible du processus (qui change de signe sous CP) et δ_j représente la phase forte du processus (invariante sous CP) provenant des effets de QCD (*Quantum ChromoDynamics* pour chromodynamique quantique). L'amplitude du processus conjugué est alors,

$$\bar{A}_{\bar{f}} \equiv A(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle \quad (1.6)$$

$$= \langle \bar{f}|(CP)^\dagger(CP)\mathcal{H}(CP)^\dagger(CP)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.7)$$

$$= e^{-i(\alpha_B - \alpha_f)} \langle f|(CP)\mathcal{H}(CP)^\dagger|\bar{B}^0\rangle \quad (1.8)$$

$$= e^{-i(\alpha_B - \alpha_f)} \sum_j |A_j| e^{i(\delta_j - \phi_j)}. \quad (1.9)$$

Les états propres de saveur B^0 et $\bar{B}^0$ ne sont pas les états propres de masse, notés B_L et B_H . Les états propres de masse peuvent s'écrire en fonction des états propres de saveur et des nombres complexes p et q (où p et q respectent $|p|^2 + |q|^2 = 1$)¹ :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.10)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.11)$$

La quantité λ_f est définie à partir des amplitudes A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$,

$$A_f = \langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle \quad (1.12)$$

et

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle \quad (1.13)$$

¹Les états propres de CP $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$ s'écrivent $|B_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle)$ et $|B_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle)$.

comme étant

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}. \quad (1.14)$$

Un méson B est produit à l'instant $t = 0$ dans un état propre de saveur $|B^0\rangle$ ou $|\bar{B}^0\rangle$, puis évolue en un mélange de $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.15)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle - g_+(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.16)$$

avec les fonctions

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}(e^{-i\mu_L t} \pm e^{-i\mu_H t}), \quad (1.17)$$

où μ_L et μ_H sont les valeurs propres associées aux états propres de masses $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$ ².

La probabilité qu'un méson B^0 produit à l'instant $t = 0$ se désintègre à l'instant t en un état final f est

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) = |\langle f | \mathcal{H} | B^0(t) \rangle|^2 \quad (1.20)$$

L'asymétrie de CP dépendant du temps $a_f(t)$, est une observable mesurable, elle est définie par

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)}. \quad (1.21)$$

D'après les équations (1.15) et (1.16) elle devient

$$A_{CP}(t) = \frac{S_f \sin(\Delta m_b t) - C_f \cos(\Delta m_b t)}{\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) - D_f \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right)}, \quad (1.22)$$

où

$$S_f = \frac{2\Im(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad (1.23)$$

$$C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad (1.24)$$

$$D_f = \frac{2\Re(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}. \quad (1.25)$$

²En notant les valeurs propres $\mu_L = M_L - i\Gamma_L/2$ et $\mu_H = M_H - i\Gamma_H/2$, en notant $\Gamma = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$, on obtient les notations de $g_{\pm}$

$$g_+(t) = e^{-\Gamma t/2} e^{-iM_B t} \cos(\Delta m_b t/2), \quad (1.18)$$

$$g_-(t) = e^{-\Gamma t/2} e^{-iM_B t} \sin(\Delta m_b t/2), \quad (1.19)$$

où $\Delta m_b = M_H - M_L$ est la fréquence d'oscillation du méson B . On note également $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$.

Les trois cas de violation de CP dans le système des mésons B^0

La symétrie CP est conservée si et seulement si $\lambda_f = \pm 1$, alors $a_f(t) = 0$.

Si $|\frac{q}{p}| \neq 1$, alors il y a violation indirecte (dans le mélange). Si $|\frac{q}{p}| = 1$ et que $|\lambda_f| \neq 1$, alors il y a violation directe (dans la désintégration). Mais il se peut que $|\frac{q}{p}| = 1$ et que $|\lambda_f| = 1$ et que pour autant $a_f(t) \neq 0$ parce que λ_f est complexe, c'est le cas de la violation de CP dans l'interférence entre la désintégration avec et sans mélange.

1.1.3 La matrice CKM

La violation de CP est décrite dans le Modèle Standard par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [5]. Cabibbo a introduit en 1963 [6] le mécanisme décrivant le mélange des quarks qui permet les transitions entre les différentes familles de quarks. Le mécanisme de Kobayashi-Maskawa (KM) [5] proposé en 1973 étend la matrice de mélange de Cabibbo à une matrice complexe avec 3 familles de quarks (comme nous allons le détailler dans le paragraphe suivant) pour décrire la violation de CP. La validité de ce mécanisme a été testé expérimentalement, les résultats expérimentaux issus principalement des expériences BaBar et Belle, ont conduit à récompenser M. Kobayashi et T. Maskawa par le prix Nobel en 2008. La matrice CKM contient ces deux aspects : le mélange des quarks permettant les transitions entre les différentes familles de quarks et le mécanisme KM décrivant la violation de CP.

Le mécanisme de CKM utilise une matrice V_{CKM} unitaire 3×3 qui caractérise les amplitudes des transitions électrofaibles entre les quarks de 3 générations. C'est la matrice de mélange entre les états propres de masse et les états propres de l'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

où

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

sont les états propres de l'interaction faible et

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

les états propres de masse.

Ce modèle permet de décrire le grand nombre de transitions dues à l'interaction faible à l'aide de seulement quatre paramètres dont une phase complexe qui décrit le degré de violation de CP dans le Modèle Standard. Ces quatre paramètres ne sont pas prédits par la théorie et doivent être déterminés expérimentalement.

Les raisons du mécanisme CKM

Lors de l'élaboration du mécanisme CKM, en 1973, le quark b (découvert en 1977 [7]) et la troisième génération de quarks n'étaient pas encore connus. Cependant la violation de CP était connue depuis 1964, dans le système des K_L^0 [4]. Pour conserver CPT, la symétrie T doit donc également être violée. Or le hamiltonien $\mathcal{H}$ est invariant par renversement du temps si et seulement si $\mathcal{H}$ est réel. Par conséquent, pour avoir violation de T, il faut introduire une phase complexe.

Considérons à présent le nombre de paramètres de la matrice CKM, dans le cas de N familles de quarks (soit $2N$ quarks), en fonction du nombre de familles de quarks. La matrice est de taille $N \times N$ soit N^2 nombres complexes, donc $2N^2$ paramètres réels. L'unitarité de la matrice entraîne N^2 conditions, il reste donc N^2 paramètres réels. Par ailleurs, les champs de quarks sont complexes, les différences de phases entre champs de quarks importent (et non la phase absolue de chaque champ de quark), il y a ainsi $2N-1$ phases indépendantes. Le nombre de paramètres pour la matrice est alors $N^2 - (2N-1) = (N-1)^2$.

S'il n'y avait pas violation de CP (donc pas de violation de T) la matrice serait réelle. Soit N^2 paramètres. La relation d'unitarité serait une relation d'orthogonalité, $V_{CKM} V_{CKM}^T = 1$ ce qui représenterait $N + \frac{N^2-N}{2}$ relations indépendantes pour les conditions d'orthogonalité. Le nombre de paramètres de la matrices serait : $N^2 - (N + \frac{N^2-N}{2}) = \frac{N(N-1)}{2}$.

Le tableau 1.1 récapitule le nombre de paramètres décrivant cette matrice V_{CKM} en fonction du nombre de familles de quarks. Dans le cas de seulement deux familles de

N	V_{CKM} dans $\mathbb{R}$	V_{CKM} dans $\mathbb{C}$
2	1	1
3	3	4
4	6	9

TAB. 1.1 – Récapitulatif du nombre de paramètres de la matrice CKM, en fonction du nombre de familles de quarks N . En l'absence de violation de CP pour la deuxième colonne, $\frac{N(N-1)}{2}$ paramètres; avec violation de CP pour la troisième colonne, $(N-1)^2$ paramètres.

quarks, un seul paramètre (l'angle de Cabibbo [6]) permet de décrire la matrice, il n'y a alors pas de violation de CP. Pour qu'il y ait violation de CP, il faut au minimum trois familles de quarks, dans ce cas la matrice est définie par trois *angles de Cabibbo* plus une phase représentant la violation de CP ³.

³On peut faire l'analogie entre le changement de base des états propres de masse des quarks (d, s, b) et la base des états propres de l'interaction faible (d', s', b'); et le changement de repère dans l'espace (x, y, z) → (x', y', z') avec les trois angles d'Euler, auxquels on doit rajouter la phase de violation de CP.

Paramétrisation de la matrice CKM

La matrice CKM peut s'écrire comme étant le produit de trois matrices de rotation, où nous noterons $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

où la phase de violation de CP est introduite :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

pour obtenir la matrice CKM :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.31)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

La hiérarchie des modules des éléments de la matrices CKM est donnée dans la matrice suivante [8] :

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.97425 \pm 0.00022 & 0.2253 \pm 0.0008 & (4.13 \pm 0.49) \times 10^{-3} \\ 0.225 \pm 0.008 & 0.986 \pm 0.016 & (41.1 \pm 1.3) \times 10^{-3} \\ (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} & (40.0 \pm 2.7) \times 10^{-3} & 1.021 \pm 0.032 \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM

Plusieurs paramétrisations de la matrice CKM existent. En utilisant la hiérarchie des éléments de la matrice CKM, Wolfenstein [9] a proposé un développement de la matrice suivant $\lambda \equiv s_{12}$. Cette paramétrisation, couramment utilisée, donne la matrice de CKM en fonction de quatre paramètres λ , A , ρ et η .

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4), \quad (1.34)$$

où les paramètres λ , A , ρ et η sont définis tels que,

$$\lambda \equiv s_{12}, \quad (1.35)$$

$$A\lambda^2 \equiv s_{23}, \quad (1.36)$$

$$A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{i\delta}. \quad (1.37)$$

La paramétrisation de Wolfenstein a la particularité de montrer clairement la hiérarchie des éléments de matrices.

1.1.4 Le triangle d'unitarité

La matrice CKM est unitaire $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = Id$, cette relation d'unitarité conduit à neuf équations. Considérons les 6 équations hors diagonale (en fait 3 équations + les équations complexes conjuguées) :

$$V_{ud}^* V_{us} + V_{cd}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} = 0, \quad (1.38)$$

$$V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb} + V_{ts}^* V_{tb} = 0, \quad (1.39)$$

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0. \quad (1.40)$$

Ces équations peuvent être représentées dans le plan complexe par des triangles, qui ont la même aire : $\frac{A^2 \lambda^2 \eta}{2}$. La relation (1.40) conduit au triangle d'unitarité, le plus communément étudié puisque c'est le seul non quasi-plat. En effet, les trois côtés du triangle sont du même ordre de grandeur, en λ^3 . En définissant $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ tel que le nombre complexe $\bar{\rho} + i\bar{\eta}$ soit le sommet du triangle d'unitarité [10]⁴

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad (1.43)$$

l'équation du triangle d'unitarité est alors

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.44)$$

$$\Leftrightarrow A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) - A\lambda^3 + A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) = 0 \quad (1.45)$$

$$\Leftrightarrow (\bar{\rho} + i\bar{\eta}) - 1 + (1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) = 0. \quad (1.46)$$

Le triangle d'unitarité est représenté sur la figure 1.1. Les angles (α, β, γ) , aussi appelés (ϕ_2, ϕ_1, ϕ_3) , sont définis par :

$$\alpha \equiv \phi_2 = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right), \quad (1.47)$$

$$\beta \equiv \phi_1 = \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right), \quad (1.48)$$

$$\gamma \equiv \phi_3 = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right). \quad (1.49)$$

⁴À partir de l'équation (1.43) les expressions de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ en fonction de λ sont données par

$$\bar{\rho} = \rho - \frac{1}{2}\rho\lambda^2 + \left(\frac{1}{2}A^2\rho - \frac{1}{8}\rho - A^2(\rho^2 - \eta^2) \right) \lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6), \quad (1.41)$$

$$\bar{\eta} = \eta - \frac{1}{2}\eta\lambda^2 + \left(\frac{1}{2}A^2\eta - \frac{1}{8}\eta - 2A^2\rho\eta \right) \lambda^4 + \mathcal{O}(\lambda^6). \quad (1.42)$$

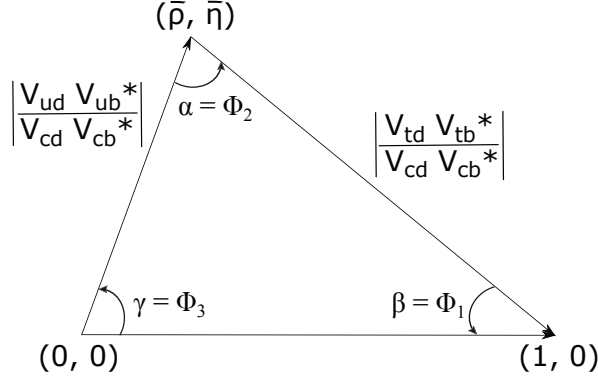


FIG. 1.1 – Triangle d’unitarité dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

On remarque que l’angle γ est la phase de violation de CP dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Les mesures des paramètres de la matrice CKM (c’est-à-dire du triangle d’unitarité) permettent de vérifier la validité du Modèle Standard à trois familles de quarks et ainsi de contraindre ce modèle. Des groupes comme CKMfitter [10] et UTfit [11] combinent et interprètent les différentes mesures des paramètres de la matrice CKM, pour contraindre de manière précise le Modèle Standard. Ensuite, des recherches de Nouvelle Physique par méthodes indirectes peuvent être réalisées : des déviations dans la mesure de ces paramètres pour des modes contenant potentiellement de la Nouvelle Physique (processus avec des boucles où peuvent intervenir des particules virtuelles inconnues) seraient des indications de Nouvelle Physique.

La figure 1.2 représente les contraintes expérimentales en 2014 sur le triangle d’unitarité et le tableau 1.2 donne les valeurs de la matrice CKM et des angles du triangle d’unitarité déterminés par le groupe CKMfitter.

Paramètre	Valeur ($\pm 1\sigma$)
A	$0.810^{+0.018}_{-0.024}$
λ	$0.22548^{+0.00068}_{-0.00034}$
$\bar{\rho}$	$0.145^{+0.013}_{-0.007}$
$\bar{\eta}$	$0.343^{+0.011}_{-0.012}$
α (en degrés)	$87.7^{+3.5}_{-3.3} \cup 179.0^{+3.7}_{-4.1}$
β (en degrés)	$21.85^{+0.68}_{-0.67}$
γ (en degrés)	$73.2^{+6.3}_{-7.0}$

TAB. 1.2 – Valeurs des paramètres de la matrice CKM et angles du triangle d’unitarité calculées par le groupe CKMfitter à partir des mesures expérimentales disponibles en avril 2015 [12].

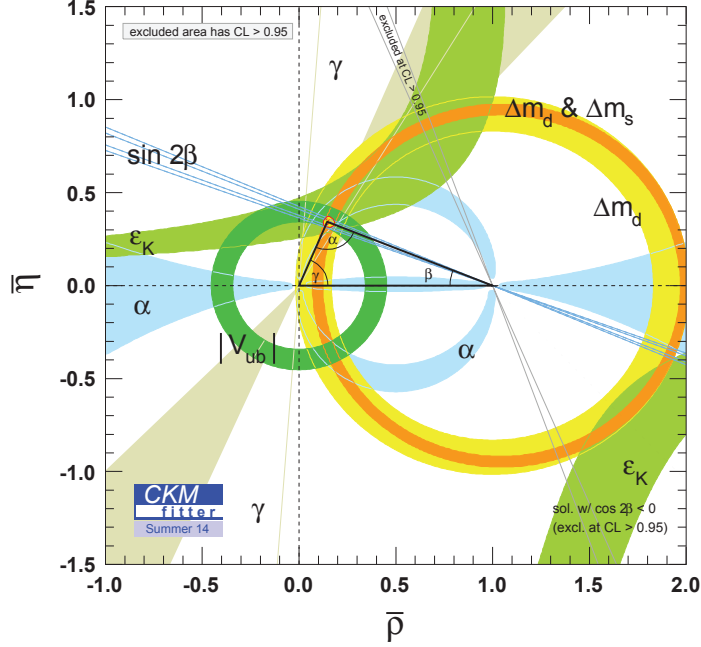


FIG. 1.2 – Contraintes sur le triangle d’unitarité imposées par l’ensemble des mesures à l’été 2014.

1.1.5 L’angle γ de la matrice CKM et ses implications

De nombreuses études sur la violation de CP ont été réalisées par les précédentes usines à B , BaBar et Belle, qui ont permis de valider le mécanisme CKM de mélange de saveurs et de violation de CP dans le Modèle Standard.

Les recherches actuelles dans le domaine de l’étude de la violation de CP peuvent se diviser en deux axes. Le premier axe de recherche consiste à mesurer des quantités dans des processus dominés par des diagrammes à l’arbre, c’est-à-dire des processus ne faisant pas intervenir des boucles de particules virtuelles. Les mesures des paramètres de la matrice CKM dans de tels processus deviennent des mesures de référence du Modèle Standard. En particulier, l’angle γ du triangle d’unitarité qui est directement lié à la phase de violation de CP est un paramètre essentiel qui nécessite d’être mesuré avec toujours plus de précision. La phase de violation de CP est actuellement le paramètre de la matrice CKM le moins bien connu i.e. : mesuré avec la plus grande incertitude. Le deuxième axe de recherche porte sur des processus faisant intervenir des boucles. La figure 1.3 représente un exemple de diagramme à l’arbre et de diagramme à boucle (aussi appelé *diagramme pingouin*) de la désintégration $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Les diagrammes à boucle sont potentiellement affectés par de la Nouvelle Physique : des particules massives virtuelles peuvent contribuer dans la boucle. En l’absence de cette contribution, les paramètres de

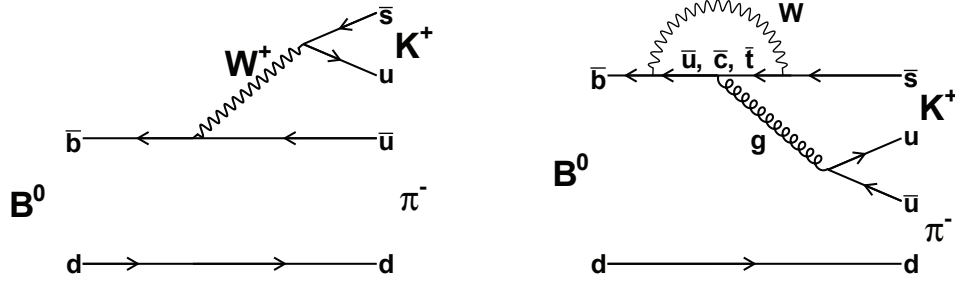


FIG. 1.3 – Diagramme de Feynman à l'arbre (à gauche) et à boucle (à droite) de la désintégration $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

la matrice CKM mesurés dans de tels processus doivent être en accord avec ceux obtenus dans les processus à l'arbre, purement Standard. À l'inverse, la présence de Nouvelle Physique pourrait conduire à des résultats en désaccord avec les paramètres Standard obtenus à l'aide des processus à l'arbre.

L'objectif de cette thèse s'inscrit dans le premier axe de recherche visant à mesurer avec précision la phase de violation de CP γ . À l'issu de la première phase de fonctionnement du LHC, LHCb a pu mesurer γ avec une incertitude de l'ordre de 10° [13], comme le montre la figure 1.4, en combinant les mesures de plusieurs modes de désintégrations :

- $B^\pm \rightarrow D[h^+ h^-] h^\pm$ [14], GLW [15] [16]/ADS [17] [18], 1 fb^{-1} ;
- $B^\pm \rightarrow D[\pi^\pm K^\mp \pi^+ \pi^-] h^\pm$ [19], ADS, 1 fb^{-1} ;
- $B^\pm \rightarrow D[K_S^0 h^+ h^-] h^\pm$ [20], GGSZ [21] [22], 1 fb^{-1} ;
- $B^\pm \rightarrow D[K_S^0 K^+ \pi^-] h^\pm$ [23], 1 fb^{-1} ;
- $B^0 \rightarrow D[h^+ h^-] K^{*0}$ [24], GLW/ADS, 1 fb^{-1} ;
- $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ [25], dépendant du temps [26], 1 fb^{-1} ;

où h signifie kaon ou pion, les acronymes correspondent aux initiales des auteurs ayant développés les méthodes de détermination de γ (ces méthodes seront présentées un peu plus en détail dans la section 1.2) et la dernière information correspond à la luminosité intégrée de l'échantillon utilisé pour chaque analyse. Les usines à B , BaBar et Belle, avaient mesuré la phase γ , respectivement $\gamma = (69 \pm 17)^\circ$ [27] et $\gamma = (68 \pm 14)^\circ$ [28], la combinaison des deux donne une mesure de $\gamma = (67 \pm 11)^\circ$ [29].

Une précision sur la phase γ de l'ordre de 1° permettrait par des tests de cohérence globale de sonder la Nouvelle Physique dans le secteur des B -hadrons jusqu'à des échelles de 20 TeV.

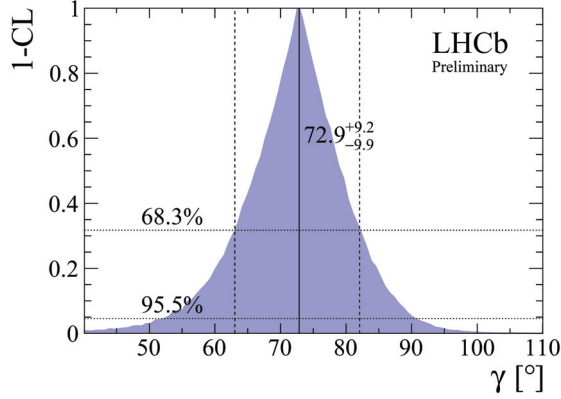


FIG. 1.4 – Combinaison de la mesure de γ en 2014 d’après les mesures de LHCb de la première phase de prise de données (2011-2012). Figure reproduite depuis [13].

1.2 La mesure de l’angle γ du mécanisme CKM

Plusieurs modes de désintégrations avec différentes méthodes permettent d’accéder à la mesure de la phase γ du mécanisme CKM. La phase γ se mesure dans la désintégration de modes où les deux processus $b \rightarrow c\bar{u}s$ et $b \rightarrow u\bar{c}s$ interfèrent, la phase faible entre ces deux transitions est γ .

La mesure de γ peut se faire indépendamment du temps, ou dépendante du temps comme dans le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ [25] en exploitant l’interférence entre la désintégration avec et sans mélange ($\gamma - 2\beta_s$ est alors mesuré, γ est ensuite déterminé en utilisant une mesure indépendante de β_s). La technique la plus puissante pour mesurer γ est d’extraire la phase faible d’études indépendantes du temps d’asymétries de taux de désintégrations, qui sont dues à la violation directe de CP, comme par exemple les désintégrations $B^\pm \rightarrow Dh^\pm$ où $h^\pm$ représente un kaon ou un pion.

1.2.1 Méthode GLW

La méthode GLW (pour Gronau, London et Wyler) [15] [16] permet d’accéder à la phase γ . Cette méthode est basée sur les désintégrations $B^\pm \rightarrow Dh^\pm$ où les mésons D^0 et $\bar{D}^0$ se désintègrent dans un état commun qui est de plus, état propre de CP : par exemple $\pi^+\pi^-$ ou K^+K^- états propres de CP avec la valeur propre +1 et $K_S^0\pi^0$, $K_S^0\phi$, $K_S^0\eta$, $K_S^0\rho$ ou $K_S^0\omega$ états propres de CP avec la valeur propre -1. On définit le paramètre r_B comme étant le rapport du module des amplitudes de la désintégration supprimée du B sur la désintégration favorisée du B , en effet la désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 h^+$ fait intervenir une transition $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ de l’ordre de λ^2 , tandis que la désintégration $B^+ \rightarrow D^0 h^+$ fait intervenir une transition $\bar{b} \rightarrow \bar{u}$ de l’ordre de λ^3 . On définit également δ_B comme étant la différence de phase forte entre la désintégration supprimée et la désintégration favorisée, γ est la différence de phase faible entre ces deux processus. La figure 1.5 représente les diagrammes

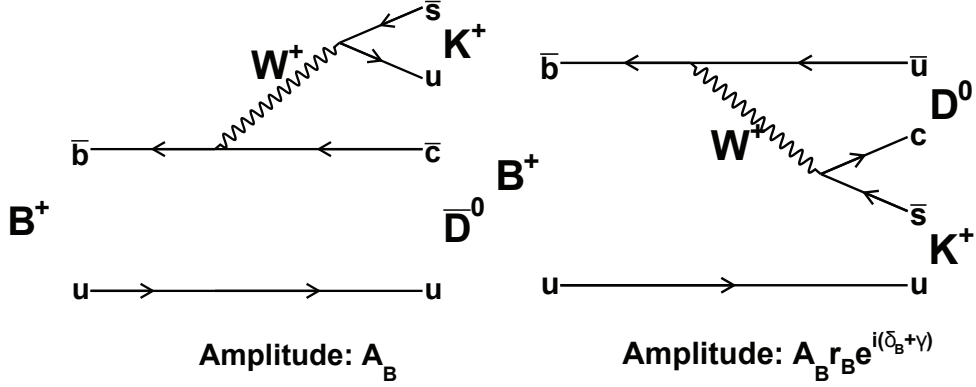


FIG. 1.5 – Diagramme de Feynman de la désintégration $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ (à gauche) et $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ (à droite).

de Feynman de ces deux processus (pour $h^\pm \equiv K^\pm$) et récapitule l'amplitude pour chacun d'eux. L'asymétrie $A_{CP\pm}$ et les rapports d'amplitudes $R_{CP\pm}$ sont définis à l'aide des taux de désintégration Γ :

$$A_{CP\pm} = \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) - \Gamma(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)}, \quad (1.50)$$

et

$$R_{CP\pm} = 2 \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow D^0 K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)} \quad (1.51)$$

qui peuvent s'exprimer, en remplaçant les taux de transitions par le carré du module des amplitudes comme,

$$R_{CP\pm} = 1 + r_B^2 \pm 2r_B \cos(\delta_B) \cos(\gamma) \quad (1.52)$$

et

$$A_{CP\pm} = \frac{\pm 2r_B \sin(\delta_B) \sin(\gamma)}{R_{CP\pm}}. \quad (1.53)$$

La résolution de ces équations permet de déterminer la phase γ . Cependant, la méthode GLW seule est limitée par :

- le faible rapport d'embranchement de la chaîne totale de désintégration ($\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 [h^+ h^-] h^0) \sim 10^{-6}$);
- le fait que la résolution des équations aboutie à une ambiguïté sur γ ;
- l'incertitude sur γ est inversement proportionnelle à r_B .

La méthode originale GLW pour extraire la phase γ peut être étendue aux désintégrations de mésons D en tout autre états finaux accessibles à la fois au D^0 et $\bar{D}^0$. Ces extensions à d'autres modes de désintégrations avec d'autres méthodes permettent d'augmenter le nombre d'équations pour déterminer la phase γ et/ou contraindre les paramètres de nuisances $r_B, \delta_B \dots$

1.2.2 Méthode ADS

La méthode ADS (pour Atwood, Dunietz et Soni) [17] [18] utilise toujours les modes $B^\pm \rightarrow Dh^\pm$ mais avec une désintégration des $\bar{D}^0$ et D^0 dans un état qui n'est pas état propre de CP, par exemple $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. La motivation de cette méthode est de contrebalancer la suppression de Cabibbo de la désintégration du $B^+ \rightarrow D^0K^+$ par la désintégration favorisée de Cabibbo du $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$; en parallèle de la désintégration favorisée de Cabibbo $B^+ \rightarrow \bar{D}^0K^+$ qui est suivie de la désintégration doublement supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$, comme le schématise la figure 1.6. Les amplitudes des deux processus interférant sont donc du même ordre de grandeur, le terme d'interférence peut être important, ce qui augmente la sensibilité à γ . La contrepartie de cette méthode est qu'elle introduit deux nouveaux paramètres de nuisance : r_D le rapport du module des amplitudes de la désintégration doublement supprimée de couleur $\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sur la désintégration favorisée de Cabibbo du $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et δ_D la phase faible relative de la désintégration du D . Une asymétrie de CP A_{ADS} et un rapport de taux de transitions R_{ADS} sont définis de manière similaire à la méthode GLW,

$$A_{ADS} = \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D[\rightarrow f]K^-) - \Gamma(B^+ \rightarrow D[\rightarrow \bar{f}]K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow D[\rightarrow f]K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow D[\rightarrow \bar{f}]K^+)}, \quad (1.54)$$

$$R_{ADS} = \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D[\rightarrow f]K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow D[\rightarrow \bar{f}]K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow D[\rightarrow \bar{f}]K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow D[\rightarrow f]K^+)}, \quad (1.55)$$

qui peuvent s'exprimer, en remplaçant les taux de transitions par le carré du module des amplitudes comme,

$$R_{ADS} = r_B^2 + r_D^2 \pm 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D) \cos(\gamma), \quad (1.56)$$

$$A_{ADS} = \frac{2r_B r_D \sin(\delta_B + \delta_D) \sin(\gamma)}{R_{ADS}}. \quad (1.57)$$

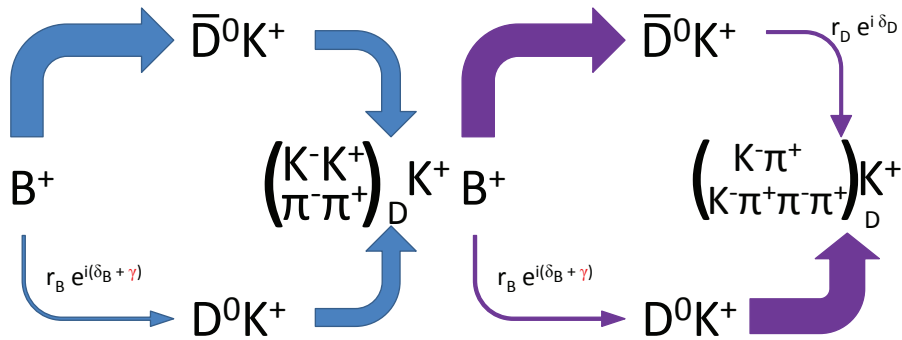


FIG. 1.6 – Schéma des processus interférant pour déterminer la phase γ à l'aide des désintégrations $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ et des méthodes GLW (à gauche) et ADS (à droite).

1.2.3 Méthode GGSZ

Dans le but de multiplier les modes, pour ensuite combiner les différentes mesures de la phase γ pour améliorer la précision, une troisième méthode a été développée en 2002. La méthode GGSZ (pour Giri, Grossman, Soffer et Zupan) [21] [22] permet d'extraire γ en utilisant des désintégrations du D en trois corps ou plus, comme par exemple $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^- \pi^+$. L'avantage de cette méthode est de multiplier les modes et de pouvoir utiliser des modes de désintégrations tous favorisés de Cabibbo. La contrepartie est que la phase forte de désintégration du D , δ_D , varie en fonction de la position dans le plan de Dalitz des particules filles du D . Ainsi il faut auparavant connaître la cartographie de la phase forte δ_D dans le plan de Dalitz de la désintégration du D considérée.

Les résultats d'analyses réalisées en amont permettent de connaître les valeurs de δ_D en fonction de la position sur le plan de Dalitz :

- cartographie de δ_D , modèle dépendante [30] ;
- cartographie de δ_D , modèle indépendante [31].

1.3 Les désintégrations $B \rightarrow Dhh$ pour la mesure de la phase γ du mécanisme CKM

Pour réussir à déterminer la phase γ du mécanisme KM avec une précision de l'ordre du degré, il faut multiplier les canaux d'étude. Une alternative supplémentaire aux méthodes usuelles présentées dans la section 1.2 est l'extraction de γ à l'aide des modes $B_s^0 \rightarrow Dhh$.

1.3.1 La phase γ accessible avec les désintégrations $B \rightarrow Dhh$

L'étude des modes neutres $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, où $h^\pm$ représentent des kaons ou pions chargés, est intéressante pour plusieurs raisons : pour étudier la physique des mésons $B_{(s)}^0$, spectroscopie des charmes ouverts ; ainsi que pour faire de la physique avec les mésons $B_{(s)}^0$, extraction de la phase γ , de l'angle de mélange $\beta_{(s)}$ du système $B_{(s)}^0 - \bar{B}_{(s)}^0$. Les principales mesures accessibles avec les désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ proviennent des modes :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, peut être utilisé pour mesurer β à l'aide d'une méthode dépendante du temps [32] [33] ;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$, peut être utilisé pour mesurer γ à l'aide d'une méthode indépendante du temps [34] [35] ;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, peut être utilisé pour mesurer β_s et γ à l'aide d'une méthode dépendante du temps [36], le sous-mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ peut être utilisé pour mesurer γ à l'aide d'une méthode indépendante du temps [37] ;
- l'étude des autres modes tels que $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est tout autant importante car ces modes vont apparaître comme modes bruits de fond pour les désintégrations sensibles à γ listées ci-dessus.

La figure 1.7 représente les diagrammes de Feynman de deux contributions possibles au mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. À gauche, un exemple de diagramme avec échange de W , où le méson $D_{s2}^{*-}(2573)$ se désintègre en $\bar{D}^0 K^-$. À droite, un diagramme supprimé de couleur où le méson $a_0(980)$ se désintègre en $K^+ K^-$.

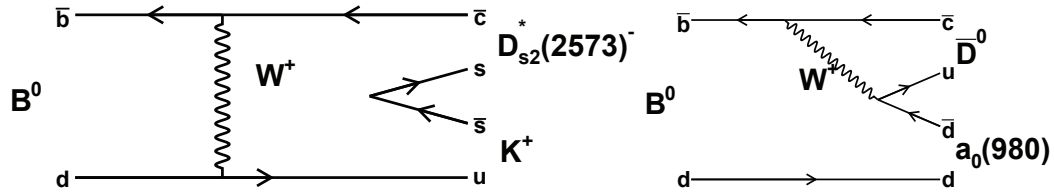


FIG. 1.7 – Diagrammes de Feynman de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ via un échange de W (à gauche) et un diagramme supprimé de couleur (à droite).

Les modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$

Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.1.5, le mode $B^0 \rightarrow D[h^+ h^-] K^{*0}$ [24] est une extension, pour mesurer γ , des méthodes historiques aux désintégrations des mésons neutres B^0 . Il a été montré dans Ref. [38] que la précision sur γ peut être améliorée en mesurant l'amplitude complexe de la désintégration $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ par rapport à la désintégration favorisée de couleur $B^0 \rightarrow D_2^{*-} K^+$, qui peut être réalisé par l'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ [34].

LHCb a réalisé l'analyse de Dalitz du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ [39] [40] qui a, entre autres, permis d'observer pour la première fois la résonance $D_{s3}^{*}(2860)^-$.

Le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$

L'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ est un pré-requis pour pouvoir réaliser une mesure de l'angle de mélange β du mécanisme CKM avec ce mode [32] [33]. En plus d'être sensible à un paramètre du mécanisme CKM, l'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ permet d'explorer de nombreuses résonances : les états excités du méson D se désintégrant en $K \pi$, avec un spin et parité $J^P = 0^+, 1^-, 2^+ \dots$, les résonances du système $\pi^+ \pi^-$. Cette analyse, permet ainsi d'étudier la phénoménologie des états $D \pi$ et $\pi \pi$, elle est complémentaire à l'analyse de Dalitz du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ [39] [40] qui contraint la phénoménologie des états $\bar{D}^0 K^-$ (D_{sJ}^-) et $K^- \pi^+$.

L'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ [41] utilise deux approches alternatives pour modéliser les contributions du système $\pi^+ \pi^-$ à l'aide des formalismes Iso-bar [42] [43] et K-matrix [44]. Elle a permis d'améliorer la précision sur la mesure de nombreux rapports d'embranchement $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^0$ (avec $h^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) et de réaliser la première observation des désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 f_0(500)$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 f_0(980)$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho(1450)$, $B^0 \rightarrow D_3^*(2760)^- \pi^+$ et la mise en évidence de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 f_0(2020)$. Les masses et largeurs des résonances $\bar{D}^0 \pi^-$ ont également été mesurées ainsi que le rapport

d'embranchement global $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$, dont la précision sur la mesure a été améliorée d'un facteur 1.7 par rapport à la précédente mesure réalisée par Belle [45] $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.4 \pm 0.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$. Les différents rapports d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow r h_3) \times \mathcal{B}(r \rightarrow h_1 h_2)$ (où r représente les résonances du système $\bar{D}^0 \pi^-$ ou $\pi^+ \pi^-$) des composantes du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ mesurés dans l'analyse Ref. [41] sont donnés dans le tableau 1.3, le modèle Isobar [42] [43] traite les composantes $f_0(500)$, $f_0(980)$, $f_0(2020)$ et $\pi^+ \pi^-$ non-résonant séparément tandis que le modèle K-matrix [44] les traite globalement. J'ai participé à cette analyse sur un aspect technique en produisant les fichiers de données, les échantillons de simulations, lors de la sélection des données et pour la détermination de l'efficacité (en particulier de l'efficacité due à l'identification des particules).

Résonance r	Modèle Isobar ($\times 10^{-5}$)	Modèle K-matrix ($\times 10^{-5}$)
$f_0(500)$	$11.2 \pm 0.8 \pm 0.5 \pm 2.1 \pm 0.5$	n/a
$f_0(980)$	$1.34 \pm 0.25 \pm 0.10 \pm 0.46 \pm 0.06$	n/a
$f_0(2020)$	$1.35 \pm 0.31 \pm 0.14 \pm 0.85 \pm 0.06$	n/a
S-wave	$14.1 \pm 0.5 \pm 0.6 \pm 1.3 \pm 0.7$	$14.2 \pm 0.6 \pm 1.5 \pm 0.9 \pm 0.7$
$\rho(770)$	$32.1 \pm 1.0 \pm 1.2 \pm 0.9 \pm 1.5$	$31.0 \pm 1.0 \pm 2.1 \pm 0.7 \pm 1.5$
$\omega(782)$	$0.42 \pm 0.11 \pm 0.02 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.43 \pm 0.11 \pm 0.02 \pm 0.02 \pm 0.02$
$\rho(1450)$	$1.36 \pm 0.28 \pm 0.08 \pm 0.19 \pm 0.06$	$1.91 \pm 0.37 \pm 0.73 \pm 0.19 \pm 0.09$
$\rho(1700)$	$0.33 \pm 0.11 \pm 0.06 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.73 \pm 0.18 \pm 0.53 \pm 0.10 \pm 0.03$
$f_2(1270)$	$9.5 \pm 0.5 \pm 0.4 \pm 1.0 \pm 0.4$	$9.1 \pm 0.6 \pm 0.8 \pm 0.5 \pm 0.4$
$D_0^*(2400)^-$	$7.7 \pm 0.5 \pm 0.3 \pm 0.3 \pm 0.4$	$8.0 \pm 0.5 \pm 0.8 \pm 0.4 \pm 0.4$
$D_2^*(2460)^-$	$24.4 \pm 0.7 \pm 1.0 \pm 0.4 \pm 1.2$	$23.8 \pm 0.7 \pm 1.2 \pm 0.5 \pm 1.1$
$D_3^*(2760)^-$	$1.03 \pm 0.16 \pm 0.07 \pm 0.08 \pm 0.05$	$1.34 \pm 0.19 \pm 0.16 \pm 0.06 \pm 0.06$

TAB. 1.3 – Rapports d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow r h_3) \times \mathcal{B}(r \rightarrow h_1 h_2)$ des composantes du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, mesurés dans l'analyse de Dalitz [41]. La première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde l'incertitude systématique, la troisième l'incertitude due au modèle et la quatrième l'incertitude due à la normalisation avec le mode $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$.

Le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ et le sous-mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$

Comme le montre les diagrammes de Feynman de la figure 1.8, des transitions $b \rightarrow c \bar{u} s$ et $b \rightarrow u \bar{c} s$ interfèrent pour le mode $B_s^0 \rightarrow D K K$ lorsque le méson neutre D se désintègre dans un mode accessible par les mésons $\bar{D}^0$ et D^0 . Les angles β_s et γ du mécanisme CKM peuvent être déterminés à l'aide d'une étude dépendante du temps de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (le méson $\bar{D}^0$ se désintégrant dans un état propre de CP) [36], à condition de connaître les variations de la phase forte sur le plan de Dalitz ie : connaître les différentes amplitudes complexes des sous-modes résonants et non-résonants de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. En reprenant l'équation (1.22) de l'asymétrie CP dépendant du

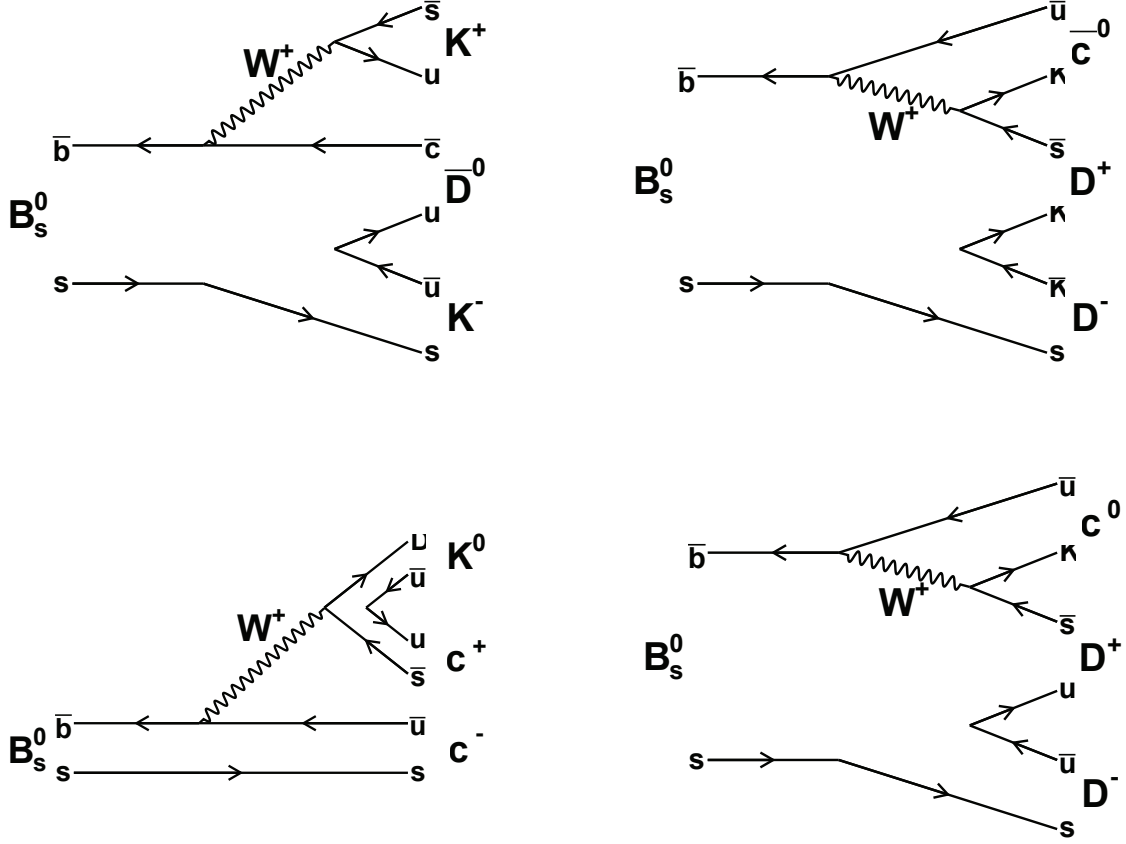


FIG. 1.8 – Diagrammes de Feynman des désintégrations $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (en haut) et $B_s^0 \rightarrow D^0 K^+ K^-$ (en bas).

temps pour la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, en connaissant les amplitudes complexes des différentes composantes de ce mode, les observables C_i et S_i permettent d'accéder aux phases γ et β_s du mécanisme CKM. En effet, le plan de Dalitz est divisé de manière symétrique en $n = 2k$ régions correspondantes au n composantes du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. Les régions du plan de Dalitz sont labellisées par l'indice $i \in [1, \dots, k]$ et $-i \in [-k, \dots, -1]$ telles que lorsque l'on passe de la région i à $-i$ la phase forte change de δ_i à $-\delta_i$. L'analyse de Dalitz permet de connaître les amplitudes complexes (module et phase forte) des différentes résonances composant la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. Ainsi les coefficients S_f et C_f définis dans les équations (1.23) et (1.24) peuvent s'extrapoler en coefficients $S_{\pm i}$ et $C_{\pm i}$ pour chaque résonance (ie : chaque région i). Les $4k$ observables $C_{\pm i}$ et $S_{\pm i}$ sont reliées aux $2k + 2$ inconnues (r_i, δ_i, β_s et γ)⁵ à l'aide des équations :

$$S_{\pm i} = -r_i \sin(2\beta_s + \gamma \pm \delta_i), \quad (1.58)$$

$$C_{\pm i} = r_i \cos(2\beta_s + \gamma \pm \delta_i) \quad (1.59)$$

⁵En notant les amplitudes complexes passant par la résonance i $A(B_s^0 \rightarrow D_{CP}^0 K^+ K^-) = A_i$ et $A(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_{CP}^0 K^+ K^-) = |A_i| r_i e^{i\delta_i + \gamma}$, r_i est le rapport entre le module des amplitudes, δ_i la différence de phase forte, γ la différence de phase faible et $2\beta_s$ la phase faible de mélange des mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Pour plus de détails concernant l'extraction de γ à l'aide d'une analyse dépendante du temps du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, voir Ref. [36].

La phase γ du mécanisme CKM est accessible à l'aide de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, via une analyse indépendante du temps [37], en fixant certains paramètres de nuisances aux valeurs déterminées dans d'autres analyses et en multipliant les modes de désintégration du $\bar{D}^0$ considérés :

- $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$;
- $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$;
- $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$;
- $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

En effet, dans ce cas là, les deux diagrammes de Feynman interférant $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ et $B_s^0 \rightarrow D^0 \phi$ où les $\bar{D}^0$ et D^0 se désintègrent dans un état commun, sont représentés sur la figure 1.3.1. Nous notons les amplitudes complexes A , des désintégrations

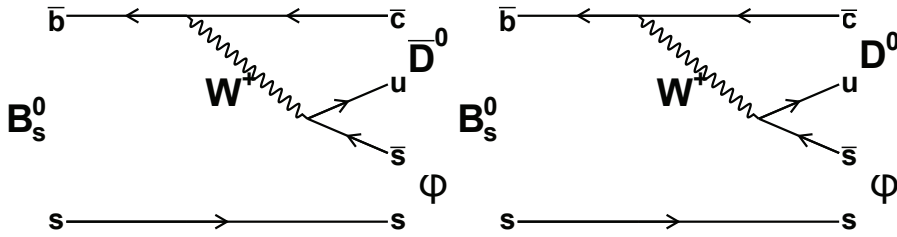


FIG. 1.9 – Diagrammes de Feynman des désintégrations $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ (à gauche) et $B_s^0 \rightarrow D^0 \phi$ (à droite).

$$A(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = A_B, \quad (1.60)$$

$$A(B_s^0 \rightarrow D^0 \phi) = A_B r_B e^{i(\delta_B + \gamma)} \quad (1.61)$$

où δ_B est la différence de phase forte entre les deux processus, r_B l'amplitude relative et γ la phase faible. De même, les amplitudes complexes des désintégrations du D sont

$$A(\bar{D}^0 \rightarrow f_D) = A_f, \quad (1.62)$$

$$A(D^0 \rightarrow f_D) = A_f r_f e^{i\delta_f} \quad (1.63)$$

où f_D représente l'état final de désintégration du D ($K\pi$, $K3\pi$, KK ou $\pi\pi$), r_f le rapport des amplitudes des deux processus se désintégrant vers l'état f_D et δ_f la différence de phase forte entre les deux processus se désintégrant vers l'état f_D . À partir de là nous pouvons écrire les taux de désintégration :

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow f_D \phi) = A_B^2 A_f^2 [(1 + r_B^2)(1 + r_f^2) + 4r_B r_f \cos(\delta_f + \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.64)$$

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow \bar{f}_D \phi) = A_B^2 A_f^2 [(1 + r_B^2)(1 + r_f^2) + 4r_B r_f \cos(\delta_f - \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.65)$$

qui explicités pour les quatre désintégrations du D donnent les équations :

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow D_{[K^-\pi^+]} \phi) = N_{K\pi}[(1 + r_B^2)(1 + (r_D^{K\pi})^2) + 4r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_{K\pi} + \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.66)$$

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow D_{[K^+\pi^-]} \phi) = N_{K\pi}[(1 + r_B^2)(1 + (r_D^{K\pi})^2) + 4r_B r_D^{K\pi} \cos(\delta_{K\pi} - \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.67)$$

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow D_{[K^-\pi^+]} \phi) = N_{K3\pi}[(1 + r_B^2)(1 + (r_D^{K3\pi})^2) + 4R_{K3\pi} r_B r_D^{K3\pi} \cos(\delta_{K3\pi} + \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.68)$$

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow D_{[K^+\pi^-]} \phi) = N_{K3\pi}[(1 + r_B^2)(1 + (r_D^{K3\pi})^2) + 4R_{K3\pi} r_B r_D^{K3\pi} \cos(\delta_{K3\pi} - \gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.69)$$

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow D_{hh} \phi) = 4N_{hh}[(1 + r_B^2) + 2r_B \cos(\gamma) \cos(\delta_B)], \quad (1.70)$$

où $R_{K3\pi}$ est un facteur de cohérence associé à $\delta_{K3\pi}$ qui est une phase effective moyenne sur l'espace de phase du D en $K3\pi$, qui sont des paramètres mesurés par l'expérience CLEO [46]. Les rapports d'amplitude $r_D^{K\pi}$ et $r_D^{K3\pi}$ sont également des paramètres de nuisance relativement bien connus [8], tout comme la phase forte $\delta_{K\pi}$ qui est mesurée par CLEO [47] [48]. Les mesures de ces paramètres provenant d'autres expériences sont également liées aux paramètres de mélange x' et y' [49] du système $D^0 - \bar{D}^0$, comme c'est explicité entre autre dans la section 3 de Ref. [13]. Les trois facteurs de normalisation $N_{K\pi}$, $N_{K3\pi}$ et N_{hh} peuvent être reliés entre eux à l'aide de rapports d'efficacité et des rapports d'embranchement des modes correspondants des désintégrations du D :

$$\frac{N_{K\pi}}{N_{K3\pi}} = \frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \times \epsilon(B \rightarrow D_{[K\pi]}\phi)}{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \times \epsilon(B \rightarrow D_{[K3\pi]}\phi)}, \quad (1.71)$$

$$\frac{N_{hh}}{N_{K3\pi}} = \frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow hh) \times \epsilon(B \rightarrow D_{[hh]}\phi)}{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \times \epsilon(B \rightarrow D_{[K3\pi]}\phi)}. \quad (1.72)$$

Ainsi, nous avons un système résoluble de 7 équations (équations (1.66) à (1.72)) à 6 inconnues r_B , δ_B , γ et les trois facteurs de normalisation $N_{K\pi}$, $N_{K3\pi}$ et N_{hh} .

1.3.2 Résumé des pré-requis nécessaires pour mesurer γ avec les modes $B \rightarrow Dhh$

En résumé, les modes de désintégrations suivant peuvent permettre de mesurer des paramètres du mécanisme CKM :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, pour mesurer β ;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$, pour mesurer γ ;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, pour mesurer β_s et γ .

Un pré-requis pour cela est bien évidemment dans un premier temps d'observer ces modes et de connaître les contributions de chacun de leur sous-modes, ainsi que pour les autres désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ qui viendront polluer le signal des modes cités ci-dessus. Dans cet optique là, les analyses de Dalitz des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ [41], $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ [34] et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ K^-$ [39] [40] ont déjà été réalisées. Dans cette thèse nous nous proposons d'améliorer la précision sur la connaissance du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

(améliorer la précision du rapport d'embranchement), observer pour la première fois le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et préparer les analyses de Dalitz à venir (lorsque LHCb aura collecté suffisamment de données) pour ces deux modes en explorant les principales résonances de l'état final DKK .

1.3.3 Résumé de l'état de l'art des connaissances des modes $B \rightarrow Dhh$

Le tableau 1.4 donne les valeurs des rapports d'embranchement, connus à l'heure actuelle, des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$.

Mode	Rapport d'embranchement	Référence
Mode de contrôle $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	$(8.4 \pm 0.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	[45]
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$	$(8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$	[41]
$B^0 \rightarrow D_2^*(2460)^- \pi^+ (*)$	$(3.19 \pm 0.20 \pm 0.45) \times 10^{-4}$	[45]
	$(2.15 \pm 0.17 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	[45]
Mode signal B^0 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	$(4.7 \pm 0.9 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	[50]
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$	$< 1.16 \times 10^{-5}$	[51]
Mode signal B_s^0 $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	Non mesuré	
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$	Non mesuré	
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	$(4.2 \pm 1.9) \times 10^{-5}$	[50]
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$	$(2.3 \pm 0.4 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	[52]
Désintégrations de B^0 avec autre que KK ou $\pi\pi$ $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$	$(9.0 \pm 0.6 \pm 0.7 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	[53]
$B^0 \rightarrow D_2^*(2460)^- K^+ (*)$	$(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	[54]
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	$(4.2 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	[8]
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 p \bar{p}$	$(1.02 \pm 0.04 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	[55]
$B^0 \rightarrow D^0 K^+ \pi^-$	$(5.3 \pm 3.2) \times 10^{-6}$	[8] [56]
$B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$	$< 1.1 \times 10^{-5}$	[57]
Désintégrations de B_s^0 avec autre que KK ou $\pi\pi$ $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$	$(1.00 \pm 0.04 \pm 0.10 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	[53]
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}$	$(4.72 \pm 1.07 \pm 0.48 \pm 0.37 \pm 0.74) \times 10^{-4}$	[58]
$B_s^0 \rightarrow D^0 K^- \pi^+$	Non mesuré	
$B_s^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0}$	Non mesuré	
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 p \bar{p}$	Non mesuré	

TAB. 1.4 – Statut des valeurs actuelles des rapports d'embranchement des modes $B \rightarrow Dhh$. Les modes indiquées par (*) sont des désintégrations avec $D_2^*(2460)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$.

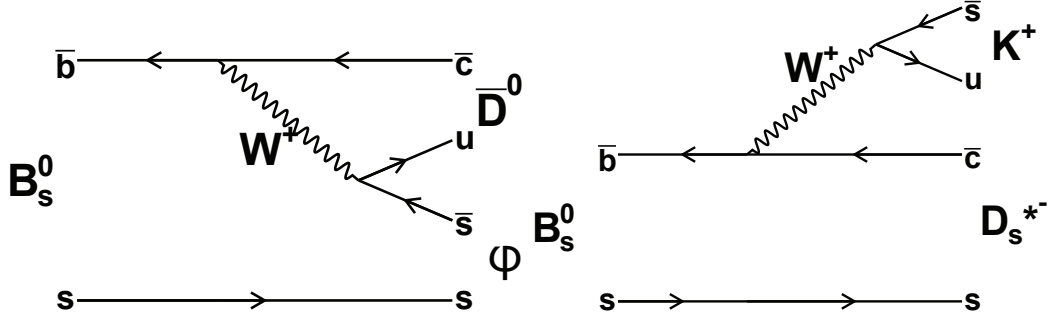


FIG. 1.10 – Diagrammes de Feynman de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ via la résonance ϕ dans le système $K^+ K^-$ (à gauche) et via la résonance D_s^{*-} dans le système DK (à droite).

1.4 Spectroscopie du mode $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

La spectroscopie des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est très riche. En effet dans ces désintégrations à trois corps deux systèmes peuvent être considérés : le système $\bar{D}^0 K^\pm$ et le système $K^+ K^-$, comme le montrent les diagrammes de Feynman de la figure 1.7 pour la désintégration des mésons B^0 et les diagrammes de Feynman de la figure 1.10 pour la désintégration des mésons B_s^0 .

La parité est conservée sous l'interaction forte. De plus, le moment angulaire est tout le temps conservé. L'interaction forte est responsable des désintégrations du type $D_s^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ ou $a_0 \rightarrow K^+ K^-$ évoquées dans les diagrammes de Feynman représentant les désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ en passant par des états intermédiaires résonants, dans les figures 1.7 et 1.10.

Pour le cas des mésons D_s^{*-} , l'état final considéré est $\bar{D}^0 K^-$, ainsi la masse du D_s^{*-} doit être supérieure à la somme des masses du $\bar{D}^0$ et du K^- , $m(\bar{D}^0) + m(K^-) = 2358.52$ [8], ce qui exclut entre autre le premier état excité D_{s1}^{*-} de masse $2112.1 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2$. La conservation de la parité implique que

$$P(\bar{D}^0) \times P(K^-) \times (-1)^J = P(D_s^{*-}), \quad (1.73)$$

où J est le moment angulaire du méson D_s^{*-} et $P(X)$ représente la parité de la particule X . Le moment angulaire et la parité des mésons $\bar{D}^0$ et K^- étant $J^P = 0^-$, les seuls états D_s^{*-} accessibles sont donc les états $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$, ce qui conduit à exclure par exemple l'état $D_{s1}(2536)^-$ qui est un état $J^P = 1^+$. Le tableau 1.5 donne la spectroscopie de l'ensemble des mésons D_s connus à l'heure actuelle.

De même pour les résonances du système $K^+ K^-$, la conservation de la parité implique

$$P(K^+) \times P(K^-) \times (-1)^J = P(K^+ K^-). \quad (1.74)$$

Les états accessibles pour les résonances $K^+ K^-$ sont donc des états $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$

Particule	J^P	Masse (MeV/ c^2)	largeur (MeV/ c^2)	Ref.
$D_s^\pm$	0^-	1968.30 ± 0.11		[8]
$D_s^*(2112)^\pm$	1^-	2112.1 ± 0.4	< 1.9	[8]
$D_{s0}^*(2317)^\pm$	0^+	2317.7 ± 0.6	< 3.8	[8]
$D_{s1}(2460)^\pm$	1^+	2459.5 ± 0.6	< 3.5	[8]
$D_{s1}(2536)^\pm$	1^+	2535.10 ± 0.08	0.92 ± 0.05	[8]
$D_{s2}^*(2573)^\pm$	2^+	2571.9 ± 0.8	17 ± 4	[8]
$D_{s1}^*(2700)^\pm$	1^-	2709 ± 4	117 ± 13	[8]
$D_{s1}^*(2860)^\pm$	1^-	$2859 \pm 12 \pm 6 \pm 23$	$159 \pm 23 \pm 27 \pm 72$	[39]
$D_{s3}^*(2860)^\pm$	3^-	$2860.5 \pm 2.6 \pm 2.5 \pm 6.0$	$53 \pm 7 \pm 4 \pm 6$	[39]
$D_{sJ}^*(3040)^\pm$	$\star$	$3040 \pm 8_{-5}^{+30}$	$239 \pm 35_{-42}^{+46}$	[59]

TAB. 1.5 – Spectroscopie des mésons D_s . Les nombres quantiques des particules notées avec un symbole $\star$ ne sont pas connus avec certitude.

avec une masse supérieure à deux fois la masse d'un kaon $2 \times m(K^\pm) = 987.35$ ⁶ [8]. Le tableau 1.6 donne la spectroscopie des mésons ayant une composante $s\bar{s}$, accessibles dans notre cas.

Les distributions des plans de Dalitz des désintégrations à trois corps (comme $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$) varient en fonction du type de résonance par laquelle la désintégration passe (résonance scalaire, résonance vecteur, résonance tenseur, pure désintégration à trois corps sans résonance). Ainsi la figure 1.11 représente la forme des distributions dans le plan de Dalitz en fonction du moment angulaire des particules de l'état final.

⁶On remarque le méson $a_0(980)$ possède une masse inférieure à deux fois la masse d'un kaon, $m(a_0(980)) = 980 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$, mais est relativement large $\Gamma(a_0(980)) = 92 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$ [8].

Particule	$I (J^P)$	Masse (MeV/ c^2)	largeur (MeV/ c^2)
$f_0(980)$	0 (0^+)	990 ± 20	entre 40 et 100
$a_0(980)$	1 (0^+)	980 ± 20	entre 50 et 100
$\phi(1020)$	0 (1^-)	1019.461 ± 0.019	4.266 ± 0.031
$f_2(1270)$	0 (2^+)	1275.1 ± 1.2	$185.1^{+2.9}_{-2.4}$
$a_2(1320)$	1 (2^+)	1318.1 ± 0.7	107 ± 5
$f_0(1370)$	0 (0^+)	entre 1200 et 1500	entre 200 et 500
$f_2(1430)$	0 (0^+) ou (2^+)	≈ 1430	
$a_0(1450)$	1 (0^+)	1474 ± 19	265 ± 13
$\rho(1450)$	1 (1^-)	1465 ± 25	400 ± 60
$f_0(1500)$	0 (0^+)	1505 ± 6	109 ± 7
$f'_2(1525)$	0 (2^+)	1525 ± 5	73^{+6}_{-5}
$f_2(1565)$	0 (2^+)	1562 ± 13	134 ± 8
$\rho(1570)$	1 (1^-)	1570 ± 70	144 ± 90
$f_2(1640)$	0 (2^+)	1639 ± 6	99^{+60}_{-40}
$\omega(1650)$	0 (1^-)	1670 ± 30	315 ± 35
$\omega(1670)$	0 (3^-)	1667 ± 4	168 ± 10
$\phi(1680)$	0 (1^-)	1680 ± 20	150 ± 50
$\rho_3(1690)$	1 (3^-)	1696 ± 4	161 ± 10
$\rho(1700)$	1 (1^-)	1720 ± 20	250 ± 100
$a_2(1700)$	1 (2^+)	1732 ± 16	194 ± 40
$f_0(1710)$	0 (0^+)	1722^{+6}_{-5}	135 ± 7
$f_2(1810)$	0 (2^+)	1815 ± 12	197 ± 22
$\phi_3(1850)$	0 (3^-)	1854 ± 7	87^{+28}_{-23}
$\rho(1900)$	1 (1^-)		
$f_2(1910)$	0 (2^+)		
$f_2(1950)$	0 (2^+)	1944 ± 12	472 ± 18
$\rho_3(1990)$	1 (3^-)		
$f_2(2010)$	0 (2^+)	2011^{+60}_{-80}	202 ± 60
$f_0(2020)$	0 (0^+)	1992 ± 16	442 ± 60
$a_4(2040)$	1 (4^+)	1996^{+10}_{-9}	255^{+28}_{-24}
$f_4(2050)$	0 (4^+)	2018 ± 11	237 ± 18
$f_0(2100)$	0 (0^+)	2103 ± 8	209 ± 19
$f_2(2150)$	0 (2^+)	2157 ± 12	152 ± 30
$\rho(2150)$	1 (1^-)		
$\phi(2170)$	0 (1^-)	2175 ± 15	61 ± 18
$f_0(2200)$	0 (0^+)	2189 ± 13	238 ± 50
$f_J(2200)$	0 (2^+) ou (4^+)	2231.1 ± 3.5	23^{+8}_{-7}
$\rho_3(2250)$	1 (3^-)		
$f_2(2300)$	0 (2^+)	2297 ± 28	149 ± 40
$f_4(2300)$	0 (4^+)	2320 ± 60	250 ± 80
$f_0(2330)$	0 (0^+)		
$f_2(2340)$	0 (2^+)	2339 ± 60	319^{+80}_{-70}
$\rho_5(2350)$	1 (5^-)		
$a_6(2450)$	1 (6^+)	2450 ± 130	400 ± 250
$f_6(2510)$	0 (6^+)	2469 ± 29	283 ± 40

TAB. 1.6 – Spectroscopie des mésons ayant une composante $s\bar{s}$, une masse supérieure à 980 MeV/ c^2 et d'état $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^- \dots$ [8].

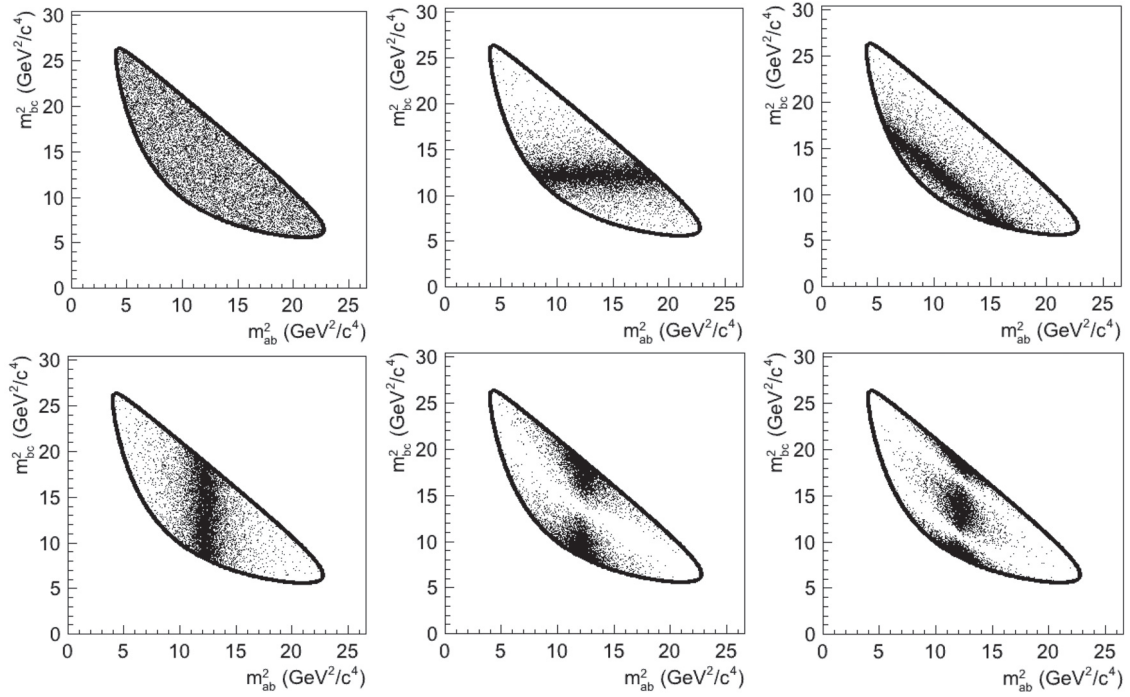


FIG. 1.11 – Distributions dans le plan de Dalitz pour une désintégration du type $A \rightarrow abc$ pour différentes configurations de moments angulaire dans l'état final. En haut à gauche : désintégration uniforme sur l'espace de phase, en haut au milieu : bc résonance scalaire ($J = 0$), en haut à droite : ac résonance scalaire, en bas à gauche : ab résonance scalaire, en bas au milieu : ab résonance vecteur ($J = 1$), en bas à droite : ab résonance tenseur ($J = 2$) [60].

Chapitre 2

L'expérience LHCb

L'expérience LHCb [61] est une expérience du CERN, le laboratoire européen pour la physique des particules. C'est l'une des quatre expériences principales du grand collisionneur de hadrons (LHC pour *Large Hadron Collider*) [62]. Le détecteur LHCb est un spectromètre conçu pour réaliser des mesures de précision dans le domaine des hadrons beaux et charmés. Une description de l'accélérateur puis du détecteur sont données respectivement dans les sections 2.1 et 2.2.

2.1 Le grand collisionneur de hadrons

Le LHC est le collisionneur proton-proton le plus puissant au monde. Il est situé au CERN, de part et d'autre de la frontière franco-suisse près de Genève, dans le tunnel de l'ancien accélérateur LEP. C'est un tunnel circulaire de 26.7 km de circonférence situé entre 50 m et 175 m de profondeur sous terre (à 100 m de profondeur en moyenne).

2.1.1 L'accélération des protons

Le LHC est constitué d'une chaîne d'aimants supraconducteurs, permettant de courber la trajectoire des protons, et de cavités accélératrices pour accélérer ces protons. Deux faisceaux de protons circulent en sens inverses dans deux anneaux distincts mais au sein d'une seule culasse magnétique. Dans chaque section destinée à courber les faisceaux, les faisceaux circulant en sens inverses sont courbés par le champ magnétique du même aimant. Les faisceaux se croisent en quatre points, pour faire rentrer en collision les protons. Autour des points de collision sont installées les quatre expériences majeures du LHC, comme schématisé sur la figure 2.1.1 :

- ATLAS (pour *A Toroidal LHC ApparatuS*) ;
- CMS (pour *Compact Muon Solenoid*) ;
- LHCb ;
- ALICE (pour *A Large Ion Collider Experiment*).

ATLAS [63] et CMS [64] sont deux expériences généralistes, géographiquement diamétralement opposées sur l'anneau du LHC. Elles recherchent de manière directe de nouvelles

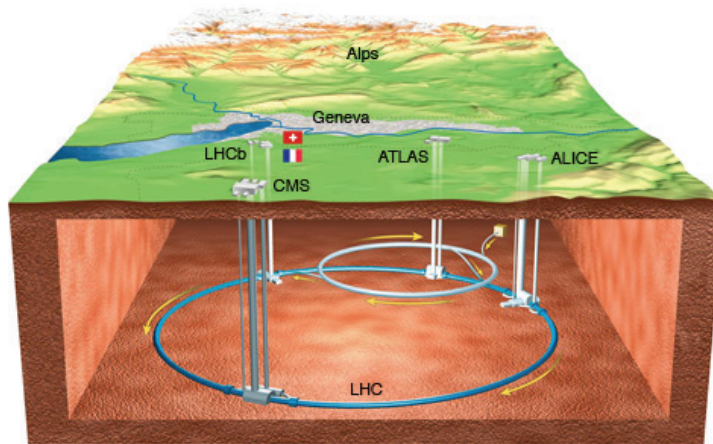


FIG. 2.1 – Vue schématique du LHC avec les quatre expériences ATLAS, ALICE, CMS et LHCb.

particules et effectuent l'étude du Modèle Standard, avec entre autre la découverte du boson de Higgs en 2012 [65] [66]. ALICE [67] étudie le plasma de quark-gluon, principalement à l'aide des collisions ion-ion ¹. Enfin, LHCb est une expérience dédiée à l'étude des hadrons beaux et charmés. Ses objectifs de physique sont de faire des mesures de précisions pour contraindre le Modèle Standard et rechercher de manière indirecte de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Le détecteur de LHCb sera détaillé dans la section 2.2. Trois autres expériences, dont les tailles des collaborations sont plus modestes, profitent également des collisions du LHC. TOTEM [68] qui étudie les protons émis à très petit angle lors des collisions ; MoEDAL [69] qui recherche le monopôle magnétique ; et LHCf [70] qui utilise des particules émises avec un petit angle, pour simuler les effets des rayons cosmiques.

Les protons sont produits en arrachant l'électron d'atomes d'hydrogène à partir d'une bouteille de gaz de dihydrogène ². Ces protons sont ensuite accélérés dans quatre accélérateurs successifs (schématisés sur la figure 2.1.1) :

- l'accélérateur linéaire LINAC2, les protons sont accélérés jusqu'à 50 MeV ;
- le Proton Synchrotron Booster (PSB), les protons sont accélérés jusqu'à 1.4 GeV ;
- le Proton Synchrotron (PS), les protons sont accélérés jusqu'à 25 GeV ;
- le Super Proton Synchrotron (SPS), les protons sont accélérés 450 GeV ;

avant d'être injectés dans le LHC pour une accélération finale. L'accélération des faisceaux est due à la fréquence du courant des cavités accélératrices. Les protons se regroupent en paquets (chaque paquet contenant entre 1.1×10^{11} et 1.4×10^{11} protons) qui eux mêmes forment des lots de paquets, puis des *trains de lots* sont formés à partir de quatre lots au

¹Le LHC réalise également des collisions de noyaux d'or ou de plomb.

²Le système *duoplasmatron* utilise un champ électrique pour séparer les constituants (protons et électrons) des molécules de dihydrogène.

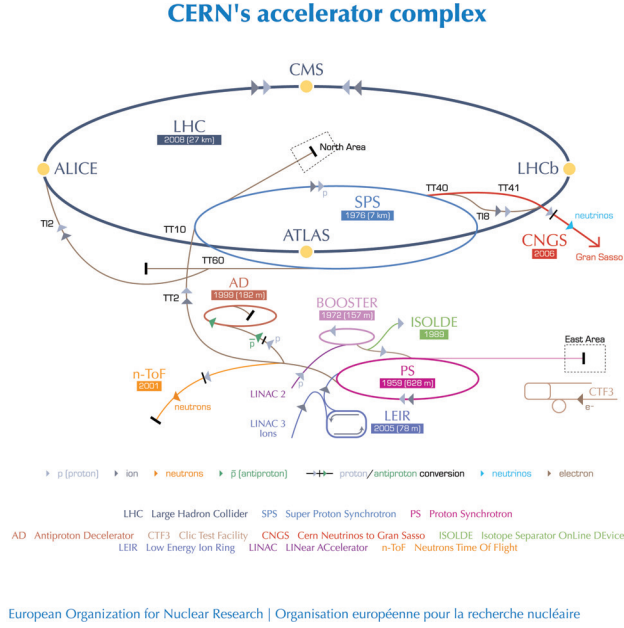


FIG. 2.2 – Complexe des accélérateurs de particules du CERN.

maximum. Les temps séparant les paquets, les lots et les trains, dépendent des fréquences des courants utilisés dans chaque accélérateur servant d'injecteur au LHC. Finalement, lorsque le LHC est rempli et stable, l'écart entre le premier et le dernier paquet d'un faisceau est de $88.924 \mu\text{s}$ [62]. Le LHC est conçu pour pouvoir contenir 3564 paquets dont 2808 pourront rentrer en collisions. L'écart minimum entre deux paquets pouvant conduire à une collision est de 7.5 m soit 25 ns. Un écart de 25 ns entre deux paquets correspond à une fréquence de croisement de paquets, aux quatre points expérimentaux, de 40 MHz. En 2011 et 2012 le LHC a fonctionné avec un écart de 50 ns entre les paquets de protons (soit avec deux fois moins de paquets de protons) ³.

La luminosité instantanée L est une grandeur caractéristique d'un collisionneur, elle se définit comme étant

$$L = \frac{fnN_1N_2\gamma F}{4\pi\beta^*\epsilon_n}, \quad (2.1)$$

où f est la fréquence de révolution des faisceaux, n le nombre de paquets de protons dans chaque faisceau, N_i le nombre de protons dans chaque paquet du faisceau i , γ le facteur relativiste et F un facteur de réduction due à l'angle entre les faisceaux au point de croisement. Au dénominateur, ϵ_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau. La fonction β^* s'apparente à la taille de la zone de collision (au point de collision de LHCb ce paramètre est de l'ordre de $\beta^* = 3$ m, aux points de collisions de CMS et ATLAS il vaut $\beta^* = 0.65$ m et au moment de l'injection des faisceaux $\beta^* \approx 10$ m). Le LHC est

³Pendant quelques semaines fin 2012, des tests à 25 ns ont été réalisés pour préparer la deuxième phase de prise de données démarrant en 2015.

conçu pour atteindre la luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le pic de luminosité délivrée, entre 2011 et 2012, aux expériences généralistes ATLAS et CMS a été de $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour LHCb le pic de luminosité instantanée a été de $4.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nous expliquerons, dans la section 2.1.2, pourquoi et comment la luminosité instantanée au point de collision de l'expérience LHCb est relativement plus faible que pour les expériences généralistes. La figure 2.1.1 représente la courbe typique de luminosité instantanée en fonction du temps d'un cycle d'opération pour les collisions protons-protons, pour les expérience ATLAS, CMS et LHCb.

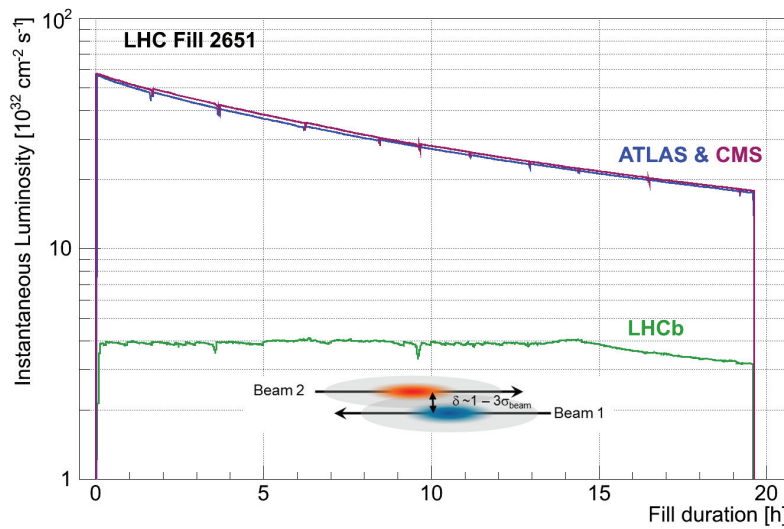


FIG. 2.3 – Luminosité instantanée en fonction du temps pour les expériences ATLAS, CMS et LHCb, d'un cycle typique d'opération pour les collisions proton-proton.

Une fois les protons injectés dans le LHC, les paquets de protons rentrent en collision aux quatre points où se situent les expériences, jusqu'à ce que la luminosité instantanée, pour les deux expériences ATLAS et CMS, atteigne un seuil minimum (seuil en-dessous duquel la prise de données n'est plus suffisante ou efficace du point de vue de la statistique accumulée, aux alentours de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), à partir duquel le processus d'injection recommence.

2.1.2 Les collisions de protons et production de hadrons beaux et charmés au LHC

Les premières collisions protons protons dans le LHC ont eu lieu en septembre 2008. Quelques semaines plus tard, un incident technique sur l'un des aimants de l'accélérateur a conduit à l'arrêt de la machine, qui a pu reprendre au début du printemps 2010. Le LHC est conçu pour accélérer les protons tel que l'énergie dans le centre de masse lors d'une

collision soit de 14 TeV. Les données utilisées dans cette thèse sont les 3.18 fb^{-1} collectés par LHCb en 2011 et 2012 (1.11 fb^{-1} en 2011 et 2.08 fb^{-1} en 2012). L'énergie de collisions dans le centre de masse était alors de 7 TeV en 2011 et de 8 TeV en 2012. La figure 2.1.2 représente la courbe de luminosité intégrée enregistrée par LHCb au cours du temps.

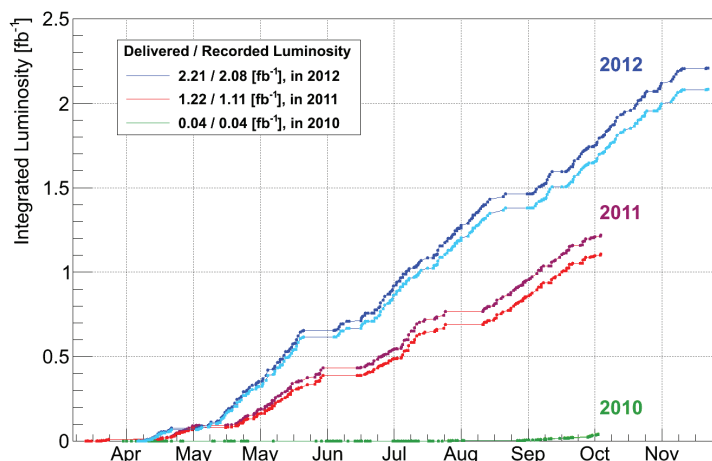


FIG. 2.4 – Luminosité intégrée enregistrée par LHCb au cours du temps.

Production de hadrons beaux et charmés au LHC

Lors d'une collision proton-proton des paires de quarks $b\bar{b}$ sont produites, principalement grâce aux processus QCD suivants [71] [72] :

- au premier ordre par les processus $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ et $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ dont les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 2.1.2 ;
- au second ordre par les processus $gg \rightarrow Q\bar{Q}g$ dont les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 2.1.2.

Ces processus, aux hautes énergies du LHC, produisent des quarks b et $\bar{b}$ avec un *boost* élevé dans une direction proche de l'axe du faisceau comme le montre la figure 2.1.2.

Ensuite les quarks b et $\bar{b}$ s'hadronisent avec d'autres quarks pour donner toute la gamme de hadrons beaux. Dans l'acceptance du détecteur LHCb l'ordre de grandeur des proportions de hadrons beaux produits sont les suivantes :

- environ 38 % de $B^\pm$ [73] ;
- environ 38 % de B^0 [73] ;
- environ 10 % de B_s^0 [73] ;
- environ 14 % de Λ_b ⁴ [74] ;
- environ 0.3 % de B_c [75].

⁴Le calcul du rapport de section efficace de production de baryons Λ_b par rapport à la section efficace de production de méson B^0 est explicité dans l'annexe A. Nous montrons également, que la section efficace

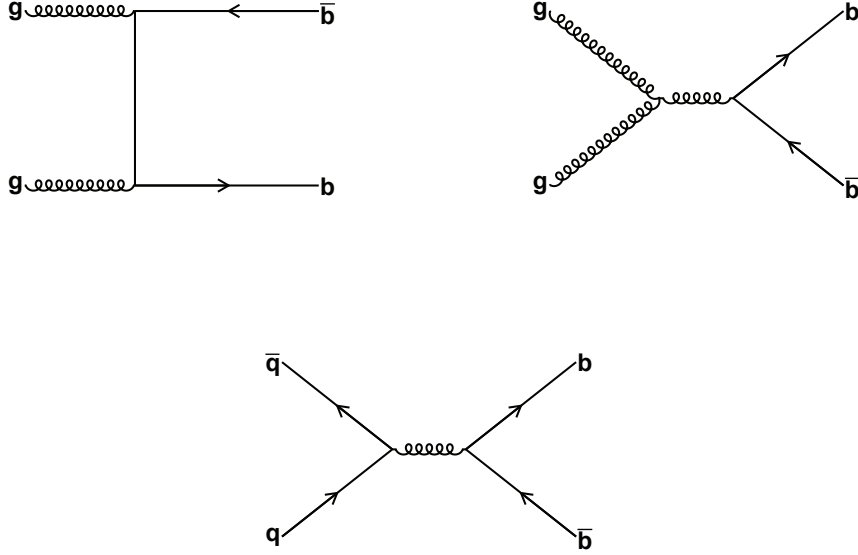


FIG. 2.5 – Diagrammes de Feynman des processus QCD, du premier ordre, de production de paires $b\bar{b}$ au LHC.

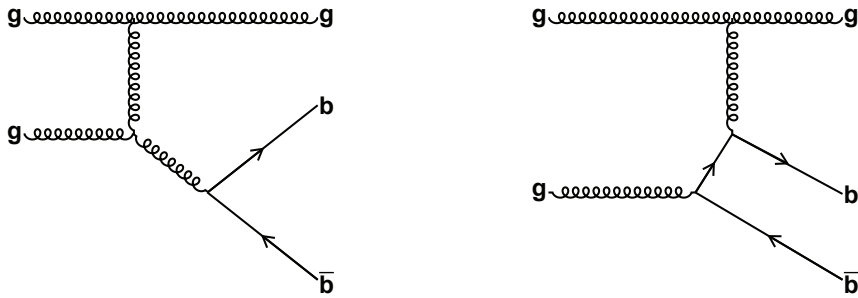


FIG. 2.6 – Diagrammes de Feynman des processus QCD, du second ordre, de production de paires $b\bar{b}$ au LHC.

de production de baryons Λ_b dépend fortement de l'impulsion transverse, pour évaluer grossièrement les ordres de grandeurs donnés ici nous avons utiliser la valeur moyenne de l'impulsion transverse des Λ_b : $p_T = 10 \text{ GeV}/c$.

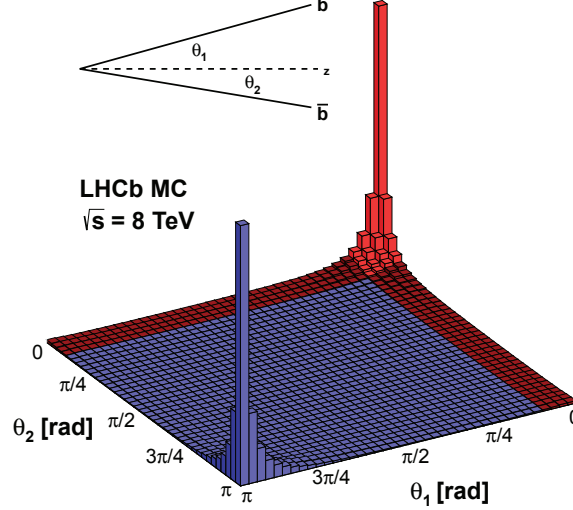


FIG. 2.7 – Distribution de l'angle entre la direction des quarks b et $\bar{b}$ produits lors de collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, et l'axe du faisceau. Simulations utilisant des événements générés par PYTHIA.

La physique des saveurs au LHC

La particularité de l'expérience LHCb parmi les expériences du LHC, est que LHCb est dédiée à la physique des saveurs. La physique des saveurs permet de rechercher de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard de manière indirecte, par des mesures de précision sensibles à des effets de corrections quantiques virtuelles dans des boucles. Cette approche est complémentaire à la recherche directe de nouvelle physique réalisée par ATLAS et CMS. Les principaux axes de recherche de l'expérience LHCb seront présentés dans la section 2.2.1.

Les précédentes expériences dédiées à la physique des saveurs sont les usines à B , BaBar et Belle (respectivement sur les collisionneurs e^+e^- PEP-II et KEKB). L'approche de l'expérience LHCb est différente, puisqu'elle est placée sur un collisionneur proton-proton.

Le LHC permet de produire beaucoup plus de paires de quarks $b\bar{b}$ que ce que le permettraient les précédentes usines à B . En effet, la section efficace de production de quarks $b\bar{b}$ est de $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) = (284 \pm 20 \pm 49) \mu\text{b}$ ⁵ à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [76]⁶, contre $\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}) \approx 1.10 \text{ nb}$ au pic de la résonance $\Upsilon(4S)$

⁵ $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) = (75.3 \pm 5.4 \pm 13.0) \mu\text{b}$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ dans l'acceptance du détecteur.

⁶On évalue $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X) \approx 500 \mu\text{b}$ à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

$\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ (pour les collisionneurs PEP-II et KEKB). Bien que les usines à B aient fonctionné plus longtemps que LHCb, avec des luminosités intégrées de $7.8 \times 10^8 \text{ fb}^{-1}$ pour Belle à la résonance $\Upsilon(4S)$, $4.7 \times 10^8 \text{ fb}^{-1}$ pour BaBar à la résonance $\Upsilon(4S)$ et 3.18 fb^{-1} à LHCb entre 2011 et 2012, le produit de la section efficace par la luminosité intégrée (soit le nombre de paires $b\bar{b}$) est à l'avantage de LHCb, respectivement 7.7×10^8 , 4.7×10^8 et 2.6×10^{11} paires $b\bar{b}$ produites.

Un second atout du collisionneur proton-proton par rapport aux collisionneurs e^+e^- est que toute la gamme des hadrons beaux est accessible au LHC. La section efficace de production de mésons B^0 dans l'acceptance du détecteur ($0 < p_T(B^0) < 40 \text{ GeV}/c$ et $2.0 < \eta < 4.5$ ⁷) est de $\sigma(pp \rightarrow B^0 + X) = 38.1 \pm 0.6 \pm 3.7 \pm 4.7 \mu\text{b}$ à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [73]. Le rapport de section efficace de production de mésons B_s^0 et B^0 est de $f_s/f_d = 0.259 \pm 0.015$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [77].

Les collisions proton-proton au LHC permettent également de produire des mésons charmés. La section efficace de production de paires de quarks $c\bar{c}$ est de $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}) = (1419 \pm 12 \pm 116 \pm 65) \mu\text{b}$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, dans la région $0 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ et $2.0 < \eta < 4.5$ [78].

Ainsi, LHCb a détecté 1.8×10^{14} collisions protons-protons, ce qui correspond à 2.6×10^{11} créations de paires $b\bar{b}$ et 5.9×10^{12} paires $c\bar{c}$ dans l'acceptance du détecteur LHCb. Les précédentes usines à B, BaBar et Belle, ont observé respectivement environ 4.7×10^8 et 7.7×10^8 paires $B\bar{B}$ au pic de la résonance $\Upsilon(4S)$.

L'étude de la physique des saveurs est possible au LHC parce que les hadrons contenant des quarks b ou c produits lors des collisions parcourent une distance relativement longue avant de se désintégrer. En effet, l'impulsion moyenne des mésons $B_{(s)}^0$ produits dans l'acceptance du détecteur LHCb est de l'ordre de $150 \text{ GeV}/c$. Le temps de vie propre d'un méson $B_{(s)}^0$ est de l'ordre de $\tau = 1.5 \times 10^{-12} \text{ s}$ ⁸. Les mésons $B_{(s)}^0$ parcourent donc en moyenne, dans le détecteur la distance d :

$$d = \frac{p}{m} c \tau \approx 1.3 \text{ cm}, \quad (2.2)$$

où p est l'impulsion moyenne des mésons $B_{(s)}^0$, m leur masse et c la célérité de la lumière. Le fait que ces vertex soient déplacés par rapport au point de collision (PV pour *Primary Vertex*) et les performances du trajectographe de LHCb permettent de localiser la position des différents vertex de désintégrations et de reconstruire l'impulsion de toutes les traces d'une chaîne de désintégration. La nature (kaon, électron, muon, proton, pion...) de ces traces est déterminée par le système d'identification de particules (PID pour *Particle Identification*) de LHCb.

⁷La pseudo-rapacité η d'une particule volant dans le détecteur est définie comme étant $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|p|+p_z}{|p|-p_z}\right)$, où θ est l'angle entre l'impulsion p de la particule et l'axe du faisceau. À la limite relativiste, la pseudo-rapacité est équivalente à la rapidité $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, où E est l'énergie de la particule.

⁸ $\tau_{B^0} = (1.519 \pm 0.005) \times 10^{-12} \text{ s}$ et $\tau_{B_s^0} = (1.512 \pm 0.007) \times 10^{-12} \text{ s}$ [8].

Conditions d'opération du LHC pour la physique des saveurs

La physique des saveurs suppose une mesure précise sur les désintégrations. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir fonctionner dans un environnement à faible densité de traces. Pour reconstruire l'ensemble des traces d'une chaîne de désintégration et les associer à un PV, le nombre de PV par événement (c'est-à-dire par croisement de faisceaux) doit être relativement faible. Au point de collisions 8 du LHC, là où est situé LHCb, l'optique de la machine est modifiée par rapport à ATLAS et CMS pour limiter le nombre de collisions par croisement de faisceaux (et donc de PV). D'après la figure 2.1.2, à une luminosité instantanée de $4.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, les événements avec une seule interaction proton-proton par croisement de faisceaux sont les plus probables ⁹. À cette luminosité les probabilités d'avoir un événements avec n collisions sont :

- probabilité d'un événement à 0 collision : 18 % ;
- probabilité d'un événement à 1 collision : 31 % ;
- probabilité d'un événement à 2 collisions : 26 % ;
- probabilité d'un événement à 3 collisions : 15 % ;
- probabilité d'un événement à 4 collisions : 6 % ;
- probabilité d'un événement à plus de 4 collisions : 4 %.

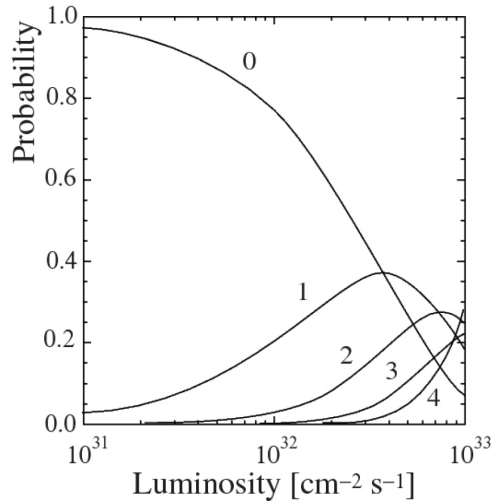


FIG. 2.8 – Probabilité d'avoir 0, 1, 2, 3 et 4 interactions proton-proton par croisement de faisceaux en fonction de la luminosité à LHCb.

Dans sa configuration de base, LHCb a été conçu pour fonctionner à une luminosité instantanée de $2.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à un nombre moyen d'interactions proton-proton visibles par croisement de faisceau $\mu = 0.55$. Pour la luminosité à laquelle

⁹La probabilité $P(\mathcal{L}|n)$ d'avoir n collisions par croisement de faisceaux en fonction de la luminosité $\mathcal{L}$, suit une loi de Poisson $P(\mathcal{L}|n) = \left(\frac{\mathcal{L}\sigma_{inel}^{acc}}{f}\right)^n \frac{1}{n!} \exp\left(-\frac{\mathcal{L}\sigma_{inel}^{acc}}{f}\right)$, où σ_{inel}^{acc} est la section efficace d'interactions inélastiques proton-proton dans l'acceptance de LHCb et f la fréquence de croisements de faisceaux.

LHCb a fonctionné en 2011 et 2012, $\mathcal{L} = 4.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le nombre moyen d'interactions proton-proton visibles par croisement de faisceau est de $\mu = 1.7$. Nous verrons plus loin, dans la section 2.3.1, que LHCb est capable de fonctionner dans ces conditions grâce à la flexibilité de son système de déclenchement.

L'environnement des collisions proton-proton du LHC entraine une très forte multiplicité des traces chargées (protons, kaons, pions, électrons) et des particules neutres (neutrons, π^0 , K^0 , photons). Comme le montre la figure 2.1.2, bien que la section efficace de production de quarks $b\bar{b}$ soit élevée au LHC, elle est 2 à 3 ordres de grandeur inférieure à la section efficace de production totale¹⁰. Pour séparer le signal du bruit de fond, LHCb

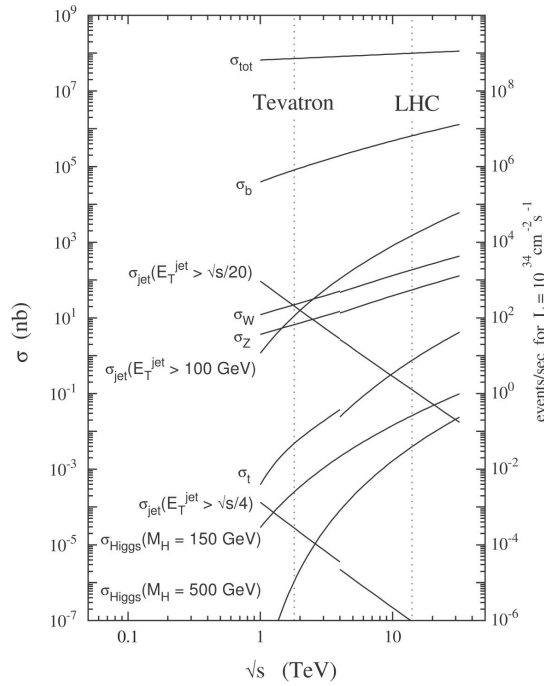


FIG. 2.9 – Section efficace de production de plusieurs processus dans des collisions hadroniques, en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision. Figure reproduite depuis Ref. [80].

exploite deux particularités des hadrons beaux et charmés produits au LHC :

- ils parcourent environ 1 cm avant de se désintégrer¹¹, i. e. leur vertex de désinté-

¹⁰À $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, dans l'acceptance du détecteur, la section efficace de collisions inélastiques proton-proton est de $\sigma_{inel}^{acc} = (55.0 \pm 2.4) \text{ mb}$ [79]; la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ est de $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) = (75.3 \pm 5.4 \pm 13.0) \mu\text{b}$ [76]. Ainsi, dans l'acceptance du détecteur à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, la section efficace de production de quarks $b\bar{b}$ est environ 730 fois plus faible que la section efficace de production totale.

¹¹Nous avons vu que les $B_{(s)}^0$ parcourent en moyenne une distance de l'ordre de 1.3 cm. Le même raisonnement pour les mésons D^0 de la chaîne de désintégration qui nous intéresse dans cette thèse, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$, permet d'évaluer que la distance moyenne entre le vertex de désintégration du B^0 et celui du D^0 est de l'ordre de 0.5 cm.

gration est déplacé ;

- ils ont une haute impulsion transverse, pour les désintégrations que nous considérons dans cette thèse, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$, l'impulsion transverse moyenne des mésons $B_{(s)}^0$ est de l'ordre de 10 GeV/c et celle des mésons D^0 est de l'ordre de 5 GeV/c.

Nous verrons que le paramètre d'impact (IP), variable définie dans l'annexe B, est une variable discriminante pour séparer des événements signaux d'événements bruit de fond. En considérant cet environnement des collisions proton-proton du LHC, à très forte multiplicité de traces chargées et des particules neutres, pour pouvoir réaliser ses objectifs de physique (présentés dans la section suivante 2.2.1) le détecteur LHCb doit posséder les caractéristiques suivantes :

- une bonne résolution sur la position des vertex, ce qui permet :
 - de mesurer avec précision les IP (pour la rejection de bruit de fond),
 - de mesurer des temps de vols avec précision (pour mesurer des oscillations ou asymétries dépendantes du temps par exemple) ;
- une bonne résolution sur les impulsions et masses invariantes, ce qui permet de limiter le bruit de fond combinatoire ;
- une bonne identification des particules chargées, ce qui permet de séparer des désintégrations avec des topologies cinématiques similaires ;
- un système de déclenchement stable, efficace et flexible.

L'ajustement de la luminosité à LHCb

Le référentiel utilisé dans la suite de cette thèse, est un référentiel orthonormal direct (O, x, y, z) . L'origine O est le point de croisement des faisceaux. L'axe z est l'axe horizontal passant par O suivant la direction du tube à vide du faisceau, z est positif du côté du détecteur LHCb. Les axes x et y sont les axes du plan transverse avec y l'axe vertical.

Au point de collisions, les faisceaux ne se croisent pas face-à-face. Un angle de croisement dans le plan horizontal (x, z) , comme le montre la figure 2.1.2, permet d'éviter des collisions parasites. La focalisation des faisceaux par les aimants est réglée automatiquement pour décaler les faisceaux dans le plan (y, z) au cours du temps, au fur et à mesure que le nombre de protons diminue dans les faisceaux, comme le montre la figure 2.1.2. Ceci dans le but d'obtenir une luminosité constante au point de collisions de l'expérience LHCb.

La mesure de la luminosité est nécessaire pour déterminer les sections efficaces. En particulier, les mesures de sections efficaces de production de bosons Z et W [81] [82] demandent une précision de l'ordre de 1 à 2 % sur la luminosité. LHCb a réalisé la mesure de luminosité la plus précise [83] sur un collisionneur hadronique avec une précision de 1.16 %. Pour cela les mesures de deux méthodes sont combinées : la méthode *van der Meer* et la méthode *beam-gas imaging* (pour imagerie faisceau-gaz). La première méthode utilise le fait de pouvoir déplacer avec précision les faisceaux dans les directions transverses x et y . Cette méthode est utilisée par les autres expériences du LHC. Tandis que la seconde méthode exploite les caractéristiques uniques du détecteur LHCb, en reconstruisant les

vertex d'interactions des particules d'un faisceau avec un noyau résiduel dans le vide du tube du faisceau. Le détecteur de vertex est le détecteur le plus proche du point de collision. Il est situé dans une enceinte à vide. Ainsi un gaz peut être injecté dans le détecteur de vertex au niveau du point d'interaction des protons de l'expérience LHCb. Ceci permet de mesurer les angles, les positions et les formes de chacun des faisceaux sans les déplacer.

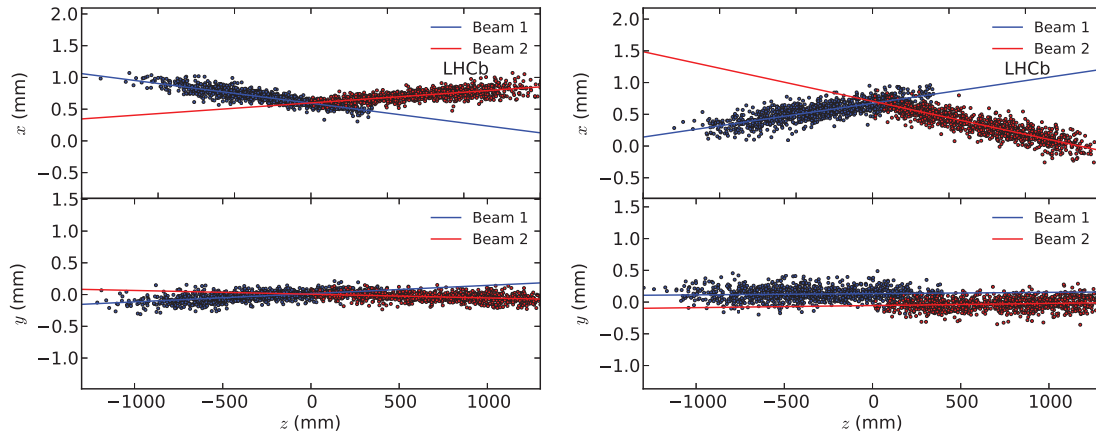


FIG. 2.10 – Position des points d'interaction des protons des faisceaux avec des particules résiduelles dans le tube à vide, dans les plans (z, x) et (z, y) . Ces interactions permettent d'illustrer la position et la forme des faisceaux. Les graphiques de gauche et de droite représentent les faisceaux à deux périodes différentes. L'angle de croisement dans le plan (z, x) est visible pour les deux périodes. On peut également observer le changement d'alignement des faisceaux dans le plan (z, y) pour conserver une luminosité constante. Figure reproduite depuis [83].

2.2 Le détecteur LHCb

2.2.1 Motivations physiques de l'expérience LHCb

Principaux axes de recherches de la collaboration LHCb

L'expérience LHCb est une expérience dédiée à l'étude des hadrons constitués de quarks b et c . Les trois principales thématiques de recherches de l'expérience sont :

- des mesures de précision des éléments de la matrice CKM, pour rechercher des déviations au Modèle Standard ;
- des recherches indirectes de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, dans des processus rares faisant intervenir des boucles ou des diagrammes pingouins ;
- des recherches de nouvelles sources de violation de CP.

Comme nous l'avons montré dans la section 1.2, l'angle γ du Triangle d'Unitarité est directement associé à la phase complexe de violation de CP de la matrice CKM. Nous avons vu qu'une mesure précise de cet angle γ sert de point référence pour les tests de cohérence globale du mécanisme CKM, dans le cadre du Modèle Standard. Le document Ref. [84] estime qu'au milieu des années 2020, avec 50 fb^{-1} de données collectées par LHCb et 50 ab^{-1} par Belle II, la précision sur la mesure de γ sera de l'ordre du degré et que ces deux expériences seront capables de sonder l'existence de nouvelles particules (dont les couplages de saveur sont décrits par la matrice CKM) jusqu'aux masses de 10 à $20 \text{ TeV}/c^2$, si elles interviennent dans des processus à l'arbre et jusqu'à 1 ou $2 \text{ TeV}/c^2$ si elles interviennent dans des boucles.

Les mesures sur des processus rares tels que $B_{(s)} \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ sont réalisées à LHCb. LHCb recherche dans ces processus, des déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard, qui peuvent indiquer la présence de nouvelle physique.

Les documents Ref. [85] et [86] contiennent plus de détails concernant le programme de physique de LHCb.

Des résultats clefs dès la première période de prise de données 2011-2012

Avec les données collectées dès la première période de fonctionnement du LHC (2011 et 2012), LHCb a été capable d'obtenir des mesures clefs de son programme de physique, par exemple :

- la mesure de l'angle γ du mécanisme CKM faite par LHCb [87], domine la moyenne mondiale ;
- LHCb a mesuré la phase ϕ_s de violation de CP dans les interférences des désintégrations de B_s^0 avec et sans mélange [88] [89] ;
- dans le domaine des mésons charmés, LHCb réalise la première observation à l'aide d'une seule mesure de l'oscillation $D^0 - \bar{D}^0$ [90] et continue de rechercher une violation de CP indirecte dans le système du $D^0 - \bar{D}^0$ [91] ;
- dans l'étude de processus rares sensibles à de la nouvelle physique, LHCb met en évidence la désintégration $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [92] [93], mesure la distribution angulaire de $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ [94]. Ces mesures permettent de contraindre les modèles possibles de nouvelle physique.

2.2.2 Organisation générale du détecteur LHCb

LHCb est un spectromètre, instrumentant une moitié de l'espace autour du point de collisions. La configuration du détecteur est basée sur le fait que les hadrons beaux produits au LHC sont émis avec angle faible par rapport à l'axe du faisceau.

Le détecteur LHCb a une couverture angulaire de 10 mrad à 300 mrad , ce qui correspond à la région de pseudo-rapacité $\eta \in [2.5]$.

Une vue schématique du détecteur LHCb est représentée figure 2.2.2. Outre le référentiel (O, x, y, z) présenté dans la section 2.1.2, le système de coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) est également utilisé. La majorité des sous-détecteurs de LHCb sont composés

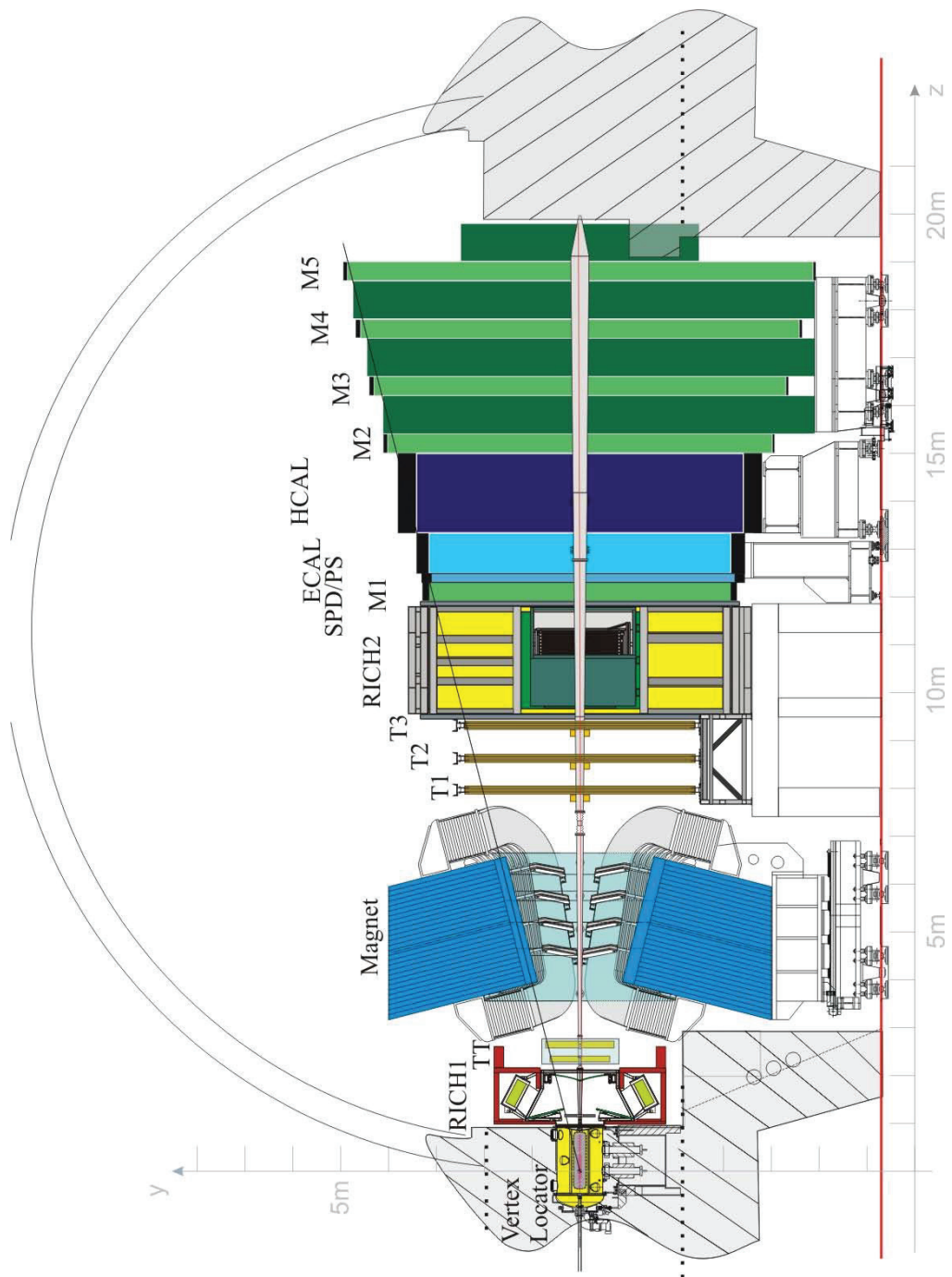


FIG. 2.11 – Schéma d'ensemble du détecteur LHCb. Figure reproduite depuis Ref. [61].

de deux parties (dénommées côté A et côté C) qui peuvent être déplacées selon l'axe x pour réaliser des travaux de maintenance.

Pour détecter le passage des particules et reconstruire leur trajectoire, LHCb utilise un trajectographe. Il est constitué d'un détecteur de vertex (VELO pour *VErtex LOcator*) et de quatre autres stations TT, T1, T2 et T3. Le VELO est composé de capteurs en silicium, c'est le sous-détecteur le plus proche du point de collision, il est décrit plus en détails dans la section 2.2.3. Le VELO permet de déterminer la position des vertex primaires et secondaires, il participe également au système de déclenchement. Les trajectoires des particules chargées sont courbées par le champ magnétique de l'aimant dipolaire présenté dans la section 2.2.4. Les positions des différents trajectographes en fonction de l'intensité du champ magnétique généré par l'aimant dipolaire sont représentées sur la figure 2.2.2, ainsi que les différents types de traces ¹². La station TT, positionnée en amont de l'aimant et les stations T1 à T3, positionnées en aval de l'aimant, sont décrites plus en détails dans la section 2.2.3, leur taille et position sont schématisées sur la figure 2.2.2. Pour ces stations (TT, T1 à T3) du trajectographe deux technologies sont utilisées :

- des capteurs en silicium pour la station TT et la région centrale des stations T1 à T3 (IT1 à IT3 pour *Inner Tracker*);
- des tubes à dérives pour la partie périphérique des stations T1 à T3 (OT1 à OT3 pour *Outer Tracker*).

L'identification des particules chargées se fait à l'aide des détecteurs à effet Cherenkov (RICH pour *Ring Imaging Cherenkov*) présentés dans la section 2.2.5. LHCb possède deux RICH : le RICH1 placé entre le VELO et la station TT du trajectographe et le RICH2 placé après la station T3 du trajectographe.

En aval du RICH2 se trouvent les calorimètres. À LHCb, le système de calorimétrie, présenté dans la section 2.2.6, est constitué de quatre éléments principaux (énumérés dans l'ordre z croissant) :

- le scintillateur SPD (pour *Scintillator Pad Detector*);
- le détecteur de pieds de gerbe (PS pour *PreShower detector*);
- le calorimètre électromagnétique (ECAL pour *Electromagnetic CALorimeter*);
- le calorimètre hadronique (HCAL pour *Hadron CALorimeter*).

¹²Cinq types de traces peuvent être distingués : les traces reconstruites uniquement par le VELO (*VELO tracks*), les traces reconstruites uniquement par les stations T1 à T3 (*T tracks*), les traces amonts (*upstream tracks*) qui ont une faible impulsion et sortent de l'acceptance du détecteur avant d'atteindre la station T1. Les deux autres types de traces sont les plus utilisées : les longues traces (*long tracks*) qui traversent tous les trajectographes et les traces avalées (*downstream tracks*) reconstruites uniquement par les stations TT, T1, T2 et T3. Les canaux de désintégrations contenant par exemple, des K_S^0 , différencient les événements avec des longues traces et les événements avec des traces avalées. En effet le méson K_S^0 a un temps de vie suffisamment long pour que certains K_S^0 se désintègrent après le VELO, ainsi les traces des deux pions chargés issues de la désintégration du K_S^0 ne sont parfois reconstruites que par les stations TT, T1, T2 et T3. Les traces du type longues traces possèdent une meilleure résolution que les traces du type traces avalées (*downstream tracks*).

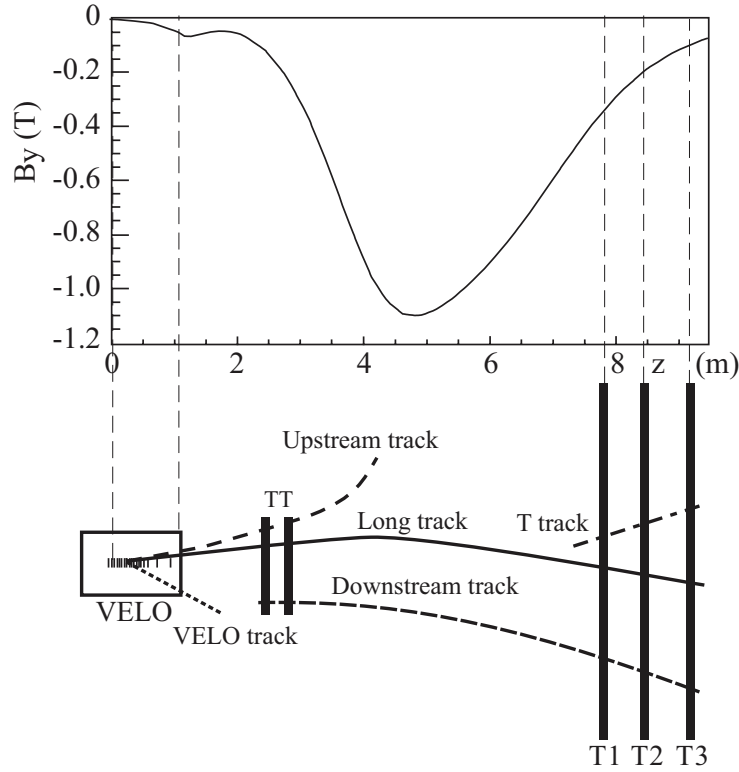


FIG. 2.12 – Schéma des différents trajectographes : VELO, stations TT, T1, T2 et T3 en fonction de leur position selon l'axe z et de l'intensité du champ magnétique B_y généré par l'aimant dipolaire, pour courber les trajectoires des particules chargées dans le plan $(x; z)$. Le schéma illustre les cinq différents types de traces : trace du VELO (*VELO tracks*), les traces amonts (*Upstream tracks*), les traces avals (*Downstream tracks*), les longues traces (*Long tracks*) et les traces T des stations T1 à T3 (*T tracks*). Figure reproduite depuis Ref. [95].

Le système de calorimétrie assure plusieurs rôles : identifier les électrons, photons et certains hadrons ainsi que mesurer leur énergie et position. Nous verrons, section 2.3.1, que les calorimètres participent également à la sélection des événements dans le système de déclenchement.

Le dernier sous-détecteur est le détecteur à muons, présenté dans la section 2.2.7. Il est constitué de cinq stations de détection (M1 à M5), la station M1 est positionnée entre le RICH2 et le calorimètre SPD, les stations M2 à M5 se situent après le HCAL. Les stations à muons servent à détecter les muons et servent également dans le système de déclenchement.

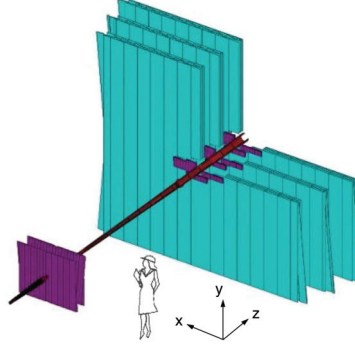


FIG. 2.13 – Schéma des stations du trajectographe. Les stations en silicium sont représentées en violet, avec à gauche la station TT et à droite les stations du IT ; le OT, représenté en vert, encadre le IT. Figure reproduite depuis Ref. [61].

Cette thèse porte sur les désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ (où $h^\pm$ représentent des kaons ou pions chargés). Il est donc crucial de reconstruire et identifier les traces chargées, c'est pourquoi les trajectographes et les RICH (en plus des détecteurs participant au système de déclenchement) sont cruciaux pour l'analyse menée dans cette thèse.

2.2.3 Trajectographes

Détecteur de vertex

Un schéma du VELO est présenté sur la figure 2.2.3. Il couvre une acceptance $1.6 < \eta < 4.9$. Le VELO est un détecteur d'un mètre de long selon l'axe du faisceau, constitué de deux demi-modules de part et d'autre du plan (y, z) . Chaque demi-module est constitué de :

- 21 stations, en forme de demi-disque, placées perpendiculairement au faisceau, en aval du point de collision ($z > 0$) ;
- 5 stations, en forme de demi-disque, placées perpendiculairement au faisceau, en amont du point de collision ($z < 0$) ;
- 2 stations, en forme de demi-disque, placées perpendiculairement au faisceau, encore plus en amont du point de collision, utilisées pour le système de déclenchement.

Les deux demi-modules sont décalés de 1.5 cm selon la direction z pour que les deux demi-disques qui se font face puissent légèrement se chevaucher, pour couvrir entièrement l'angle azimutale de chacun des plans (x, y) .

Pour éviter l'irradiation excessive du VELO pendant la période d'injection du faisceau dans le LHC, chaque demi-module peut s'éloigner du faisceau de 30 mm. Une fois le faisceau stable, les deux demi-modules se rapprochent pour atteindre la position fermée du détecteur. Une fois le VELO fermé, la partie active des capteurs la plus proche du faisceau est à seulement 8.2 mm du faisceau. La fermeture du VELO est réalisée par un

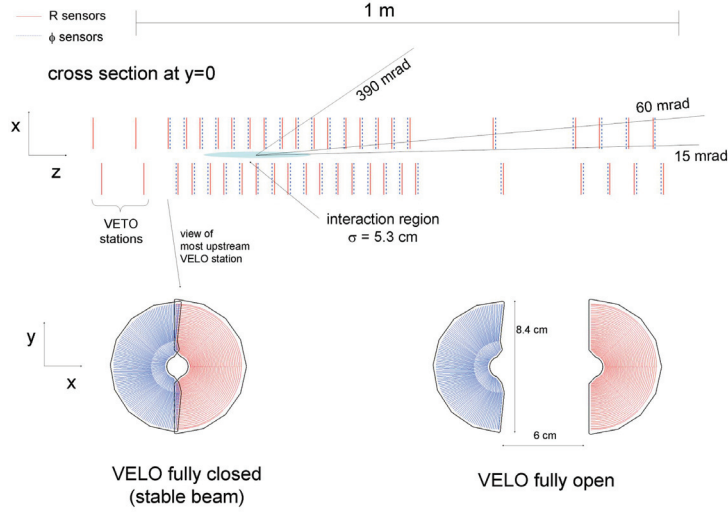


FIG. 2.14 – Schéma des quarante deux modules du VELO et des quatre capteurs, nommés *pileup veto stations* utilisés par le système de déclenchement (figure du haut). Les deux schémas du bas représentent chacun deux capteurs du VELO positionnés de part et d'autre du faisceau en position ouverte (à gauche) et en position fermée (à droite). Figure reproduite depuis Ref. [61].

moteur avec une précision de $10 \mu\text{m}$.

Chaque station en forme de demi-disque est composée d'un capteur mesurant la coordonnée cylindrique r d'un impact et d'un second capteur mesurant la coordonnée ϕ d'un impact. La position de l'impact selon la coordonnée z est donnée par la position de la station. Chaque capteur est composé de 2048 pistes de silicium. Les piste de silicium d'un r -capteur ou ϕ -capteur ont un pitch croissant avec r : pitch de $38 \mu\text{m}$ pour les pistes centrales, à $102 \mu\text{m}$ pour les pistes externes. La figure 2.2.3 représente la disposition des pistes pour les capteurs r et ϕ .

La résolution sur la position d'un vertex est d'environ $13 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et d'environ $71 \mu\text{m}$ selon l'axe z du faisceau [96]. La figure 2.2.3 représente la résolution sur la position du PV en fonction du nombre de trace dans l'événement. La résolution σ_{IP} (en μm) sur le paramètre d'impact dépend linéairement de l'inverse de l'impulsion transverse p_T en (GeV/c) [96] :

$$\sigma_{IP} = 11.6 + \frac{23.4}{p_T}. \quad (2.3)$$

On remarque que les vertex peuvent être localisés avec une précision de quelques centaines de micromètres selon l'axe z et de quelques dizaines de micromètres selon les axes x ou y , ce qui est bien inférieur aux distance parcourus par les mésons $B_{(s)}^0$ et $\bar{D}^0$ ($\sim 1.3 \text{ cm}$ pour les mésons $B_{(s)}^0$ et $\sim 0.5 \text{ cm}$ pour les mésons $\bar{D}^0$). La figure 2.2.3 représente la résolution

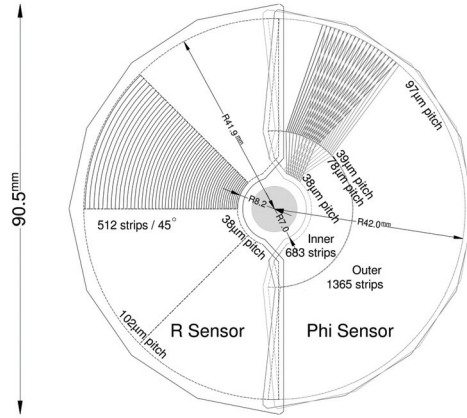


FIG. 2.15 – Schéma d'un r -capteur (à gauche) et d'un ϕ -capteur (à droite) du VELO. Figure reproduite depuis Ref. [61].

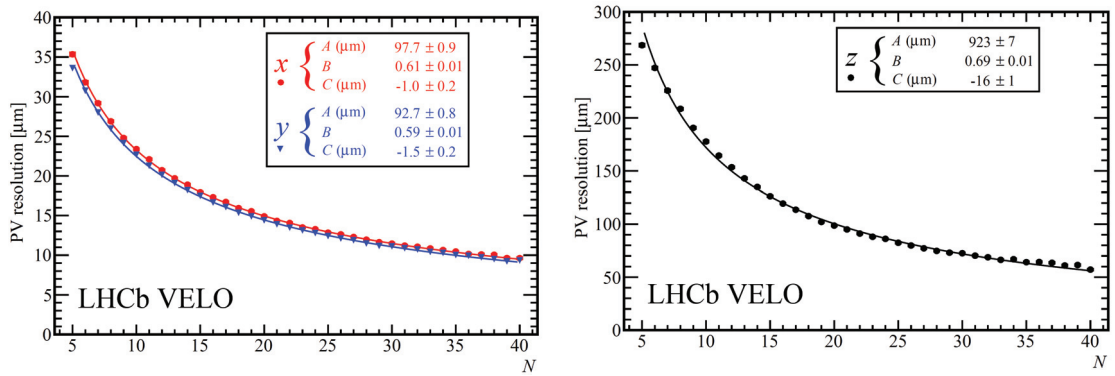


FIG. 2.16 – Résolution sur la position du vertex primaire en fonction du nombre de traces dans l'événement. À gauche, résolution sur la coordonnée x (en rouge) et y (en bleu) de la position du PV ; à droite résolution sur la coordonnées z de la position du PV. Courbes obtenues à partir d'événements ayant un seul PV dans les données 2011. Figure reproduite depuis Ref. [96].

sur le IP d'une trace en fonction de l'inverse de l'impulsion transverse de la trace.

Les stations TT

Les stations TT sont rectangulaires 150 cm (largeur) $\times$ 130 cm (hauteur), pour couvrir la totalité de l'acceptance de LHCb. Elles sont constituées de quatre couches de pistes de silicium, avec un pitch de 183 μm , regroupées par paires, avec un écart de 30 cm selon l'axe z entre les deux paires de couches. Les pistes de la première et dernière couches ont

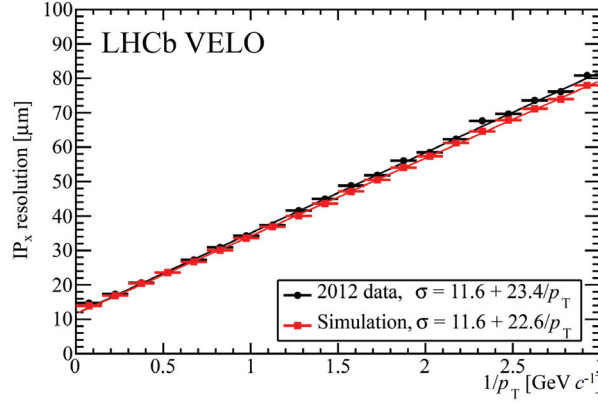


FIG. 2.17 – Résolution sur la composante x du paramètre d’impact en fonction de l’inverse de l’impulsion transverse. Figure reproduite depuis Ref. [96].

un arrangement vertical, tandis que les pistes de silicium des couches 2 et 3 sont inclinées de respectivement -5° et $+5^\circ$ ¹³. Cette disposition, schématisée sur la figure 2.2.3, permet une reconstruction en trois dimensions.

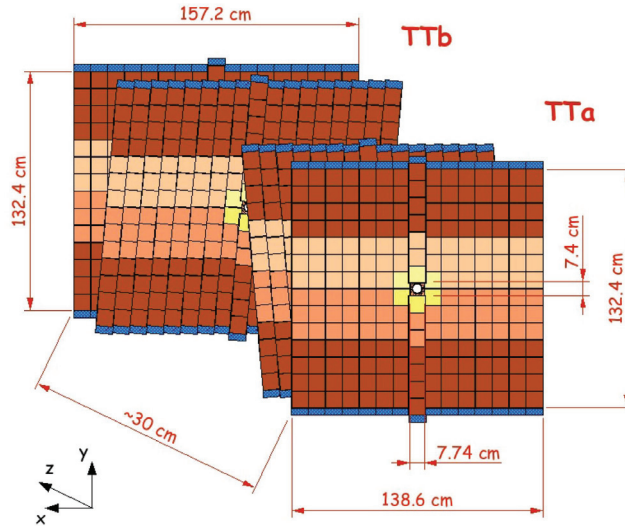


FIG. 2.18 – Schéma du positionnement des différentes couches des stations TT du trajectographe. Figure reproduite depuis Ref. [61].

¹³Cette disposition des couches est communément appelée arrangement (x-u-v-x).

Les stations TT sont placées en amont de l'aimant, entre $z = 2332$ mm et $z = 2638$ mm. Ces stations de trajectographes permettent de détecter les traces des particules filles de désintégrations comme $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et ainsi de reconstruire le vertex de désintégration de particules ayant un temps de vie élevé comme les K_s^0 ou les Λ .

Cette configuration de l'ensemble des stations TT leur permet d'avoir une résolution spatiale sur un impact de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, comme le montre la figure 2.2.3.

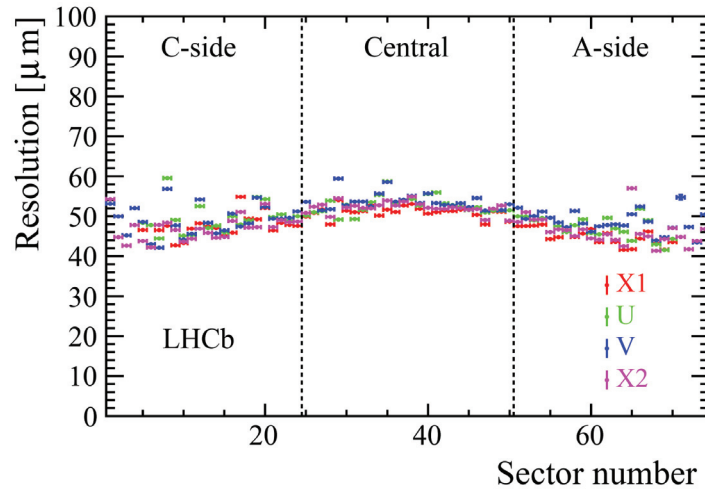


FIG. 2.19 – Résolution sur la position d'un impact dans le TT. *Sector number* correspond approximativement à la direction x , la station TT est découpée en 3 secteurs : coté A et C du détecteur et partie centrale. Les labels X1, U, V et X2 correspondent aux 4 couches de l'arrangement (x-u-v-x). Figure reproduite depuis Ref. [95].

Les stations IT

Le IT est constitué de trois stations IT1, IT2 et IT3, rectangulaires 120 cm (largeur) $\times$ 40 cm (hauteur), proches du tube du faisceau. Chaque station IT1, IT2, IT3 a la même configuration (x-u-v-x) que la station TT avec quatre couches de pistes de silicium. Le pitch d'une piste de silicium d'une station du IT est de $198 \mu\text{m}$. La figure 2.2.3 schématise deux couches d'une station du IT, une station du IT peut être séparée en quatre zones : coté A, côté C, secteur haut, secteur bas.

Les stations du IT ont une résolution spatiale sur un impact de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, comme le montre la figure 2.2.3.

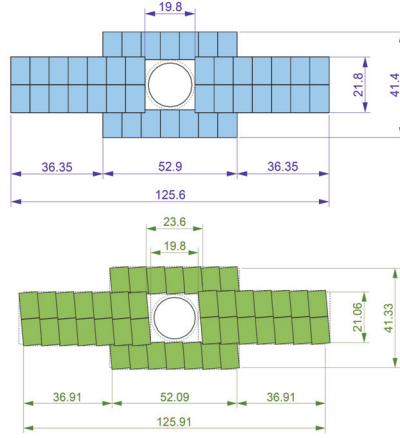


FIG. 2.20 – Schéma de deux couches d’une station du IT (IT1, ou IT2 ou IT3). En haut, la configuration de la première et dernière couche d’une station du IT. En bas, la configuration de la troisième couche d’une station du IT, avec les pistes de silicium inclinées de $+5^\circ$ par rapport à la verticale. Les mesures présentées sur cette figure sont données en cm. Une station du IT peut être séparée en quatre zone : côté A, côté C, secteur haut, secteur bas. Figure reproduite depuis Ref. [97].

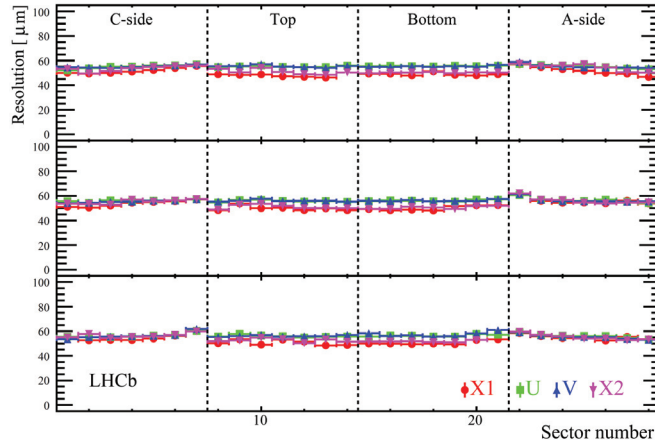


FIG. 2.21 – Résolution sur la position d’un impact dans les stations du IT : station IT1 (ligne du bas), station IT2 (ligne du milieu) et station IT3 (ligne du haut). *Sector number* permet de séparer les 4 secteurs d’une station : côté C, partie supérieure, partie inférieure et côté A. Les labels X1, U, V et X2 correspondent aux 4 couches de l’arrangement (x-u-v-x). Figure reproduite depuis Ref. [95].

Les stations OT

Les stations du OT couvrent la partie périphérique des plans de détection T1, T2 et T3. Dans cette région périphérique de l'acceptance, la densité de traces est moins élevée. Le trajectographe OT est constitué de tubes à dérives (de 4.9 mm de diamètre), disposés de manière similaire aux stations du IT : sur 4 couches (x-u-v-x). Le gaz est un mélange d'argon à 70 % et de CO₂ à 30 %. Ce gaz et cette configuration des stations OT ont été choisis pour que :

- le temps de dérive dans un tube à dérive soit inférieur à 50 ns ;
- la résolution sur la coordonnée de dérive soit inférieure à 200 μm .

Le temps maximal de dérive dans un tube est de 36 ns. Pour tenir compte du temps de vol de la particule jusqu'aux stations du OT, du temps de propagation du signal dans l'électronique ; les informations des OT sont lues, pour un croisement de faisceau, sur une fenêtre de temps de 75 ns. La figure 2.2.3 représente la distribution des temps de dérives mesurés par un module du OT pour un croisement de faisceau. La distance, entre la trajectoire d'une particule et le tube ayant détecté son passage, est proportionnelle au temps de dérive, comme le montre la figure 2.2.3.

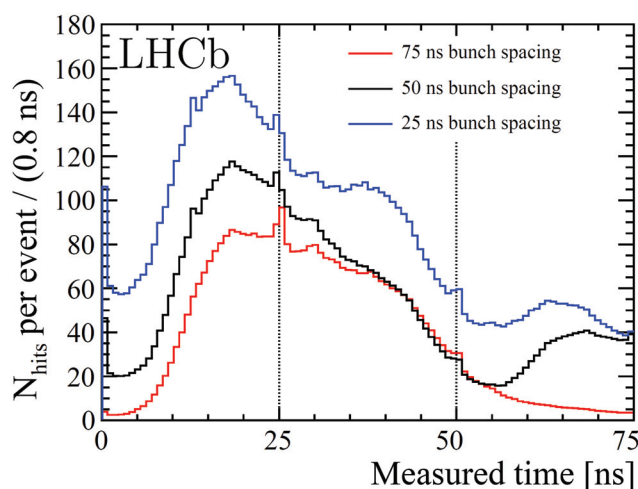


FIG. 2.22 – Distribution des temps de dérives mesurés par un module du OT pour un événement, soit une lecture du capteur pendant 75 ns. Figure reproduite depuis Ref. [95].

Performance globale de l'ensemble des trajectographes

L'ensemble des trajectographes permettent de mesurer les impulsions des traces chargées avec une résolution de $\Delta p/p \sim 0.4 \%$ pour les traces de 5 GeV/c et $\Delta p/p \sim 0.6 \%$ pour les traces de 100 GeV/c d'impulsion.

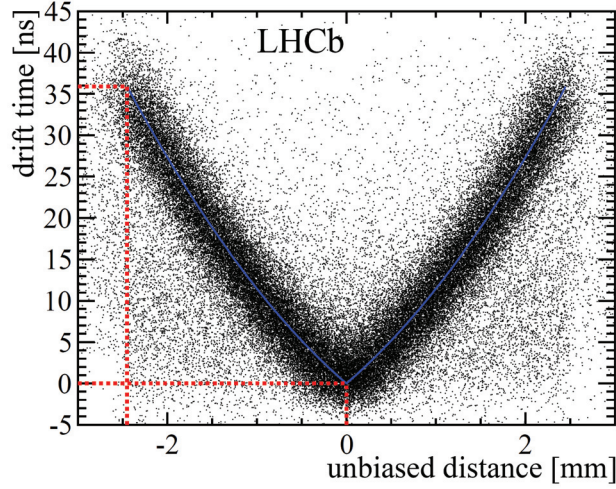


FIG. 2.23 – Distribution de la distance entre la trajectoire d’une particule et le fil du tube à dérive, en fonction du temps de dérive mesuré. Pour un module du OT, pour un événement, soit une lecture du capteur pendant 75 ns. Les lignes rouges représentent le centre d’un tube, soit un temps de dérive de 0 ns ou de 36 ns. Figure reproduite depuis Ref. [95].

La mesure de l’oscillation des mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, $\Delta m_s = 17.768 \pm 0.023 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$ [98] nécessite une excellente résolution sur la mesure du temps de vie des mésons B_s^0 (résolution en moyenne de l’ordre de 44 fs) et donc une excellente résolution sur la position des vertex, puisque le temps de vie d’une particule est mesurée comme étant le temps t :

$$t = \frac{L m}{p}, \quad (2.4)$$

où L est la distance entre le vertex de production et le vertex de désintégration de la particule, m sa masse et p son impulsion. On peut observer la fréquence d’oscillation des mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ sur la figure 2.2.3.

2.2.4 Aimant

Pour courber la trajectoire des particules, un aimant dipolaire générant un champ magnétique intégré de 4 T.m sur 10 m est utilisé. Un aimant *chaud* a été préféré à un aimant supra-conducteur pour des raisons financière et de temps de conception. Il est constitué de deux bobines identiques, placées symétriquement de part et d’autre du plan horizontal contenant l’axe du faisceau, comme le montre la figure 2.2.4. Ces bobines sont inclinées pour coïncider avec l’acceptance du détecteur. Le matériau conducteur des bobines a une résistivité inférieure à $28 \Omega \text{ m}$ et est traversé par un courant de 5.85 kA.

La figure 2.2.4 représente l’intensité de la composante selon y du champ magnétique, B_y , en fonction de la position selon z . La cartographie du champs magnétique a été

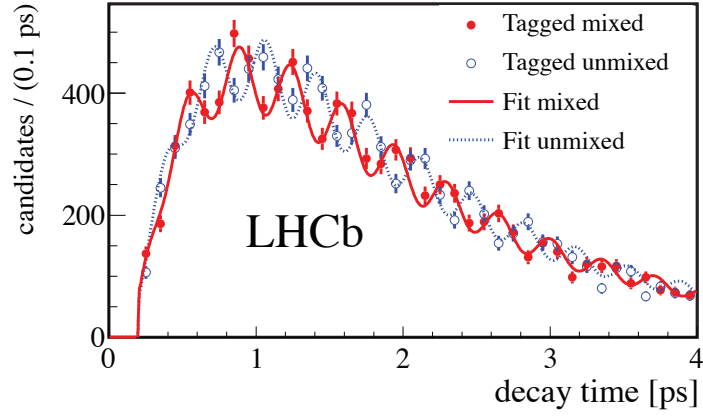


FIG. 2.24 – Distribution du temps de vie pour les candidats $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ identifiés comme ayant oscillé (saveur du B différente entre sa production et sa désintégration ; en ligne continue rouge) et candidats n’ayant pas oscillé (même saveur du B entre sa production et sa désintégration ; ligne pointillée bleue) [98].

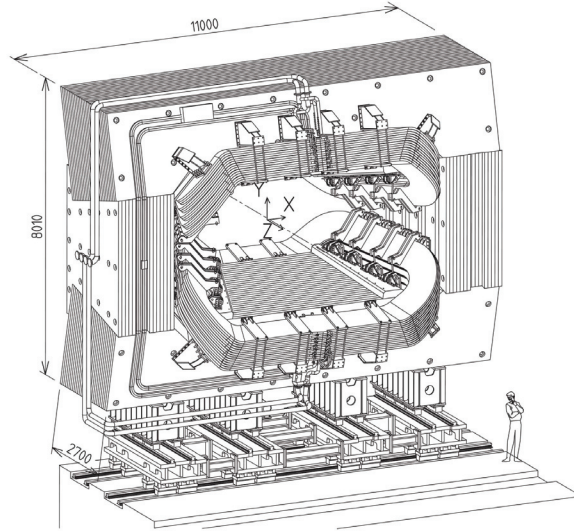


FIG. 2.25 – Schéma de l’aimant dipolaire de LHCb. Les mesures sont données en mm. Figure reproduite depuis Ref. [61].

réalisée [99] et est régulièrement mise à jour [100], elle a également été réalisée à l’aide d’un teslamètre en 2014 lors de l’arrêt pour maintenance du LHC. On constate que, en amont de la station TT ($z < 2$ m) et en aval de la station T3 ($z > 10$ m) du trajectographe, le champ magnétique est quasi nul. En effet, nous verrons dans la section suivante 2.2.5,

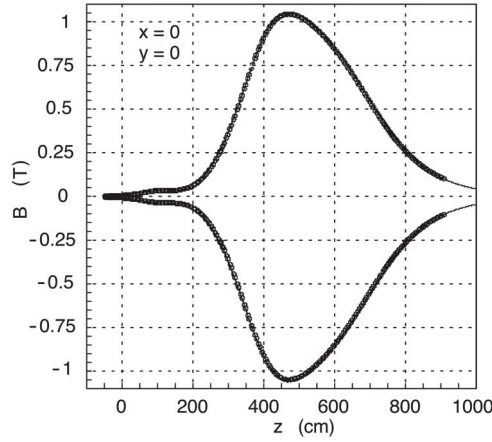


FIG. 2.26 – Intensité de la composante selon l'axe y du champ magnétique créé par l'aimant dipolaire (B_y), en fonction de la position selon l'axe z . Figure reproduite depuis Ref. [61].

que le principe des détecteurs à effet Cherenkov est basé sur le déplacement d'électrons. Ces détecteurs doivent être placés dans une zone de faible champ magnétique, sinon la trajectoire des électrons serait courbée par ce champ magnétique, ce qui détériorerait les performances des détecteurs Cherenkov.

La polarité de l'aimant peut être renversée pour réduire les incertitudes systématiques dues aux différences droite-gauche du détecteur, pour réaliser des mesures d'asymétrie de CP. Elle est régulièrement renversée pour collecter environ la moitié des données avec une polarité *Down* ($B_y < 0$) et l'autre moitié avec une polarité *Up* ($B_y > 0$).

2.2.5 Identification des particules : détecteur à effet Cherenkov (RICH)

Les détecteurs RICH

Lorsqu'une particule chargée, traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, des photons sont émis dans un cône avec un angle d'ouverture θ , tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}, \quad (2.5)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu et β le boost de la particule ($\beta = \frac{v}{c}$). En mesurant l'angle d'ouverture du cône de lumière Cherenkov émis lors du passage d'une particule, on peut déterminer sa vitesse. En associant cette vitesse à l'impulsion déterminée à l'aide des trajectographes, on accède à la masse de la particule et on peut alors l'identifier. Ainsi, la figure 2.2.5 représente, par exemple, la distribution de l'angle d'ouverture du cône de lumière Cherenkov en fonction de l'impulsion de la particule, pour différentes particules

traversant le RICH1.

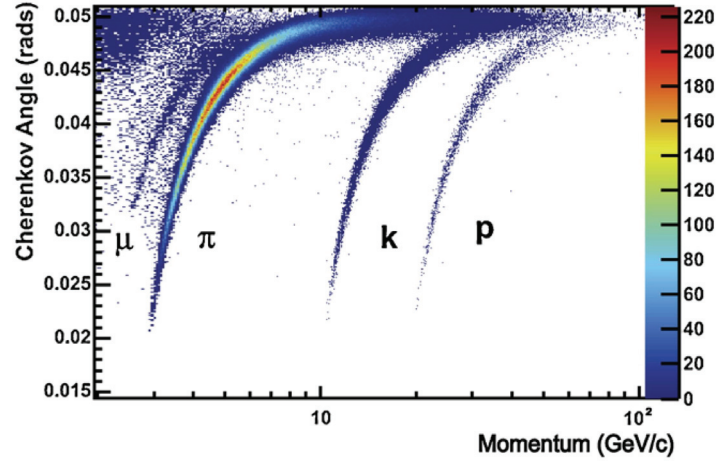


FIG. 2.27 – L'angle du cône Cherenkov reconstruit par le RICH1, en fonction de l'impulsion de la particule. Figure reproduite depuis Ref. [101].

Chacun des deux RICHs utilise un gaz différent (C_4F_{10} pour le RICH1 et CF_4 pour le RICH2) comme milieu radiateur, pour pouvoir couvrir une large gamme d'impulsion, comme décrit dans la section suivante 2.2.5. Le RICH1 utilise également un aérogel pour séparer les kaons des pions de faible impulsion ($< 2 \text{ GeV}/c$). Les deux détecteurs RICH focalisent les radiations Cherenkov à l'aide de miroirs plats et sphériques, pour les diriger vers des détecteurs hybrides à photon (HPD pour *Hybrid Photon Detectors*) qui sont placés en dehors de l'acceptance de LHCb, comme le montre la figure 2.2.5, pour ne pas interposer de la matière sur le parcours des particules et pour ne pas trop exposer les HPD au champ magnétique.

Chaque RICH possède ainsi deux boîtes de HPD en dehors de l'acceptance, qui sont blindées par un alliage de fer pour protéger les HPD du champ magnétique de l'aimant dipolaire. Les boîtes de HPD se trouvent au-dessus et en dessous du faisceau pour le RICH1 et à droite et à gauche du faisceau pour le RICH2. 484 HPD sont utilisés par LHCb, 196 pour le RICH1 et 288 pour le RICH2. Les HPD utilisés sont des détecteurs de photons sous vide. Un photon incident crée un photoélectron en traversant la cathode, ce photoélectron est ensuite accéléré jusqu'à une couche de silicium en appliquant une haute tension de 20 kV. Cette couche de silicium, permet de réaliser une multiplication des électrons (par avalanche) jusqu'à obtenir un paquet d'électrons suffisant pour constituer un signal électrique. Chaque HPD contient 1024 pixels.

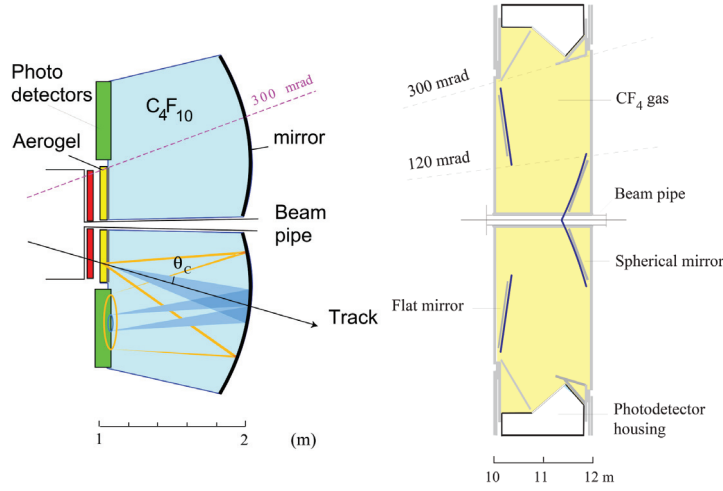


FIG. 2.28 – Vue schématique de côté du RICH1 (à gauche) avec l'exemple d'une particule créant une radiation Cherenkov pour illustrer la focalisation des photons : le large cercle orange provient de la radiation Cherenkov issue de l'aérogel, le petit cercle bleu provient de radiation Cherenkov issue du gaz C_4F_{10} . Le schéma de droite représente une vue de dessus du RICH2. Figure reproduite depuis Ref. [102].

Ainsi les RICHs ont une grande couverture spatiale de 2.6 m^2 , avec une haute granularité de $2.5 \text{ mm} \times 2.5 \text{ mm}$. Le rapport surface active / surface totale des HPD est relativement élevé : 0.67. Le temps de réponse des RICHs est rapide, inférieur à 25 ns, ce qui permet d'avoir de bonnes résolutions sur la mesure des angles Cherenkov ($\Delta\theta_c$) : $1.618 \pm 0.002 \text{ mrad}$ pour le RICH1 et $0.68 \pm 0.02 \text{ mrad}$ pour le RICH2 [101].

L'efficacité d'identifier correctement un kaon comme étant un kaon est de l'ordre de 95 % et l'efficacité de mal identifier un pion comme étant un kaon est de l'ordre de 10 % (lorsqu'on ne requiert que $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi) > 0$, cette variable sera définie section 2.3.2). La figure 2.2.5 représente l'efficacité d'identifier correctement un kaon à LHCb en fonction de l'impulsion de la particule.

La région optimale de fonctionnement des détecteurs RICH dans le plan (p, η) pour l'identification de kaons et de pions

Les deux RICH ne sont pas composés des mêmes gaz, donc leur gamme de fonctionnement est différente. Le tableau 2.1 récapitule pour chaque RICH, la gamme d'impulsion accessible et les caractéristiques géométriques des détecteurs. Dans la dernière ligne de ce tableau, les impulsions supérieures sont les impulsions à partir desquelles l'angle d'ouverture du cône de la radiation Cherenkov ne permet plus de différencier kaons et protons. Sur la figure 2.2.5, il est clair qu'avec le RICH1, il devient difficile de différencier un kaon

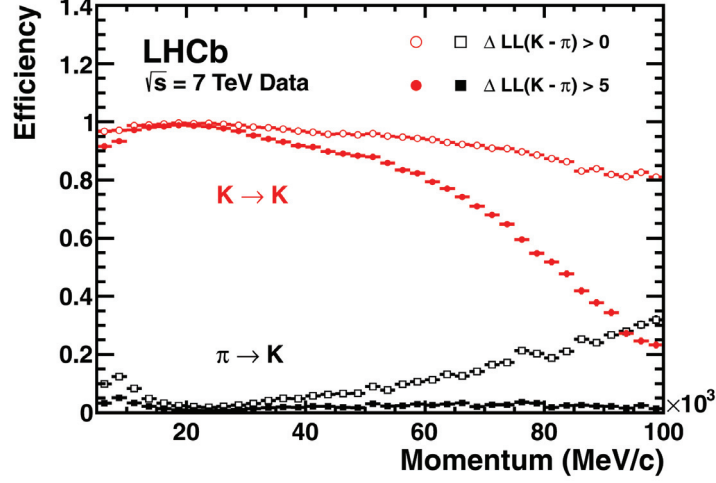


FIG. 2.29 – Efficacité d’identifier correctement un kaon comme étant un kaon et efficacité de mal identifier un pion comme étant un kaon, en fonction de l’impulsion de la trace. Deux critères différents sur le $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ sont considérés. Efficacités obtenues sur les données à partir d’échantillons de calibration. Figure reproduite depuis Ref. [101].

	Aerogel	RICH1	RICH 2
Acceptance	[25; 300] mrad $\eta \in [1.89; 4.38]$	[25; 300] mrad $\eta \in [1.89; 4.38]$	[15; 120] mrad $\eta \in [2.81; 4.90]$
Milieu radiateur indice de réfraction	1.03	C ₄ F ₁₀ 1.0014	CF ₄ 1.0005
Seuil d’impulsion pour qu’un kaon émette une radiation Cherenkov	2.00 GeV/c	9.33 GeV/c	15.61 GeV/c
Seuil d’impulsion pour qu’un pion émette une radiation Cherenkov	0.57 GeV/c	2.64 GeV/c	4.41 GeV/c
Gamme d’impulsions couverte	2 – 40 GeV/c	2 – 40 GeV/c	15 – 100 GeV/c

TAB. 2.1 – Résumé des caractéristiques géométriques des RICH ainsi que leur gamme de fonctionnement en terme d’impulsion des traces. Les indices de réfraction des gaz sont donnés à 0° C, 101.325 kPa and 400 nm.

et un pion d’impulsion supérieure à 40 GeV/c, puisque l’angle Cherenkov $\Delta\theta_c$ est le même pour les deux particules.

La figure 2.2.5 reprend ces informations pour délimiter la zone principale de fonc-

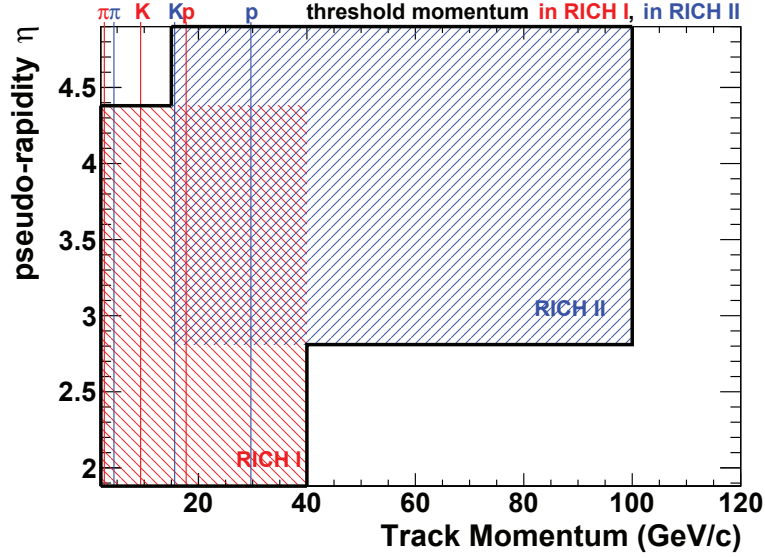


FIG. 2.30 – La zone de fonctionnement optimale des RICH, pour l'identification des kaons et des pions, dans le plan (p, η) . La zone hachurée rouge (bleu) représente la zone de fonctionnement optimale du RICH1 (RICH2) pour l'identification des kaons et des pions. Les lignes verticales (respectivement rouges et bleues) représentent les impulsions minimales pour qu'un pion, kaon et proton émettent une radiation Cherenkov (respectivement dans les RICH1 et RICH2).

tionnement des RICHs pour l'identification des kaons et des pions. Nous verrons dans la section 3.6.4 que c'est cette zone dans le plan (p, η) que nous allons utiliser pour une identification bien définie des particules issues des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, que nous étudions dans cette thèse.

Le C_4F_{10} du RICH1 ne permet pas de distinguer pions et kaons dont l'impulsion est inférieure à 2.64 GeV/c. En effet, aucune des deux particules n'émet de radiation Cherenkov dans ce milieu avec une impulsion inférieure à 2.64 GeV/c. Cependant l'aérogel permet de les séparer : au vu des seuils d'impulsion d'émission de radiation Cherenkov dans l'aérogel, une particule d'impulsion inférieure à 2 GeV/c émettant une radiation Cherenkov est forcément un pion. Ainsi, nous définissons la zone optimale de fonctionnement du RICH1 dans le plan (p, η) comme étant $p < 40$ GeV/c et $\eta \in [1.88; 4.38]$.

Pour ce deuxième détecteur Cherenkov un seul milieu radiateur est utilisé, il couvre une partie de l'espace plus proche du faisceau que le RICH1. La zone optimale de fonctionnement du RICH2 dans le plan (p, η) est donc définie comme $p \in [15; 100]$ GeV/c et $\eta \in [2.81; 4.90]$.

2.2.6 Calorimètres

Tous les systèmes de calorimétrie de LHCb sont basés sur le même choix technologique. Des couches successives de milieux sensibles (scintillateurs) et de milieux dense (plaques de fer ou plomb). Au bout d'une certaine distance (dépendant de la nature de la particule et de son énergie), la particule incidente interagit avec le milieu dense, perd de l'énergie et crée une gerbe. Les scintillateurs traversés par une particule chargée (particule incidente ou particule issue de la gerbe) émettent des photons qui sont collectés par des photomultiplicateurs et convertis en signaux électriques. La quantité d'énergie déposée dans chacun des calorimètres et la forme de la gerbe, renseignent sur la nature de la particule incidente.

La figure 2.2.6 schématise les interactions de différents types de particules avec chaque sous-détecteurs de calorimétrie. Ainsi, un électron dépose de l'énergie dans le SPD, sa gerbe est visible dans le ECAL et peut commencer dès le PS. Un photon aura un parcours similaire sauf qu'il n'interagira pas avec le SPD. Quant aux hadrons, ils interagissent avec la matière principalement par l'intermédiaire de l'interaction forte, ils parcourent donc plus de distance avant d'interagir avec la matière des milieux absorbeurs. La gerbe des hadrons sera observable dans le HCAL, elle peut parfois commencer dans le ECAL.

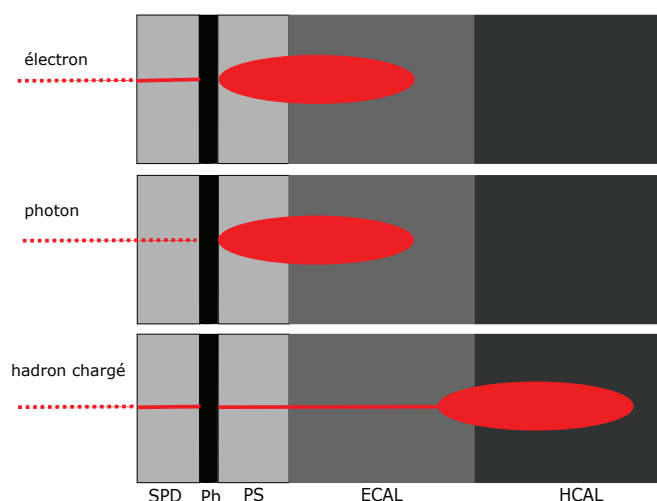


FIG. 2.31 – Schéma des zones d'interaction des différents types de particules (photon, électron, hadrons chargés) traversant les calorimètres. En pointillés, la zone où la particule n'interagit pas avec la partie sensible du détecteur. En trait plein, la zone où la particule interagit avec la partie sensible du détecteur. Les ellipses schématisent les gerbes.

Chaque calorimètre est segmenté pour pouvoir donner une information sur la position de la particule incidente et la forme de la gerbe. Pour que la densité d'occupation par cellule soit sensiblement uniforme dans chaque plan de détection des calorimètres, les cellules centrales sont plus petites que les cellules périphériques. De même, pour que la densité d'occupation d'une cellule du ECAL et du HCAL soit similaire, les cellules du

HCAL sont plus grandes que celle du ECAL ¹⁴. La figure 2.2.6 illustre ces différentes échelles de segmentation.

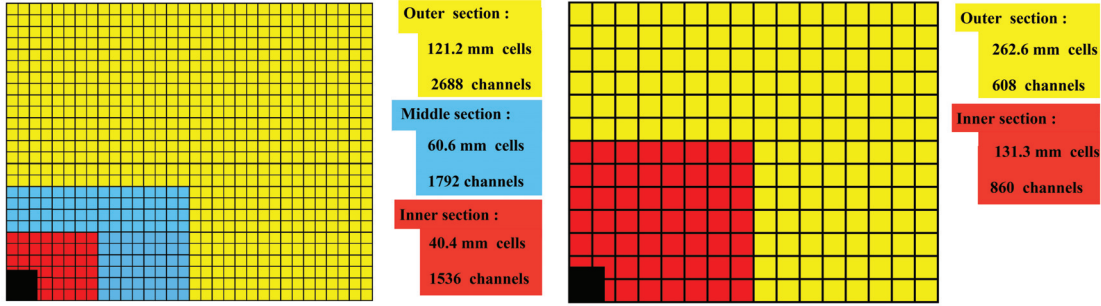


FIG. 2.32 – Segmentation du calorimètre électromagnétique (à gauche) et hadronique (à droite). Un quart seulement d'un plan de détection est représenté. La région noire est la région non instrumentée du tube à vide du faisceau. Figure reproduite depuis Ref. [61].

À la sortie du RICH2, dans l'ordre, selon z croissant, se trouve : la première station à muons M1, le SPD, 15 mm de plomb et le PS. Les particules électromagnétiques interagissent avec la matière du milieu absorbant (la plaque de plomb) et créent une gerbe électromagnétique dans le PS et SPD qui sont des scintillateurs. Seules les particules chargées interagissent avec le SPD, ce sous-détecteur permet donc de séparer les photons des électrons.

Le ECAL débute à 12.5 m du point de collision, il fait 84 cm de long, ce qui correspond à 25 longueurs de radiation (X_0), pour garantir que la totalité de la gerbe électromagnétique des photons de haute énergie soit contenue dans le ECAL. Il est constitué de 66 couches de scintillateurs, chacune intercalée par 2 mm de plomb. Le ECAL a une résolution en énergie de $\sigma(E)/E \approx 0.1/\sqrt{E} \oplus 0.01$ (E en GeV) [61].

Le HCAL débute à 13.33 m du point de collision et mesure 1.65 m de long, ce qui correspond à 5.6 longueurs d'interaction (ECAL + HCAL : 6.8 longueurs d'interaction). Les plans absorbeurs du HCAL sont des plaques de fer de 16 mm d'épaisseur. Les plans actifs du HCAL mesurent 16 mm d'épaisseur. Le HCAL a une résolution en énergie de $\sigma(E)/E \approx 0.7/\sqrt{E} \oplus 0.09$ (E en GeV) [61].

¹⁴Les segmentations des calorimètres SPD, PS et ECAL sont les mêmes.

2.2.7 Détecteurs à muons

Les stations à muons sont constituées de chambres proportionnelles multi-fils (MWPC), sauf la partie centrale de la station M1 qui est constituée de 24 détecteurs GEM (*Gas Electron Multiplier*) à triple couches, car le flux de particules est beaucoup plus élevé dans cette région. La station à muons M1, en amont des calorimètres permet d'améliorer la mesure de l'impulsion transverse des muons pour le système de déclenchement. Les stations M2 à M5 sont chacune séparée de 80 cm de fer, comme présenté sur la figure 2.2.7, pour sélectionner les muons de grandes impulsions. L'épaisseur totale d'absorbeur des calorimètres et des détecteurs à muons correspond à 20 longueurs d'interaction. Ainsi, seuls les muons avec une impulsion supérieure à 6 GeV/c peuvent atteindre la cinquième station à muons M5.

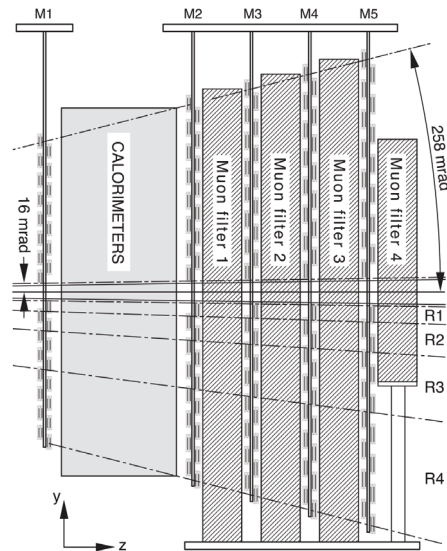


FIG. 2.33 – Vue de côté des stations à muons, *Muon filter* indique les couches d'absorbeurs en fer. Figure reproduite depuis Ref. [61].

Chaque station est segmentée pour que chaque région reçoive un flux de particule uniforme et que la densité d'occupation de chacune des régions soit similaire. Ainsi, la granularité varie de 1 cm² au centre d'une station jusqu'à 10 × 20 cm en périphérie.

Comme le montre la figure 2.2.7, le système de détection de muons a une efficacité de détection majoritairement supérieure à 95 %, pour une efficacité de mal identifier un pion comme étant un muon, majoritairement inférieure à 3 %.

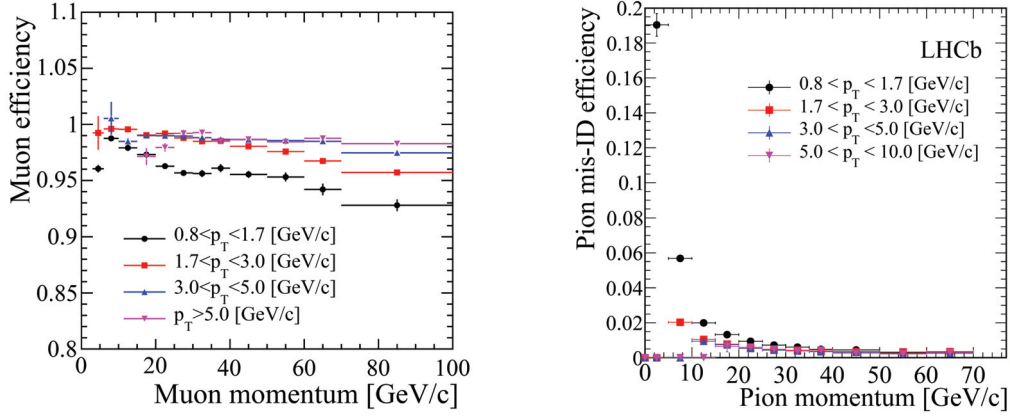


FIG. 2.34 – Efficacité d’identification d’un muon (à gauche) en fonction de l’impulsion de la trace, pour différentes impulsions transverses. Efficacité de mal identifier un pion comme étant un muon (à droite) en fonction de l’impulsion de la trace, pour différentes impulsions transverses. Figure reproduite depuis Ref. [95].

2.3 L’environnement LHCb pour l’analyse de données

2.3.1 Le système de déclenchement

LHCb a été conçu pour fonctionner à une luminosité moyenne de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il a fonctionné à plus haute luminosité $2.65 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2011 et $3.90 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en 2012 avec des pics allant jusqu’à deux fois la luminosité nominale. À ces luminosités il y a en moyenne, respectivement, 1.15 et 1.65 interactions proton-proton visibles par croisement de faisceaux (0.55 à la luminosité nominale). Un nombre d’interaction faible par croisement de faisceaux, facilite la tâche des systèmes de déclenchement et de reconstruction, en limitant le nombre de particules à reconstruire. Cependant, la fréquence d’interactions visibles par LHCb est de l’ordre de 10 MHz, un système de déclenchement reste indispensable pour réduire cette fréquence à quelques kHz et enregistrer les informations provenant des détecteurs sur disques.

Le système de déclenchement permet de sélectionner uniquement les événements potentiellement intéressants et donc de limiter le flux d’événements à enregistrer de 40 MHz¹⁵ à 2.3 kHz en 2011 et 4.2 kHz en 2012. Ce qui correspond à un volume de données enregistrées de 596 Tb en 2011 et 1603 Tb en 2012. Le système de déclenchement peut être résumé par le schéma de la figure 2.3.1.

¹⁵40 MHz correspond à la fréquence nominale de croisement des faisceaux, lorsque les paquets de protons sont espacés de 25 ns.

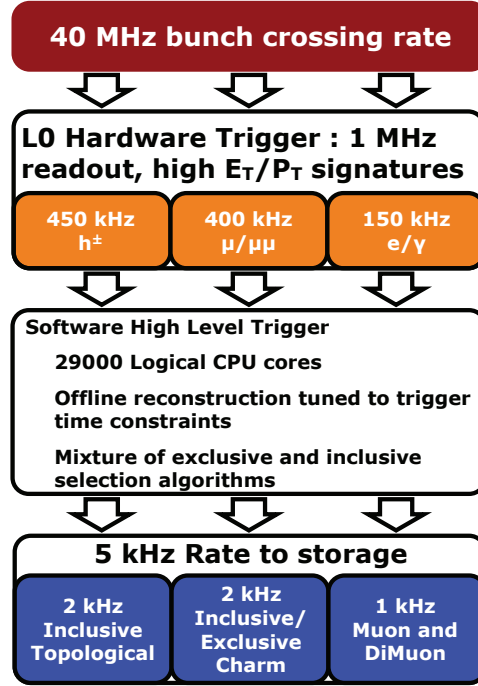


FIG. 2.35 – Schéma du principe du système de déclenchement de LHCb, illustrant le flux de données à chaque niveau du système de déclenchement.

Le système de déclenchement est composé de deux niveaux. Le premier niveau (L0) qui utilise un système électronique basé sur les réponses de certains sous-détecteurs limite le taux d'information de 40 MHz (la fréquence de croisement de faisceaux) à 1 MHz. Puis le second niveau (HLT pour *High Level Trigger*), utilisant un logiciel exécuté sur une ferme de calcul dédiée (29000 cœurs de CPU), utilise des informations provenant de tout le détecteur pour limiter le flux de données de 1 MHz aux quelques ~ 5 kHz finaux. C'est le niveau HLT qui apporte la flexibilité du système de déclenchement de LHCb. C'est grâce à la flexibilité du HLT et ses performances que LHCb a pu fonctionner dans des conditions plus difficile que celles prévues lors de la conception (luminosité deux fois supérieure et donc nombre d'interactions proton-proton visibles par croisement de faisceaux près de trois fois supérieure).

Un événement peut être enregistré suivant deux scénarii différents. Lors d'une collision une paire de quarks $b\bar{b}$ peut être produite, chacun de ces quarks va s'hadroniser pour former un méson B (ou un hadron Λ_b ou $\chi_b\dots$). Prenons un exemple simple : les deux quarks b et $\bar{b}$ s'hadronisent pour donner un méson B^0 et un méson $\bar{B}^0$, le B^0 se désintègre ensuite $B^0 \rightarrow D^{*}(2010)^{-}l^{+}\nu_l$ tandis que le $\bar{B}^0$ se désintègre $\bar{B}^0 \rightarrow D^0K^{+}K^{-}$ (le signal étudié dans cette thèse).

Le premier scenario, correspond au cas où le système de déclenchement s'allume grâce à la chaîne de désintégration d'un des deux B qui se trouve être la chaîne de désintégration qui nous intéresse. Dans notre exemple, c'est la chaîne $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 K^+ K^-$ qui allume le système de déclenchement. Ce genre d'événement est appelé événement TOS, pour *Trigger On Signal*.

Le second scenario, correspond au cas où la chaîne de désintégration qui nous intéresse n'est pas celle qui a allumé le système de déclenchement. Dans notre exemple, c'est alors la chaîne $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- l^+ \nu_l$ qui a allumé le système de déclenchement, alors que le signal qui nous intéresse est l'autre chaîne de désintégration $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 K^+ K^-$. Ce genre d'événement est appelé événement TIS, pour *Trigger Independent of Signal*.

On remarque que les deux ensembles TIS et TOS ne sont pas des ensembles disjoints. Les deux chaînes de désintégrations peuvent allumer le système de déclenchement, l'événement est alors à la fois TIS et TOS.

Le système de déclenchement L0

Le système de déclenchement L0 sélectionne les événements avec des particules de haute énergie transverse (E_T) et des muons de haute impulsion transverse (p_T). En effet, puisque LHCb s'intéresse à l'étude des hadrons beaux, qui sont des particules de masse élevée, les particules filles issues de leurs désintégrations sont des particules à haute impulsion transverse et/ou énergie transverse. Le système de déclenchement L0 utilise pour cela les informations de trois sous-détecteurs :

- les stations *pileup* du VELO qui détectent des segments de traces ;
- les calorimètres qui détectent des amas d'énergie ;
- les stations à muons qui détectent des muons de haute impulsion transverse.

Les calorimètres recherchent des électrons, photons et hadrons de haute E_T . Les stations à muons recherchent une paire de muon à haut p_T . Les stations *pileup* du VELO associées au calorimètre SPD estiment le nombre de traces par événement et servent de veto aux événements avec un trop grand nombre de traces (événements susceptibles d'avoir eu beaucoup d'interactions proton-proton).

Chaque sous-système de déclenchement transmet ces informations à l'unité de décision du L0 (DU) qui décide de garder l'événement ou pas (comme schématisé figure 2.3.1). Le temps de latence, qui correspond au temps maximal autorisé entre la collision et la prise de décision par le DU est de $4 \mu s$. Ce temps de latence comprend le temps de vol des particules, le temps de transmission des signaux par les câbles, le temps de traitement par l'électronique.

Les événements sélectionnés par le L0 sont ensuite transférés au niveau HLT.

Le système de déclenchement de haut niveau : HLT

Le programme informatique du HLT réduit le flux d'événements de 1 MHz à environ 5 kHz. Il est composé de deux étapes : HLT1 qui reconstruit partiellement l'événement en cherchant un vertex primaire (PV) à l'aide des informations des trajectographes, puis

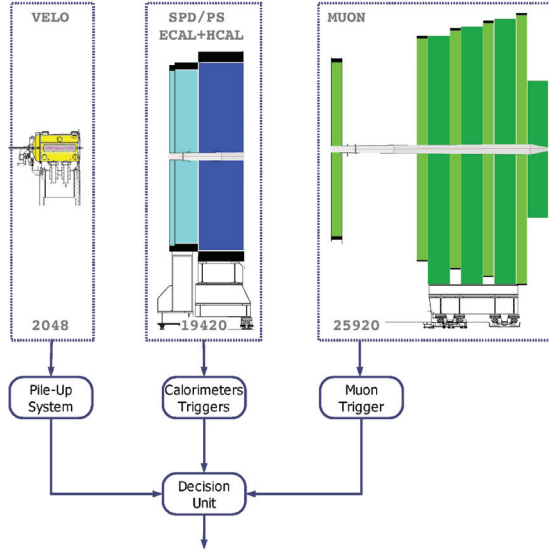


FIG. 2.36 – Schéma du principe du système de déclenchement L0. Figure reproduite depuis Ref. [61].

HLT2 qui utilise des informations provenant de tout le détecteur. Les différents algorithmes du HLT peuvent avoir accès à la totalité des informations du détecteur, mais seule une partie est utilisée pour rejeter les événements les moins pertinentes. La décision du HLT de garder ou non un événement est prise en moins de 30 ms. Les niveaux HLT étant basés sur des algorithmes de programmation, ils sont flexibles et peuvent s'adapter aux demandes de l'expérience.

HLT1 : Des vertex primaires sont reconstruits : lorsqu'au moins 5 traces dans le VELO provenant d'un même point à plus ou moins $300 \mu\text{m}$ près, ce point est considéré comme un vertex primaire. Les traces sont sélectionnées en minimisant leur paramètre d'impact par rapport à chaque PV potentiel. Les algorithmes considèrent également la qualité du vertex en tenant compte du nombre d'impacts dans le VELO pour construire une trace. Une première reconstruction rapide des traces est réalisée à l'aide de ces segments de traces dans le VELO et des impacts dans les autres trajectographes, en recherchant des traces de haut p_T . Le tableau 2.2 résume les critères de sélection du HLT1 utilisés pour cette thèse (*Hlt1TrackAllL0*). Le HLT1 réduit le flux d'événements de 1 MHz à 70 kHz (pour les collisions de 2012) [103].

HLT2 : Ce dernier niveau dans le système de déclenchement peut reconstruire entièrement l'événement, puisque le flux d'événements est à ce niveau là relativement diminué ($\sim 70 \text{ kHz}$). Plusieurs lignes de déclenchement sont définies pour sélectionner des types d'événements particuliers. Dans cette thèse, les lignes utilisées sont des lignes basées sur des critères topologiques, qui sont conçues pour laisser passer efficacement des désin-

	<i>Hlt1TrackAll0</i>
Min. IP(μm)	100
Nombre d'impacts min. dans le VELO	10
Nombre d'impacts ignorés max. dans le VELO	2
Min. p (GeV/c)	10
Min. p_T (GeV/c)	1.7
Nombre min. d'impacts dans T-stations	17
Min. IP χ^2	16
Max. $\chi^2/nDof$ sur l'ajustement de la trace	2.5

TAB. 2.2 – Critères de sélection du niveau HLT1 (*Hlt1TrackAll0*) du système de déclenchement pour une trace. Impact dans une T-station signifie impact dans une station du trajectographe, un impact dans une station périphérique (OT) a un poids de 1, un impact dans une station centrale (IT) a un poids de 2. Données récupérées depuis Ref. [104].

tégrations de B incluant au moins deux traces chargées. Plus de détails sur les lignes topologiques du système de déclenchement HLT2 sont donnés Ref. [104].

2.3.2 Algorithme d'identification de particules

Un algorithme combine les informations provenant des sous-détecteurs permettant de faire de l'identification de particules (RIChs, calorimètres et stations à muons). Dans notre cas, l'identification des $K^\pm$ et des $\pi^\pm$ provient essentiellement des RIChs.

Les particules chargées qui traversent les RIChs sont caractérisées par un motif de la projection du cône de lumière Cherenkov émis par la particule sur les HPDs. Ensuite, à partir de ce motif, une fonction de vraisemblance par sous-détecteur est calculée en considérant chacune des hypothèses possibles sur la nature de cette particule (électron, muon, pion, kaon, proton). Puis une fonction de vraisemblance combinée est créée, à l'aide d'une combinaison linéaire des logarithmes des vraisemblances de chacun des sous-détecteurs. Cette fonction de vraisemblance combinée est maximisée pour chaque hypothèse, on note $\mathcal{L}_K$ ($\mathcal{L}_\pi$...) le maximum de vraisemblance que la particule soit un kaon (un pion...). On peut alors calculer la variable suivante, la différence entre l'hypothèse d'un kaon et d'un pion :

$$\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi) = \ln \mathcal{L}_K - \ln \mathcal{L}_\pi \quad (2.6)$$

Par conséquent, plus la variable $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ est grande, plus la particule est vraisemblablement un kaon.

Dans cette thèse, nous utiliserons une seconde approche pour caractériser l'identité d'une particule, qui tient compte des corrélations entre les différents sous-détecteurs, avec les variables : $ProbNN_K$ ($ProbNN_\pi$, $ProbNN_p$...) des variables comprises entre 0 et 1. Une analyse multi-variables est faite à partir des réponses des sous-détecteurs d'identification de particules et une probabilité sur chacune des natures possibles est calculée : la variable $ProbNN_K$ ($ProbNN_\pi$, $ProbNN_p$...) est donc une probabilité que la particule considérée soit un kaon (un pion, un proton...).

Les variables $ProbNN_K$ ($ProbNN_\pi$, $ProbNN_p...$) sont préférées aux variables $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ car elles permettent une sélection avec une meilleure signification statistique, une meilleure pureté et suppriment davantage de bruits de fond parmi les traces de faibles impulsions.

2.3.3 PIDCalib

PIDCalib [105] est un programme de LHCb pour déterminer l'efficacité d'un critère de sélection sur l'identification des particules. Cet outil est calibré sur des données réelles plutôt que des données simulées pour déterminer l'efficacité de sélection sur l'identification de particule.

Le principe de PIDCalib

Sur certains modes de désintégrations, que nous appellerons échantillons de calibrations, l'identification des particules peut se faire cinématiquement (le type des particules étant évident à partir de la cinématique et de leur charge électrique), sans utiliser les sous-détecteurs propres à l'identification des particules. Ensuite, toujours sur l'échantillon de calibration, le critère de sélection, sur la variable ($ProbNN$) provenant des sous-détecteurs propres à l'identification de particules, est appliqué.

En comparant le nombre d'événements de l'échantillon de calibration pure et de l'échantillon de calibration avec une sélection sur $ProbNN$, on obtient l'efficacité de ce critère de sélection sur la variable $ProbNN$.

L'outil PIDCalib permet d'obtenir une cartographie de l'efficacité d'un critère sur l'identification de particule, en fonction de p , p_T , η de la trace, des conditions de prises de données (période de prise de données, polarité de l'aimant), et du nombre de traces dans l'événement. Dans l'état final étudié dans cette analyse, il y a des $\pi^\pm$ et des $K^\pm$ provenant directement du B^0 ou provenant du D^0 , nous verrons section 3.8 que quatre critères différents de sélections sont utilisés pour les différents types de traces. Il faut donc utiliser PIDCalib pour obtenir quatre efficacités différentes (une par critère, soit une par trace), puis combiner ces efficacités pour obtenir une efficacité globale sur l'événement. Nous verrons section 6.3 comment associer les efficacités par trace pour obtenir une efficacité par événement.

Une fois que l'on a calculé la cartographie de l'efficacité globale par événement, cette cartographie est utilisée dans les échantillons de données simulées, pour les pondérer, pour calculer l'efficacité sur l'identification globale des particules de l'échantillon.

L'échantillon de calibration

Les échantillons de calibration utilisés ici doivent être, en plus de pouvoir permettre une identification des particules grâce à leur cinématique : abondants, très pures et non ambigus.

Dans cette thèse, nous devons seulement identifier des $\pi^\pm$ et des $K^\pm$, un seul échantillon de calibration va nous servir : $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0[K^-\pi^+]\pi_s^+$. Le D^0 et le π_s^+ (la notation π_s^+ signifie que c'est un pion π^+ avec une faible impulsion, s pour *soft*) sont produits presque au repos dans le référentiel propre du D^* . En effet, on calcule la différence de masse $m(D^*) - [m(D^0) + m(\pi^+)] \approx 6 \text{ MeV}/c^2$. C'est pourquoi le π_s^+ aura une faible impulsion et sa trace sera fortement courbée par le champ magnétique du dipôle. Puis depuis un vertex déplacé, il y aura deux traces, moins courbées, qui seront celle des filles du D^0 : K^- et π^+ . La trace se courbant du même côté que le π_s^+ est donc le π^+ , l'autre trace est donc le K^- . Cette cinématique, représentée sur le schéma de la figure 2.3.3, est propre à cette désintégration, et permet donc d'identifier un π^+ et un K^- .

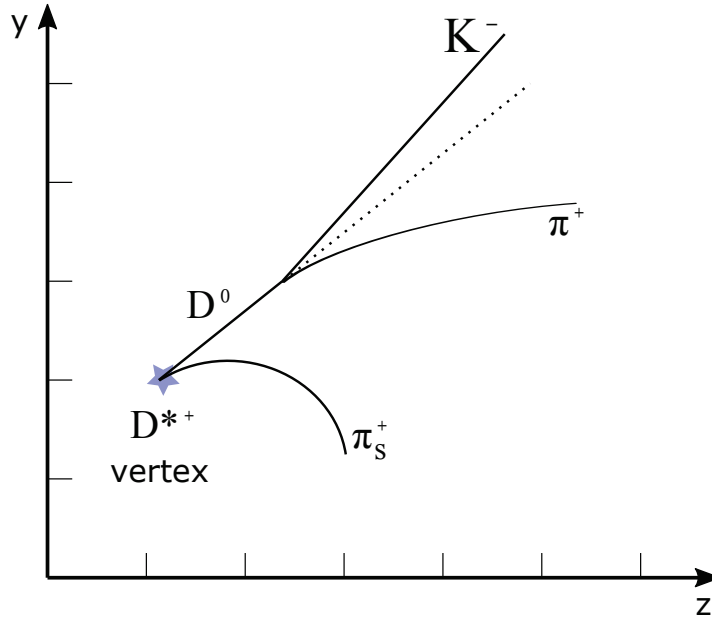


FIG. 2.37 – Schéma de la cinématique de la désintégration du canal de calibration $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0[K^-\pi^+]\pi_s^+$, utilisé pour identifier cinématiquement les pions et kaons chargés.

La cartographie utilisée

Pour pouvoir utiliser l'outil PIDCalib, il faut auparavant définir les paramètres pour cartographier l'efficacité : $\epsilon(p, p_T, \eta, \text{période}, \text{polarité dipôle}, n_{\text{traces}})$. En ce qui concerne la période de prise de données, deux périodes seulement ont été définies : données 2011 et données 2012. De la même manière, avec un impact insignifiant également, les données ont été séparées en fonction de la polarité du dipôle. L'efficacité d'identification ne dépend que très peu du nombre de traces dans l'événement. Ainsi, je divise l'échantillon uniquement

en deux, considérant cette grandeur : les événements avec moins de 200 traces et d'un autre côté les événements avec plus de 200 traces.

L'échantillon de calibration a donc été séparé en huit sous-échantillons, considérant la période, la polarité du dipôle et le nombre de traces par événement. À présent nous allons quadriller le plan (p, η) pour déterminer les différentes cartographies d'efficacité. Nous montrons dans l'annexe F qu'un maillage identique peut être utilisé pour toutes les traces de l'état final. Par défaut PIDCalib propose une cartographie simple avec des mailles dans le plan (p, η) de mêmes tailles. Cependant, j'ai développé un maillage en tenant compte de paramètres physiques et géométriques.

Tout d'abord, j'ai restreint la zone le plan (p, η) à la zone optimale pour l'identification de pions et des kaons définie section 2.2.5. Ensuite, un maillage adaptatif sur les données simulées du mode de contrôle $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ a été réalisé, découpant le plan (p, η) de telle sorte que chaque maille contienne le même nombre de traces. Le maillage ainsi réalisé, est présenté sur la figure 2.3.3.

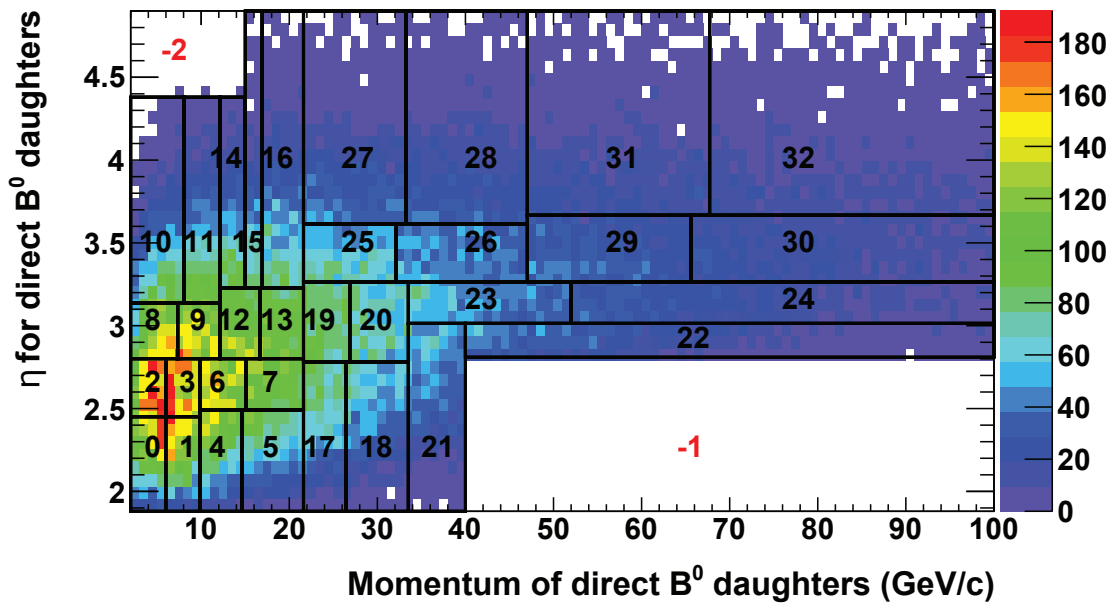


FIG. 2.38 – Maillage du plan (p, η) sur les données simulées $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ utilisé pour la cartographie de l'efficacité d'identification des particules. Cet échantillon de MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ est après toutes les sélections jusqu'à la sélection sur la variable du Fisher (présentées chapitre 3). Chaque maille du quadrillage est labellisé par un entier allant de 0 à 32. Les deux mailles labellisées -1 et -2 correspondent à des zones en dehors de la zone optimale pour d'identification de $\pi^\pm$ et $K^\pm$ définie section 2.2.5.

2.3.4 Génération des données simulées dans le détecteur LHCb

Lors de cette thèse, une de mes tâches, pour le groupe de travail du LAPP sur les désintégrations des B en charme ouvert, a été de produire de nombreux échantillons de données simulées. La production de données simulées se décompose en deux étapes : la génération puis la simulation, à l'aide du logiciel Gauss [106] de LHCb.

Lors de l'étape de génération, PYTHIA [71] [107] est utilisé pour générer les collisions proton-proton. Ensuite EvtGen [108] [109] est utilisé pour la désintégration des hadrons beaux. Pour générer des données simulées d'un certain mode, l'utilisateur doit fournir un fichier de désintégration, pour informer EvtGen de la chaîne de désintégration, des différentes options (comme présentées section 3.1.2) souhaitées. EvtGen utilise une base de données de rapports d'embranchement (qui doivent régulièrement être mis à jour) pour générer la désintégration voulue.

L'étape de simulation utilise le logiciel GEANT4 [110] et la base de données de description du détecteur, pour simuler le comportement des particules lors de leur passage dans le détecteur.

2.3.5 Reconstruction des événements pour les analyses de physiques

La reconstruction des événements

Le logiciel de reconstruction de LHCb est Brunel [111]. Il reconstruit aussi bien les données réelles que les données simulées. Les données transmises à Brunel, pour les données réelles, sont les informations de chaque sous-détecteur enregistrées une fois passées toutes les étapes du système de déclenchement. Pour les simulations Brunel traite les informations de sortie de Gauss qui ont préalablement été converties dans le même format que les données réelles.

Le logiciel Brunel traduit ces informations en données utiles en ajustant les traces pour calculer les propriétés des particules.

Pour les analyses de physique

Ensuite, le logiciel DaVinci [112] est utilisé pour préparer les données (et simulations) aux analyses de physique. C'est à cette étape là qu'est fait le filtrage préliminaire, *Stripping*, présenté dans la section 3.4, pour séparer les données en différentes chaînes de désintégrations. Une multitude d'outils sont disponibles pour calculer des variables cinématiques, des variables sur l'identité des particules, pour contraindre des masses invariantes, à partir des traces fournies par Brunel.

Enfin, les événements sont enregistrés dans un fichier ROOT [113] (sous forme de TTree) avec toutes les variables que l'utilisateur souhaite utiliser pour son analyse de physique.

2.4 Mesures de rapports d'embranchement à LHCb

2.4.1 Définition du rapport d'embranchement

Rappelons la définition du rapport d'embranchement. Le rapport d'embranchement de la désintégration $X \rightarrow Y$ correspond au rapport du taux de désintégration de la particule X en Y par rapport au taux de désintégration total de la particule X . Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(X \rightarrow Y)$ est défini à l'aide de la largeur partielle $\Gamma(X \rightarrow Y)$ de la désintégration $X \rightarrow Y$ et de la largeur totale $\Gamma(X)$ de la particule X :

$$\mathcal{B} \equiv \frac{\Gamma(X \rightarrow Y)}{\Gamma(X)} \quad (2.7)$$

Expérimentalement le rapport d'embranchement peut être relié aux nombres de particules observées. Considérons n_X particules X dans l'état initial qui donne n_Y particules Y dans l'état final. Le rapport d'embranchement est alors :

$$\mathcal{B} = \frac{n_Y}{n_X} \quad (2.8)$$

Dans le cas où la particule X est créée lors de collisions dans un collisionneur, le nombre n_X de particules X est lié à la luminosité $\mathcal{L}$ et la section efficace de production de la particule X , $\sigma_{prod\ X}$:

$$n_X = \mathcal{L} \times \sigma_{prod\ X} \quad (2.9)$$

Cependant, expérimentalement, nous devons reconstruire les traces des particules de l'état final Y , nous appliquons des sélections pour discriminer les événements signal des événements bruit de fond. Donc le nombre de particules observées dans l'état final n'_Y est inférieur à n_Y et on appelle ϵ l'efficacité de ces différentes étapes de sélection.

$$\epsilon = \frac{n'_Y}{n_Y} \quad (2.10)$$

ainsi, le nombre de particules Y observées est $n'_Y = \epsilon \times n_Y$. Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(X \rightarrow Y)$ peut alors s'exprimer comme étant :

$$\mathcal{B}(X \rightarrow Y) = \frac{n'_Y}{\epsilon \times \mathcal{L} \times \sigma_{prod\ X}} \quad (2.11)$$

Dans notre cas, l'état initial est le méson B^0 (ou B_s^0) qui peut se produire à l'issue d'une collision proton proton, comme expliqué section 2.1.2. Le nombre de mésons B^0 produits est alors :

$$n(B^0) = \sigma(pp \rightarrow B^0 X) \times \mathcal{L} \quad (2.12)$$

où $\sigma(pp \rightarrow B^0 X)$ est la section efficace de production de B^0 lors de collisions proton proton et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée sur le temps total de prise de données. Cependant, il est difficile de mesurer avec précision les sections efficaces de production, par exemple

$\sigma(pp \rightarrow B^0 X)$ n'est mesuré qu'à environ 16% près [73]. De même certaines efficacités de sélections comportent de trop grandes incertitudes pour pouvoir faire des mesures de rapports d'embranchement précises en utilisant l'équation (2.11).

Pour pallier à ces problèmes, nous déterminons les rapports d'embranchement en utilisant une deuxième désintégration comme canal de normalisation, dont le rapport d'embranchement peut très bien être mesuré par ailleurs. Dans cette thèse le canal de normalisation utilisé est la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ dont le rapport d'embranchement a été mesuré dans une analyse de l'expérience LHCb [41] ou de l'expérience Belle [45].

2.4.2 Intérêt du rapport de rapports d'embranchement

Considérons le mode étudié : $B^0 \rightarrow Y$, choisissons comme mode de normalisation $B^0 \rightarrow Z$ une désintégration dont le rapport d'embranchement est connu avec précision, (Y et Z sont des noms génériques pour des états finaux). D'après l'équation (2.11),

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Y) = \frac{n'_Y}{\epsilon(B^0 \rightarrow Y) \times \mathcal{L} \times \sigma_{prod} B^0} \quad (2.13)$$

et

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Z) = \frac{n'_Z}{\epsilon(B^0 \rightarrow Z) \times \mathcal{L} \times \sigma_{prod} B^0} \quad (2.14)$$

En faisant le rapport de ces deux équations, le nombre de B^0 produit $n(B^0)$ se simplifie :

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Y)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Z)} = \frac{n'_Y \times \epsilon(B^0 \rightarrow Z)}{n'_Z \times \epsilon(B^0 \rightarrow Y)} \quad (2.15)$$

Connaissant le rapport d'embranchement du canal de normalisation $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Z)$, on peut déterminer celui du mode signal $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Y)$ à l'aide de quatre grandeurs à déterminer :

- nombre d'événements signal observés du mode d'étude n'_Y ;
- nombre d'événements signal observés du mode de normalisation n'_Z ;
- efficacité de sélection du mode d'étude $\epsilon(B^0 \rightarrow Y)$;
- efficacité de sélection du mode de normalisation $\epsilon(B^0 \rightarrow Z)$.

De plus, si le mode d'étude et le mode de normalisation sont suffisamment similaires pour utiliser les mêmes critères de sélections, des simplifications apparaîtront également pour le rapport d'efficacités.

On remarquera que si les états initiaux du canal d'étude et du mode de normalisation sont différents, les rapports de sections efficaces de productions des états initiaux ne se simplifient pas. Dans le cas où le canal d'étude est $B_s^0 \rightarrow Y$ et le canal de normalisation $B^0 \rightarrow Z$, le rapport de rapports d'embranchement est :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow Y)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Z)} = \frac{n'_Y \times \epsilon(B^0 \rightarrow Z)}{n'_Z \times \epsilon(B_s^0 \rightarrow Y) \times f_s/f_d} \quad (2.16)$$

où f_s/f_d est le rapport de sections efficaces de production des mésons B_s^0 et B^0 , qui est mesuré avec 5.6% de précision [77].

2.4.3 Modes de normalisation utilisés pour le calcul de rapports d'embranchement

Les rapports d'embranchement étudiés dans cette thèse sont :

- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$;
- $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$;
- $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$;
- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$;
- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi)$;
- $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_s(2536)^- K^+)$.

avec $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ et $\phi \rightarrow K^+ K^-$.

Le canal de normalisation utilisé est le $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ qui possède les intérêts d'être :

- abondant, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ [41]¹⁶ ;
- avec la même cinématique que les canaux d'étude DKK ;
- seule la nature des deux filles directes du B changent (normalisation : $\pi^+ \pi^-$, signal d'étude : $K^+ K^-$).

Seul $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ sera mesuré en utilisant un autre mode de normalisation. Pour celui-ci, le mode de normalisation sera $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, ce qui nous le verrons, permettra la simplification de nombreuses incertitudes systématiques.

Par ailleurs, il est important de souligner qu'aucune identification de la nature du B^0 et du B_s^0 n'est faite. Autrement dit on ne différencie pas les désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ et $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 h^+ h^-$ (ou $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $\bar{B}_s^0 \rightarrow D^0 K^+ K^-$). Par la suite, sauf mention explicite, nous utiliserons $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ comme terme générique pour $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ ou $\bar{B}_{(s)}^0 \rightarrow D^0 h^+ h^-$.

¹⁶Ce rapport d'embranchement est mesuré dans la région d'espace de phase $m_{\bar{D}^0 \pi^\pm} > 2.1 \text{ GeV}/c^2$, normalisé par rapport au mode $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$.

Deuxième partie

L'analyse $B \rightarrow Dhh$

Chapitre 3

Lots de données et sélection des candidats $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$

Ce chapitre présente l'échantillon de données utilisées dans cette analyse. Les sélections réalisées, pour réduire le lot de candidats dans le but d'améliorer la pureté et surtout la signification statistique des signaux $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, sont présentées.

3.1 Le lot de données collectées par LHCb et les échantillons de données simulées

3.1.1 Le lot de données collectées par LHCb

L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur un échantillon de données collectées entre 2011 et 2012 par l'expérience LHCb. Ces données sont constituées de 1.11 fb^{-1} collectées en 2011 à un énergie de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ dans le centre de masse et de 2.08 fb^{-1} collectées en 2012 à un énergie de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ dans le centre de masse. Ces deux sous-échantillons représentent un échantillon cohérent car ils utilisent :

- les mêmes critères pour le système de déclenchement ;
- le même algorithme de reconstruction (version *Reco14* du code de reconstruction de LHCb) ;
- les mêmes critères de sélection (y compris pour le premier tri des données, les versions *Stripping* 20 et *Stripping* 20r1 du code de filtrage de LHCb ont respectivement été utilisées pour les données de 2012 et de 2011).

3.1.2 Les échantillons de données simulées

La sélection des événements de signal est majoritairement guidée par les données. Cependant, des simulations Monte Carlo (MC), dont la méthode de génération est présentée dans la section 2.3.4, sont nécessaires pour nous guider et définir les observables utiles pour décrire le comportement spécifique du signal. Ces simulations manquent parfois de

réalisme pour modéliser certaines observables, les simulations sont alors corrigées en utilisant des méthodes basées sur des échantillons de contrôle obtenus dans les données. Les simulations Monte Carlo sont toutes générées de telle sorte que toutes les particules de la chaîne de désintégration se trouvent dans l'acceptance du détecteur LHCb. D'autres options sont également utilisées lors de la génération de données simulées :

- PHSP, pour *PHase SPace* (espace de phase) : les événements sont générés uniformément sur le plan de Dalitz (m_{12}^2, m_{13}^2)¹, la figure 3.1.2 illustre les limites d'un plan de Dalitz. Les MC PHSP servent d'échantillon MC de base où les différentes structures résonantes et non résonantes sur le plan de Dalitz ne sont pas modélisées. C'est pourquoi les efficacités seront corrigées sur le plan de Dalitz (voir section 6.5) ;
- sq-Dalitz, pour *square Dalitz* (plan de Dalitz rectangulaire par transformation des variables) : les événements de désintégrations à trois corps sont générés uniformément sur le plan de *Dalitz rectangulaire* (m', θ') [114], où m' et θ' sont définis tel que :

$$m' = \frac{1}{\pi} \arccos\left(2 \frac{m_{23} - m_{23}^{\min}}{m_{23}^{\max} - m_{23}^{\min}} - 1\right), \quad (3.1)$$

$$\theta' = \frac{\theta}{\pi}, \quad (3.2)$$

où θ est l'angle d'hélicité entre les particules 2 et 3, $m_{23}^{\min}$ et $m_{23}^{\max}$ sont les valeurs extrémales accessibles pour la masse invariante des particules 2 et 3. Soit, dans le cas des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ étudiées dans cette thèse : $m_{23}^{\min} = 2 \times m_h$ et $m_{23}^{\max} = m_{B_{(s)}^0} - m_{D^0}$. Les MC sq-Dalitz modélisent de manière plus précise les efficacités dans les régions proches des limites cinématiques (voir section 6.5) ;

- dans le cas des modes résonant, passant par des désintégrations à deux corps où une des particules filles à un spin supérieur à 0 ($K^{*0}, \rho^0 \dots$) : les différents nombres "001", "010", "100" correspondent à différents états d'hélicité (purent longitudinale pour "010" et purent transverse pour "001" et "100").

La liste des échantillons de données simulées est donnée en annexe A.1. Ces différentes options ont chacune leur intérêt au cours de cette analyse.

Les régions en bordure du plan de Dalitz sont les régions où l'efficacité est la plus faible. Le plan rectangulaire de Dalitz permet de dilater les régions en bordure du plan classique de Dalitz. Ainsi l'option sq-Dalitz permet de générer plus d'événements sur les bords du plan de Dalitz que dans d'autres régions du plan de Dalitz. Nous verrons dans la section 6.5 que d'associer ces deux échantillons MC (PHSP et sq-Dalitz) permet de modéliser avec précision l'efficacité sur le plan de Dalitz.

Les désintégrations à trois corps du type $B \rightarrow Dh h$ possèdent différentes résonances et plusieurs états d'hélicité peuvent contribuer à chacune de ces résonances. C'est également le cas pour les modes de bruits de fond, comme par exemple $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$. Les différents

¹Les désintégrations étudiées dans cette thèse sont des désintégrations à trois corps $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$. Les données et les données simulées MC sont toutes reconstruites dans les modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, les masses invariantes m_{12} , m_{13} et m_{23} correspondent respectivement aux masses invariantes $m_{\bar{D}^0 h^+}$, $m_{\bar{D}^0 h^-}$ et $m_{h^+ h^-}$.

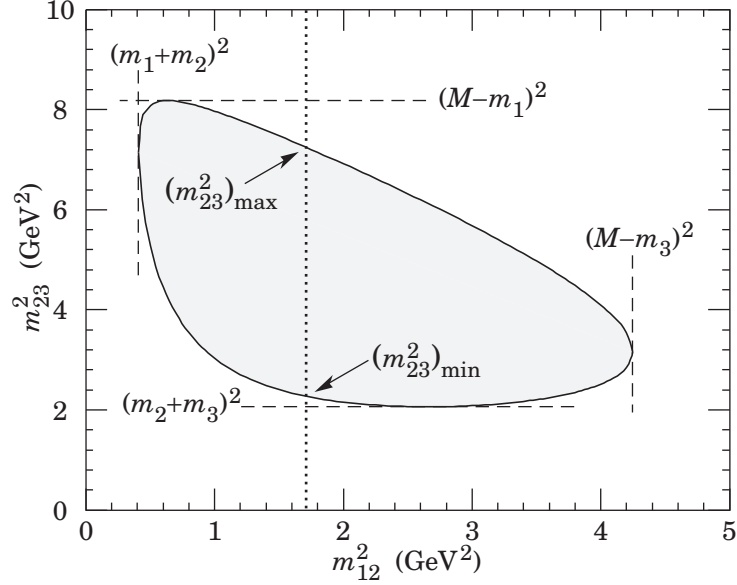


FIG. 3.1 – Plan de Dalitz pour une désintégration à trois corps. Dans cet exemple l'état final considéré est le $\pi^+ \bar{K}^0 p$ provenant d'une désintégration d'une particule de $3 \text{ GeV}/c^2$. Figure reproduite depuis Ref [8]. La conservation des quadri-vecteurs restreint les événements à la zone plus foncée.

états d'hélicité peuvent modifier la forme des distributions de masses invariantes. Il est nécessaire de les prendre en compte lors de la modélisation des bruits de fond (dans la section 5.2) et lors de l'évaluation des incertitudes systématiques sur ces modélisations (dans la section 7.3.2).

3.2 Lignes directrices de l'analyse

3.2.1 Paramètres à mesurer

L'analyse a pour objectif initial de mesurer deux rapports d'embranchement, en utilisant la méthode de mesure de rapports de rapports d'embranchement présentée dans la section 2.4. Le premier rapport d'embranchement est $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$, normalisé à l'aide de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$:

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}. \quad (3.3)$$

Le mode de normalisation $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ est un mode abondant et très similaire au mode étudié. Le rapport d'embranchement du mode de normalisation $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (donné dans le tableau 1.4) a été mesuré avec une précision de 6 % par LHCb, dans une analyse [41] menée en parallèle, dans laquelle j'ai participé notamment pour produire des

échantillons MC, des tables d'efficacité... Le deuxième rapport d'embranchement mesuré est $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$, normalisé à l'aide de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$:

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}. \quad (3.4)$$

Parce qu'il est très similaire aux modes étudiés, abondant et déjà connu, le canal de désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ sert également de mode de contrôle. C'est-à-dire, les sélections présentées dans ce chapitre sont optimisées à l'aide du mode de contrôle et ensuite, appliquées sur le canal $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

Le mode de désintégration, du méson D^0 , utilisé dans cette analyse est le mode de saveur spécifique $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ de rapport d'embranchement $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.88 \pm 0.05) \%$ [8].

Dans l'ensemble de la thèse, les abréviations DKK et $D\pi\pi$ seront utilisées pour les états finaux de $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$. Dhh est utilisé comme abréviation de DKK ou $D\pi\pi$. De plus, la conjugaison de charge $B^0/\bar{B}^0$ et $D^0/\bar{D}^0$ est implicite dans tout ce qui suit.

Une précédente analyse avec 0.62 fb^{-1} de données collectées par LHCb au début 2011 [50], a permis d'observer la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ ($\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (4.7 \pm 0.9 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$) et de mettre en évidence le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ ($\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (4.2 \pm 1.3 \pm 0.9 \pm 1.1) \times 10^{-5}$). Ces deux mesures étaient limitées par l'incertitude statistique. Dans cette thèse les 3.19 fb^{-1} de données collectées entre 2011 et 2012 sont utilisées. La technique d'analyse a également changé (des sélections différentes, une meilleure modélisation des bruits de fond ...) dans le but d'avoir une répartition équilibrée entre les incertitudes statistiques et systématiques. Lors des sélections, le critère d'optimisation est de maximiser la signification statistique Q définie comme étant :

$$Q = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (3.5)$$

où S représente le nombre d'événements signal et B le nombre d'événements bruit de fond.

Dans la partie III de la thèse, à l'aide du même lot de données, nous réaliserons les mesures des rapports d'embranchement des désintégrations à 2 corps $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$:

- confirmation de la mesure par LHCb du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi) = (2.3 \pm 0.4 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ [52] ;
- limite supérieure sur le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, dont la prédiction théorique est $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ [115] et la limite supérieure actuelle, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 11.6 \times 10^{-6}$ à 90 % de niveau de confiance [51] ;
- limite supérieure sur l'angle de mélange des mésons $\omega - \phi$;
- première observation de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$, avec la mesure de la polarisation qui suit la tendance des désintégrations supprimées de couleur avec une polarisation longitudinale significativement inférieure à 1 ($f_{long}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \omega) = (66.5 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$ [116]).

3.2.2 Stratégie de la sélection

La première étape de la sélection est le système de déclenchement pendant la prise de données. L'échantillon de données est le même quelque soit le mode reconstruit DKK ou $D\pi\pi$. Donc, les mêmes critères sur le système de déclenchement sont utilisés.

La deuxième étape de la sélection, présentée section 3.4, sépare la grande quantité de données collectées par LHCb en différents flots. Cette sélection, le *Stripping*, est réalisée par un logiciel développé par la collaboration. Pour cette thèse, les événements du flot, hadrons beaux avec une particule contenant un quark c dans l'état final, sont utilisés.

Ensuite, une série de sélections, que l'on appellera *sélections initiales*, permet de restreindre le nombre de candidats DKK et $D\pi\pi$ issus du *Stripping*, en améliorant la pureté et la signification statistique. Ces sélections portent sur des grandeurs cinématiques et sur la qualité de reconstruction des traces et vertex. Les critères des sélections initiales sont choisis pour maximiser la signification statistique et sont présentés dans la section 3.6.

La suite des sélections est réalisée à l'aide d'une analyse multivariables, optimisée à l'aide du mode $D\pi\pi$. Cette sélection présentée dans la section 3.7, permet de trier les données pour conserver les événements Dhh et éliminer de nombreux événements de bruit de fond combinatoire. L'optimisation de l'analyse multivariables est également réalisée en maximisant la signification statistique.

La dernière étape de sélection porte sur un critère d'identification de particules, pour séparer le signal DKK du signal $D\pi\pi$. L'optimisation de cette sélection, présentée section 3.8, se fait également en optimisant la signification statistique. C'est le seul critère de sélection qui est différent entre le mode de contrôle $D\pi\pi$ et le mode signal DKK .

Le schéma de la figure 3.2.2 représente la topologie d'une désintégration du type $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$. On remarque que les vertex des mésons $B_{(s)}^0$ et $\bar{D}^0$ sont reconstruits à l'aide des quatre traces de l'état final : les deux filles directes h^+ et h^- de $B_{(s)}^0$ et les deux filles K^+ et π^- du $\bar{D}^0$.

3.3 Les critères du système de déclenchement

3.3.1 Système de déclenchement au niveau $L0$

Les événements considérés dans cette analyse ont passé le niveau $L0$ du système de déclenchement. Ils appartiennent au moins à une des deux catégories suivantes :

- les événements dont le signal a déclenché l'acquisition avec le système de déclenchement hadronique, appelés *L0_Hadron_TOS* (le principe des événements *TOS* a été décrit dans la section 2.3.1) ;
- les événements dont le reste de l'événement a allumé le système de déclenchement de manière globale (ie, sans se restreindre uniquement au système de déclenchement hadronique), appelés *L0_Global_TIS* (le principe des événements *TIS* a été décrit dans la section 2.3.1).

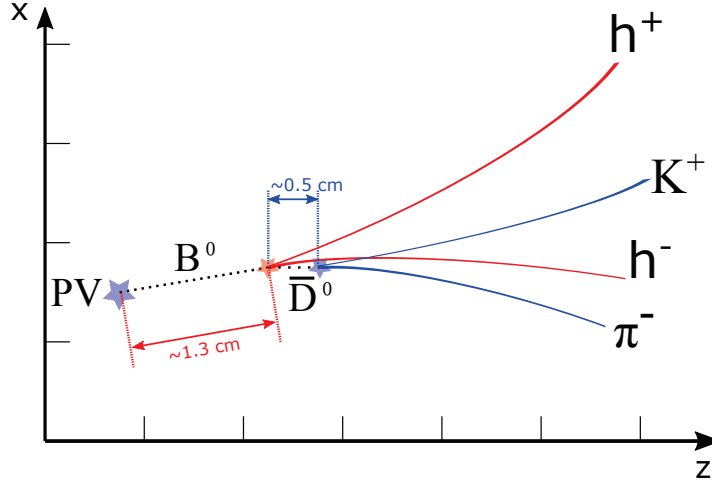


FIG. 3.2 – Schéma représentant la topologie d'une désintégration $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$.

3.3.2 Système de déclenchement de haut niveau *HLT*

En ce qui concerne la partie logiciel du système de déclenchement, le critère retenu pour le niveau HLT1 est *Hlt1TrackAllL0_TOS* qui a été présenté dans la section 2.3.1 et dont les critères ont été résumés dans le tableau 2.2.

Pour le dernier niveau HLT2, l'acquisition des événements a été déclenchée par au moins un des trois critères suivants :

- *Hlt2Topo2BodyBBDT_TOS* ;
- *Hlt2Topo3BodyBBDT_TOS* ;
- *Hlt2Topo4BodyBBDT_TOS*.

Ces critères du HLT2 portent sur la topologie de l'événement. En considérant des paramètres cinématiques de l'événement, un arbre de décision (*boosted decision tree*) [117] décide de garder ou non l'événement.

Pour plus de détails sur les niveaux HLT du système de déclenchement, consulter Ref. [104].

3.4 Le *Stripping* : filtrage préliminaire des données

Le tri préliminaire des données, appelé *Stripping*, permet de séparer les données pour chaque thématique d'analyse. Dans cette thèse, nous utilisons les lignes du *Stripping 20* dénommées *B02D0PiPiD2HHBeauty2CharmLine* et *B02D0KKD2HHBeauty2CharmLine*. Les critères de sélections de ces lignes de *Stripping* permettent de sélectionner des événements candidats de la forme $B \rightarrow Dhh$ avec $D \rightarrow hh$ où h représentent des kaons ou pions chargés.

Les sélections du *Stripping* présentées dans le tableau 3.1 sont basées sur des critères

Particule	Variable	Critère
Événement	#long tracks	< 250
	#PV	> 0
	Hlt2Topo(2 3 4)Body ou Hlt2IncPhi	vrai
Pour toutes les traces	Min IP χ^2	> 4
D^0	$\sum p_T$	> 1800 MeV/c
	$\delta M(D^0)$	< 100 MeV/c ²
	DOCA	< 0.5 mm
	Vertex : χ^2/nDof	< 10
	BPVVDCHI2	> 36
	$\cos(\theta_{dira})$ (BPVDIRA)	> 0
Toutes les filles du D^0	Trace : χ^2/nDof	< 3
	p_T	> 100 MeV/c
	p	> 1000 MeV/c
Au moins une fille du D^0	Trace : χ^2/nDof	< 2.5
	p_T	> 500 MeV/c
	p	> 5000 MeV/c
X	$\sum p_T$	> 1000 MeV/c
	Masse invariante (hypothèse π)**	< 5200 MeV/c ²
	DOCA	< 0.5 mm
	Vertex : χ^2/nDof	< 16
	BPVVDCHI2 χ^2	> 16
	$\cos(\theta_{dira})$ (BPVDIRA)	> 0
Toutes les filles du X	Trace : χ^2/nDof	< 3
	p_T	> 100 MeV/c
	p	> 2000 MeV/c
Au moins une fille du X	Trace : χ^2/nDof	< 2.5
	p_T	> 500 MeV/c
	p	> 5000 MeV/c
B^0	$\sum p_T$	> 5000 MeV/c
	Masse invariante de $m(D^0 X)$	[4750, 6000] MeV/c ²
	Vertex : χ^2/nDof	< 10
	τ	> 0.2 ps
	χ^2_{IP}	< 25
	$\cos(\theta_{dira})$ (BPVDIRA)	> 0.999
	BDT	> 0.05
Une fille	Trace : χ^2/nDof	< 2.5
	p_T	> 1700 MeV/c
	p	> 10000 MeV/c
	Min IP χ^2	> 16
	MIPDV	> 0.1 mm
Plus d'une fille	Trace : χ^2/nDof	< 2.5
	p_T	> 500 MeV/c
	p	> 5000 MeV/c

TAB. 3.1 – Sélections des lignes de *Stripping* B02D0KKD2HHBeauty2CharmLine et B02D0PiPiD2HHBeauty2CharmLine. On considère l'événement comme étant une désintégration à 2 corps $B \rightarrow D^0 X$ avec $D^0 \rightarrow hh$ et X une pseudo-particule se désintégrant en $X \rightarrow hh$. Pour le critère annoté **, pour les deux lignes de Stripping l'hypothèse de masse de pion est utilisée. Les différentes abréviations utilisées pour les variables présentées dans ce tableau sont définies dans l'annexe B.

cinématiques, des critères de qualité de reconstruction de traces et vertex. Les différentes variables de ce tableau sont définies dans l'annexe B.

3.5 Contrainte de masse pendant l'ajustement des traces

Les masses invariantes des mésons B et D sont calculées à partir des quadri-vecteurs reconstruits des particules filles de la désintégration. Cependant, expérimentalement, à cause de la résolution du détecteur, de l'ajustement des traces, les distributions de ces masses invariantes sont plus larges que les largeurs naturelles de ces mésons. C'est le cas également pour toutes les autres masses invariantes ($m(D^0 K^+)$, $m(D^0 K^-)$, $m(K^- K^+)$). Ainsi, par exemple lors d'études sur les plans de Dalitz, des événements signaux peuvent se retrouver en dehors des limites du plan de Dalitz à cause de la résolution du détecteur.

Une méthode pour pallier à ce problème est de contraindre les masses invariantes des mésons D et/ou B , lors de l'ajustement des traces pour calculer les variables cinématiques². Trois échantillons de variables cinématiques sont donc calculés :

- sans aucune contrainte de masse ;
- avec la masse du D^0 contrainte ;
- avec les masses du D^0 et du $B_{(s)}^0$ contraintes.

Pour les mesures réalisées dans cette thèse (sauf mention contraire explicite), nous utilisons les quadri-vecteurs déterminés avec la masse du D^0 contrainte, dans le but d'améliorer la résolution sur la distribution de masse invariante du $B_{(s)}^0$. Il est clair que cette procédure n'a de sens que si l'événement contient réellement un méson D^0 . Nous montrerons section 4.3 que la contribution des événements contenant un faux méson D^0 est extrêmement faible.

3.6 Sélections initiales

Le but des sélections initiales, comme nous l'avons mentionné dans la section 3.2, est de réduire le bruit de fond combinatoire, en resserrant les contraintes appliquées au niveau du *Stripping* et en maximisant la signification statistique Q , critère de qualité définie dans l'équation 3.5. Pour cette optimisation, l'échantillon signal considéré est l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$. L'échantillon d'événements purement bruit de fond combinatoire utilisé est constitué de données réelles d'événements reconstruits $D\pi\pi$, de la bande supérieure de la masse invariante $D\pi\pi$: $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$. En effet, cette région de masse ne contient que des événements bruit de fond combinatoire : LHCb a montré qu'il n'y a pas

²Les cours de 1 à 6 de Wouter Hulsbergen [118] ainsi que Ref. [119] expliquent la méthode d'ajustement de traces avec des contraintes de masses. Cette contrainte est basée sur un algorithme qui optimise la qualité totale de l'ajustement des traces, χ^2 définie à l'aide de contraintes sur les masses ou position du vertex de désintégration. Elle est appliquée pour déterminer les quadri-vecteurs des traces.

de désintégration du méson B_s^0 en $\bar{D}^0\pi^+\pi^-$, en mesurant $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*\mp}\pi^\pm) < 6.1 \times 10^{-6}$ à 90 % de niveau de confiance [120]. Nous verrons dans le chapitre 4 que les bruits de fonds physiques possibles avec une mauvaise identification d'une des particules filles directes du B^0 sont les modes suivants :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$;
- $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p \pi^-$.

Les distributions de masses invariantes reconstruites en $D\pi\pi$ sont inférieures à $5400 \text{ MeV}/c^2$; mis-à-part la faible contribution potentielle de $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p \pi^-$ dont la queue de distribution peut légèrement s'étendre au-delà de $5400 \text{ MeV}/c^2$, mais de manière non significative.

L'échantillon MC signal est normalisé par rapport à la luminosité intégrée des données utilisées dans l'analyse (3.19 fb^{-1}). La procédure de normalisation est décrite en annexe A.

Pour normaliser l'échantillon bruit de fond combinatoire, la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des données en sortie de *Stripping* a été ajustée avec une fonction exponentielle dans la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$. La fonction issue de cet ajustement est extrapolée puis intégrée dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, pour déterminer le nombre d'événements bruit de fond combinatoire attendus dans cette région. L'échantillon bruit de fond combinatoire issu de la bande supérieure $m_{Dhh} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$ est ensuite normalisé compte tenu de ce nombre d'événements bruits de fond combinatoire attendus dans la région signal. La figure 3.6 représente la distribution de masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données après les sélections du *Stripping*, et l'ajustement de la bande supérieure pour normaliser le nombre d'événements bruits de fond combinatoire attendus dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$. Le tableau 3.2 donne les paramètres de la fonction de densité de probabilité utilisée lors de l'ajustement des événements bruits de fond combinatoire de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$.

Paramètre	Données $D\pi\pi$ sortie de <i>Stripping</i>
a	18.33 ± 0.06
b	$(-1.25 \pm 0.01) \times 10^{-3} (\text{MeV}/c^2)^{-1}$

TAB. 3.2 – Paramètres de la fonction de densité de probabilité $PDF : x \mapsto a \exp(b x)$ utilisée pour l'ajustement de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données en sortie de *Stripping*, dans la région ($m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$).

3.6.1 Critères cinématiques et de qualité de reconstruction de traces

Fenêtre de masse du B^0 et du D^0

Tout d'abord, pour la masse invariante m_{Dhh} , l'intervalle considéré est réduit de $[4750; 6000] \text{ MeV}/c^2$ en sortie du *Stripping* à $[5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$, pour

- s'affranchir de nombreux bruits de fond en basse masse ;

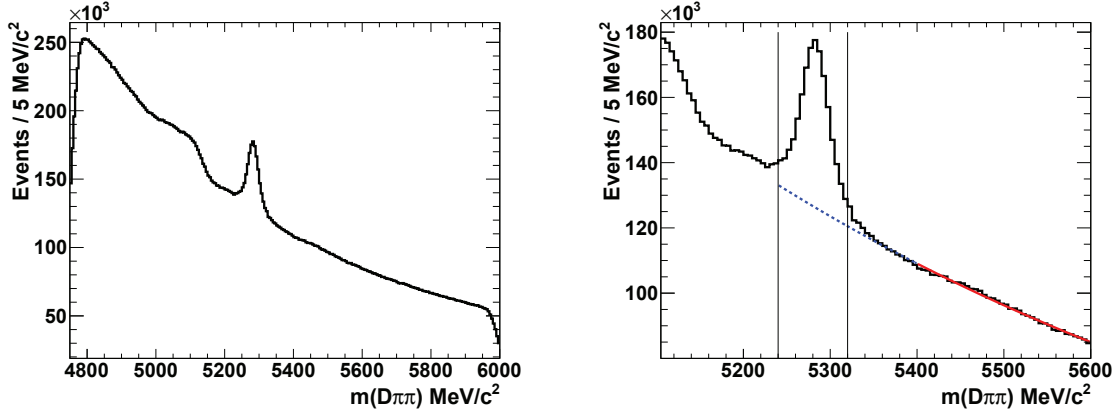


FIG. 3.3 – À gauche, distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données à la sortie du *Stripping*. À droite, zoom sur la région $m_{D\pi\pi} \in [5115; 5600] \text{ MeV}/c^2$ avec ajustement de la région bruit de fond combinatoire $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$ avec une fonction exponentielle (rouge) et extrapolation de cette fonction dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ (ligne pointillée bleue).

- garder un maximum de la bande supérieure pour déterminer la pente du bruit de fond combinatoire lors de l’ajustement.

De même, la masse invariante du D^0 , m_D est réduite pour garder des événements avec de réel D^0 uniquement ³. La figure 3.6.1 représente les distributions de masse invariante m_D de l’échantillon MC vrai $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi$ et des données, de la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, après le *Stripping*. Nous verrons dans la section 3.6.3 que les deux pics dans la distribution des données à $m_D < 1810 \text{ MeV}/c^2$ et $m_D > 1920 \text{ MeV}/c^2$ correspondent respectivement aux événements avec des désintégrations $\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$ et $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Pour évaluer la résolution sur la masse invariante du méson D , la distribution de la masse invariante m_D de l’échantillon vrai MC est ajustée avec une fonction de densité de probabilité G , composée de deux fonctions gaussiennes G_1 et G_2 de la manière suivante :

$$G(m; \bar{m}, \sigma) = f \times G_1(m; \bar{m}_1, \sigma_1) + (1 - f) \times G_2(m; \bar{m}_2, \sigma_2), \quad (3.6)$$

où f est la fraction de la fonction de densité de probabilité G_1 dans la densité de probabilité totale G et l’expression d’une fonction gaussienne est rappelée en annexe C.1. Les résultats sur l’ajustement des paramètres sont donnés dans le tableau 3.3. L’ajustement permet d’évaluer la résolution sur la masse invariante du D^0 à $\sigma \approx 8 \text{ MeV}/c^2$. L’intervalle de masse invariante du D^0 est réduit à $m_{PDG}(D^0) \pm 3 \sigma$ soit $m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$.

³ m_D est calculée grâce aux quadri-vecteurs déterminés sans contrainte sur la masse du D^0 .

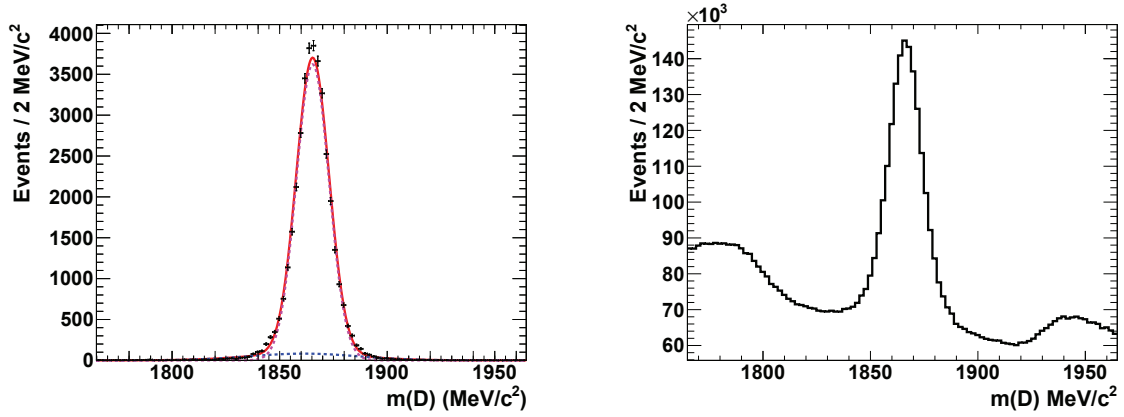


FIG. 3.4 – À gauche, la distribution de la masse invariante m_D de l'échantillon MC vrai $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ après *Stripping* pour les événements dans la région signal du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$). Les données simulées sont ajustées à l'aide de la combinaison (en rouge) de deux gaussiennes (en bleu et en magenta). À droite, la distribution de la masse m_D des candidats $D\pi\pi$ des données après *Stripping* pour les événements dans la région signal du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$). Les deux accumulations de candidats dans les régions ($m_D < 1820 \text{ MeV}/c^2$) et ($m_D > 1920 \text{ MeV}/c^2$) correspondent aux candidats avec le $\bar{D}^0$ se désintégrant en KK et $\pi\pi$ avec une mauvaise identification de l'une des deux particules filles du $\bar{D}^0$.

Paramètre	Monte Carlo
$\bar{m}_1$	$1861.21^{+0.57}_{-0.58} \text{ MeV}/c^2$
$\bar{m}_2$	$1865.35^{+0.05}_{-0.05} \text{ MeV}/c^2$
σ_1	$25.38^{+0.58}_{-0.55} \text{ MeV}/c^2$
σ_2	$7.62 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$
f	$(7.04^{+0.38}_{-0.36}) \%$
$\chi^2/nDoF$ ($nDoF$)	3.71244 (94)

TAB. 3.3 – Paramètres des fonctions de densité de probabilité à l'issue de l'ajustement de la masse invariante m_D sur l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi^-$ en sortie du *Stripping*, des événements de la région signal du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

Il sera montré dans la section 4.3, que dans l'échantillon de données analysées, le nombre d'événements bruits de fond contenant un faux D^0 est extrêmement faible. Ainsi, dans la suite, dans le but d'améliorer la résolution sur la masse invariante m_{Dhh} , les variables cinématiques utilisées sont celles déterminées avec la masse du D^0 contrainte.

On note que pour les distributions présentées dans cette section, les variables utilisées pour les sélections initiales sont présentées à la sortie du *Stripping* et après réduction des fenêtres de masses invariantes m_{Dhh} et m_D , seulement. Les distributions de l'échantillon

signal sont bleues et les distributions de l'échantillon bruit de fond combinatoire sont rouges.

Définition des variables de qualité de reconstruction des traces et vertex

Lors de la reconstruction des traces et vertex, la qualité de l'ajustement peut être quantifiée par le χ^2 réduit : $\chi^2/nDof$ de l'ajustement ($nDof$ pour *number of degrees of freedom*, nombre de degrés de liberté). Lors de l'ajustement d'une trace (d'un vertex) à un modèle, on peut définir un χ^2 comme étant la somme sur tous les impacts nécessaires à la reconstruction de la trace (du vertex) :

$$\chi^2 = \sum \frac{(X_{hit} - X_{fit})^2}{\sigma^2}, \quad (3.7)$$

où X_{hit} représente la position de l'impact détecté, X_{fit} la position de l'impact estimée par le modèle à l'issue de l'ajustement et σ l'incertitude sur la position de l'impact.

Le χ^2 réduit, $\chi^2/nDof$ est simplement le χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté lors de l'ajustement ($nDof$). Le nombre de degrés de liberté correspond à :

$$nDof = N - n - 1, \quad (3.8)$$

où N est le nombre d'observables mesurées pour l'ajustement et n le nombre de paramètres ajustés.

Sélections initiales portant sur le méson D^0

Le critère issu du *Stripping*, $\chi^2/nDof_{Dvertex} < 10$, est restreint davantage à $\chi^2/nDof_{Dvertex} < 6$. La figure 3.6.1 représente la distribution de cette variable, le χ^2 réduit de l'ajustement du vertex du méson D^0 , pour le signal MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ et pour l'échantillon de bruit de fond combinatoire. Le critère de sélection est déterminé en optimisant la signification statistique. Comme représenté sur la figure 3.6.1, la signification statistique en fonction du critère de selection possède une asymptote. Le critère retenu $\chi^2/nDof_{Dvertex} < 6$ se trouve au milieu de cette asymptote.

La variable $\chi_{IP}^2(D^0)$ est équivalente au paramètre d'impact de la trace du D^0 par rapport au PV, divisé par la résolution sur le paramètre d'impact.

Nous avons vu que les mésons B^0 (et $\bar{D}^0$) produits lors de collisions proton-proton (produits lors de désintégrations de mésons B^0) parcourent une distance de l'ordre de 1.3 cm (0.5 cm) avant de se désintégrer. Ainsi, le méson $\bar{D}^0$ est produit depuis un vertex secondaire, et son vertex de désintégration est lui même déplacé. On s'attend à ce que le paramètre d'impact du $\bar{D}^0$ soit uniformément distribué. C'est ce que l'on observe sur la distribution bleue de la figure 3.6.1, qui représente la distribution de $\chi_{IP}^2(D^0)$ pour le signal MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$.

Pour le bruit de fond combinatoire, certains événements sont constitués de :

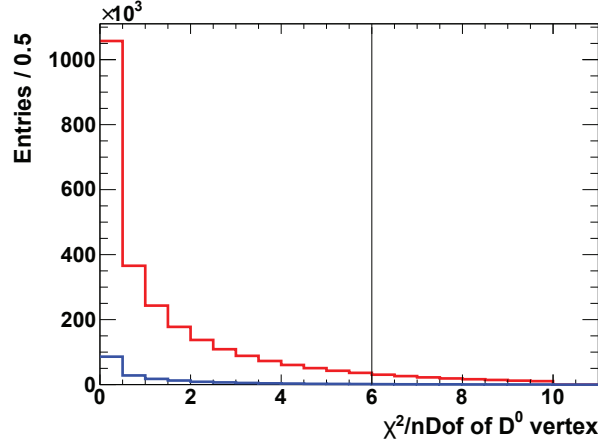


FIG. 3.5 – Distribution du $\chi^2/nDof$ de l’ajustement du vertex du D^0 . En bleu, MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$. En rouge, bruit de fond combinatoire (bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$). L’échantillon signal est normalisé à l’aide de la luminosité intégrée équivalente de l’échantillon MC (comme expliqué dans l’annexe A.2) et l’échantillon bruit de fond est normalisés à l’aide de la procédure décrite dans la section 3.6. La ligne verticale noire indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2/nDof_{Dvertex} < 6$.

- D^0 prompts, c’est-à-dire des mésons produits directement au PV à partir de paires $c\bar{c}$;
- pseudo D^0 , deux traces semblant venir d’un même vertex sont reconstruites comme des filles de D^0 . L’origine de ces deux traces peut être proche du PV.

Dans ces deux cas, le $\chi^2_{IP}(D^0)$ est faible. Ainsi, on s’attend à ce que la distribution du $\chi^2_{IP}(D^0)$ du bruit de fond combinatoire possède un pic pour les faibles valeurs, qui correspond aux événements avec un D^0 prompt ou pseudo- D^0 prompt. C’est ce qui est observé sur la distribution rouge de la figure 3.6.1.

Le critère $\chi^2_{IP}(D^0) > 20$ correspond à la cassure dans la distribution de $\chi^2_{IP}(D^0)$ du bruit de fond. Cette sélection permet d’améliorer la pureté des données Dhh en éliminant une partie du bruit de fond combinatoire constitué de D^0 prompts ou pseudo- D^0 prompts, tout en gardant près de 93 % des événements du signal et en rejetant près de 15 % d’événements bruit de fond.

Pour supprimer des événements ne contenant pas de réels mésons D^0 , un second critère de sélection est utilisé, portant sur la **variable SDB** définie comme étant :

$$SDB = \frac{z_D - z_B}{\sqrt{\sigma_{z_D}^2 + \sigma_{z_B}^2}}, \quad (3.9)$$

où z_D et z_B (σ_{z_D} et σ_{z_B}) sont les positions (les incertitudes sur les positions) des vertex de désintégration des mésons D^0 et B^0 selon l’axe z . Cette variable tient compte du fait que le D^0 est produit en aval du B^0 suivant l’axe z (orienté du PV vers l’extérieur de LHCb).

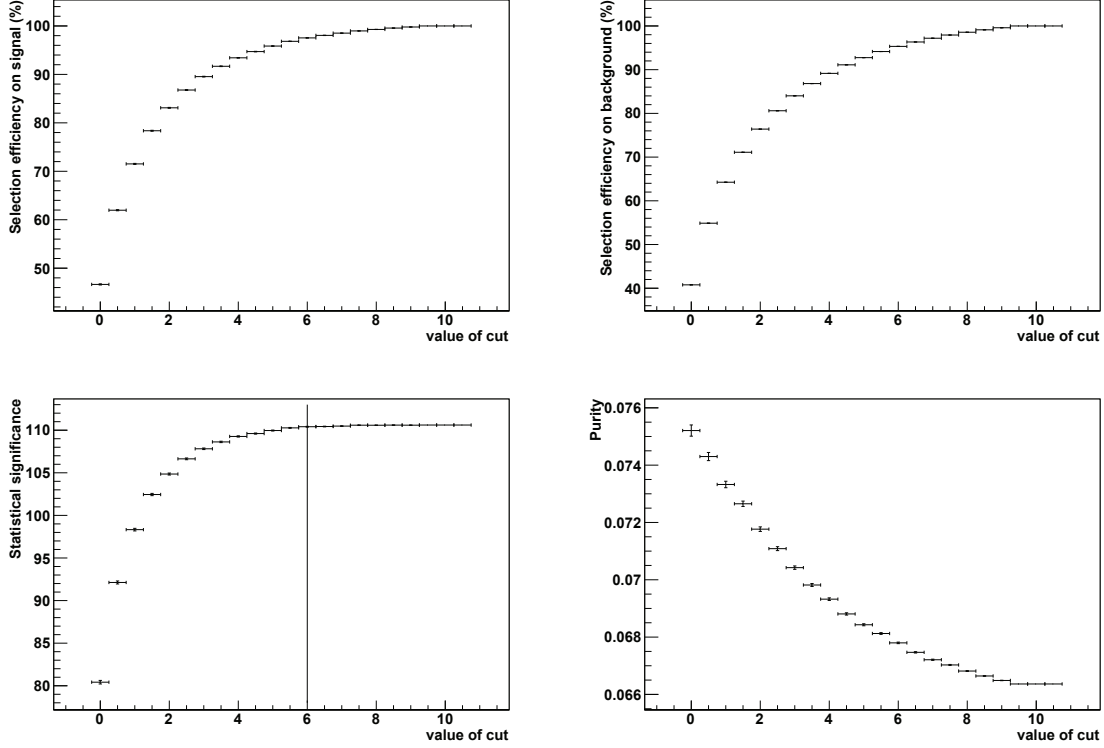


FIG. 3.6 – Efficacité de la sélection sur le $\chi^2/nDof_{Dvertex}$ en fonction du critère de sélection, pour le MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ (en haut à gauche), pour le bruit de fond combinatoire provenant de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$ (en haut à droite). La signification statistique Q (en bas à gauche) et la pureté ($\frac{S}{S+B}$) (en bas à droite) correspondantes. La ligne verticale sur le graphique de la signification statistique indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2/nDof_{Dvertex} < 6$.

Dans la précédente analyse par LHCb du canal DKK [50], il a été mesuré 558 ± 49 événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ avec 126 ± 18 événements contenant de faux mésons D^0 dans la région signal (ce sont éventuellement des désintégrations de B^0 en hadrons non charmés). Ces événements n’ayant pas été supprimés par des sélections, un processus de soustraction de bruit de fond a été réalisé. Une incertitude systématique de 1.5 % a été associée à ce processus.

Pour s’affranchir de ce processus de soustraction de bruit de fond, dans le but de diminuer les incertitudes systématiques, la sélection des événements contenant uniquement de réels D^0 est donc essentielle, pour cette analyse. C’est pourquoi la section 4.3 est exclusivement consacrée au bruit de fond des événements contenant de faux D^0 , où le critère de sélection $SDB > 3$ est présenté plus en détails. Nous verrons que le but de ce

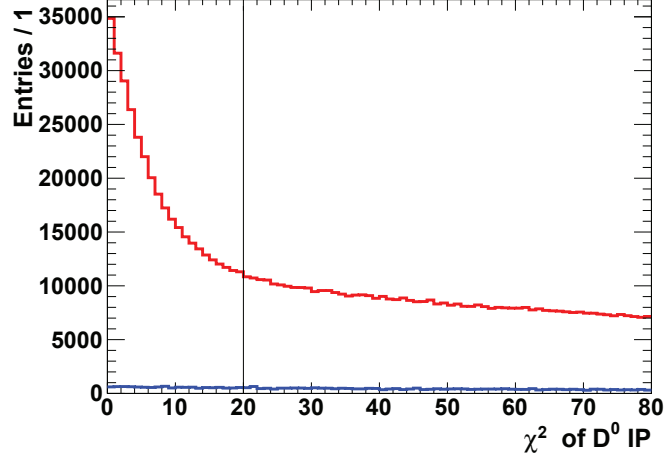


FIG. 3.7 – Zoom de la distribution de $\chi_{IP}^2(D^0)$ dans la région d'intérêt $\chi_{IP}^2(D^0) < 80$ (au-delà les deux distributions sont plates). En bleu, MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$. En rouge, bruit de fond combinatoire (bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$). La ligne verticale noire indique la valeur de la coupure retenue : $\chi_{IP}^2(D^0) > 20$. Les échantillons sont normalisés comme pour la figure 3.6.1.

critère de sélection n'est pas d'optimiser la signification statistique mais :

- de limiter le nombre d'événements contenant de faux D^0 (désintégrations de B^0 sans hadrons charmés) ou contenant des D^0 prompts (produits au PV donc en amont du vertex de désintégration du B^0) ;
- de supprimer les structures dans la distribution de m_{Dhh} dues aux événements contenant de faux D^0 .

Cette sélection ($SDB > 3$) est nouvelle par rapport à la précédente analyse [50]. Elle permet de rejeter (89.74 ± 0.04) % des événements contenant de faux mésons D^0 et supprime toute structure dans la distribution m_{Dhh} provenant des événements bruits de fond contenant de faux mésons D^0 .

Sélections initiales portant sur le méson B^0

La variable $\chi^2/nDof_{Bvertex}$ est le χ^2 réduit sur la position du vertex du B^0 , déterminé lors de l'ajustement des traces, sans contrainte sur la masse du D^0 . Cette variable définit la qualité de l'ajustement du vertex à partir des traces des filles du $\bar{D}^0$, des deux pions et de la compatibilité de ces quatre traces pour provenir d'une désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$.

Comme pour le vertex du D^0 , une sélection plus restreinte que celle du *Stripping* ($\chi^2/nDof_{Bvertex} < 10$) permet d'améliorer la signification statistique. Les distributions du $\chi^2/nDof_{Bvertex}$ pour le MC $D\pi\pi$ et le bruit de fond combinatoire sont présentées sur la figure 3.6.1.

La signification statistique en fonction du critère de sélection sur le $\chi^2/nDof_{Bvertex}$

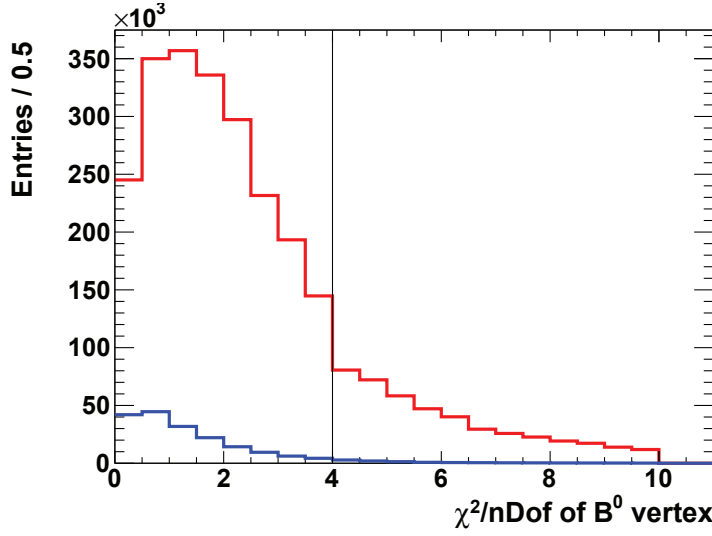


FIG. 3.8 – Distribution du $\chi^2/nDof_{Bvertex}$ de l'ajustement du vertex du B^0 (sans contrainte sur la masse du D^0). En bleu, MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$. En rouge, bruit de fond combinatoire (bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$). La ligne verticale noire indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2/nDof_{Bvertex} < 4$. Les échantillons sont normalisés comme pour la figure 3.6.1.

est présentée sur la figure 3.6.1. Le maximum de la signification statistique serait atteint aux alentours de $\chi^2/nDof_{Bvertex} < 2$. Cependant cela semble une sélection un peu trop restreinte ⁴. Ainsi, un critère plus lâche a été retenu, $\chi^2/nDof_{Bvertex} < 4$, qui correspond tout de même à une signification statistique très proche du maximum.

Les mésons B sont produit au PV, donc la distribution de la **variable** $\chi_{IP}^2(B^0)$ est piquée à 0 pour le signal (petit paramètre d'impact), comme le montre la distribution bleue de la figure 3.6.1. Tandis que certains événements du bruit de fond combinatoire sont constitués de traces ne provenant pas toutes du PV ou provenant de différents PV. Ainsi la distribution du $\chi_{IP}^2(B^0)$ des événements bruit de fond est plus dispersée, ce que l'on observe sur la distribution rouge de la figure 3.6.1. Le critère du *Stripping* ($\chi_{IP}^2(B^0) < 25$) peut clairement être restreint pour éliminer d'avantages d'événements bruit de fond.

La signification statistique en fonction du critère de sélection sur le $\chi_{IP}^2(B^0)$ est présentée sur la figure 3.6.1. Le maximum de la signification statistique serait atteint pour

⁴L'optimisation des sélections initiales est réalisée sur six variables indépendamment, sans tenir compte de l'impact d'une sélection sur les autres variables. C'est pourquoi ces sélections doivent rester relativement lâches. Ces six variables de sélection initiale sont relativement peu corrélées entre elles, la figure 3.6.1 représente les coefficients de corrélation de ces six variables. Une analyse multivariées, considérant simultanément, de manière globale, l'ensemble des variables de sélections permet d'affiner la sélection et de réellement optimiser la signification statistique. Cette analyse multivariées, contiendra les variables de sélections initiales et sera détaillée dans la section 3.7.

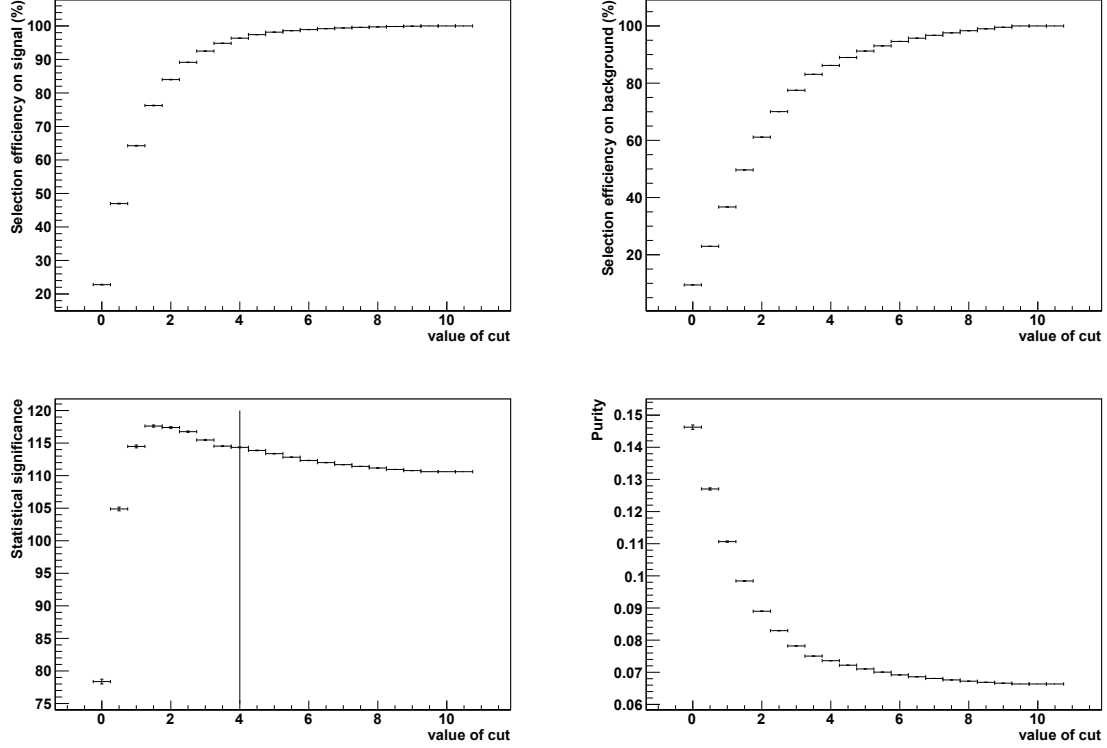


FIG. 3.9 – Efficacité de la sélection sur le $\chi^2/nDof_{Bvertex}$ en fonction du critère de sélection, pour le MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ (en haut à gauche), pour le bruit de fond combinatoire provenant de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$ (en haut à droite). La signification statistique Q (en bas à gauche) et la pureté (en bas à droite) correspondantes. La ligne verticale sur le graphique de la signification statistique indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2/nDof_{Bvertex} < 4$.

$\chi_{IP}^2(B^0) < 2$. Cependant, tout comme pour le cas du $\chi^2/nDof_{Bvertex}$, cela semble une sélection un peu trop restreinte. Un critère plus lâche a été retenu, $\chi_{IP}^2(B^0) < 4$, qui correspond à une signification statistique élevée, assez proche du maximum et permet de garder environ 96 % du signal en rejetant près de 20 % de bruit de fond, comme le montre la figure 3.6.1.

L'angle θ_{dira} est défini dans l'annexe B. Pour le B^0 , plus l'impulsion et les positions des vertex sont reconstruites précisément, plus cet angle θ_{dira} tend à être nul. Ainsi, les événements signaux de la distribution du cosinus de cet angle pour le méson B^0 , $\cos(\theta_{dira})_B$ sont concentrés vers $\cos(\theta_{dira})_B = 1$, comme le montre la distribution bleue de la figure 3.6.1. Pour le bruit de fond combinatoire, les traces de l'état final ne provenant

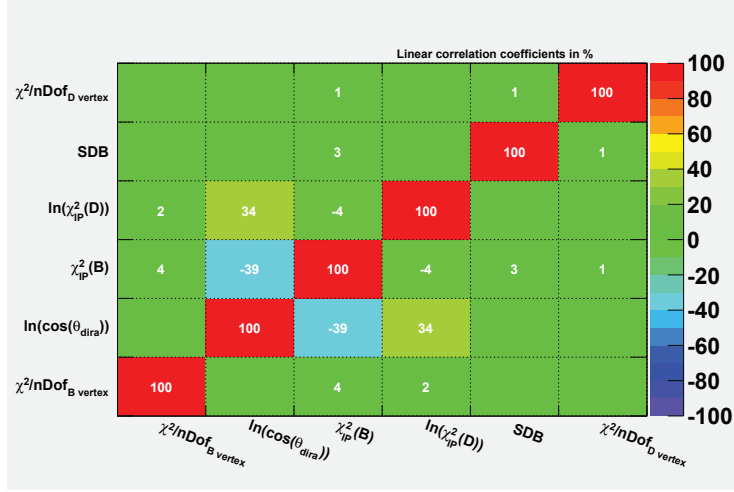


FIG. 3.10 – Coefficients de corrélation entre les 6 variables utilisées pour les sélections initiales : $\chi^2/nDof_{B \text{ vertex}}$, $\ln(\cos(\theta_{dira}))$, $\chi^2_{IP}(B)$, $\ln(\chi^2_{IP}(D))$, SDB, $\chi^2/nDof_{D \text{ vertex}}$.

pas d'un seul et même B^0 , l'impulsion de ce pseudo- B^0 n'est pas nécessairement colinéaire à la direction entre le PV et le vertex de désintégration de ce pseudo- B^0 . Les événements de la distribution du bruit de fond combinatoire, en rouge sur la figure 3.6.1 sont moins concentrés autour de la valeur $\cos(\theta_{dira})_B = 1$.

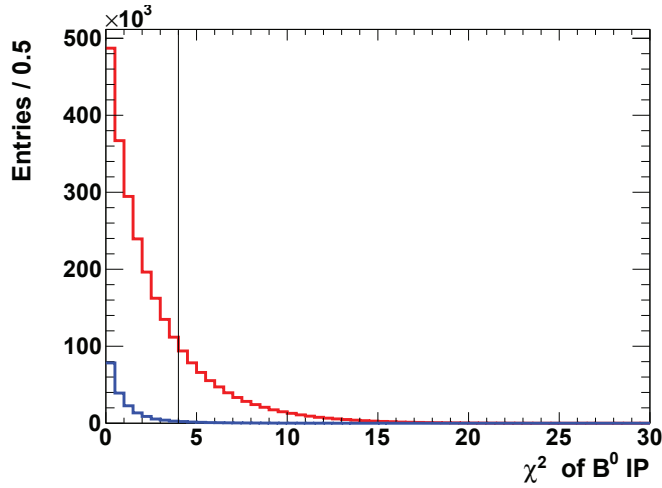


FIG. 3.11 – Distribution de $\chi^2_{IP}(B^0)$. En bleu, MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$. En rouge, bruit de fond combinatoire (bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$). La ligne verticale noire indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2_{IP}(B^0) < 4$. Les échantillons sont normalisés comme pour la figure 3.6.1.

Le critère retenu $\cos(\theta_{dira})_B > 0.99995$ ne maximise pas la signification statistique comme le montre la figure 3.6.1. Il permet néanmoins de restreindre d'avantage la sélection faite par le *Stripping* ($\cos(\theta_{dira})_B > 0.999$), en conservant plus de 98 % du signal et en rejetant plus de 10 % de bruit de fond.

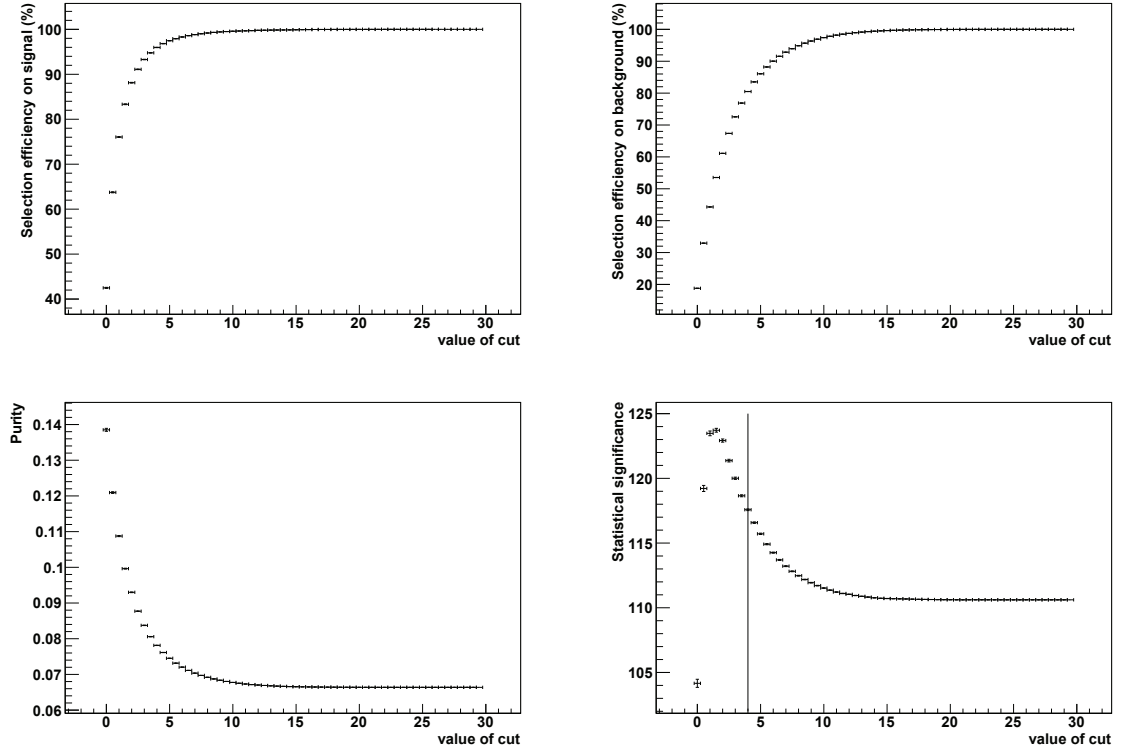


FIG. 3.12 – Efficacité de la sélection sur le $\chi^2_{IP}(B^0)$ en fonction du critère de sélection, pour le MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (en haut à gauche), pour le bruit de fond combinatoire provenant de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$ (en haut à droite). La signification statistique Q (en bas à gauche) et la pureté (en bas à droite) correspondantes. La ligne verticale sur le graphique de la signification statistique indique la valeur de la coupure retenue : $\chi^2_{IP}(B^0) < 4$.

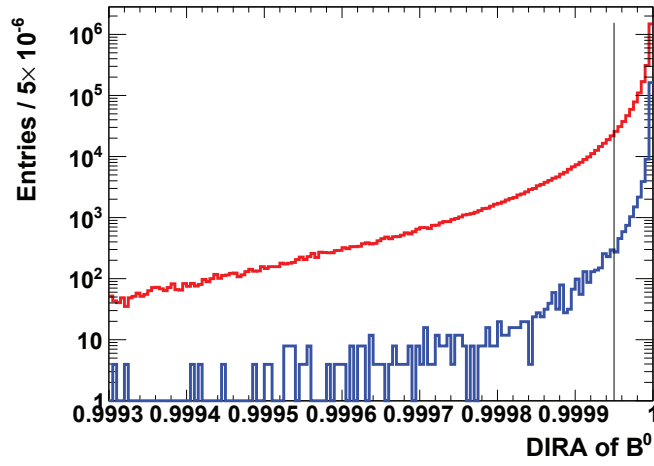


FIG. 3.13 – Zoom de la distribution de $\cos(\theta_{dira})_B$, dans la région d'intérêt $\cos(\theta_{dira})_B > 0.9993$. En bleu, MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$. En rouge, bruit de fond combinatoire (bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600]$ MeV/ c^2 des données $D\pi\pi$). La ligne verticale noire indique la valeur de la coupure retenue : $\cos(\theta_{dira})_B > 0.99995$. Les échantillons sont normalisés comme pour la figure 3.6.1.

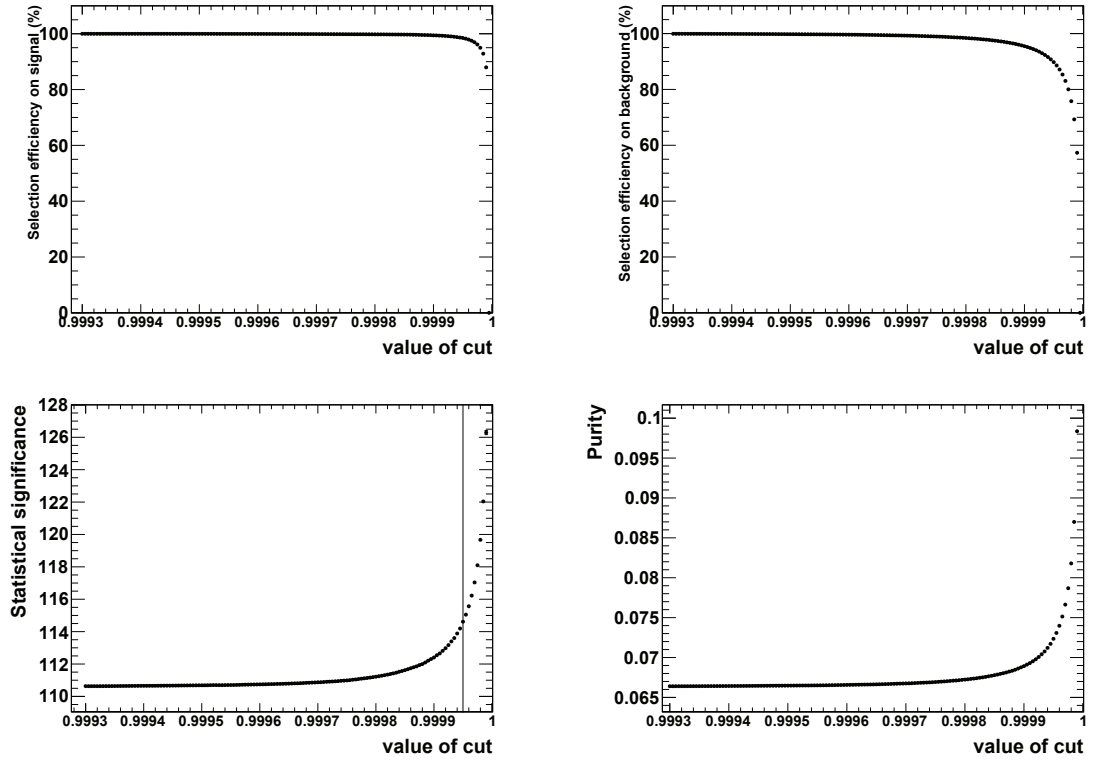


FIG. 3.14 – Efficacité de la sélection sur $\cos(\theta_{dira})_B$ en fonction du critère de sélection, pour le MC signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (en haut à gauche), pour le bruit de fond combinatoire provenant de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$ des données $D\pi\pi$ (en haut à droite). La signification statistique Q (en bas à gauche) et la pureté (en bas à droite) correspondantes. La ligne verticale sur le graphique de la signification statistique indique la valeur de la coupure retenue : $\cos(\theta_{dira})_B > 0.99995$.

3.6.2 Veto du $D^*(2010)^-$

Le pourquoi d'un veto du méson $D^*(2010)^\pm$

La désintégration $B^0 \rightarrow D^*(2010)^-\pi^+$, avec $D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ constitue une large contribution à l'état final $\bar{D}^0\pi^+\pi^-$. Les rapports d'embranchement de ces désintégrations sont [8] :

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^-\pi^+) = (2.76 \pm 0.13) \times 10^{-3}, \quad (3.10)$$

$$\mathcal{B}(D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0\pi^-) = (67.7 \pm 0.5) \times 10^{-2}. \quad (3.11)$$

Pour la mesure du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$, la contribution de la désintégration $B^0 \rightarrow D^*(2010)^-\pi^+$ n'est ni incluse dans la mesure réalisée par l'expérience Belle [45] ni dans celle de l'expérience LHCb [41]. En effet, dans ces analyses un veto du $D^*(2010)^\pm$ est réalisé car la résonance du $D^*(2010)^\pm$ est juste en limite de l'espace de phase et en l'absence de ce veto cette résonance représenterait une très large fraction des événements (il y a près d'un ordre de grandeur entre le rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow D^*(2010)^-\pi^+$ et le rapport d'embranchement des autres modes résonnants de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$)⁵. Nous réalisons le même veto du $D^*(2010)^\pm$ que dans ces analyses, car nous utiliserons ces valeurs de rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ [45] [41] pour normaliser le rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$.

Dans l'analyse de l'expérience Belle [45], un veto est appliqué sur les événements dont la différence de masse $m_{D\pi} - m_D$ est compatible avec la différence de masse nominale entre les mésons $D^*(2010)^-$ et D^0 à $\pm 3 \text{ MeV}/c^2$ près, soit 6σ ⁶. Ce qui correspond à supprimer les événements dont la différence de masse $m_{D\pi} - m_D$ est comprise dans l'intervalle $[142.421; 148.421] \text{ MeV}/c^2$.

Dans l'analyse de l'expérience LHCb [41], le critère de sélection est plus restrictif : seuls les événements dont la masse invariante $m_{D\pi} > 2100 \text{ MeV}/c^2$ sont conservés, cette masse invariante est déterminée avec les masses du B^0 et du D^0 contraintes. Ce qui correspond à $m_{D\pi} - m_D > 235.16 \text{ MeV}/c^2$.

Résolution sur la masse invariante

Pour utiliser la valeur du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)$ provenant de Ref. [45] (Ref. [41]), dans l'équation (3.3), il faut appliquer le même critère de veto sur le méson $D^*(2010)^-$ que Ref. [45] (Ref. [41]). Pour les sélections initiales de cette thèse, nous avons utilisé le même veto que dans l'analyse de l'expérience Belle [45], qui était la seule mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) = (8.4 \pm 0.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ connue au début de la thèse, lors de l'optimisation de ces sélections. Par la suite,

⁵En effet $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^*(2010)^-\pi^+) = (2.76 \pm 0.13) \times 10^{-3}$ [8], tandis que les rapports d'embranchement des autres modes résonnants du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ sont compris entre $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\rho(770)) = (3.21 \pm 0.14 \pm 0.15) \times 10^{-4}$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\rho(1700)) = (3.3 \pm 1.1 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ [41].

⁶En 2006 lors de l'analyse Ref. [45], la différence de masse nominale entre les mésons $D^*(2010)^-$ et D^0 était évaluée à $m(D^*(2010)^-) - m(D^0) = 145.421 \pm 0.010 \text{ MeV}/c^2$. Suite à l'analyse de la Ref. [121] la valeur moyenne mondiale est, depuis 2013, $m(D^*(2010)^-) - m(D^0) = 145.4257 \pm 0.0017 \text{ MeV}/c^2$ [8].

l'analyse de LHCb [41] a conduit à une mesure plus précise du rapport d'embranchement, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$. Ainsi, nous utiliserons cette mesure réalisée par LHCb, pour normaliser le rapport d'embranchement du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, l'efficacité de sélection sera corrigée par un facteur d'échelle pour tenir compte du fait que l'espace de phase pour la mesure de LHCb est plus restreint que celui de l'analyse de Belle reproduit dans cette thèse.

La résolution sur $m_{D\pi} - m_D$ avec l'expérience LHCb est évaluée, à l'aide de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$, à $\sigma \approx 0.8 \text{ MeV}/c^2$. La figure 3.6.2 représente la distribution de la différence de masse $m_{D\pi} - m_D$ de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ après les sélections initiales (excepté le veto sur le $D^*(2010)^\pm$).

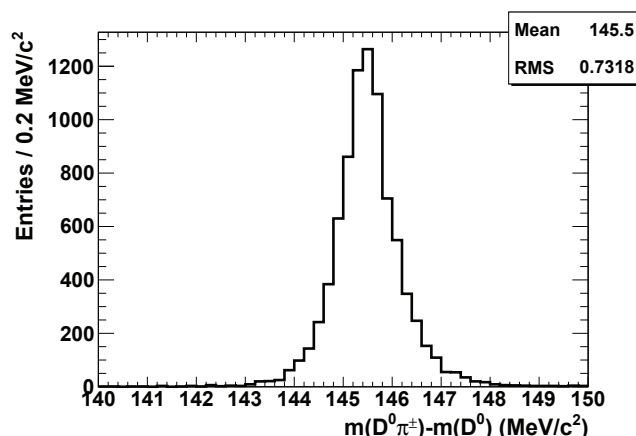


FIG. 3.15 – Distribution de la différence de masse $m(D^0 \pi^\pm) - m(D^0)$ de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ après les sélections initiales (excepté le veto sur le $D^*(2010)^\pm$), pour les candidats dans la région de la masse du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

Pour obtenir le même critère de veto du $D^*(2010)^\pm$ que dans l'analyse Ref. [45] (en terme de résolution sur la masse $m_{D\pi} - m_D$), il faut rejeter les événements dont la différence de masse $m_{D\pi} - m_D$ est contenue dans l'intervalle $[140.621; 150.221] \text{ MeV}/c^2$. La figure 3.6.2 représente les distributions, dans les données, de la différence de masse $m(D^0 \pi^\pm) - m(D^0)$ des candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, après les sélections initiales avec et sans veto sur le $D^*(2010)^\pm$. La distribution en l'absence de veto montre clairement un pic dû au $D^*(2010)^\pm$, qui est entièrement supprimé lorsque le veto est appliqué.

On précise que le même critère de veto est appliqué aux candidats DKK , où la différence de masse invariante $m_{D\pi} - m_D$ est calculée avec l'hypothèse de masse π .

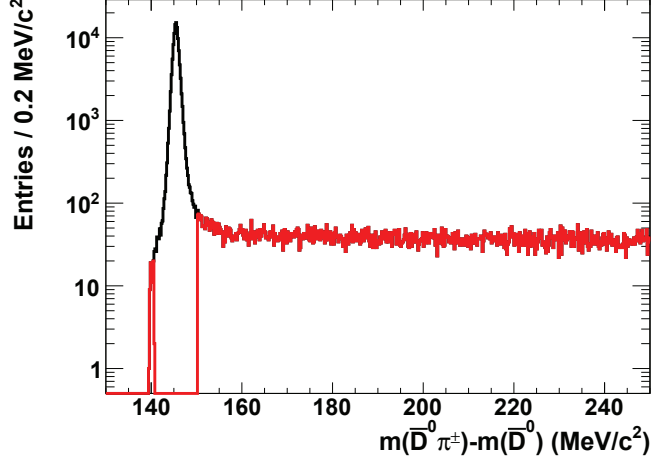


FIG. 3.16 – Distribution de la différence de masse $m(D^0\pi^\pm) - m(D^0)$ des candidats $D\pi\pi$ des données dans la région de masse du B^0 ($m_B \in [5240; 5320]$ MeV/ c^2), après les sélections initiales, sans veto sur du $D^*(2010)^\pm$ (distribution noire), après veto du $D^*(2010)^\pm$: veto des candidats dont $m_{D\pi} - m_D \in [140.621; 150.221]$ MeV/ c^2 (distribution rouge).

3.6.3 Critère de sélection sur l'identification des particules filles des mésons D^0

Utilité du critère de sélection sur l'identification des particules filles des mésons D^0

Les événements sélectionnés sont de la forme $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$, avec $\bar{D}^0 \rightarrow hh$, où h représente un kaon ou un pion chargé. Les différents événements possibles concernant la désintégrations $\bar{D}^0 \rightarrow hh$ sont donc :

- la désintégration favorisée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$;
- la désintégration supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$;
- la désintégration supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$;
- la désintégration doublement supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+K^-$;
- des événements bruits de fond combinatoire, provenant de deux traces aléatoires non issues de la désintégration d'un méson $\bar{D}^0$.

Les rapports d'embranchements de ces modes de désintégrations du méson D^0 sont les suivants [8] :

$$\mathcal{B}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-) = (3.88 \pm 0.05) \times 10^{-2} \quad (3.12)$$

$$\mathcal{B}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-) = (3.96 \pm 0.08) \times 10^{-3} \quad (3.13)$$

$$\mathcal{B}(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (1.402 \pm 0.026) \times 10^{-3} \quad (3.14)$$

$$\mathcal{B}(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+K^-) = (1.380 \pm 0.028) \times 10^{-4} \quad (3.15)$$

Dans cette analyse, les mésons D^0 et $\bar{D}^0$ ne peuvent être différenciés par d'autres éléments de l'événement que par les produits de leur désintégration. Ainsi, lorsque les particules filles de la désintégration d'un D sont identifiées comme une paire $K^+ \pi^-$, on considère que ces particules sont issues de la désintégration d'un méson $\bar{D}^0$. A l'opposé, lorsque les particules filles de la désintégration d'un D sont identifiées comme une paire $\pi^+ K^-$, on considère que ces particules sont issues de la désintégration d'un méson D^0 . Autrement dit nous négligeons la contribution du mode doublement supprimée de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-$. Cette approximation est relativement valable puisque d'après les valeurs des rapports d'embranchements des équations (3.12) et (3.15), la contribution du mode doublement supprimé de Cabibbo par rapport au mode favorisé de Cabibbo est de l'ordre de 0.36 %. Tous les rapports d'embranchement mesurés dans cette thèse sont normalisés par rapport au mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (pour les mesures des rapports d'embranchements de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$) ou par rapport à $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (pour $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$). La faible contamination du mode doublement supprimé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ est la même au numérateur qu'au dénominateur, donc elle s'annule lors du calcul des rapports d'embranchement.

Les événements bruit de fond provenant d'une désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [K^+ K^-] h^+ h^-$ ou $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [\pi^+ \pi^-] h^+ h^-$ où l'une des deux particules filles de la désintégration du $\bar{D}^0$ est mal identifiée, sont principalement rejetés par le critère $m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$. En effet, la figure 3.6.3 montre les distributions de la masse invariante m_D pour les événements MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [K^+ K^-] \pi^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [\pi^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$, après les sélections initiales excepté la sélection sur la fenêtre de masse du D^0 et sans critère sur l'identification des particules. Les efficacités de sélection après les sélections initiales (sans critère sur l'identification des

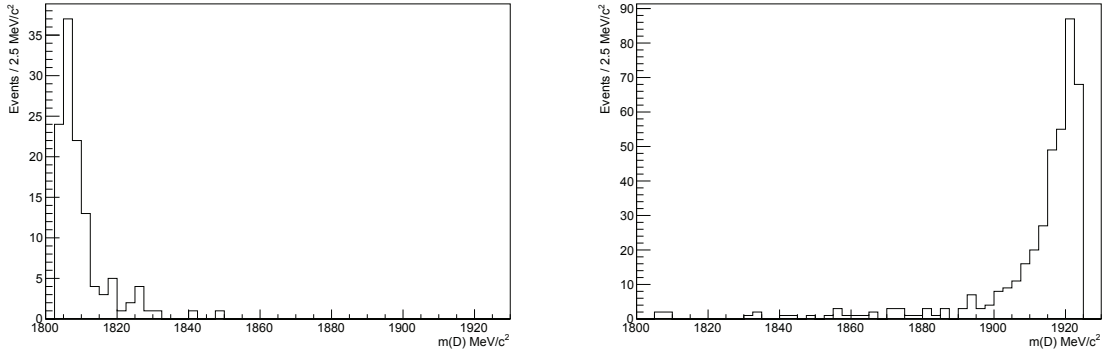


FIG. 3.17 – Distribution de la masse invariante m_D pour les événements de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [K^+ K^-] \pi^+ \pi^-$ (à gauche) et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [\pi^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$ (à droite), après les sélections initiales excepté la sélection sur la fenêtre de masse du D^0 et sans critère sur l'identification des particules.

particules) pour les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [h^+ h^-] \pi^+ \pi^-$ (évaluées à l'aide des échantillons MC)

sont les suivantes :

- $\epsilon_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+\pi^-]\pi^+\pi^-} = (1.94 \pm 0.01) \times 10^{-2}$;
- $\epsilon_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+K^-]\pi^+\pi^-} = (8.5 \pm 6.0) \times 10^{-6}$;
- $\epsilon_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0[\pi^+\pi^-]\pi^+\pi^-} = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-4}$.

D'après ces efficacités et les rapports d'embranchement récapitulés dans les équations (3.12), (3.13) et (3.14), la proportion du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+K^-]\pi^+\pi^-$ par rapport au nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+\pi^-]\pi^+\pi^-$ attendue est de $(4.5 \pm 3.1) \times 10^{-5}$ et la proportion du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[\pi^+\pi^-]\pi^+\pi^-$ par rapport au nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+\pi^-]\pi^+\pi^-$ attendue est de $(3.0 \pm 0.6) \times 10^{-4}$; en l'absence de critère sur l'identification des particules ⁷. Cette faible contamination explique pourquoi le critère de sélection sur l'identité des particules filles du $\bar{D}^0$ peut être relativement lâche.

Définition des variables de sélection sur l'identification des particules

La signification statistique Q de l'échantillon de candidats $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ est améliorée en ajoutant un critère de sélection sur l'identification des particules. Les critères de sélection utilisés portent sur une combinaison des variables *ProbNN* présentées dans la section 2.3.2. Les variables de sélections sur l'identification des particules ($Prob_K$ et $Prob_\pi$) sont homogènes à des probabilités, elles sont définies comme étant :

$$Prob_K = ProbNN_K \times (1 - ProbNN_\pi) \times (1 - ProbNN_p), \quad (3.16)$$

$$Prob_\pi = ProbNN_\pi \times (1 - ProbNN_K) \times (1 - ProbNN_p). \quad (3.17)$$

La variable $Prob_K$ permet d'identifier les kaons et de rejeter les pions et protons ; la variable $Prob_\pi$ permet d'identifier les pions et de rejeter kaons et protons.

Les quelques événements de bruits de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[\pi\pi]\pi\pi$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[KK]\pi\pi$, résiduels après la sélection sur la masse invariante $m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$ sont rejetés par une sélection très lâche sur les variables $Prob_K$ et $Prob_\pi$. Une des particules filles du méson D^0 est reconstruite comme un pion, l'autre comme un kaon. Le critère de sélection $Prob_\pi > 2 \%$ est appliqué au pion, le critère $Prob_K > 0.2 \%$ est appliqué au kaon. La figure 3.6.3 représentent les distributions de la variable $Prob_\pi$ pour la particule fille du $\bar{D}^0$ reconstruite comme un pion et de la variable $Prob_K$ pour la particule fille du $\bar{D}^0$ reconstruite comme un kaon, des candidats $D\pi\pi$ après les sélections initiales.

3.6.4 Restriction à la zone optimale du plan (p, η) pour l'identification des kaons et pions

Pour réaliser la mesure du rapport d'embranchement, comme nous l'avons décrit dans la section 2.4.2, il est nécessaire de déterminer les efficacités de sélection des échantillons

⁷En considérant 30000 événements finaux $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+\pi^-]\pi^+\pi^-$, en l'absence de critère sur l'identification des particules, il n'y aurait que 1 ± 1 événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+K^-]\pi^+\pi^-$ et 9 ± 2 événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[\pi^+\pi^-]\pi^+\pi^-$ résiduels.

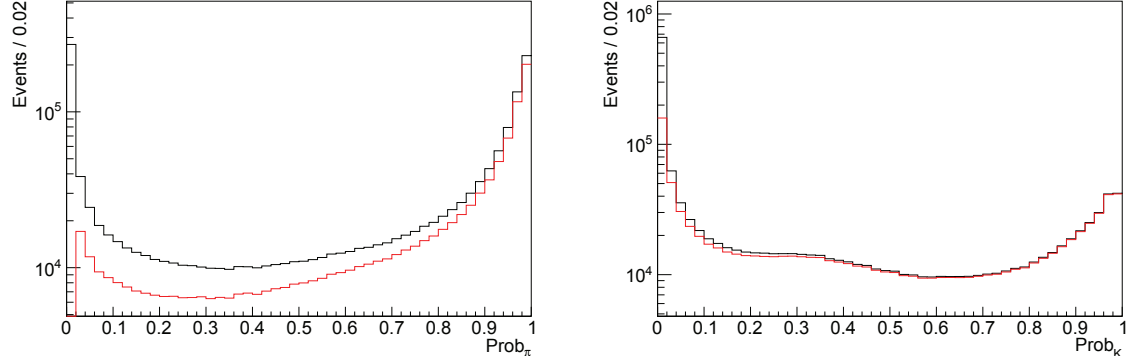


FIG. 3.18 – Distribution de la variable $Prob_\pi$ (à gauche) pour la particule fille du $\bar{D}^0$ reconstruite comme un pion et de la variable $Prob_K$ (à droite) pour la particule fille du $\bar{D}^0$ reconstruite comme un kaon, des candidats $D\pi\pi$ après les sélections initiales (en rouge) excepté les sélections sur l'identification des particules (en noir).

de données utilisés. Pour la mesure du rapport $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$, la seule différence de sélection entre les deux modes $D\pi\pi$ et DKK provient du critère de sélection sur l'identification des deux filles directes du B . C'est pourquoi, l'efficacité de la sélection portant sur l'identification des particules doit être déterminée avec précision. Dans ce but deux décisions ont été prises :

- l'outil PIDCalib, présenté dans la section 2.3.3, permet de corriger les variables $Prob_K$ et $Prob_\pi$ sur les échantillons MC en se basant sur des échantillons de calibrations des données ;
- les données sont restreintes aux événements dont toutes les traces se trouvent dans la région optimale du plan (p, η) pour l'identification de kaons et de pions. Cette région du plan (p, η) a été présentée dans la section 2.2.5.

3.6.5 Récapitulatif des sélections initiales

Les sélections initiales sont résumées dans le tableau 3.4. L'impact de ces sélections initiales sur les candidats $D\pi\pi$ des données est visible sur la figure 3.6.5.

À l'aide de l'échantillon MC PHSP $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, l'efficacité de ces sélections initiales est évaluée à $\epsilon_{PreSel}^{D\pi\pi} = (1.30 \pm 0.10) \%$. D'après la méthode décrite dans la figure 3.6, le nombre d'événements bruit de fond après la phase de *Stripping* est évalué, dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, à $9\,964\,547 \pm 23\,915$. La même méthode à l'issue de l'ensemble des sélections initiales permet d'évaluer que dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, $(94 \pm 8) \%$ du bruit de fond combinatoire en sortie de *Stripping* est rejeté par les sélections initiales.

Particule	Variable	Critère
D^0	Masse invariante m_D	$\in [1840, 1890] \text{ MeV}/c^2$
B^0	Masse invariante m_{Dhh}	$\in [5115, 6000] \text{ MeV}/c^2$
D^0	Vertex (avec masse du D^0 contrainte) : $\chi^2/nDof$	< 6
	χ^2_{IP} (avec masse du D^0 contrainte)	> 20
D^0	$SDB = \frac{z_D - z_B}{\sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_z^2}}$	> 3
B^0	Vertex (sans masse du D^0 contrainte) : $\chi^2/nDof$	< 4
	χ^2_{IP} (avec masse du D^0 contrainte)	< 4
	$\cos(\theta_{dira})$	> 0.99995
$D^*(2010)^\pm$ veto	$m_{D\pi} - m_D$	$\notin [140.621; 150.221] \text{ MeV}/c^2$
π, K	région optimale du plan ($p; \eta$) pour l'identification des $\pi^\pm$ et $K^\pm$	
	Identification des filles du D^0	
π	$ProbNN_\pi \times (1 - ProbNN_K) \times (1 - ProbNN_p)$	$> 2 \%$
K	$ProbNN_K \times (1 - ProbNN_\pi) \times (1 - ProbNN_p)$	$> 0.2 \%$

TAB. 3.4 – Récapitulatif des sélections initiales, communes aux modes DKK et $D\pi\pi$.

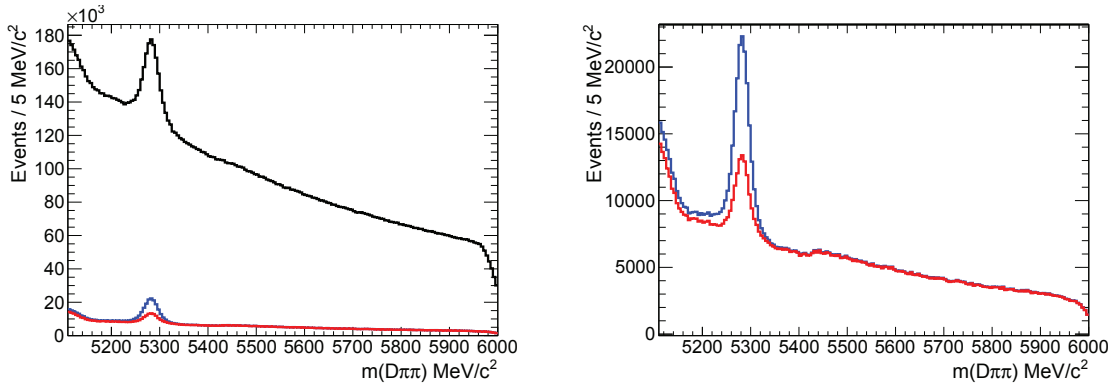


FIG. 3.19 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données, en sortie du *Stripping* (noir), après les sélections initiales excepté le veto du $D^*(2010)^\pm$ (bleu) et après l'ensemble des sélections initiales y compris le veto du $D^*(2010)^\pm$ (rouge). La figure de droite est un zoom de celle de gauche pour montrer l'impact du veto sur le $D^*(2010)^\pm$.

3.7 Sélections supplémentaires à l'aide d'une analyse multivariables

Les sélections séquentielles présentées dans la section précédente 3.6 ont permis de rejeter une partie des événements du bruit de fond combinatoire ainsi que les événements de deux autres types de bruit de fond :

- les événements ne contenant pas de méson charmé D^0 ;
- les événements avec une mauvaise identification d'une des filles du D^0 (désintégra-

tion du type $D^0 \rightarrow \pi\pi$ ou $D^0 \rightarrow KK$).

Pour améliorer la rejection du bruit de fond combinatoire, les sélections initiales sont complétées par une analyse multivariables, pour exploiter au maximum le pouvoir statistique de rejection des variables de sélection. Pour cela, le logiciel TMVA [122], interfacé au logiciel ROOT [113], est utilisé.

Dans un premier temps, nous présenterons le principe d'une analyse multivariables ainsi que la méthodologie adoptée pour l'analyse multivariables réalisée dans cette thèse (sections 3.7.1). Ensuite, nous décrirons en détail les différentes étapes du processus permettant de déterminer le critère optimal de sélection (sections 3.7.2, 3.7.3 et 3.7.4). Enfin, nous montrerons la stabilité de la stratégie adoptée (sections 3.7.5).

3.7.1 Principe d'une analyse multivariables et stratégie

Principe d'une analyse multivariables

L'intérêt d'une analyse multivariables, sur une population d'événements, est de combiner les informations d'un ensemble de variables pour en créer une seule qui permet de séparer de manière optimale, deux classes d'événements (typiquement signal et bruit de fond).

Différents algorithmes existent pour créer cette variable discriminante (réseaux de neurones, arbre de décision, combinaisons linéaires...). Ces différents types d'algorithmes seront présentés plus en détail dans la section 3.7.4.

Quel que soit l'algorithme retenu, l'analyse multivariables se décompose en trois étapes :

- l'entraînement ;
- le test ;
- l'application effective sur les données.

L'algorithme est tout d'abord entraîné à l'aide de deux échantillons, l'un purement constitué d'événements signal et l'autre purement constitué d'événements bruit de fond. Connaissant la classe (signal ou bruit de fond) de chacun des événements, l'algorithme élabore, de manière optimale, la variable discriminante. Ensuite à l'aide d'un second échantillon purement signal et purement bruit de fond, la variable discriminante est testée pour vérifier qu'il n'y a pas eu de sur-entraînement. Le sur-entraînement correspond au phénomène où l'analyse multivariables devient sensible aux événements individuels et non plus aux caractères généraux de ceux-ci. Ce phénomène apparait principalement lorsque le nombre de paramètres à ajuster pour créer la variable discriminante est trop important et que le nombre d'événements pour l'entraînement est trop faible. Les algorithmes de réseaux de neurones et d'arbres de décision sont davantage sensibles au sur-entraînement que les algorithmes linéaires tels que l'algorithme de Fisher, présentés en détail dans l'annexe D. Enfin, une fois la variable discriminante élaborée puis testée sur les échantillons d'entraînement et de tests, elle peut être calculée sur l'échantillon de données que l'on souhaite séparer en deux classes (signal et bruit de fond).

Pour réaliser les phases d'entraînement et de test, le logiciel TMVA ne demande qu'un

seul échantillon signal et qu'un seul échantillon bruit de fond. Chacun des échantillons est ensuite scindé en deux, aléatoirement, pour créer les échantillons signal et bruit de fond d'entraînement et de test.

Méthode pour l'analyse multivariées : choix des échantillons de signal et de bruit de fond

L'analyse multivariées, pour créer la variable discriminante, est réalisée à l'aide du mode de contrôle $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$. Comme pour les autres sélections, l'optimisation de cette sélection est également réalisée sur le mode de contrôle $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$.

Il existe en général deux stratégies différentes pour une analyse multivariées. La première stratégie consiste à utiliser, lors des phases d'entraînement et de test, des événements simulés MC pour les échantillons signal et des événements de données issus de régions de masse où il n'y a que des événements bruit de fond. La seconde stratégie couramment utilisée consiste à utiliser les événements des données pour les phases d'entraînement et de test. Dans ce cas, les données sont pondérées à l'aide de la méthode statistique des *sWeights* [123], présentée dans la section 3.7.2, pour obtenir un échantillon signal et un échantillon bruit de fond. Dans cette thèse, dans le but de constamment rester au plus proche du meilleur réalisme pour minimiser les effets systématiques liés aux différences entre MC et données, nous utiliserons la seconde méthode basée sur les données $D\pi\pi$ pondérées à l'aide de *sWeights*. Nous utiliserons la première méthode avec des événements simulés MC pour vérifier la validité de notre méthode nominale, basée uniquement sur des données.

3.7.2 Échantillons d'entraînement de l'analyse multivariées

Les données $D\pi\pi$ passant les sélections initiales sont utilisées pour fabriquer les échantillons signal et bruit de fond des phases d'entraînement et de test de l'analyse multivariées. Un critère de sélection relativement lâche, sur l'identification des particules filles directement issues de la désintégration du méson B^0 est également ajouté. La figure 3.7.2 représente la distribution de la variable $Prob_\pi$ des filles directes du B^0 , dans les données reconstruites en $D\pi\pi$ après les sélections initiales. Le critère relativement lâche sur la variable $Prob_\pi$, présentée dans l'équation (3.17),

$$Prob_\pi > 1 \%, \quad (3.18)$$

sur les filles directes du B^0 permet de purifier un peu l'échantillon $D\pi\pi$ en rejetant les configurations qui, de toute évidence, ne sont pas des événements $D\pi\pi$.

Présentation générale de la méthode statistique des *sWeights*

La méthode statistique des pondérations *sWeights*, présentée en détail dans Ref. [123], permet d'obtenir la distribution d'une variable quelconque (appelée variable de contrôle) pour une classe d'événements donnée (signal ou bruit de fond). La mise en œuvre de la

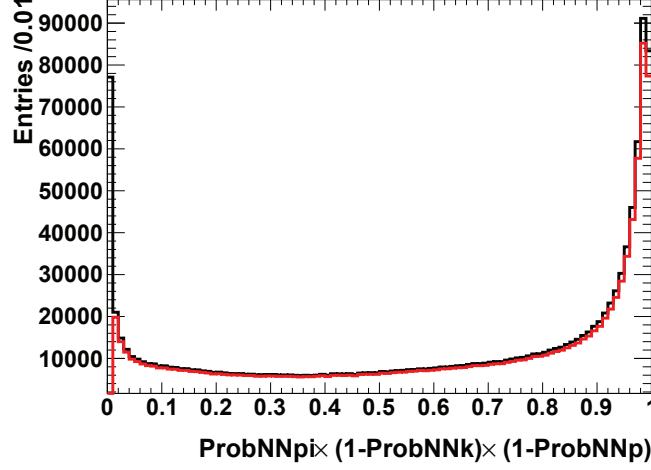


FIG. 3.20 – Distribution de $Prob_\pi = ProbNN_\pi \times (1 - ProbNN_K) \times (1 - ProbNN_p)$ des filles directes du B^0 , des candidats $D\pi\pi$ après les sélections initiales. La distribution noire est sans critère sur l'identification des filles directes du B^0 , la distribution rouge est après $Prob_\pi > 1\%$.

méthode repose sur l'ajustement (plus particulièrement la matrice de covariance issue de l'ajustement) d'une variable discriminante. Cet ajustement permet de déterminer, pour chaque événement, un poids appelé *sWeight* caractéristique de la classe de l'événement (signal ou bruit de fond). Ensuite, les distributions des variables de contrôle de chaque classe sont obtenues en pondérant l'échantillon par les poids *sWeight* de la classe correspondante. Dans notre cas les variables de contrôle correspondent aux variables utilisées en entrée de l'analyse multivariées. La variable discriminante sur laquelle est réalisée l'ajustement est la masse invariante $m_{D\pi\pi}$.

Un pré-requis pour l'utilisation des poids *sWeights* est que la variable discriminante et les variables de contrôle doivent être décorrélées. Dans la section 3.7.3, nous montrerons que les variables d'entrées de l'analyse multivariées (variables de contrôle des *sWeights*) et la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ (variable discriminante des *sWeights*) sont décorrélées.

On considère un échantillon de données de N_{ev} événements qui contient deux espèces différentes : signal et bruit de fond. La distribution de la variable discriminante est ajustée, par maximum de vraisemblance, en utilisant une densité de probabilité fixée pour les événements de chacune des classes, seul le paramètre de normalisation de la contribution de chacune des classes est laissé libre lors de l'ajustement. La fonction de vraisemblance étendue $\mathcal{L}$, correspond alors à

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{e=1}^{N_{ev}} \ln(N_s f_s(m_e) + N_b f_b(m_e)) - N_s - N_b, \quad (3.19)$$

où m_e est la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ pour l'événement e , f_s (f_b) est la densité de probabilité

des événements signal (bruit de fond), N_s et N_b les nombres d'événements signal et bruit de fond (les seuls paramètres libres lors de l'ajustement). Les éléments V_{ij}^{-1} de l'inverse de la matrice de covariance calculée lors de l'ajustement sont définis par

$$V_{ij}^{-1} = \frac{\partial^2(-\ln(\mathcal{L}))}{\partial N_i \partial N_j} = \sum_{e=1}^N \frac{f_i(m_e) f_j(m_e)}{(N_s f_s(m_e) + N_b f_b(m_e))^2}, \quad (3.20)$$

où les indices i et j peuvent représenter les deux classes considérées (signal et bruit de fond). À partir de l'inverse de la matrice de covariance, on définit pour chaque événement les poids $sWeights$ signal ($\omega_{s,e}$) et $sWeight$ bruit de fond ($\omega_{b,e}$) :

$$\omega_{s,e} = \frac{V_{ss} f_s(m_e) + V_{sb} f_b(m_e)}{N_s f_s(m_e) + N_b f_b(m_e)}, \quad (3.21)$$

$$\omega_{b,e} = \frac{V_{bs} f_s(m_e) + V_{bb} f_b(m_e)}{N_s f_s(m_e) + N_b f_b(m_e)}. \quad (3.22)$$

On remarque les propriétés suivantes, sur les distributions des variables de contrôle, soit un intervalle k de N_k événements ⁸ :

$$\sum_{e \text{ dans } k}^{N_k} \omega_{s,e} = N_s \text{ dans } k \Rightarrow \sum_e^{N_{ev}} \omega_{s,e} = N_s, \quad (3.25)$$

$$\sum_{e \text{ dans } k}^{N_k} \omega_{s,e}^2 = \sigma_{N_s \text{ dans } k}^2 \Rightarrow \sum_e^{N_{ev}} \omega_{s,e}^2 = \sigma_{N_s}^2, \quad (3.26)$$

où $N_s \text{ dans } k$ est le nombre d'événements signal dans l'intervalle k , σ_{N_s} est la déviation standard du nombre d'événements signal N_s . On remarque également que pour chaque événement,

$$\omega_{s,e} + \omega_{b,e} = 1. \quad (3.27)$$

Détermination des poids $sWeights$

Dans le cadre de cette thèse, les poids $sWeights$ sont déterminés à l'aide d'un ajustement sur la masse invariante $m_{D\pi\pi}$. Comme on l'a précisé lors de la définition des $sWeights$, les densités de probabilité doivent être déterminées et seuls les paramètres de normalisation de chaque densité de probabilité (signal et bruit de fond) sont libres pendant l'ajustement.

⁸les $sWeights$ bruit de fond ont les propriétés correspondantes :

$$\sum_{e \text{ dans } k}^{N_k} \omega_{b,e} = N_b \text{ dans } k \Rightarrow \sum_e^{N_{ev}} \omega_{b,e} = N_b, \quad (3.23)$$

$$\sum_{e \text{ dans } k} \omega_{b,e}^2 = \sigma_{N_b \text{ dans } k}^2 \Rightarrow \sum_e^{N_{ev}} \omega_{b,e}^2 = \sigma_{N_b}^2. \quad (3.24)$$

Lors de cet ajustement le signal est modélisé par la densité de probabilité $PDF_{sig_s W}(m)$ qui est la combinaison d'une fonction gaussienne (*Gauss*) et d'une fonction *Crystal Ball* (*CB*) [124] :

$$PDF_{sig_s W}(m) = f \times CB(m; m_B, \sigma_{CB}, \alpha_{CB}, n_{CB}) + (1 - f) \times Gauss(m; m_B, \sigma_{Gauss}), \quad (3.28)$$

où

- m est la masse invariante $m_{D\pi\pi}$;
- f est la proportion de la *Crystal Ball* dans la densité de probabilité totale du signal ;
- les fonctions *Gauss* et *CB* ont la même valeur moyenne m_B ;
- σ_{CB} et σ_{Gauss} sont les écarts types des fonction *CB* et *Gauss* ;
- α_{CB} et n_{CB} sont les paramètres de la queue de distribution de la fonction *CB*.

Les expressions des fonctions gaussienne et *Crystal Ball* sont rappelées dans l'annexe C.

Le bruit de fond est modélisé par une fonction exponentielle décroissante $PDF_{bkg_s W}(m)$ définie par :

$$PDF_{bkg_s W}(m) = \exp(c \times m). \quad (3.29)$$

Un ajustement est réalisé sur l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ pour fixer le paramètre α_{CB} de la queue de distribution de la fonction *CB*. Puis, les données $D\pi\pi$ sont ajustées une première fois pour déterminer les autres paramètres des fonctions de densité de probabilité signal (m_B , σ_{CB} , σ_{Gauss} et f) et bruit de fond (c), présentés dans le tableau 3.5. La

Paramètre	Monte Carlo	Données
Valeur moyenne : m_B	$5279.79 \pm 0.07 \text{ MeV}/c^2$	$5282.21 \pm 0.17 \text{ MeV}/c^2$
Écart type <i>CB</i> : σ_{CB}	$15.13 \pm 0.11 \text{ MeV}/c^2$	$11.41 \pm 0.79 \text{ MeV}/c^2$
Écart type gaussienne : σ_{Gauss}	$10.32 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2$	$22.21 \pm 2.33 \text{ MeV}/c^2$
fraction de <i>CB</i> : f	0.50 ± 0.01	0.48 ± 0.10
α	2.67 ± 2.41	2.67 (fixe)
n	1 (fixe)	1 (fixe)
Facteur de l'exponentielle : c	$(-1.38 \pm 0.05) \times 10^{-2} \text{ c}^2/\text{MeV}$	$(-1.56 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ c}^2/\text{MeV}$
N_s		45321 ± 1412
N_b		171506 ± 1456
$\chi^2/nDoF$	39.97/27	21/28

TAB. 3.5 – Paramètres des fonctions de densité de probabilité utilisées lors de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ pour déterminer les *sWeights*. Paramètres déterminés par un ajustement sur les échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et données $D\pi\pi$ après les sélections initiales dans l'intervalle de masse $m_B \in [5240; 5420] \text{ MeV}/c^2$.

figure 3.7.2 représente les distributions de masse invariante des échantillons MC et données $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ ajustées lors de cette détermination des poids *sWeights* ω_s et ω_b .

Une fois les fonctions de densité de probabilité paramétrées, un second ajustement est réalisé, restreint à la région de masse du méson B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) où seuls les nombres d'événements signal N_s et bruit de fond N_b sont libres : on obtient, $N_s = 44695 \pm 537$ et $N_b = 81708 \pm 570$. Ce second ajustement permet de déterminer l'inverse de la matrice de covariance de l'équation (3.20) pour calculer les poids *sWeights* ω_s et ω_b .

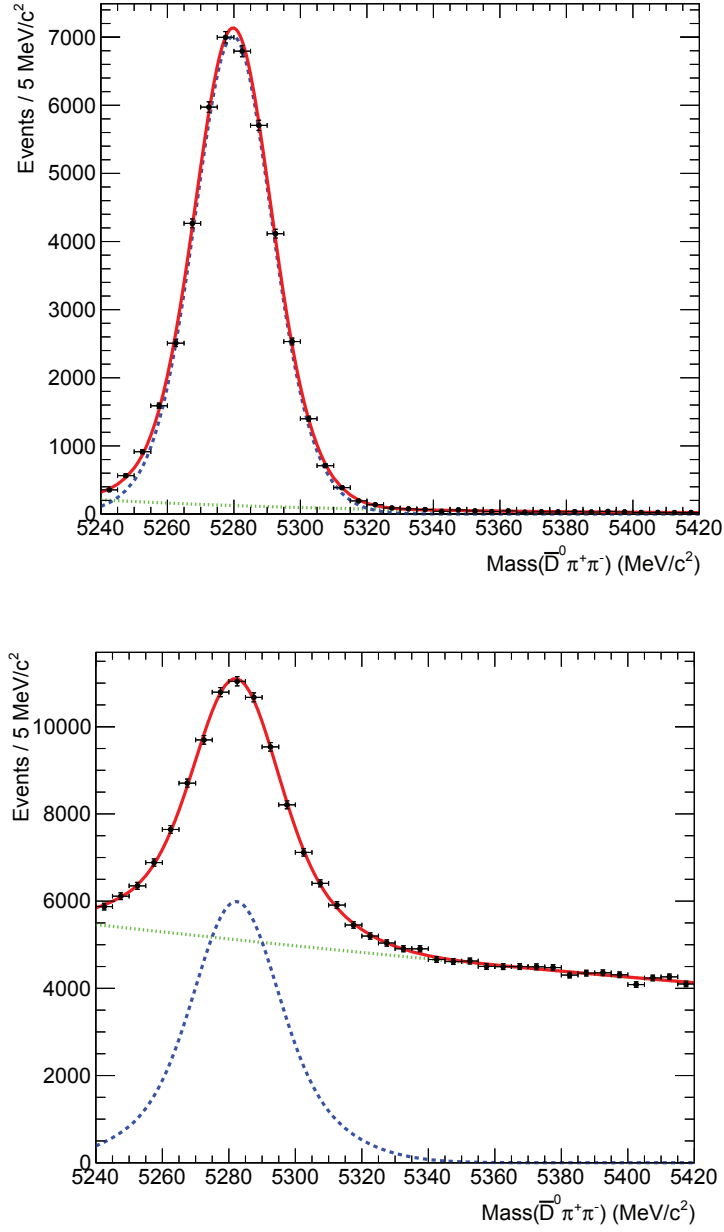


FIG. 3.21 – Distribution de masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, après les sélections initiales, de l'échantillon MC (en haut) et des données (en bas). Ces distributions sont ajustées par une fonction de densité de probabilité (en rouge) composée d'une fonction de densité de probabilité exponentielle (en vert) et la combinaison des fonctions de densité de probabilité *Crystal Ball* et gaussienne (en bleu).

Les poids ω_s et ω_b ainsi déterminés grâce à la méthode statistique des *sWeights* permettent de pondérer les distributions des variables utilisées en entrée de l'analyse multivariées, pour fournir au logiciel TMVA des distributions signal et bruit de fond provenant des données.

La figure 3.7.2 représente la distribution des poids ω_s (ω_b) en fonction de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$, des données $D\pi\pi$ utilisées pour l'entraînement de l'analyse multivariées.

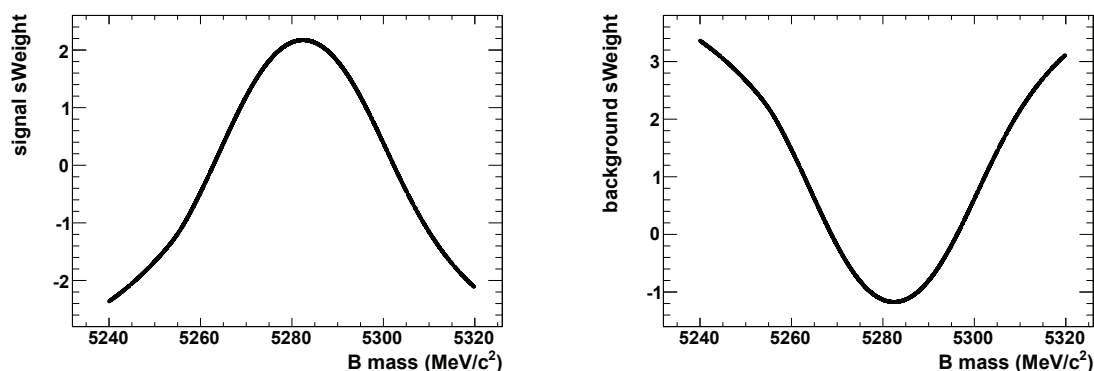


FIG. 3.22 – Distribution des poids *sWeights* ω_s (à gauche) et ω_b (à droite) en fonction de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$, des candidats $D\pi\pi$ des données dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320]$ MeV/c² après les sélections initiales.

3.7.3 Choix des variables discriminantes

Au total, un ensemble de 14 variables discriminantes ont initialement été testées en entrées de l'analyse multivariées. L'objectif est de trouver parmi ces variables le lot qui contient un minimum de variables permettant de rejeter le bruit de fond tout en conservant un grand nombre d'événements signal en optimisant la signification statistique Q . Pour pouvoir utiliser la méthode des *sWeights*, les variables d'entrée de l'analyse multivariées (variables de contrôle des *sWeights*) doivent être décorrélées de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ (variable discriminante des *sWeights*), ce qui a été vérifié à l'aide du MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (corrélation inférieure à 1.6 %). Les coefficients de corrélations entre les variables de contrôle des *sWeights* et la variable discriminante des *sWeights* sont donnés dans le tableau 3.6. Cet ensemble de quatorze variables contient les six variables utilisées pour les sélections initiales ($\chi^2/nDof_{Dvertex}$, $\chi^2_{IP}(D^0)$, $\chi^2/nDof_{Bvertex}$, $\chi^2_{IP}(B^0)$, SDB et $\cos(\theta_{dira})$), parce que :

- le critère retenu pour la sélection initiale sur certaines variables est parfois plus lâche que ce que préconise la maximisation de la signification statistique, l'analyse multivariées permet d'affiner la sélection ;

- les sélections initiales ont été optimisées séquentiellement, l’analyse multivariables permet d’exploiter simultanément les informations provenant de l’ensemble de ces variables.

Ces six variables sont complétées par huit autres variables portant sur :

- la distance de vol du B^0 divisée par l’incertitude sur la mesure de cette distance : $\chi^2(B \text{ distance de vol})$;
- l’impulsion transverse du B^0 : $p_T(B^0)$;
- l’impulsion transverse du D^0 : $p_T(D^0)$;
- la qualité de reconstruction du paramètre d’impact des filles $h^\pm$ directes du B^0 : $\chi_{IP}^2(\text{filles directes du } B^0)$;
- l’impulsion transverse, p_T , des filles $h^\pm$ directes du B^0 ;
- $Tvar$, variable définie dans l’annexe B, cosinus minimum des angles $(p_T(\bar{D}^0); p_T(h^+))$ et $(p_T(\bar{D}^0); p_T(h^-))$;
- $p_{T_{asym}}$, variable définie dans l’annexe B ;
- $track_{mult}$, variable définie dans l’annexe B.

Variable	Coefficient de corrélation avec $m_{D\pi\pi}$
$\chi^2/nDof_{Bvertex}$	−0.1 %
$\ln(\cos(\theta_{dira}))$	+0.8 %
$\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$	+1.3 %
$\chi_{IP}^2(B^0)$	+0.4 %
$\ln(\chi_{IP}^2(D^0))$	+0.2 %
$\ln(p_T(B^0))$	+0.2 %
$Tvar$	+0.5 %
$\ln(p_T(D^0))$	+0.2 %
$\ln(\min_{Bdau} p_T)$	+1.2 %
$\ln(\min_{Bdau} \chi_{IP}^2)$	+1.6 %
$p_{T_{asym}}$	−0.1 %
$track_{mult}$	+0.4 %
SDB	+1.2 %
$\chi^2/nDof_{Dvertex}$	−0.7 %

TAB. 3.6 – Coefficients de corrélations entre la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ (variable discriminante des $sWeights$) et les variables d’entrées de TMVA (variables de contrôle des $sWeights$). Ces coefficients de corrélation sont déterminés à l’aide de l’échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ après les sélections initiales.

Concernant le $\chi_{IP}^2(\text{filles directes du } B^0)$, plutôt que de considérer une variable pour chacune des traces (ces variables sont alors fortement corrélées), nous considérons uniquement la plus petite des deux. Cette variable est dénommée $\min_{Bdau} \chi_{IP}^2$ (comme indiqué dans l’annexe B). De même pour l’impulsion transverse des filles directes du B^0 , nous considérons uniquement la trace avec la plus petite impulsion transverse. Cette impulsion est notée $\min_{Bdau} p_T$.

L'outil d'analyse multivariables TMVA échantillonne uniformément les distributions de chacune des variables d'entrées. Pour certaines distributions possédant une longue queue de distribution, cet échantillonnage uniforme conduit à ce que quelques intervalles soient très peuplés tandis que la majorité des autres intervalles soient presque vides. En considérant la distribution du logarithme de la variable, la population au sein de chacun des intervalles est plus homogène. Ainsi, la plupart des variables d'entrée de TMVA sont transformées pour rendre TMVA apte à les échantillonner, on considère donc les variables :

- $\chi^2/nDof_{Dvertex}$;
- $\ln(\chi^2_{IP}(D^0))$;
- $\chi^2/nDof_{Bvertex}$;
- $\chi^2_{IP}(B^0)$;
- SDB ;
- $\ln(\cos(\theta_{dira}))$;
- $\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$;
- $\ln(p_T(B^0))$;
- $\ln(p_T(D^0))$;
- $\ln(\min_{Bdau}\chi^2_{IP})$;
- $\ln(\min_{Bdau}p_T)$;
- $Tvar$;
- $p_{T_{asym}}$;
- $track_{mult}$.

Ces quatorze variables ont été utilisées en entrée de l'analyse multivariables, le tableau 3.7 indique l'importance de chacune d'entre elles pour la séparation du signal et du bruit de fond. Les distributions de ces 14 variables pour les échantillons d'entraînement signal et bruit de fond sont données dans l'annexe E.

Le tableau 3.8 récapitule les significations statistiques suite à treize scenarii de sélections sur des discriminants de Fisher différents. Chacun des ces treize discriminants de Fisher a été déterminé en utilisant n variables d'entrées à TMVA : n est un entier compris entre 2 et 14. Lorsque $n = 14$, les quatorze variables présentées sont utilisées en entrée de TMVA, puis lorsque n décroît la variable avec le plus petit pouvoir discriminant est supprimé du jeu des variables d'entrées. Ainsi, le treizième discriminant de Fisher (pour $n = 2$) est déterminé en utilisant comme variables d'entrées uniquement $\ln(\min_{Bdau}\chi^2_{IP})$ et $\ln(\min_{Bdau}p_T)$.

Il y a deux ordres de grandeur entre le pouvoir discriminant de la variable la plus utile ($\ln(\min_{Bdau}\chi^2_{IP})$) et la variable la moins utile ($\chi^2/nDof_{Dvertex}$), d'après le tableau 3.7. Uniquement les variables avec un pouvoir discriminant supérieur à 10 % sont retenues. Le tableau 3.8 montre qu'augmenter le nombre de variables d'entrées de TMVA de 5 à 14, permet seulement d'espérer un gain sur la signification statistique inférieur à 2.8 %. Au final, l'analyse multivariables nominale a été réalisée sur un ensemble restreint de variables très discriminantes ($n = 5$), des variables relativement simples portant sur des paramètres cinématiques et de qualité de reconstruction de paramètres d'impact et enfin des variables relativement peu corrélées entre elles.

Variable	rang	pouvoir discriminant
$\ln(\min_{B\text{dau}}\chi_{IP}^2)$	1	25 %
$\ln(\min_{B\text{dau}}p_T)$	2	18 %
$\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$	3	16 %
$\ln(\chi_{IP}^2(D^0))$	4	13 %
$Tvar$	5	13 %
$p_{T_{asym}}$	6	9.2 %
$\ln(p_T(B))$	7	8.1 %
$\chi^2/nDof_{Bvertex}$	8	7.4 %
$\ln(\cos(\theta_{dira}))$	9	7.1 %
$track_{mult}$	10	4.4 %
$\chi_{IP}^2(B)$	11	4.1 %
$\ln(p_T(D))$	12	0.86 %
SDB	13	0.16 %
$\chi^2/nDof_{Dvertex}$	14	0.13 %

TAB. 3.7 – Pouvoir discriminant des quatorze variables testées en entrées de l’analyse multivariées TMVA. Quelque soit l’algorithme retenu, l’ordre d’importance des variables est le même à deux rang près. L’ordre d’importance des variables et leur pouvoir discriminant présentés ici sont ceux déterminés pour l’algorithme de Fisher (le pouvoir discriminant des variables d’entrées de l’algorithme de Fisher est défini dans l’annexe D.1).

Nombre de variables d’entrées	Signifi. stat. après sélection sur Fisher
$n = 14$	177.2 ± 0.3
$n = 13$	177.2 ± 0.3
$n = 12$	177.2 ± 0.3
$n = 11$	176.6 ± 0.3
$n = 10$	174.8 ± 0.3
$n = 9$	174.5 ± 0.3
$n = 8$	174.5 ± 0.3
$n = 7$	172.0 ± 0.3
$n = 6$	173.0 ± 0.3
$n = 5$	172.3 ± 0.3
$n = 4$	170.4 ± 0.3
$n = 3$	170.2 ± 0.3
$n = 2$	168.7 ± 0.3
Sans sélection sur Fisher	125.7 ± 0.3

TAB. 3.8 – Significations statistiques attendues sur l’ensemble des données après sélection sur le discriminant de Fisher. Treize discriminants de Fisher ont été déterminés à partir des n (entier compris entre 2 et 14) variables avec le plus haut pouvoir discriminant (présentés dans le tableau 3.7).

La figure 3.7.3 représente les distributions des cinq variables d'entrées de l'analyse multivariées nominale, pour les échantillons signal (bleu) et bruit de fond (rouge). On peut remarquer que le nombre d'événements dans certains échantillons de ces histogrammes peuvent être négatifs. Ceci est dû à la méthode statistique des *sWeights* qui comme expliqué dans la section 3.7.2 peut conduire à affecter des poids négatifs. Ces effets sont des fluctuations statistiques non significatives, compatibles avec 0.

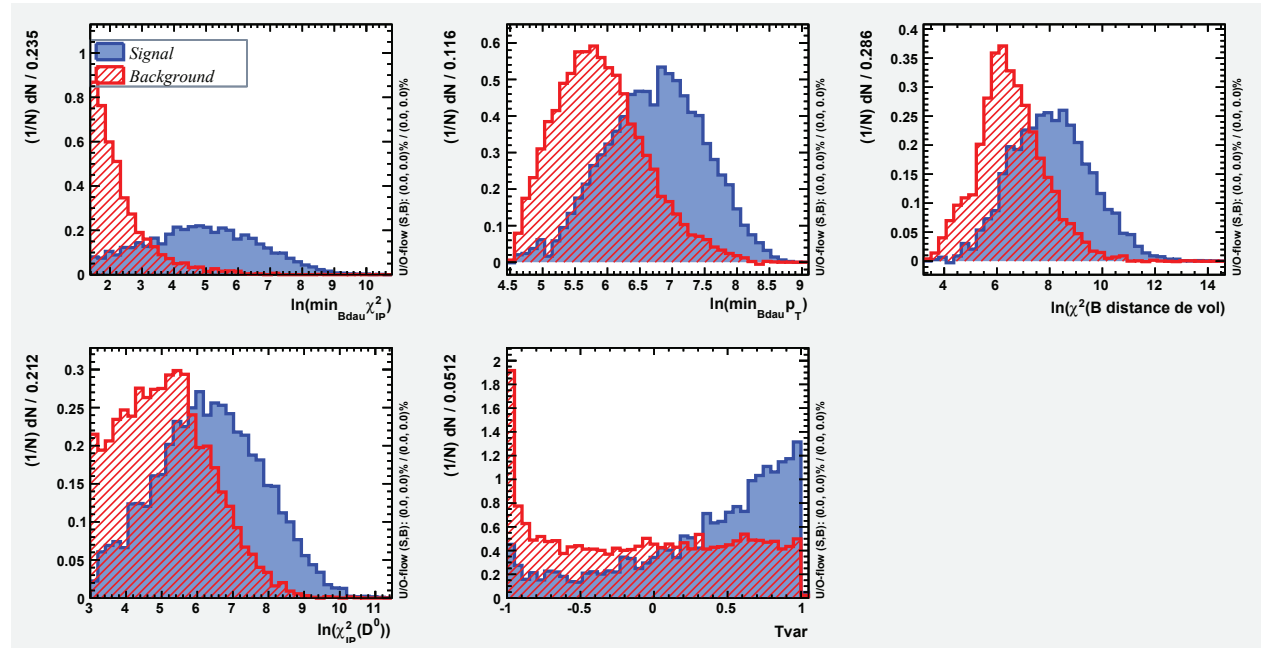


FIG. 3.23 – Distributions des variables d'entrées de l'analyse multivariées ($\ln(\min_{Bdau} \chi_{IP}^2)$, $\ln(\min_{Bdau} p_T)$, $\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$, $\ln(\chi_{IP}^2(D^0))$, $Tvar$), pour les échantillons signal (bleu) et bruit de fond (rouge) d'entraînement.

La figure 3.7.3 représente les coefficients de corrélations entre les variables d'entrées de TMVA. Certaines variables sont relativement corrélées : les variables var_3 et var_4 , ainsi que les variables var_3 et var_1 et donc les variables var_1 et var_4 . En effet $var_4 = \ln(\chi_{IP}^2(D^0))$ est élevé pour le signal et dépend de la distance parcourue par le B^0 ($var_3 = \ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$), car le méson D^0 n'est pas produit au PV mais au vertex de désintégration du B^0 qui est déplacé par rapport au PV. De même le paramètre d'impact des filles du B^0 , par l'intermédiaire de la variable $var_1 = \ln(\min_{Bdau} \chi_{IP}^2)$ dépend de la distance parcourue par le méson B^0 , soit $var_3 = \ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$. Ainsi les deux variables portant sur les paramètres d'impact, $var_1 = \ln(\min_{Bdau} \chi_{IP}^2)$ et $var_4 = \ln(\chi_{IP}^2(D^0))$, sont relativement corrélées. Ces corrélations ne sont pas gênantes, nous verrons dans la section suivante 3.7.4 que quelque soit le discriminant retenu (des arbres de décisions, peu impactés par les corrélations entre variables d'entrées ou des dis-

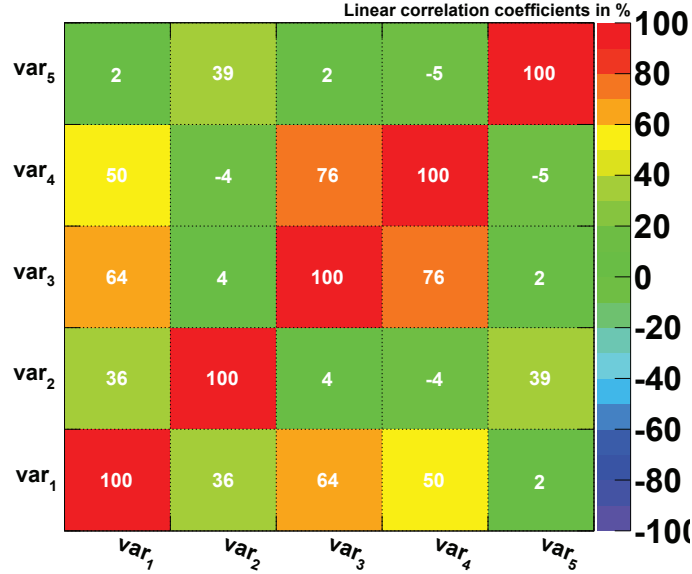


FIG. 3.24 – Coefficients de corrélation des variables d’entrées de TMVA, déterminés à l’aide de l’échantillon signal d’entraînement de l’analyse multivariées. Les variables sont ordonnées de la plus discriminante à la moins discriminante ie : $var_1 = \ln(\min_{B_{dau}} \chi^2_{IP})$, $var_2 = \ln(\min_{B_{dau}} p_T)$, $var_3 = \ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$, $var_4 = \ln(\chi^2_{IP}(D^0))$ et $var_5 = Tvar$.

criminants linéaires potentiellement plus impactés par ces corrélations) les performances des discriminants sont comparables. En effet, pour les discriminants linéaires comme le discriminant de Fisher, les variables d’entrée sont transformées en un lot de variables décorréliées. Le discriminant est déterminé à l’aide des variables transformées décorréliées puis à la fin de l’algorithme ce discriminant est exprimé en fonction des variables d’entrée initiales.

3.7.4 Choix du discriminant et optimisation de la sélection sur le discriminant

Présentation des différents discriminants étudiés

Différents algorithmes dans l’analyse multivariées ont été testés pour construire la variable discriminante. Ces algorithmes se regroupent en trois catégories :

- les algorithmes de discriminants linéaires ;
- les arbres de décision *boostés* (BDT pour *Boosted Decision Trees*) ;

– les réseaux de neurones.

La variable discriminante créée à l’aide de l’algorithme de Fisher, présenté en détail en annexe D.1, est une combinaison linéaire des variables d’entrées. Trois arbres de décision *boostés* BDT, BDTG et BDTB, dont les principes sont détaillés dans l’annexe D.2, sont également utilisés. Et enfin une cinquième méthode est testée : un réseau de neurones MLP, dont le principe est détaillé dans l’annexe D.3. Les distributions des discriminants issues de ces 5 méthodes, pour les échantillons de test, sont présentées dans la figure 3.7.4.

Performances des discriminants et choix du discriminant

La figure 3.7.4 illustre les performances des divers méthodes multivariées (Fisher, BDT, BDTG, BDTB et MLP). Pour une question de simplicité et parce que les performances du discriminant de Fisher sont équivalentes à celles des autres méthodes multivariées, c’est le discriminant de Fisher qui est retenu comme méthode de base. En effet, c’est le discriminant le plus simple (linéaire), le moins sensible au sur-entraînement et il est aussi performant que les autres discriminants issus d’arbres de décision boostés ou de réseaux de neurones. Les efficacités de sélection du signal et l’efficacité de rejection du bruit de fond, espérées sur les données au point de sélection maximisant la signification statistique, pour les cinq discriminants sont toutes compatibles entre elles, comme le résume le tableau 3.9.

Discriminant	Signification statistique	Efficacité de sélection du signal	Efficacité de rejection du bruit de fond
Fisher	172.3 ± 0.3	$(82.4 \pm 0.4) \%$	$(89.2 \pm 1.0) \%$
BDT	170.7 ± 0.3	$(81.9 \pm 0.4) \%$	$(88.6 \pm 0.9) \%$
BDTG	172.1 ± 0.3	$(81.1 \pm 0.4) \%$	$(90.1 \pm 1.0) \%$
BDTB	169.5 ± 0.3	$(81.3 \pm 0.4) \%$	$(88.2 \pm 0.9) \%$
MLP	172.4 ± 0.3	$(83.3 \pm 0.4) \%$	$(88.4 \pm 0.9) \%$

TAB. 3.9 – Valeurs des efficacités de sélection du signal et de rejection du bruit de fond optimales espérées sur les données, après la sélection sur le discriminant issu de TMVA (le critère de sélection est choisi pour maximiser la signification statistique). Les cinq méthodes de discriminant étudiées ont des performances similaires.

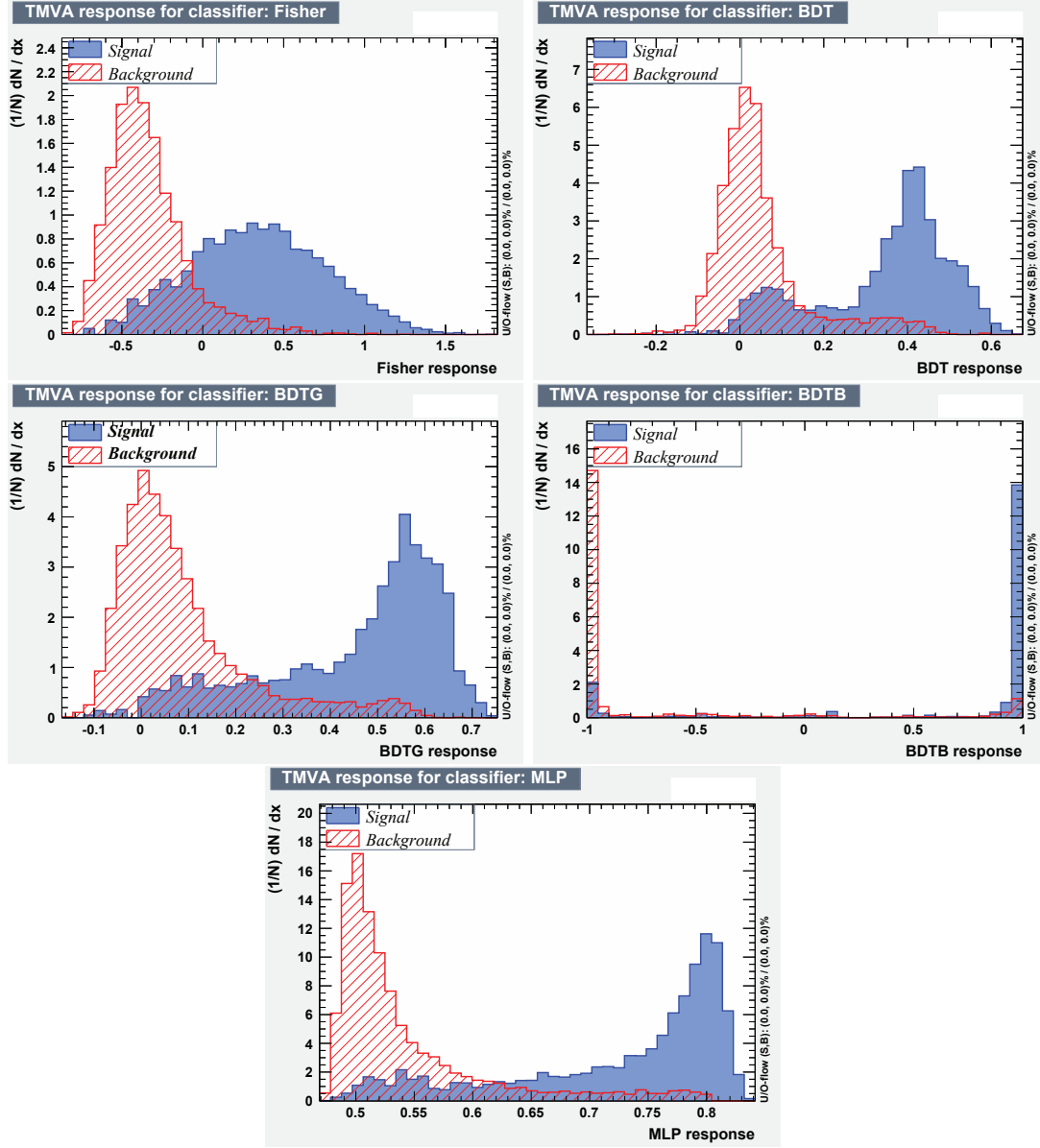


FIG. 3.25 – Distributions des discriminants déterminés à l'aide des 5 méthodes d'analyses multivariées, des échantillons de test bruit de fond (rouge) et signal (bleu).

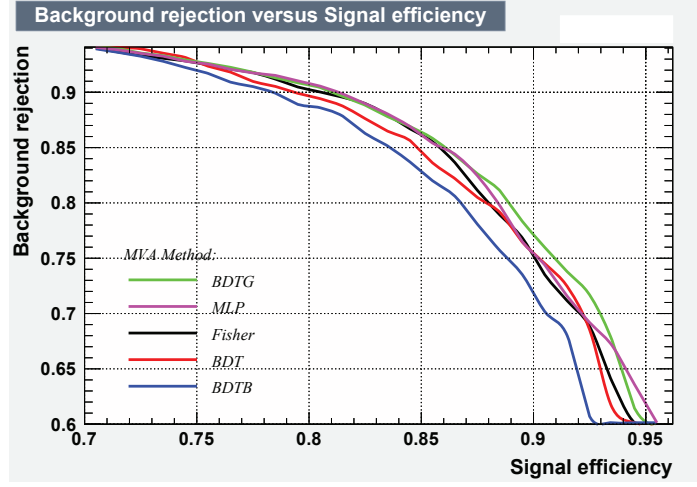


FIG. 3.26 – Rejection du bruit de fond en fonction de l’efficacité de sélection pour les cinq méthodes d’analyses multivariées testées Fisher, BDT, BDTG, BDTB et MLP.

Optimisation de la sélection sur le discriminant

Le discriminant de Fisher déterminé à l’aide de TMVA est la combinaison linéaire suivante des cinq variables d’entrées :

$$Fisher = \quad (3.30)$$

$$a_0 + \quad (3.31)$$

$$a_1 \ln(\min_{B_{dau}} \chi_{IP}^2) + \quad (3.32)$$

$$a_2 \ln(\min_{B_{dau}} p_T) + \quad (3.33)$$

$$a_3 \ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}) + \quad (3.34)$$

$$a_4 \ln(\chi_{IP}^2(D^0)) + \quad (3.35)$$

$$a_5 Tvar, \quad (3.36)$$

où les coefficients de Fisher a_i sont donnés dans le tableau 3.10.

Coefficient	Valeur
a_0	-1.773
a_1	0.176
a_2	0.124
a_3	0.023
a_4	0.030
a_5	0.146

TAB. 3.10 – Coefficients de Fisher.

Les distributions du discriminant de Fisher pour les échantillons d’entraînement et

de test sont données sur la figure 3.7.4. Un test de Kolmogorov-Smirnov [125] [126] est réalisé pour comparer les distributions d'entraînement et de tests : les distributions des échantillons signal (et respectivement bruit de fond) utilisées pour l'entraînement et le test sont similaires à 94.7 % (74.5 %). Il n'y a donc pas de sur-entraînement lors de la détermination du discriminant de Fisher.

Les courbes de la figure 3.7.4 représentent les efficacités de sélection du signal, du bruit de fond, la pureté et la signification statistique en fonction du critère de sélection sur le déterminant de Fisher. La pureté et la signification statistique sont calculées grâce à la normalisation obtenue à partir de l'ajustement sur la masse $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ décrit dans la section 3.7.2 pour déterminer les poids $sWeights$. Le critère de sélection retenu est celui qui maximise la signification statistique : $Fisher > -0.0581$. Grâce à cette sélection, on s'attend à conserver $(82.4 \pm 0.4) \%$ du signal et rejeter $(89.2 \pm 1.0) \%$ du bruit de fond combinatoire.

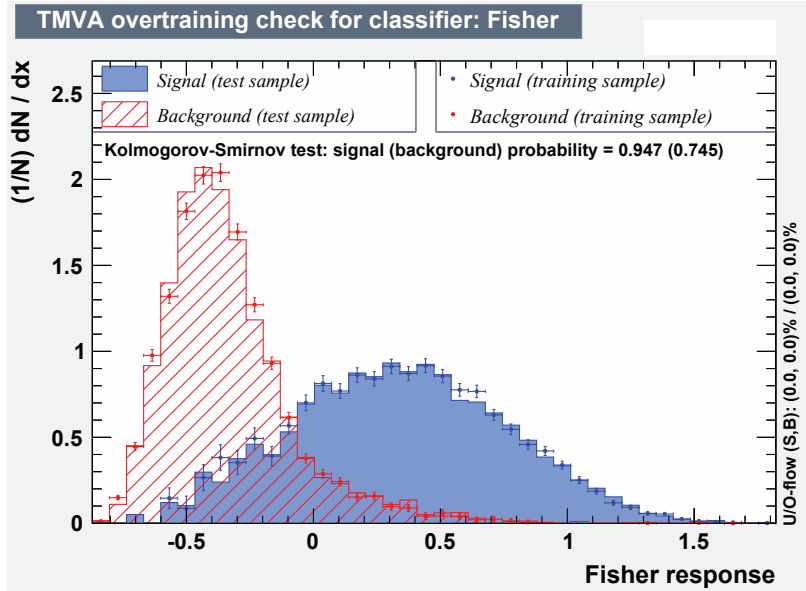


FIG. 3.27 – Distribution normalisées du discriminant de Fisher de l'échantillon de test pour le signal (histogramme plein bleu), pour le bruit de fond (histogramme hachuré rouge) et de l'échantillon d'entraînement signal (points bleus) et bruit de fond (points rouges).

3.7.5 Validation de la méthode

Validation des poids $sWeights$

La phase d'entraînement de l'analyse multivariées permet de déterminer le discriminant de Fisher. Cette variable est alors calculée pour l'ensemble des événements

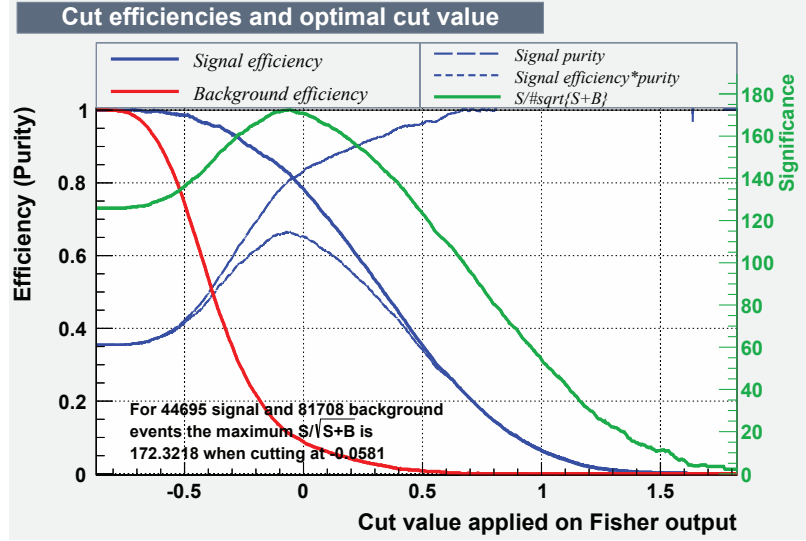


FIG. 3.28 – Efficacité de sélection du signal (en bleu), efficacité de sélection du bruit de fond (en rouge) et signification statistique (en vert) en fonction de la valeur de sélection sur le discriminant de Fisher. Les deux autres courbes bleues en traits fins représentent la pureté du signal et le produit pureté $\times$ efficacité du signal en fonction de la valeur de sélection sur le discriminant de Fisher.

des données $D\pi\pi$ (puis ensuite DKK). La figure 3.7.5 prouve que la méthode des $sWeights$ est extrêmement bien représentative de la réalité. En effet, dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, on constate que la distribution du discriminant de Fisher dans l'ensemble des données $D\pi\pi$ (distribution noire)⁹ est statistiquement compatible avec la distribution (normalisée à l'ensemble des données $D\pi\pi$) du discriminant de Fisher dans les échantillons d'entraînement signal + bruit de fond (distribution verte)¹⁰. Un test de Kolmogorov-Smirnov permet de quantifier la ressemblance de ces deux distributions (noire et verte) à 96.6 %.

Validation par une seconde méthode

L'objet de cette étude est de démontrer la validité et la robustesse de notre méthode d'entraînement de l'analyse multivariées, basée sur les données pondérées avec des $sWeights$ (déterminés sur $m_{D\pi\pi}$). Pour cela, un second discriminant de Fisher est cal-

⁹La distribution noire correspond à la distribution du coefficient de Fisher pour l'ensemble des candidats de la région signal des données ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) de la distribution du bas de la figure 3.7.2.

¹⁰Les distributions en points bleus et rouge sont les distributions du discriminant de Fisher dans les échantillons d'entraînement respectivement signal et bruit de fond, normalisées au nombre d'événements attendus dans les données dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ ($N_s = 44695$ et $N_b = 81708$). La distribution verte est la somme des distributions bleue et rouge, soit la distribution du discriminant de Fisher dans l'échantillon globale d'entraînement normalisée.

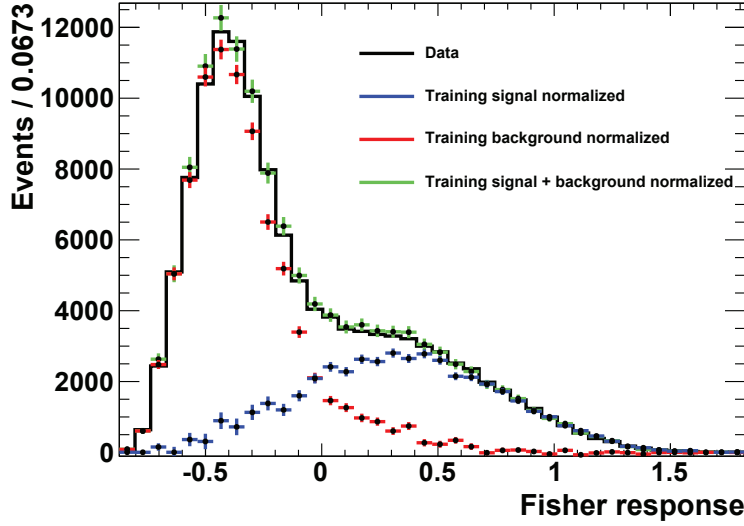


FIG. 3.29 – Distribution du discriminant de Fisher (après les sélections initiales, dans la région du signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) de la méthode nominale entraînée sur les données $D\pi\pi$ pondérées par les poids $sWeights$ ω_s (signal) et ω_b (bruit de fond); pour les données (en noir), l'échantillon d'entraînement normalisé en vert (l'échantillon d'entraînement signal normalisé en bleu et l'échantillon d'entraînement bruit de fond normalisé en rouge).

culé, ses performances de sélection sont comparées aux performances du discriminant de Fisher de la méthode nominale. Pour déterminer ce second discriminant de Fisher, TMVA est entraîné sur l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (échantillon signal) et les données $D\pi\pi$ de la région supérieure de masse du B^0 : $m_{D\pi\pi} \in [5320; 5420] \text{ MeV}/c^2$ (échantillon bruit de fond combinatoire). Bien que l'on ne s'attende pas à obtenir des résultats parfaitement similaires, si des résultats comparables sont obtenus, la méthode de la pondération $sWeights$ sera de fait validée et la description du fond combinatoire à l'aide de la bande supérieure $m_{D\pi\pi} \in [5320; 5420] \text{ MeV}/c^2$ sera jugée comme très représentative.

Tout d'abord, on vérifie que les distributions des 5 variables d'entrées de l'analyse multivariées pour les échantillons signal et bruit de fond des deux méthodes sont similaires. Les figures 3.7.5 et 3.7.5 représentent les distributions normalisées, signal et bruit de fond, des cinq variables d'entrées provenant des deux méthodes :

- méthode nominale : données $D\pi\pi$ pondérées par les $sWeights$ ω_s (signal) et données $D\pi\pi$ pondérées par les $sWeights$ ω_b (bruit de fond combinatoire);
- méthode de vérification : MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (signal) et données $D\pi\pi$ de la région $m_{D\pi\pi} \in [5320; 5420] \text{ MeV}/c^2$ (bruit de fond combinatoire).

La similitude des distributions entre les deux méthodes confirme le bon fonctionnement de la pondération par les $sWeights$. Les quelques légères différences entre les distributions

signal des deux méthodes s'expliquent par deux raisons :

- l'échantillon MC simule les données de 2012, soit des événements issus de collisions à $\sqrt{s} = 8$ TeV, tandis que les données regroupent les événements collectés en 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV), les distributions des variables cinématiques peuvent légèrement différer entre ces deux périodes de prise de données ;
- les événements de l'échantillon MC sont générés de manière uniforme dans le plan de Dalitz, tandis que les données contiennent une multitude de résonances, ce qui introduit des différences dans les distributions des variables cinématiques (en particulier pour la variable $Tvar$).

Ces deux points confirment l'intérêt d'utiliser une méthode basée sur les données plutôt que sur des données simulées MC, pour rester au plus proche de la réalité.

Une comparaison similaire à la figure 3.7.5 est également réalisée pour le discriminant de Fisher provenant de la seconde méthode d'entraînement, voir la figure 3.7.5 : comparaison entre les distributions du discriminant de Fisher dans les échantillons d'entraînement et dans le lot de données. On constate que pour cette méthode également, la distribution dans les échantillons d'entraînement (signal + bruit de fond) est statistiquement compatible avec la distribution dans les données.

En conclusion, les deux méthodes d'entraînement sont valables, car les distributions des variables de Fisher dans les échantillons d'entraînement des deux méthodes sont compatibles avec la distribution dans les données. La méthode nominale, basée sur les données pondérées par les $sWeights$, est plus réaliste que la seconde méthode de validation. Cette

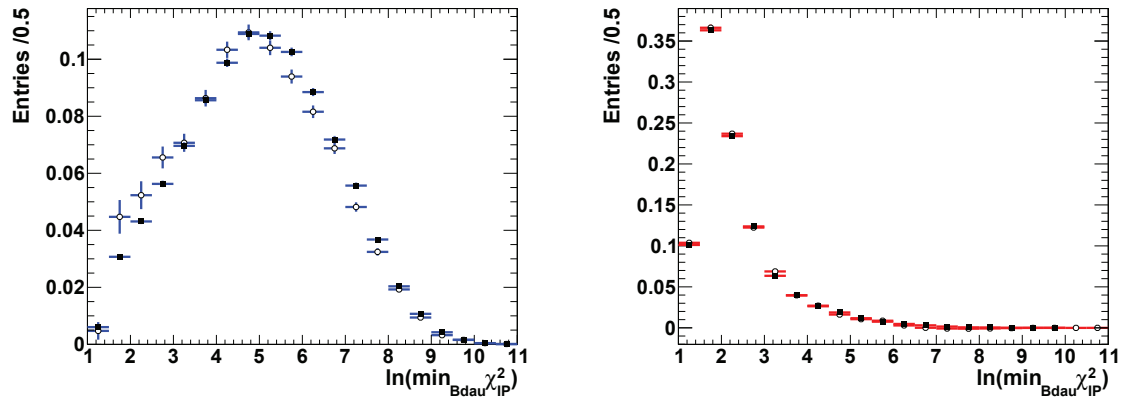


FIG. 3.30 – Distribution normalisées de la variable d'entrée de TMVA $\ln(\min_{Bdau} \chi_{IP}^2)$, pour les échantillons d'entraînement de la méthode nominale utilisant les données pondérées avec les $sWeights$ (ronds blancs) et de la méthode de vérification utilisant MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et les données $m_{D\pi\pi} \in [5320; 5420]$ MeV/ c^2 (carrés noirs). Les distributions bleues à gauche sont les distributions des échantillons signal. Les distributions rouges à droite sont les distributions de bruit de fond combinatoire.

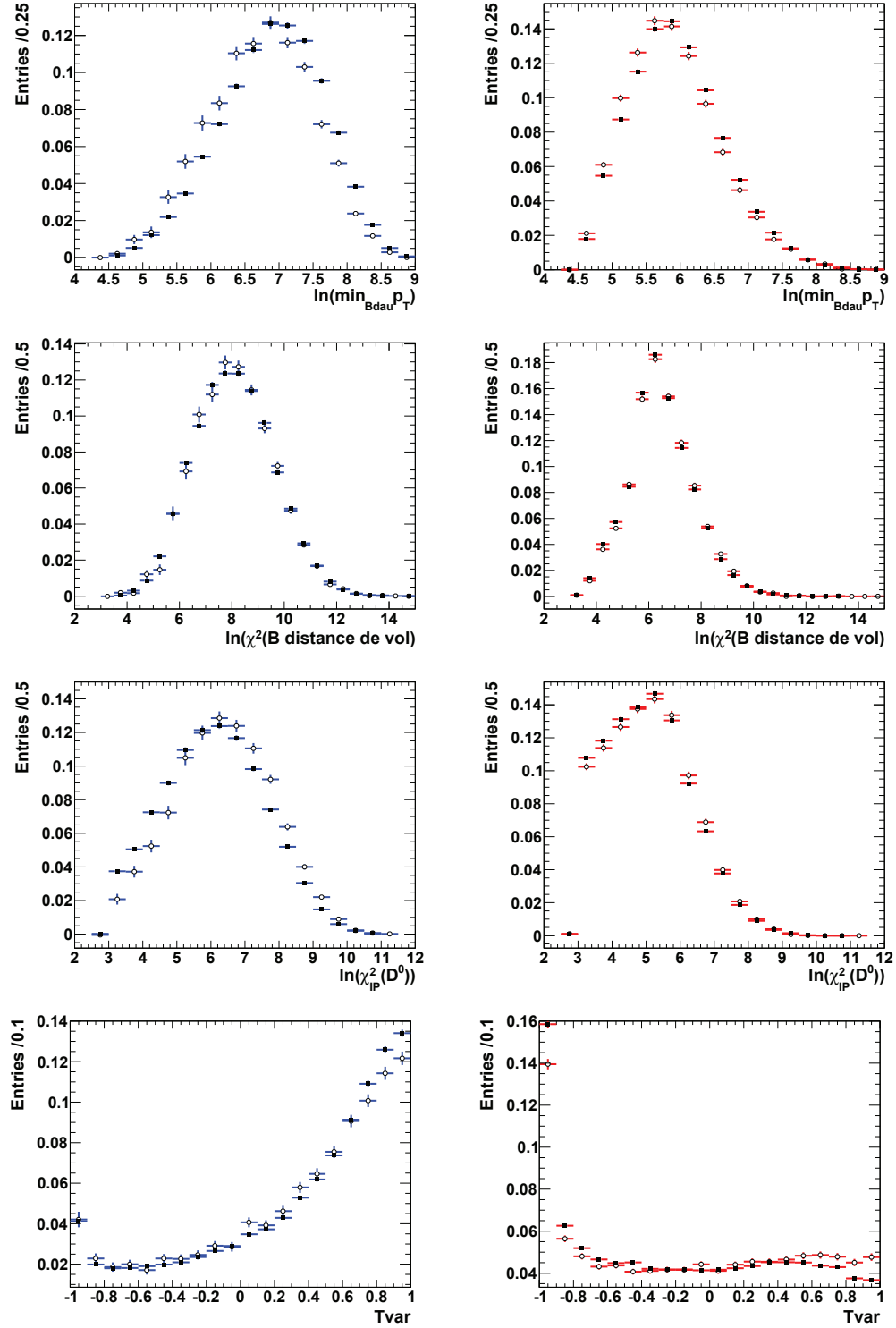


FIG. 3.31 – Distributions normalisées des variables d'entrées de TMVA $\ln(\min_{B_{dau}} p_T)$, $\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$, $\ln(\chi^2_{IP}(D^0))$ et $Tvar$ avec les mêmes codes couleur que la figure 3.7.5.

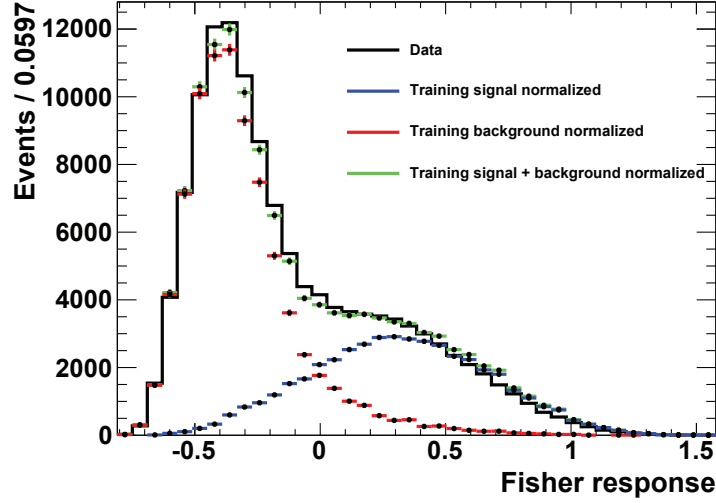


FIG. 3.32 – Distribution du discriminant de Fisher (après les sélections initiales, dans la région du signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) de la seconde méthode entraînée sur les MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (signal) et les données $D\pi\pi$ de la région $m_{D\pi\pi} \in [5320; 5420] \text{ MeV}/c^2$ (bruit de fond) ; pour les données (en noir), l'échantillon d'entraînement normalisé en vert (l'échantillon d'entraînement signal normalisé en bleu et l'échantillon d'entraînement bruit de fond normalisé en rouge).

seconde méthode, basée sur les données simulées MC et les données de la bande supérieure, confirme que l'analyse multivariables ¹¹ est basée sur une description qui ne génère pas d'ambiguïté et que sa modélisation (réponse du détecteur, conditions machine, description du bruit de fond) est convenable. On s'attend donc à ce que les incertitudes systématiques liées à cette sélection efficace soient faibles. On rappelle, de plus, que les sélections initiales et les sélections du *Stripping* sont très lâches et ne génèrent pas d'effets systématiques conséquents non plus.

3.8 Distinction des événements $D\pi\pi$ et DKK

Dans cette thèse le critère sur l'identification des traces chargées des filles directes du $B_{(s)}^0$ est le seul critère de sélection qui est différent entre le mode signal DKK et le mode de normalisation $D\pi\pi$. Comme pour les précédentes sélections la valeur du critère de sélection est déterminée en optimisant la signification statistique Q . Cette optimisation peut être réalisée en utilisant les échantillons MC. Le point crucial sera ensuite, une fois les critères de sélection fixés, de déterminer avec précision l'efficacité de ces sélections. C'est

¹¹L'analyse multivariable qui consiste à déterminer un coefficient de Fisher à l'aide des 5 variables d'entrées de TMVA $\ln(\min_{B_{dau}} \chi_{IP}^2)$, $\ln(\min_{B_{dau}} p_T)$, $\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$, $\ln(\chi_{IP}^2(D^0))$ et $Tvar$.

à ce moment là, connaissant les critères de sélection, que nous pourrions utiliser l'outil PIDCalib pour déterminer avec précision les efficacités de sélection sur l'identification des particules pour les modes $D\pi\pi$ et DKK , dans la section 6.3.

3.8.1 Identification des deux pions provenant du B^0 , des candidats $D\pi\pi$

Comme pour l'identification des filles du $\bar{D}^0$, le critère d'identification des filles directes du B^0 pour les candidats $D\pi\pi$ porte sur la probabilité que la particule soit un pion et non un kaon ni un proton, $Prob_\pi$ définie dans l'équation 3.17.

La signification statistique Q est optimisée en considérant le MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ comme mode signal et l'ensemble des MC suivants comme bruit de fond ayant au moins une particule mal identifiée :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$.

Les six modes bruit de fond sont normalisés en tenant compte du rapport d'embranchement de chacun, comme l'annexe A le présente.

La figure 3.8.1 représente l'évolution des efficacités de sélection du signal et du bruit de fond en fonction de la valeur de la sélection sur $Prob_\pi$ des deux filles directes du B^0 . La signification statistique Q en fonction de la valeur de la sélection sur $Prob_\pi$ des deux filles directes du B^0 est présentée sur la figure 3.8.1. La courbe de la signification statistique en fonction du critère de sélection sur $Prob_\pi$ possède un plateau relativement large dans la région du maximum, en effet la signification Q varie de moins de 0.1 % entre le cas où le critère est $Prob_\pi > 10$ % et le cas de $Prob_\pi > 30$ %. Ainsi, même si la variable $Prob_\pi$ n'est pas représentée de manière très réaliste dans les simulations, de petites variations entre MC et données n'entraîneront pas de chutes drastiques de la signification statistique ou de l'efficacité. Le critère retenu, qui maximise la signification statistique, est $Prob_\pi > 15$ %.

3.8.2 Identification des deux kaons provenant du $B_{(s)}^0$, des candidats DKK

Comme pour l'identification des filles du $\bar{D}^0$, le critère d'identification des filles directes du $B_{(s)}^0$ pour les candidats DKK porte sur la probabilité que la particule soit un kaon et non un pion ni un proton, $Prob_K$ définie dans l'équation 3.16.

La signification statistique Q est optimisée en considérant les MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ comme mode signal et l'ensemble des MC suivants comme bruit de fond ayant au moins une particule mal identifiée :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$;

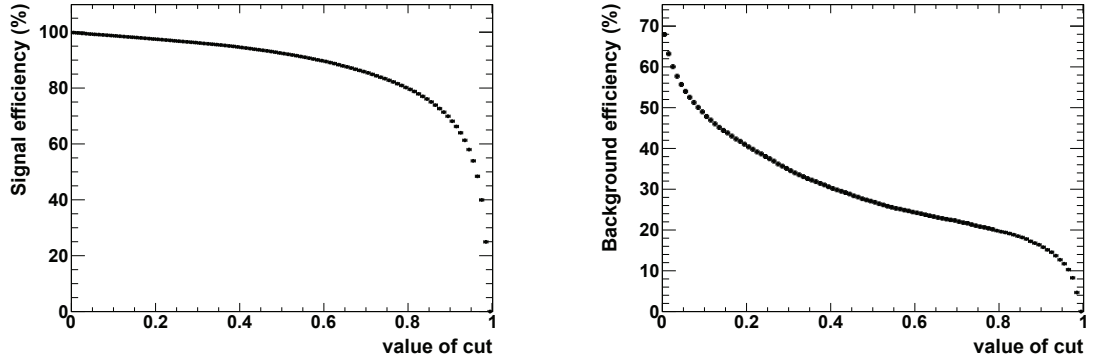


FIG. 3.33 – Efficacité de la sélection sur l'identification des particules filles du B^0 , pour les événements $D\pi\pi$ (déterminée à partir d'échantillons MC), en fonction de la valeur du critère de sélection sur $Prob_\pi$. À gauche, efficacité de sélection du signal, à droite efficacité de sélection du bruit de fond.

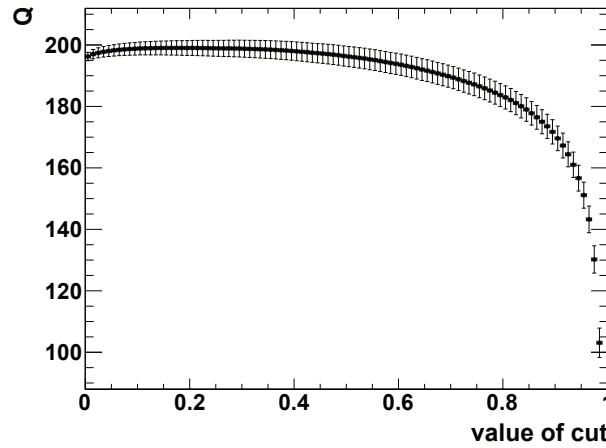


FIG. 3.34 – Signification statistique Q (déterminée à partir d'échantillons MC) en fonction de la valeur du critère de sélection sur $Prob_\pi$ des deux filles directes du B^0 , pour les événements $D\pi\pi$.

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$.

Les deux modes signaux et les six modes bruit de fond sont normalisés en tenant compte du rapport d'embranchement de chacun, comme l'annexe A le présente.

La figure 3.8.2 représente l'évolution des efficacités de sélection du signal et du bruit de

fond en fonction de la valeur de la sélection sur $Prob_K$ des deux filles directes du $B_{(s)}^0$. La

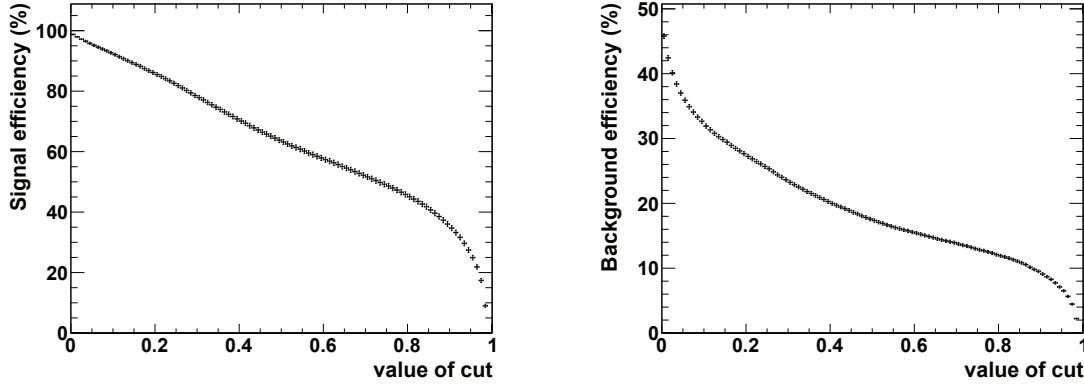


FIG. 3.35 – Efficacité de la sélection sur l'identification des particules filles du $B_{(s)}^0$, pour les événements DKK (déterminée à partir d'échantillons MC), en fonction de la valeur du critère de sélection sur $Prob_K$. À gauche, efficacité de sélection du signal, à droite efficacité de sélection du bruit de fond.

signification statistique Q en fonction de la valeur de la sélection sur $Prob_K$ des deux filles directes du $B_{(s)}^0$ est présentée sur la figure 3.8.2. La courbe de la signification statistique en fonction du critère de sélection sur $Prob_K$ possède un plateau relativement large dans la région du maximum, en effet la signification Q varie de moins de 3 % entre le cas où le critère est $Prob_K > 2\%$ et le cas de $Prob_K > 30\%$. Ainsi, même si la variable $Prob_K$ n'est pas représentée de manière très réaliste dans les simulations, de petites variations entre MC et données n'entraîneront pas de chutes drastiques de la signification statistique ou de l'efficacité. Le critère retenu, qui maximise la signification statistique, est $Prob_K > 14\%$.

3.8.3 Correction des variables sur l'identification des particules dans les échantillons MC

À partir de maintenant, une fois les critères de sélection sur l'identification des particules établis, pour que les échantillons MC représentent au mieux les données, ceux-ci sont corrigés à l'aide de l'outil PIDCalib.

Comme nous l'avons présenté dans la section 2.3.3, l'outil PIDCalib permet de définir à l'aide des données l'efficacité de sélection d'un critère portant sur les variables $Prob_K$ et $Prob_\pi$, en fonction de l'impulsion de la trace, sa pseudo-rapacité, le nombre de traces dans l'événement, la période de prise de données de l'événement (2011 ou 2012) et la configuration du dipôle au moment où cet événement a été enregistré (polarité *Up* ou *Down*) : $\epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces})$. Ainsi considérant les quatre critères de sélection sur l'identification des particules (respectivement kaons et pions filles du $\bar{D}^0$ et

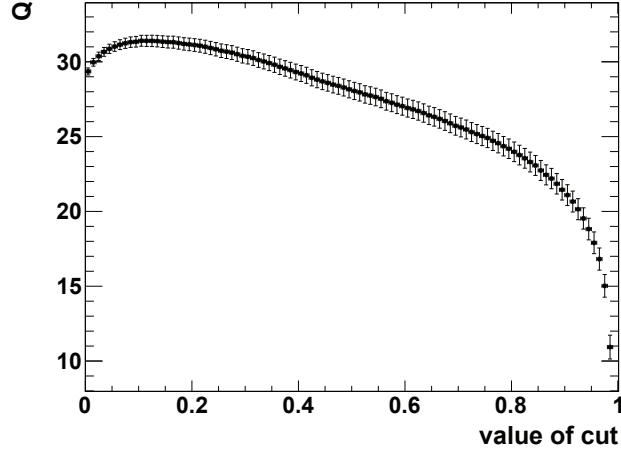


FIG. 3.36 – Signification statistique Q (déterminée à partir d'échantillons MC) en fonction de la valeur du critère de sélection sur $Prob_K$ des deux filles directes du $B_{(s)}^0$, pour les événements DKK .

kaons et pions filles directes du $B_{(s)}^0$), quatre cartographies sont réalisées :

$$\epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 0.2 \%}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces}) \quad (3.37)$$

$$\epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 2 \%}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces}) \quad (3.38)$$

$$\epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 14 \%}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces}) \quad (3.39)$$

$$\epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 15 \%}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces}) \quad (3.40)$$

Pour chaque événement $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0[h_2^+ h_2^-] h_1^+ h_1^-$, l'efficacité de sélection sur les critères d'identification des particules pour l'ensemble de l'événement est notée ϵ_{PIDevt} . Dans le cas d'un candidat reconstruit $B^0 \rightarrow \bar{D}^0[K^+ \pi^-] \pi^+ \pi^-$, l'efficacité ϵ_{PIDevt} est :

$$\epsilon_{PIDevt} = \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 0.2 \%}(h_2^+) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 2 \%}(h_2^-) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 15 \%}(h_1^+) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 15 \%}(h_1^-), \quad (3.41)$$

dans le cas d'un candidat reconstruit $\bar{B}^0 \rightarrow D^0[\pi^+ K^-] K^+ K^-$, l'efficacité ϵ_{PIDevt} est :

$$\epsilon_{PIDevt} = \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_\pi > 2 \%}(h_2^+) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 0.2 \%}(h_2^-) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 14 \%}(h_1^+) \times \epsilon_{PIDCalib}^{Prob_K > 14 \%}(h_1^-), \quad (3.42)$$

À partir de maintenant, les critères de sélection sur l'identification des particules ne sont pas appliqués aux échantillons MC mais chaque événement des échantillons MC est pondéré par l'efficacité ϵ_{PIDevt} , calculée à partir du mode dans lequel l'événement est reconstruit et de la position de chaque trace dans la cartographie faite à l'aide de PIDCalib.

On note que les cartographies $\epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, \text{période}, \text{polarité}, n_{traces})$ dépendent de la période de prise de données (2011 ou 2012). Lorsque cette efficacité est utilisée pour pondérer des MC on utilise en fait une valeur moyenne sur la période, $\epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, \text{polarité}, n_{traces})$:

$$\epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, \text{polarité}, n_{traces}) = \frac{\epsilon_{11} \times \epsilon_{12}}{f_{11} \times \epsilon_{12} + f_{12} \times \epsilon_{11}}, \quad (3.43)$$

où $\epsilon_{11} = \epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, 2011, \text{polarité}, n_{traces})$, $\epsilon_{12} = \epsilon_{PIDCalib}(p, \eta, 2012, \text{polarité}, n_{traces})$, f_{11} et f_{12} représentent respectivement les fractions du nombre d'événements provenant des données 2011 et 2012 par rapport au nombre total de données après l'ensemble des sélections ($f_{11} + f_{12} = 1$)¹².

3.9 Traitement des candidats multiples par événement

Lors de la reconstruction, pour un même événement, plusieurs candidats peuvent être reconstruits. Les candidats multiples par événement rencontrés dans cette thèse, sont de deux types différents :

- **type 1** : lors de l'ajustement des traces, plusieurs solutions sont pertinentes pour la reconstruction d'une ou plusieurs traces de la désintégration Dhh . Dans ce cas au moins l'une des deux variables $\chi^2/nDof$ du vertex du B^0 et/ou du $\bar{D}^0$ est différente entre les deux candidats du même événement.
- **type 2** : deux hypothèses de masse sont pertinentes lors de la reconstruction des particules filles du D : pour un candidat l'hypothèse de masse pour la paire des particules filles du D est $K^+ \pi^-$, pour le deuxième candidat l'hypothèse de masse est $\pi^+ K^-$. Les variables $\chi^2/nDof$ des vertex et les impulsions de l'ensemble des traces reconstruites sont les mêmes entre les deux candidats, seules les énergies des quadri-vecteurs sont différentes d'un candidat à l'autre.

A l'issu des sélections, il y a 91 033 candidats pour 87 027 événements reconstruits $D\pi\pi$ et 8 333 candidats DKK pour 8 100 événements reconstruits DKK . Ce qui représente pour les candidats $D\pi\pi$:

- 2.71 % de candidats multiples dans la fenêtre de masse $m_{D\pi\pi} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$;
- 2.15 % de candidats multiples dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$.

Pour les candidats DKK :

- 1.88 % de candidats multiples dans la fenêtre de masse $m_{DKK} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$;
- 2.11 % de candidats multiples dans la région signal $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$;
- 1.70 % de candidats multiples dans la région signal $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$.

¹²Pour les candidats $D\pi\pi$, $f_{11} = 28.95$ % et $f_{12} = 71.05$ %. Pour les candidats DKK , $f_{11} = 27.90$ % et $f_{12} = 72.10$ %.

Un seul candidat est retenu pour chaque événement.

Pour les candidats multiples de **type 1**, lorsque la variable $\chi^2/nDof_{decay}$, définie par

$$\chi^2/nDof_{decay} = \chi^2/nDof_{Bvertex} + \chi^2/nDof_{Dvertex} \quad (3.44)$$

est différente entre les candidats du même événement, alors le candidat retenu est celui avec la plus petite valeur de $\chi^2/nDof_{decay}$.

Pour les candidats multiples de **type 2**, lorsque les candidats ont la même valeur de $\chi^2/nDof_{decay}$, mais des hypothèses de masses différentes pour la paire de particules filles du D , la probabilité de reconstruire correctement les filles du D est optimisée. Considérons l'exemple suivant, pour les particules reconstruites comme filles du D :

- candidat 1 : hypothèse de masse kaon pour la trace h_2^+ et hypothèse de masse pion pour la trace $h_2^- : K^+ \pi^-$;
- candidat 2 : hypothèse de masse pion pour la trace h_2^+ et hypothèse de masse kaon pour la trace $h_2^- : \pi^+ K^-$.

Les variables $Prob_K$ et $Prob_\pi$ définies dans les équations (3.16) et (3.17) permettent de calculer la probabilité de reconstruire correctement les filles du D : $Prob_{Ddau}$ ($Ddau$ pour D daughters). Pour le candidat 1 de l'exemple, la probabilité de reconstruire correctement les filles du D est :

$$Prob_{Ddau} = Prob_K(h_2^+) \times Prob_\pi(h_2^-), \quad (3.45)$$

pour le candidat 2 de l'exemple :

$$Prob_{Ddau} = Prob_\pi(h_2^+) \times Prob_K(h_2^-). \quad (3.46)$$

Le candidat retenu est le candidat ayant la probabilité de reconstruire correctement les filles du D , $Prob_{Ddau}$ la plus élevée.

Pour que ce choix du meilleur candidat (lorsque un événement présente plusieurs candidats) n'introduise pas de biais sur la variable considérée en fin d'analyse (m_{Dhh}), les variables de sélections ($\chi^2/nDof_{decay}$ et $Prob_{Ddau}$) doivent être décorrélées de la masse invariante m_{Dhh} . L'absence de corrélation entre la masse invariante m_{Dhh} et les variables $\chi^2/nDof_{decay}$ et $Prob_{Ddau}$ est visible sur la figure 3.9, qui représente la distribution de $\chi^2/nDof_{decay}$ en fonction de m_{Dhh} pour les MC $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ à l'issue de l'ensemble des sélections et la figure 3.9 qui représente la distribution de $Prob_{Ddau}$ en fonction de m_{Dhh} pour les MC $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ à l'issue de l'ensemble des sélections.

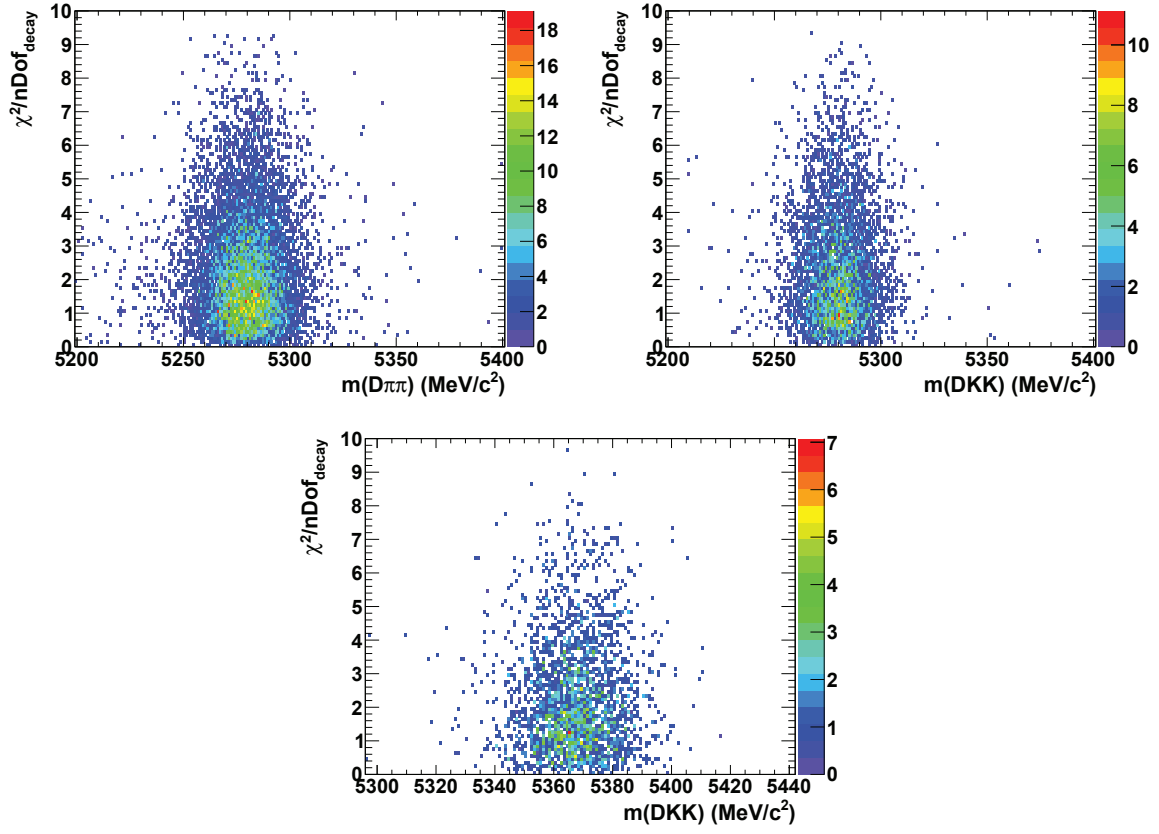


FIG. 3.37 – $\chi^2/nDof_{decay}$ en fonction de m_{Dhh} pour les MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (en haut à gauche), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (en haut à droite) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (en bas) à l'issue de l'ensemble des sélections.

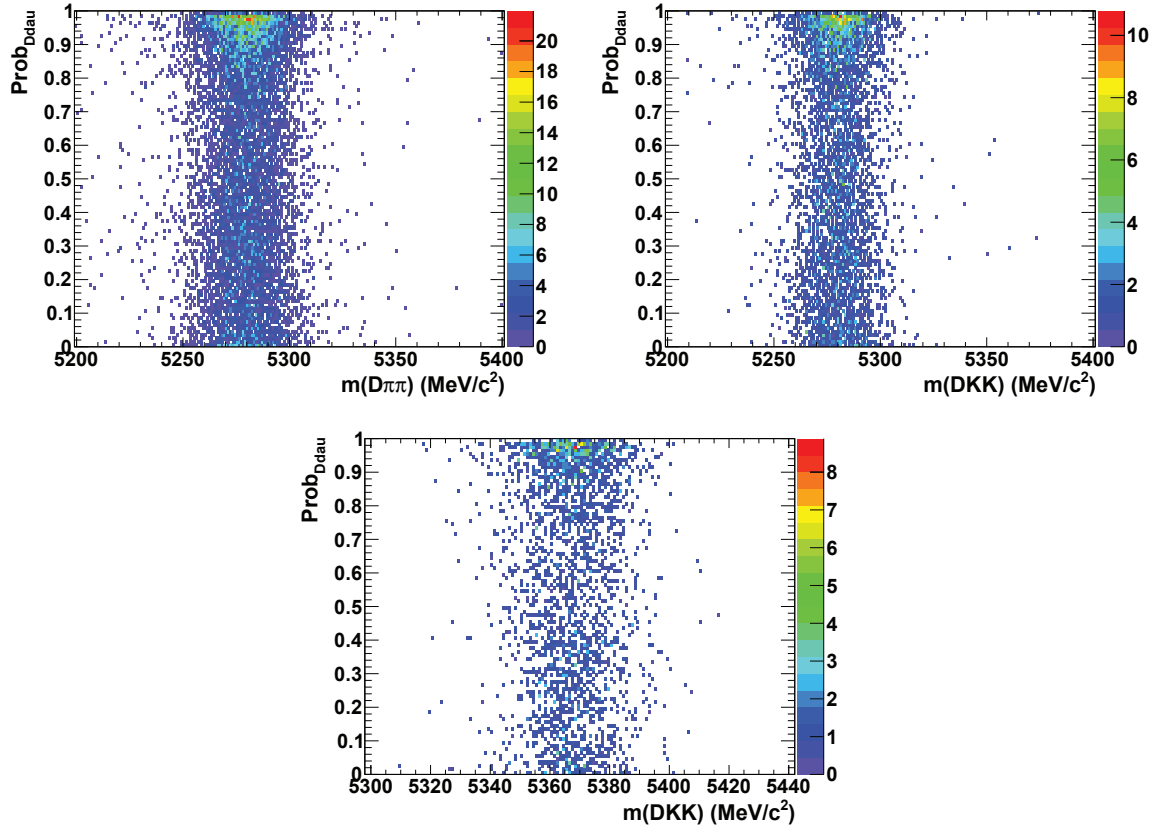


FIG. 3.38 – $Prob_{D_{dau}}$ en fonction de m_{Dhh} pour les MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (en haut à gauche), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (en haut à droite) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (en bas) à l'issue de l'ensemble des sélections.

3.10 Conclusion du chapitre sur la sélection des candidats $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$

Une fois l'ensemble des sélections effectuées, le lot de données $D\pi\pi$ contient :

- 87 027 candidats dans la fenêtre de masse $m_{D\pi\pi} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$;
- 34 216 candidats dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$.

Le lots de données DKK contient :

- 8 100 candidats dans la fenêtre de masse $m_{DKK} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$;
- 2 642 candidats dans la région signal du B^0 $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$;
- 985 candidats dans la région signal du B_s^0 $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$.

La figure 3.10 représente la distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats après les sélections initiales et à l'issue de l'ensemble des sélections (sélections initiales + sélections sur le déterminant de Fisher + sélections sur l'identification des particules + choix du meilleur candidat). À l'issue de ces sélections optimisées sur le mode $D\pi\pi$, les sélections sont appliquées aux candidats du mode DKK et la figure 3.10 représente la distribution des candidats DKK à l'issue de l'ensemble des sélections.

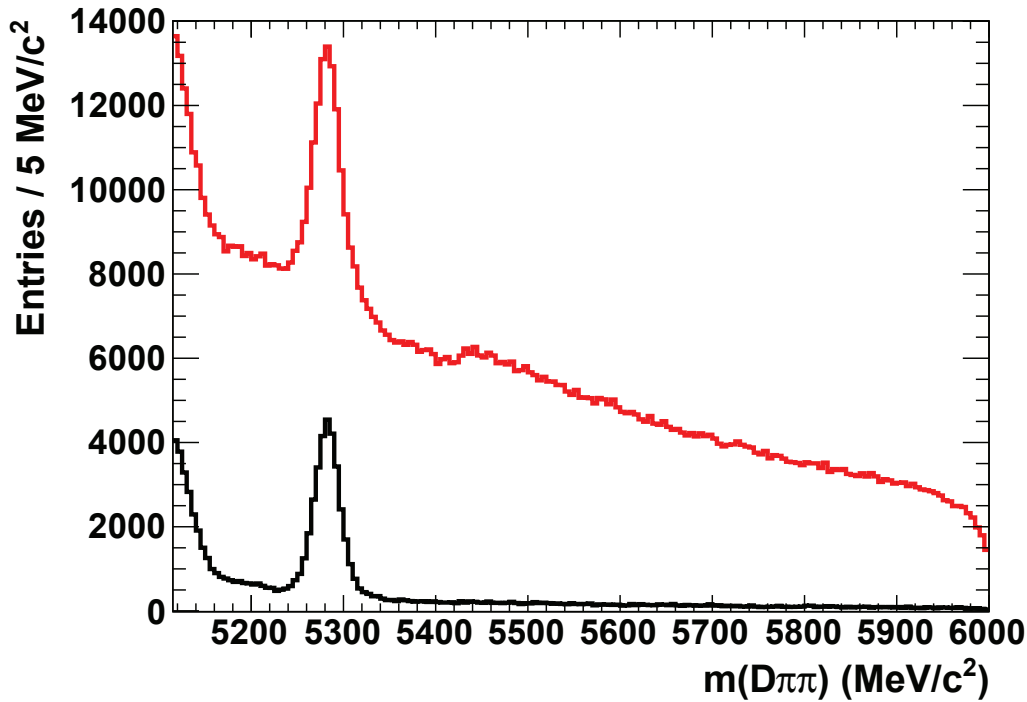


FIG. 3.39 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données, après l'ensemble des sélections (en noir), après l'ensemble des sélections initiales (rouge).

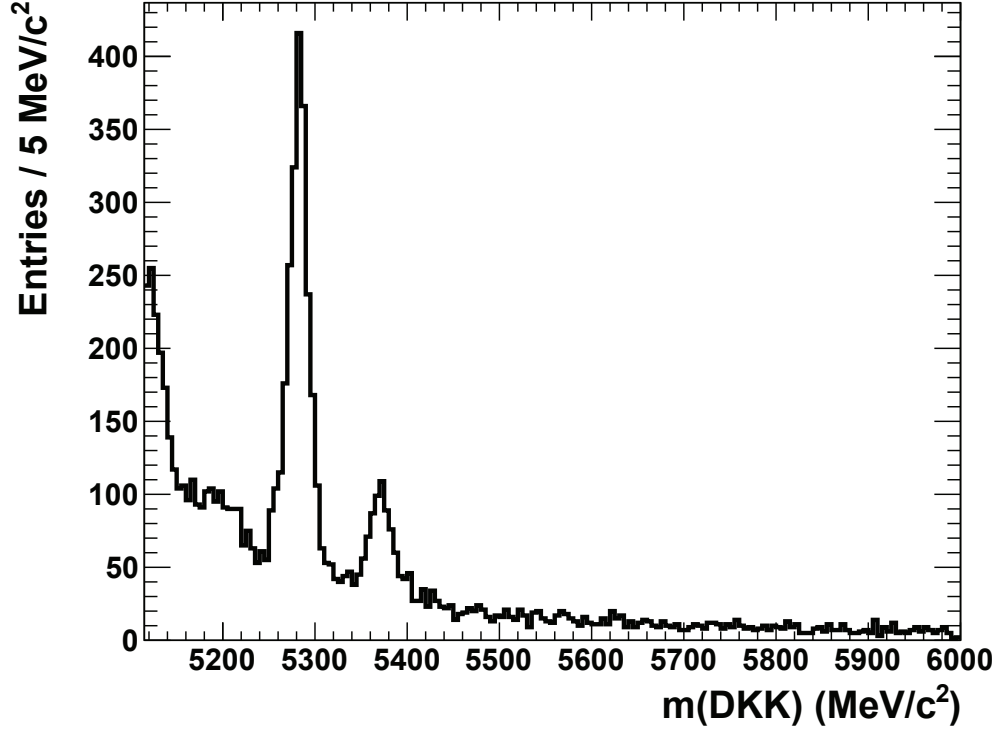


FIG. 3.40 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK des données après l'ensemble des sélections.

À l'aide de l'échantillon MC PHSP $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ l'efficacité de sélection du signal après les différentes étapes de sélection est évaluée à :

- efficacité de sélection du signal après la phase de *Stripping* ¹³ : $(3.63 \pm 0.02) \%$;
- efficacité de sélection du signal après les sélections initiales : $(1.30 \pm 0.01) \%$;
- efficacité de sélection après la sélection sur le discriminant de Fisher : $(1.17 \pm 0.01) \%$;
- efficacité de sélection après la sélection sur l'identification des particules : $(1.12 \pm 0.02) \%$

Cette évaluation d'efficacité n'est donnée qu'à titre indicatif pour illustrer l'impact de chacune des étapes de la sélection. Le chapitre 6 est dédié au calcul des efficacités.

¹³Cette étape semble rejeter une grande partie des données. Cependant cette efficacité englobe l'efficacité que l'événement soit détectable (l'événement satisfait les conditions du système de déclenchement), l'efficacité que l'événement soit bel et bien détecté (ie : l'événement déclenche le système d'acquisition), l'efficacité que l'événement soit reconstituable (suffisamment d'information dans les sous-détecteurs, des sous-détecteurs qui ne sont pas saturés), l'efficacité que l'événement soit bel et bien reconstitué, l'efficacité des sélections du *Stripping* à proprement parler. Cette efficacité ne comprend pas l'efficacité géométrique c'est-à-dire, l'efficacité que l'événement soit dans l'acceptance du détecteur, ni l'efficacité du système de déclenchement de niveau L0.

Chapitre 4

Etude des bruits de fond

4.1 Les différents bruits de fond

4.1.1 Classification des bruits de fond

Les événements qui représentent un bruit de fond pour le signal, peuvent être divisés en quatre catégories qui sont présentées en détail dans les sections suivantes.

1. *Bruit de fond combinatoire* : événements constitués d'une ou plusieurs traces aléatoires, ils peuvent réellement contenir ou non un méson D^0 (plus d'informations dans la section 4.2) ;
2. *Bruit de fond sans méson charmé* : événements ne contenant pas de méson D^0 . Ces événements peuvent provenir d'une désintégration réelle de B^0 (par exemple $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$) ou de l'association de traces aléatoires (plus d'informations dans la section 4.3) ;
3. *Bruit de fond avec une mauvaise identification* : événements provenant d'une réelle désintégration mais dont au moins une trace de l'état final n'est pas correctement identifiée, un kaon est reconstruit comme étant un pion (ou vice versa) ou un proton est reconstruit comme étant un pion ou un kaon (plus d'informations dans la section 4.4) ;
4. *Bruit de fond partiellement reconstruit* : événements provenant de la désintégration d'un méson $B_{(s)}^0$ dont une particule neutre de la chaîne de désintégration n'est pas reconstruite, désintégrations du type $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} h^+ h^-$ avec $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \gamma$ ou $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$, il peut également y avoir une mauvaise identification d'une des particules $h^\pm$ filles directes du $B_{(s)}^0$. Les événements de ce type de bruit de fond se trouvent dans une région de la masse invariante m_{Dhh} inférieure à la masse du B^0 (plus d'informations dans la section 4.5) ;

4.1.2 Estimation de la contribution des différents bruits de fond

La contribution des différents bruits de fond est évaluée, avec les échantillons MC, à l'aide de la fraction du nombre estimé d'événements provenant d'un mode bruit de fond N_{bkg} par rapport au nombre estimé d'événements signal $N_{D\pi\pi}$ ou N_{DKK} , d'après l'équation suivante :

$$\frac{N_{bkg}}{N_{Dhh}} = \frac{f_x}{f_d} \times \frac{\mathcal{B}(bkg)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh)} \times \frac{\epsilon_{bkg}}{\epsilon_{Dhh}}, \quad (4.1)$$

où $\frac{f_x}{f_d}$ représente le rapport de production de b -hadrons entre le b -hadron du mode bruit de fond et le B^0 du mode signal, $\mathcal{B}(bkg)$ et $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh)$ sont les rapports d'embranchement du mode bruit de fond et du mode signal, ϵ_{bkg} et ϵ_{Dhh} sont les efficacités du mode bruit de fond et du mode signal.

Les efficacités sont simplement estimées, ici, comme étant le nombre d'événements restant dans les échantillons MC à l'issue de l'ensemble des sélections ¹ divisé par le nombre d'événements générés.

Mode	Rapport d'embranchement ($\times 10^{-5}$)	f_x/f_d	ϵ_{bkg} ($\times 10^{-5}$)	$\frac{N_{bkg}}{N_{DKK_2}}$ ($\times 10^{-2}$)
Bruits de fond avec mauvaise identification				
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi$	$9.0 \pm 0.6 \pm 0.7 \pm 0.9$ [53]	1	1.44 ± 0.12	2.70 ± 0.72
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi$	$100 \pm 4 \pm 10 \pm 10$ [53]	0.259 ± 0.015 [77]	1.51 ± 0.13	8.15 ± 2.25
$\Lambda_b \rightarrow D^0 pK$	5.91 ± 2.84 (*)	0.359 ± 0.287 (**)	12.62 ± 0.87	5.58 ± 5.41
$\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi$	81.0 ± 37.4 (*)	0.359 ± 0.287 (**)	0.27 ± 0.12	1.64 ± 1.73
Bruits de fond partiellement reconstruits				
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K\pi$	100 ± 15 (***)	0.259 ± 0.015 [77]	1.55 ± 0.28	8.37 ± 2.94
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0]KK$	2.75 ± 1.24 (***)	0.259 ± 0.015 [77]	86.55 ± 2.57	12.85 ± 6.71
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma]KK$	1.45 ± 0.66 (***)	0.259 ± 0.015 [77]	70.00 ± 2.35	5.48 ± 2.88

TAB. 4.1 – Estimation de la contribution des principaux bruits de fond dans la pollution des candidats DKK , dans la fenêtre de masse $m_{DKK} \in [5115; 6000]$ MeV/ c^2 , après les sélections présentées dans le chapitre 3.

Les tableaux ² 4.1 et 4.2 donnent l'estimation des contributions des principaux bruits de fond pour les modes DKK et $D\pi\pi$. Au vu des estimations des rapports N_{bkg}/N_{Dhh} , il semble que le signal est fortement pollué par les bruits de fond partiellement reconstruit,

¹Nous rappelons que pour les MC, les sélections sur l'identification des particules sont remplacées par la pondération par $\epsilon_{PID_{evt}}$, comme expliqué dans la section 3.8.3.

²Les rapports d'embranchement $\Lambda_b \rightarrow D^0 pK$ et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi$ désignés par (*) sont calculés à l'aide des dernières mesures de $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi^-) \times \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)} = (8.06 \pm 0.23 \pm 0.35) \%$ et $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow D^0 pK^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi^-)} = (7.3 \pm 0.8^{+0.5}_{-0.6}) \%$ [127] ainsi que $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (6.84 \pm 0.24^{+0.21}_{-0.27}) \%$ [128]. L'ordre de grandeur du rapport f_{Λ_b}/f_d désigné par (**) est estimé dans l'annexe A.2. Les rapports d'embranchement désignés par (***) ne sont pas mesurés, ils sont évalués à partir de l'approximation suivante $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} hh) = \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh)$ et des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0) = (65.5 \pm 0.8 \pm 0.5) \%$ et $\mathcal{B}(D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma) = (34.5 \pm 0.8 \pm 0.5) \%$ [129].

Mode	Rapport d'embranchement ($\times 10^{-4}$)	f_x/f_d	ϵ_{bkg} ($\times 10^{-5}$)	$\frac{N_{bkg}}{N_{D\pi\pi}} \times 10^{-2}$
Bruits de fond avec mauvaise identification				
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi$	$0.9 \pm 0.06 \pm 0.07 \pm 0.09$ [53]	1	15.25 ± 0.48	1.31 ± 0.20
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi$	$10.0 \pm 0.4 \pm 1.0 \pm 1.0$ [53]	0.259 ± 0.015 [77]	14.91 ± 0.47	3.70 ± 0.72
$\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi$	8.10 ± 3.74 (*)	0.359 ± 0.287 (**)	10.66 ± 0.78	2.97 ± 2.77
Bruits de fond partiellement reconstruits				
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K\pi$	10.0 ± 1.5 (***)	0.259 ± 0.015 [77]	7.23 ± 0.61	1.79 ± 0.38
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \pi^0] \pi\pi$	5.50 ± 0.59 (***)	1	32.19 ± 1.37	16.94 ± 2.69
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi\pi$	2.90 ± 0.32 (***)	1	44.96 ± 1.69	12.48 ± 1.99

TAB. 4.2 – Estimation de la contribution des bruits de fond avec mauvaise identification dans la pollution des candidats $D\pi\pi$, dans la fenêtre de masse $m_{D\pi\pi} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$, après les sélections présentées dans le chapitre 3.

cependant nous verrons dans la section 4.5 que ces bruits de fond partiellement reconstruit se trouvent dans une région de masse invariante m_{Dhh} inférieure à la région signal $m_{Dhh} < 5240 \text{ MeV}/c^2$.

4.2 Bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire s'étend sur la totalité de la fenêtre de masse invariante m_{Dhh} considérée. Lors de l'ajustement de la masse invariante des candidats $D\pi\pi$ (ou DKK), dans la section 5.4, le bruit de fond combinatoire est modélisé par une fonction linéaire.

Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.6, on ne s'attend pas à observer de signal physique dans la bande supérieure de masse invariante $m_{D\pi\pi} \in [5320; 6000] \text{ MeV}/c^2$, cette région est conservée pour pouvoir déterminer la pente de la fonction linéaire modélisant les événements de bruit de fond combinatoire.

Pour les candidats DKK , deux régions de la masse invariante m_{DKK} sont des régions signal : la région du B^0 ($m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) et la région du B_s^0 ($m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$). La large fenêtre de masse invariante $m_{DKK} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$ lors de l'ajustement de la masse invariante, permet de déterminer la pente de la fonction linéaire modélisant le bruit de fond combinatoire grâce à la bande supérieure $m_{DKK} \in [5407; 6000] \text{ MeV}/c^2$.

4.3 Bruits de fond sans méson charmé

4.3.1 Caractérisation du bruit de fond sans méson charmé

La variable SDB , définie par l'équation (3.9), permet de séparer les événements reconstruit Dhh ne contenant pas de méson D^0 , des événements contenant réellement un méson D^0 .

Dans le cas d'une réelle désintégration de méson B en charme ouvert (désintégration contenant un méson D) du type $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$, nous avons vu dans la section 2.1.2 et la figure 3.2.2 que les $B_{(s)}^0$ (et les D^0) parcourent une distance de l'ordre de 1.3 cm (0.5 cm) avant de se désintégrer. C'est pourquoi dans le cas de désintégrations du type $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$, la variable SDB est attendue positive.

Dans le cas d'une désintégration ne contenant pas de méson D , les vertex des particules filles du candidat D^0 et du candidat $B_{(s)}^0$ se confondent ($SDB = 0$). Les candidats ne contenant pas de réel méson D peuvent avoir différentes provenances :

- de réelles désintégrations de $B \rightarrow K\pi\pi\pi$, comme par exemple $B^0 \rightarrow K^{*0}\rho^0$;
- de purs événements de bruit de fond combinatoire.

Pour illustrer ce point, deux échantillons sont utilisés :

- l'échantillon signal, contenant de réels mésons D^0 : l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$, après les sélections initiales présentées dans la section 3.6 (excepté la sélection portant sur SDB) ;
- l'échantillon bruit de fond ³, ne contenant pas de méson D^0 : l'échantillon de données $D\pi\pi$ après les sélections initiales (excepté la sélection portant sur SDB), des bandes latérales $m_D \in [1750; 1840] \cup [1890; 1980] \text{ MeV}/c^2$ ⁴ et dans la région de masse du B^0 , $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$.

La figure 4.3.1 schématise la région de ces deux échantillons considérés.

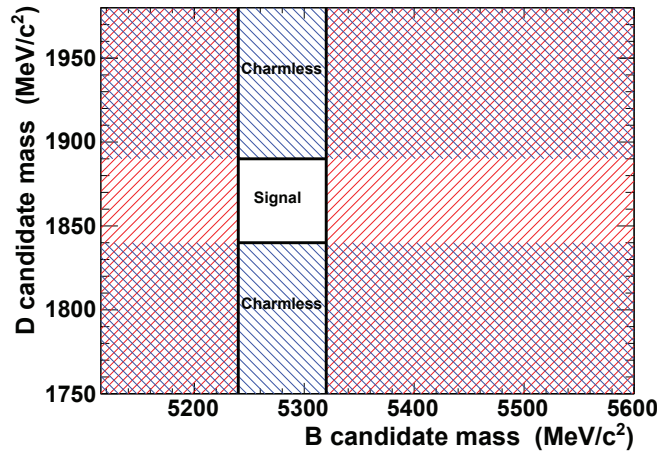


FIG. 4.1 – Région signal (non hachurée) et région de l'échantillon de bruit de fond sans méson charmé considéré (simples hachures bleues), dans le plan $(m_B; m_D)$.

³Cet échantillon est normalisé en considérant la taille des bandes latérales ($m_D \in [1750; 1840] \text{ MeV}/c^2$ et $m_D \in [1890; 1980] \text{ MeV}/c^2$) et de la région signal ($m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$), pour obtenir le nombre d'événements bruit de fond avec un faux D^0 attendu dans la région signal : $m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{Dhh} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$.

⁴La région signal du D , $m_D [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$ correspond à la région de la masse du D^0 à $\pm 3\sigma$, la résolution sur la masse du D^0 étant d'environ $\sigma \approx 8 \text{ MeV}/c^2$ (voir section 3.6.1).

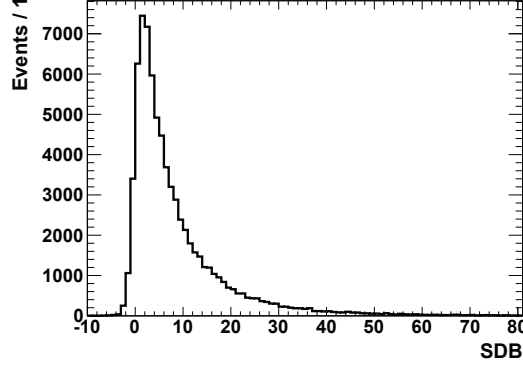


FIG. 4.2 – Distribution de SDB de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ après les sélections initiales (excepté la sélection sur SDB), pour les événements dans la région signal du D^0 ($m_D \in [1840; 1890] \text{ MeV}/c^2$) et du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

La distribution de SDB pour les événements $D\pi\pi$ contenant de réels mésons D^0 est piquée aux alentours de $SDB = 1$ avec une longue queue de décroissance exponentielle du coté positif uniquement, dû au vol du D^0 en aval du vertex de désintégration du B^0 , comme le montre la figure 4.3.1. La distribution des événements bruits de fond contenant un faux D^0 est piquée aux alentours de $SDB = 0$ et s'étend également du côté négatif $SDB < 0$, comme le montre la figure 4.3.1 : pour ces événements bruits de fond, les deux traces reconstruites comme filles du méson D^0 , peuvent aussi bien pointer vers un point en amont ou en aval du vertex du B^0 .

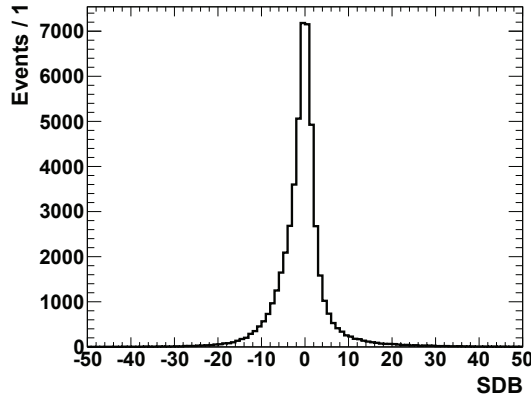


FIG. 4.3 – Distribution de SDB de l'échantillon de données $D\pi\pi$ bruit de fond contenant un faux D^0 après les sélections initiales (excepté la sélection sur SDB), pour les événements dans les bandes latérales $m_D \in [1750; 1840] \cup [1890; 1980] \text{ MeV}/c^2$ et la région signal du B^0 ($m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

Le critère $SDB > 3$ permet de sélectionner des événements dont le vertex du D^0 est déplacé vers l'avant par rapport au vertex du B^0 .

4.3.2 Structure du bruit de fond sans méson charmé, sur la distribution m_{Dhh}

La figure 4.3.2 représente la distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ pour l'échantillon de bruit de fond avec un faux D^0 , après les sélections initiales, pour différents critères de sélection sur SDB . On constate qu'en l'absence de sélection sur SDB , des événements bruits de fond s'accumulent dans la région de la masse du B^0 . Le critère $SDB > 3$ (le même critère que dans l'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ [41]) supprime toute structure piquante et permet de rejeter $(89.74 \pm 0.04) \%$ du bruit de fond contenant de faux D^0 .

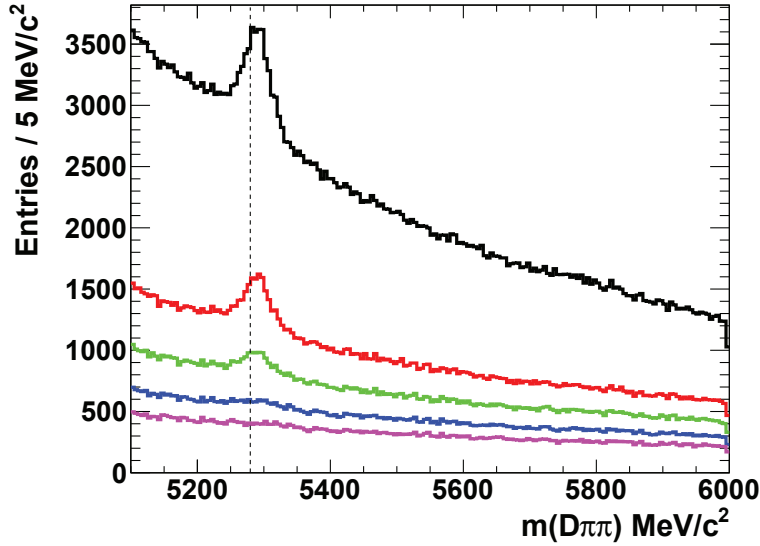


FIG. 4.4 – Distributions de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ de l'échantillon de données $D\pi\pi$ bruit de fond contenant un faux D^0 après les sélections initiales, pour les événements dans les bandes latérales $m_D \in [1750; 1840] \cup [1890; 1980] \text{ MeV}/c^2$, avec plusieurs critères de sélections sur SDB . En noir, sans sélection sur SDB , en rouge $SDB > 0$, en vert $SDB > 1$, en bleu $SDB > 2$, en magenta $SDB > 3$. La ligne pointillée verticale indique la position de la masse du B^0 , $m_{D\pi\pi} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$.

4.3.3 Conclusion sur le traitement du bruit de fond sans méson charmé

Comme nous l'avons introduit dans la section 3.6.1, la suppression des événements bruit de fond ne contenant pas de méson D^0 est essentielle pour :

- pouvoir utiliser les quadri-vecteurs déterminés avec la masse du D^0 contrainte, pour améliorer la résolution sur la masse m_{Dhh} ;
- modéliser ce bruit de fond lors l'ajustement de la masse m_{Dhh} , pour s'affranchir d'un processus de soustraction de bruit de fond, dans le but de diminuer les incertitudes systématiques.

Pour cela, le critère de sélection $SDB > 3$ permet de supprimer environ $(89.74 \pm 0.04) \%$ du bruit de fond contenant de faux D^0 , et de supprimer toute structure dans la distribution m_{Dhh} des événements bruits ne contenant pas de D^0 , tout en gardant $(67.49 \pm 0.92) \%$ du signal.

Ainsi, les événements bruit de fond résiduels contenant de faux D^0 pourront être traités avec le reste du bruit de fond combinatoire lors de l'ajustement de m_{Dhh} .

4.4 Bruits de fond avec une mauvaise identification

4.4.1 Bruits de fond avec mauvaise identification pour les candidats $D\pi\pi$

Malgré les critères de sélection sur l'identification des particules, certaines particules de l'état final peuvent être mal identifiées : par exemple, une désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ peut être reconstruite comme étant $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ en n'identifiant pas correctement le K^- . Les principaux modes de bruit de fond avec une mauvaise identification, pouvant polluer les candidats $D\pi\pi$, et qui seront modélisés lors de l'ajustement des données sont les suivants :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$.

Les désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ avec double mauvaise identification des deux filles directes du $B_{(s)}^0$ ne sont pas considérées comme bruit de fond important car leur contributions, évaluées à l'aide de l'équation 4.1, sont faibles : $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K} / N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi} = (0.12 \pm 0.04) \%$ et $N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K} / N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi} = (0.04 \pm 0.02) \%$. De plus, les quelques événements résiduels provenant de ces désintégrations ne se trouveraient pas dans la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$, comme le montre la figure 4.4.1.

Les distributions de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ pour les événements résiduels à l'issue des sélections, pour les trois principaux modes bruits de fond avec mauvaise identification, sont également présentés sur la figure 4.4.1.

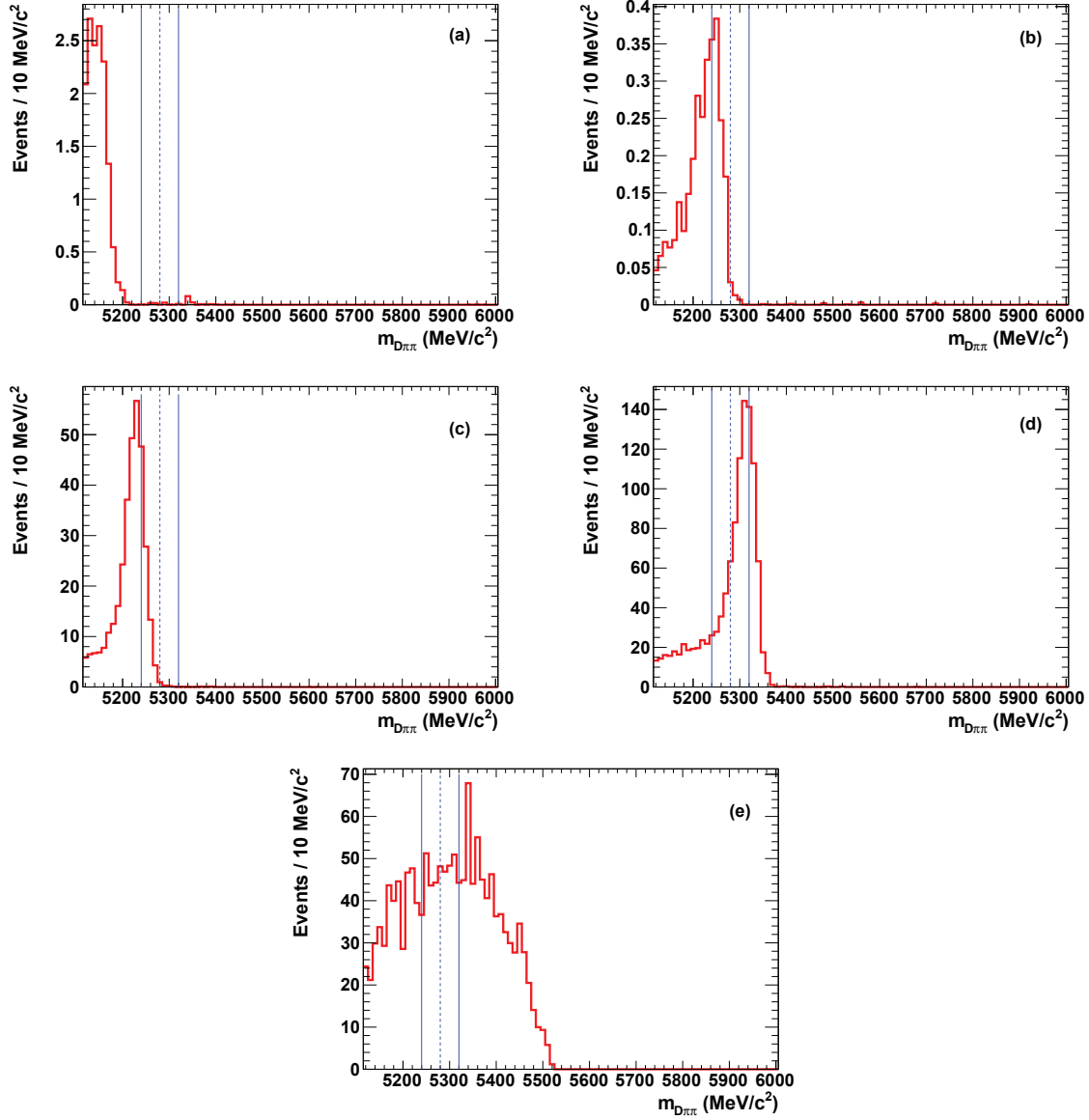


FIG. 4.5 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des événements après sélection de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ (a) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ (b), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$ (c), $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$ (d) et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$ (e). Les lignes verticales bleues indiquent la région signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et la ligne pointillée bleue indique la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$.

4.4.2 Bruits de fond avec mauvaise identification pour les candidats DKK

Les principaux bruits de fond avec mauvaise identification pouvant polluer les candidats DKK sont :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$.

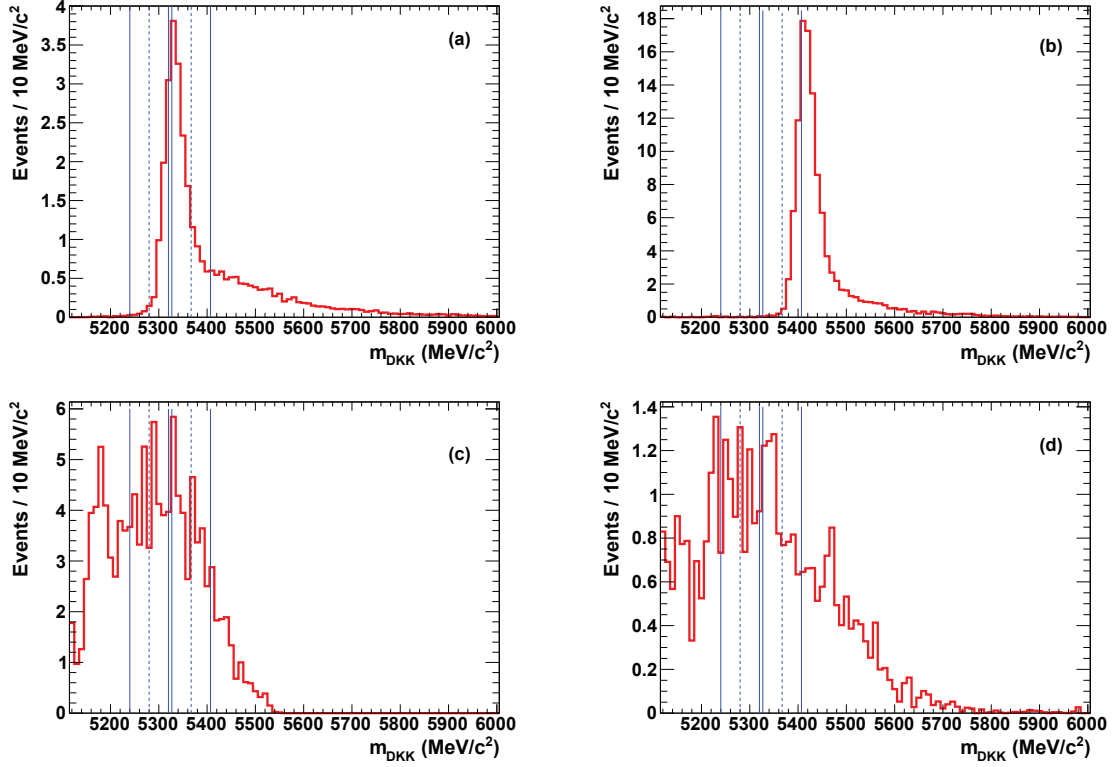


FIG. 4.6 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des événements après sélection de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$ (a), $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$ (b), $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K$ (c) et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$ (d). Les lignes verticales bleues indiquent les régions signal $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$ et les lignes pointillées bleues indiquent la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et du B_s^0 , $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

La figure 4.4.2 représente les distributions de la masse invariante m_{DKK} pour les événements résiduels à l'issue des sélections, pour ces quatre principaux modes bruits de fond avec mauvaise identification. Ces bruits de fond seront modélisés lors de l'ajustement des candidats DKK dans les données.

4.5 Bruits de fond partiellement reconstruits

Les bruits de fond partiellement reconstruits occupent la région inférieure de masse invariante $m_{Dhh} < 5240 \text{ MeV}/c^2$. Ils correspondent aux événements du type $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} h^+ h^-$ où le $\bar{D}^{*0}$ se désintègre en $\bar{D}^0 \pi^0$ ou $\bar{D}^0 \gamma$ et dont la particule neutre (π^0 ou γ) n'est pas reconstruite. Les événements de ce type de bruit de fond ressemblent aux événements signaux Dhh , ils ne sont que très peu rejetés par les sélections qui sont principalement optimisées sur la bande supérieure des données ($m_{Dhh} \in [5400; 5600] \text{ MeV}/c^2$) pour rejeter principalement le bruit de fond combinatoire.

Un choix judicieux de la fenêtre de masse m_{Dhh} pour réaliser l'ajustement des données, permet de modéliser uniquement les queues de distribution des bruits de fond partiellement reconstruits, sans devoir déterminer avec précision les formes de l'ensemble des bruits de fond dans la région des faibles masses $m_{Dhh} < 5240 \text{ MeV}/c^2$.

4.5.1 Bruits de fond partiellement reconstruits pour les candidats $D\pi\pi$

Deux modes partiellement reconstruits en $D\pi\pi$ possèdent des queues de distributions qui s'approchent de la région signal, comme le montre la figure 4.5.1 :

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi \pi$.

Ces deux bruits de fonds seront modélisés pour l'ajustement des candidats $D\pi\pi$ des données.

Il sera montré dans la section 5.2 que l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \pi^0] \pi \pi$, dont la distribution des événements reconstruits en $D\pi\pi$ est également représentée sur la figure 4.5.1, est utilisé dans l'ajustement pour modéliser l'ensemble des bruits de fond de basse masse $m_{Dhh} < 5200 \text{ MeV}/c^2$.

4.5.2 Bruits de fond partiellement reconstruits pour les candidats DKK

Deux modes partiellement reconstruits en DKK possèdent des queues de distributions dans la région signal, comme le montre la figure 4.5.2 :

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$;

Ces deux bruits de fonds seront modélisés pour l'ajustement des candidats DKK des données.

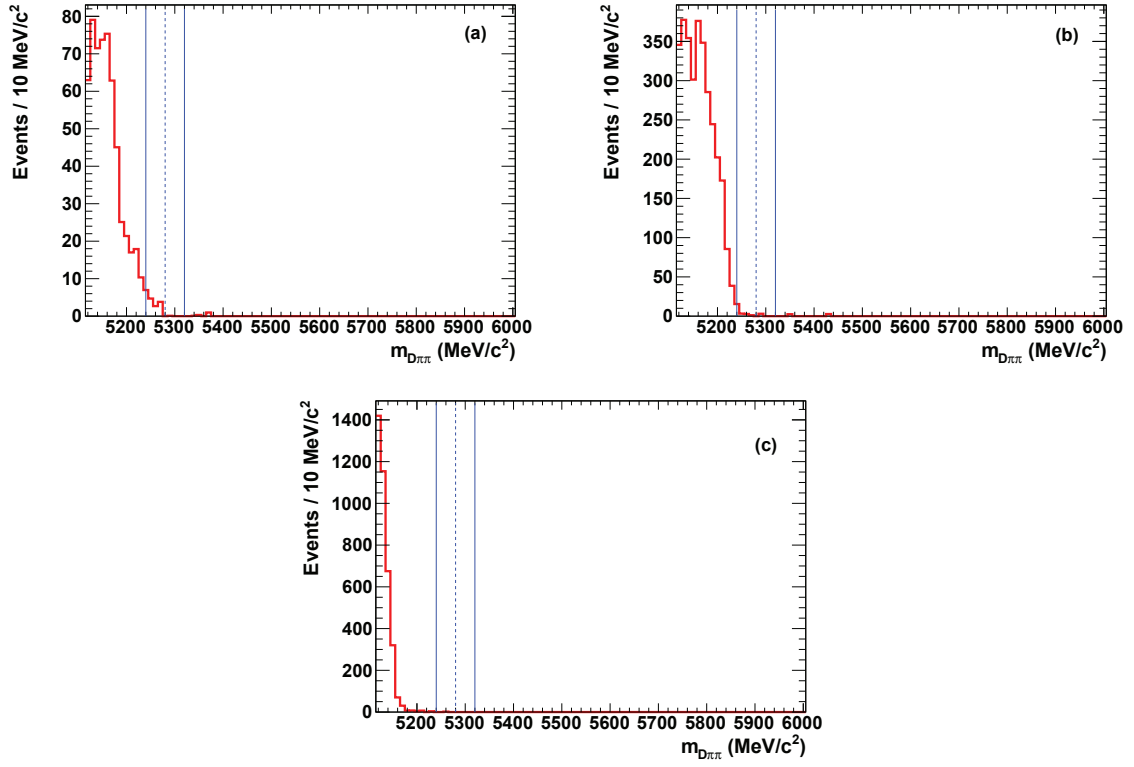


FIG. 4.7 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des événements après sélection de l'échantillon MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$ (a) et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi \pi$ (b) et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \pi^0] \pi \pi$ (c). Les lignes verticales bleues indiquent les régions signal $m_{D\pi\pi} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et la ligne pointillée bleue indique la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$.

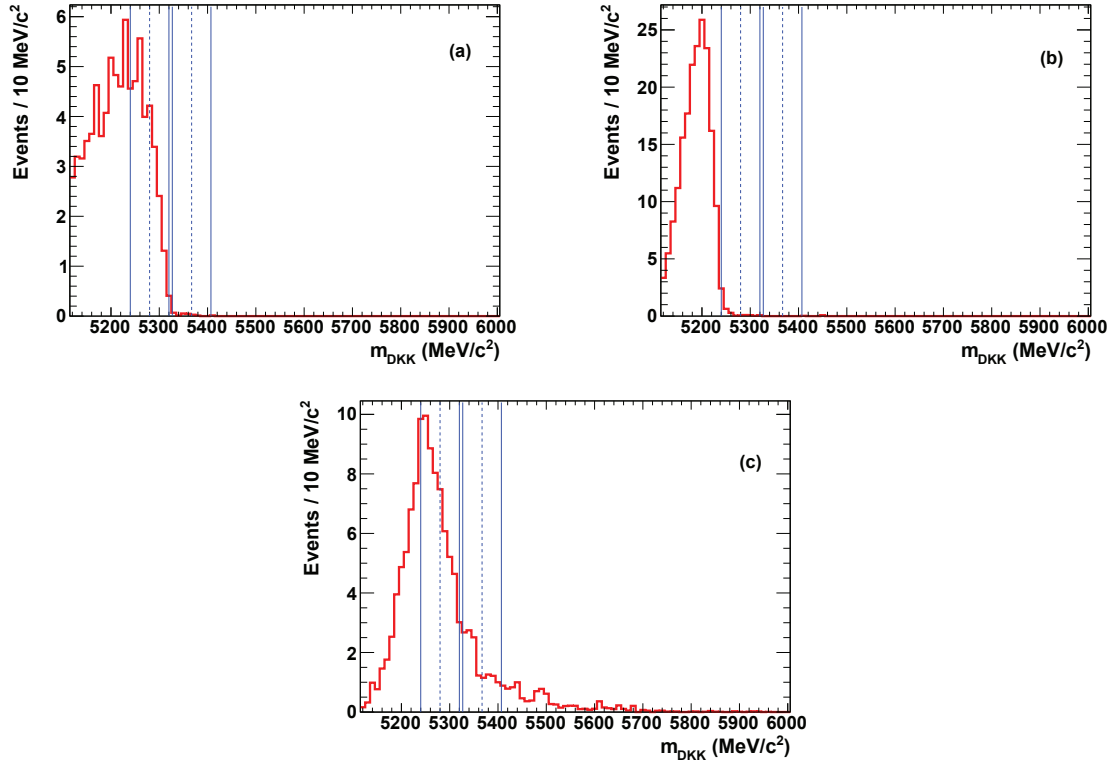


FIG. 4.8 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des événements après sélection de l'échantillon MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]KK$ (a), $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\pi^0]KK$ (b) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K\pi$ (c). Les lignes verticales bleues indiquent les régions signal $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$ et les lignes pointillées bleues indiquent la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et du B_s^0 , $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

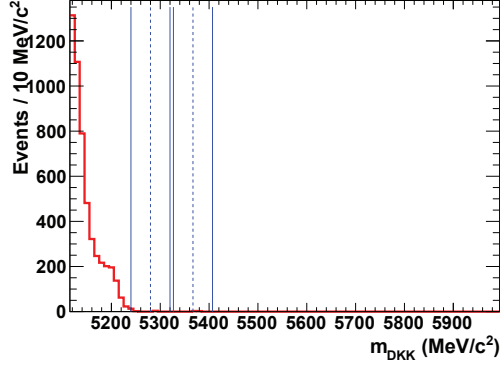


FIG. 4.9 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des événements après sélection de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$. Les lignes verticales bleues indiquent les régions signal $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$ et les lignes pointillées bleues indiquent la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et du B_s^0 , $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

Il sera montré dans la section 5.2 que l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$, dont la distribution des événements reconstruits en DKK est représentée sur la figure 4.5.2, est utilisé dans l'ajustement pour modéliser l'ensemble des bruits de fond de basse masse $m_{Dhh} < 5200 \text{ MeV}/c^2$.

4.6 Conclusion sur les bruits de fond

Les événements résiduels de bruits de fond sans méson charmé, n'ont aucune structure particulière dans la distribution de masse invariante m_{Dhh} . Ils seront considérés comme du bruit de fond combinatoire et modélisés par une fonction linéaire lors de l'ajustement des données dans la section 5.4.

Les bruits de fond piquants, pour les candidats $D\pi\pi$ qui nécessitent d'être modélisés lors de l'ajustement des données sont :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow \bar{D}^0 p \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi \pi$.

Les candidats DKK sont quant à eux principalement pollués par les modes :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow \bar{D}^0 p K$;
- $\Lambda_b \rightarrow \bar{D}^0 p \pi$;

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$.

La figure 4.6 représente les distributions de masse invariante m_{Dhh} pour les échantillons MC signaux et les différents bruits de fonds considérés précédemment.

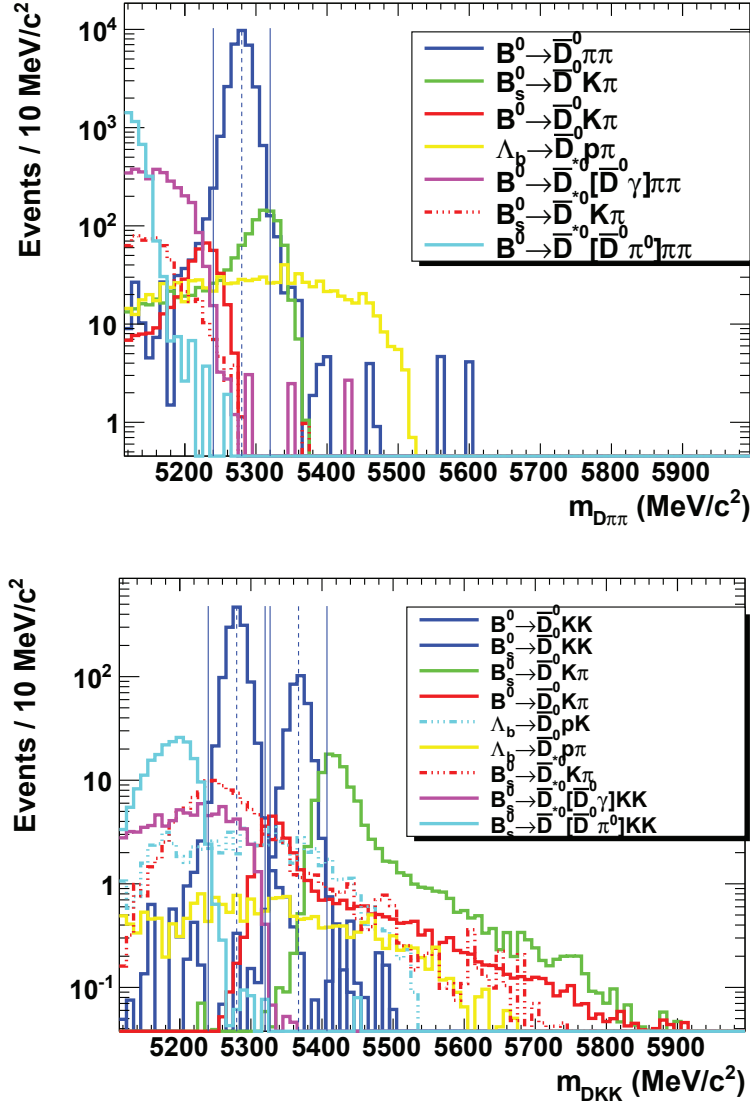


FIG. 4.10 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ (en haut) et m_{DKK} (en bas) des événements après sélection des échantillons MC signaux et bruits de fond. Les lignes verticales bleues indiquent les régions signal $m_{Dhh} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$ et les lignes pointillées bleues indiquent la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et du B_s^0 , $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

Chapitre 5

Extraction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Les sélections présentées dans le chapitre 3 ont permis de trier les événements $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$ en rejetant différents événements bruits de fond. Le critère d'optimisation de ces sélections a été de maximiser la signification statistique. Le chapitre 4 a permis de caractériser les bruits de fond des modes $D\pi\pi$ et DKK qui nécessitent d'être modélisés lors de l'ajustement à venir.

A présent, pour extraire le nombre d'événements pour chacune des désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, un ajustement aux données reconstruites dans chacun des modes $D\pi\pi$ et DKK est réalisé. Cet ajustement porte sur la masse invariante, respectivement $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} des événements candidats. La stratégie pour l'ajustement est expliquée dans la section 5.1, les sections 5.2 et 5.4 détaillent les composantes utilisées et les résultats des ajustements, enfin une validation de la procédure est présentée dans la section 5.5.

5.1 Stratégie pour l'ajustement sur m_{Dhh}

Le nombre d'événements $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-}$ (et $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-}$, $N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-}$) est extrait à l'aide d'un ajustement par maximum de vraisemblance non binné, à l'aide du logiciel *RooFit* [130] interfacé au logiciel ROOT [113]. La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ est définie par :

$$\mathcal{L}(\theta) = \prod_{i=0}^n PDF_{\theta}^{tot}(m_i) \quad (5.1)$$

avec

- m_i : masse invariante pour l'événement i ;
- PDF_{θ}^{tot} : fonction de densité de probabilité (PDF) utilisée pour l'ajustement, de paramètres θ .

Nous expliciterons la densité de probabilité totale PDF^{tot} dans la section 5.3. La vraisemblance est calculée pour les différents paramètres θ de la PDF. Les paramètres de la PDF retenus à l'issue de l'ajustement sont ceux pour lesquels la vraisemblance est maximale.

Les masses invariantes $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} sont calculées à partir des quadrivecteurs des quatre particules de l'état final reconstruites avec la masse du D^0 contrainte, comme présenté dans la section 3.5.

La masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données du canal de contrôle est ajusté pour extraire le nombre d'événements $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-}$. L'ajustement de la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK permet d'extraire le nombre d'événements $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-}$ et le rapport $\frac{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-}}{N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-}}$. Les deux ajustements sur les données $D\pi\pi$ et DKK sont réalisés l'un après l'autre.

5.2 Les composantes de l'ajustement sur m_{Dhh}

Suite à l'étude des bruits de fond du chapitre 4, les modes suivants seront modélisés par une PDF lors de l'ajustement. Les déterminations de chaque PDF sont détaillées dans les sections suivantes.

Modes modélisés lors de l'ajustement des candidats $D\pi\pi$:

- signal : $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$;
- bruit de fond combinatoire ;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi^+ \pi^-$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$;
- bruit de fond dans la région de basse masse.

Modes modélisés lors de l'ajustement des candidats DKK :

- signal : $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- signal : $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- bruit de fond combinatoire ;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+ K^-$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$;
- bruit de fond dans la région de basse masse.

Les PDF totales utilisées pour ajuster les distributions de masse $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} sont des combinaisons linéaires des composantes ci-dessus, où les facteurs de normalisations sont laissés libres.

5.2.1 Modélisation du signal

Le mode signal est modélisé par la fonction PDF_{signal} composée de deux fonctions *Crystal Ball* (dont l'expression est détaillée dans l'annexe C.2) ayant la même valeur moyenne m_0 , libre lors de l'ajustement.

$$PDF_{signal}(m; f_{CB}, m_0, \sigma_1, \sigma_2, \alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2) = f_{CB} \times CB_1(m; m_0, \sigma_1, \alpha_1, n_1) \quad (5.2)$$

$$+ (1 - f_{CB}) \times CB_2(m; m_0, \sigma_2, \alpha_2, n_2), \quad (5.3)$$

où le paramètre f_{CB} , qui est la fraction entre les deux *Crystal Ball*, est libre durant l'ajustement. Les paramètres $\alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2$ des queues des distributions *Crystal Ball*, sont fixés à l'aide d'un ajustement sur le MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$:

- $\alpha_1 = 1.8$;
- $n_1 = 1.8$;
- $\alpha_2 = -2.2$;
- $n_2 = 2.3$.

Ces paramètres $\alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2$ étant fixés, nous noterons simplement la fonction $PDF_{signal}(m; f, m_0, \sigma_1, \sigma_2)$. Les résolutions σ_1 et σ_2 sont des paramètres libres durant l'ajustement sur le canal de contrôle $D\pi\pi$.

Pour l'ajustement des données DKK , les résolutions des *Crystal Ball* sont fixées aux valeurs obtenues lors de l'ajustement sur $D\pi\pi$ (présenté en détails dans la section 5.4), soit :

- $\sigma_1 = 10.95 \text{ MeV}/c^2$;
- $\sigma_2 = 16.34 \text{ MeV}/c^2$;

Les candidats DKK contiennent deux modes signal, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$. Ainsi, le signal est modélisé par la fonction PDF_{DKK} :

$$PDF_{DKK}(m; r_{B_d}, f_{CB}, m_0) = r_{B_d} \times PDF_{signal}(m; f_{CB}, m_0, \sigma_1, \sigma_2) \quad (5.4)$$

$$+ (1 - r_{B_d}) \times PDF_{signal}(m; f_{CB}, m_0 + \Delta_{mB}, \sigma_1, \sigma_2), \quad (5.5)$$

où comme nous l'avons dit les résolutions σ_1 et σ_2 ainsi que les paramètres de queue de distributions $\alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2$ sont fixés. La variable r_{B_d} est libre lors de l'ajustement et représente la proportion de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$ parmi l'ensemble de $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$ comptabilisé à l'aide de cette PDF signal : le rapport $\frac{1-r_{B_d}}{r_{B_d}}$ donne directement la proportion $r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)}$ qui nous intéresse pour la mesure du rapport d'embranchement de $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, comme indiqué dans l'équation (2.16). Le paramètre Δ_{mB} est fixé lors de l'ajustement, il représente la différence de masse entre le méson B_s^0 et le B^0 , $\Delta_{mB} = 87.19 \text{ MeV}/c^2$ ¹. Pour la mesure du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, la valeur absolue du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est nécessaire. Ce nombre

¹La valeur $\Delta_{mB} = 87.19 \text{ MeV}/c^2$ correspond à la différence entre les masses du méson B_s^0 , $m_{B_s^0} = 5366.77 \pm 0.24 \text{ MeV}/c^2$ et du méson B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \pm 0.17 \text{ MeV}/c^2$ [8], mais cette valeur est compatible à la valeur du PDG $m_{B_s^0 - B^0} = 87.35 \pm 0.23 \text{ MeV}/c^2$ [8] à moins d'1 σ .

d'événements correspond donc au produit du rapport r_{B_d} avec le facteur de normalisation de la PDF PDF_{DKK} noté N_{DKK} :

$$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK) = r_{B_d} \times N_{B(s)\bar{D}^0 KK}. \quad (5.6)$$

5.2.2 Validation de la modélisation du signal sur les simulations Monte Carlo

Les paramètres choisis pour la modélisation du signal sont validés par un ajustement sur les échantillons MC des trois modes signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, en laissant libre pour chacun des modes les résolutions σ_1 et σ_2 . La Fig. 5.2.2 montre l'ajustement des modèles signal sur les simulations Monte Carlo et le tableau 5.1 récapitule les paramètres du modèle obtenus lors de l'ajustement.

Paramètre	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$
m_B (MeV/ c^2)	$5279.96^{+0.20}_{-0.19}$	$5280.16^{+0.28}_{-0.28}$	$5367.34^{+0.84}_{-0.39}$
σ_1 (MeV/ c^2)	$10.42^{+0.47}_{-0.43}$	$8.32^{+1.09}_{-0.84}$	$13.31^{+2.42}_{-6.73}$
σ_2 (MeV/ c^2)	$14.08^{+0.53}_{-0.53}$	$12.16^{+0.49}_{-0.53}$	$10.27^{+3.44}_{-6.73}$
f_{CB}	$(50.7^{+4.9}_{-4.8}) \%$	$(32.0^{+7.2}_{-6.6}) \%$	$(27.8^{+2.8}_{-9.6}) \%$

TAB. 5.1 – Paramètres des Crystal Ball modélisant les PDF du signal, lors d'un ajustement sur les simulations Monte Carlo des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

5.2.3 Modélisation du bruit de fond combinatoire

Lors de l'ajustement de la masse invariante m_{Dhh} des candidats $D\pi\pi$ ou DKK le bruit de fond combinatoire est modélisé par une fonction linéaire dont la pente est notée a_{comb} . La fenêtre de masse lors de l'ajustement s'étend jusqu'à 6000 MeV/ c^2 , pour considérer une zone où seul le bruit de fond combinatoire contribue.

5.2.4 Modélisation du bruit de fond avec une mauvaise identification

Les bruits de fond avec une mauvaise identification sont modélisés, dans l'ajustement des données, à l'aide des échantillons MC. Une PDF non-paramétrique est déterminée à l'aide des échantillons MC pour chaque bruit de fond dont la contribution a été estimée comme étant importante dans la section 4.4. Les PDF non-paramétrique sont déterminées à l'aide de la fonction *RooKeysPdf* de RooFit [130], qui est présentée dans l'annexe C.3.

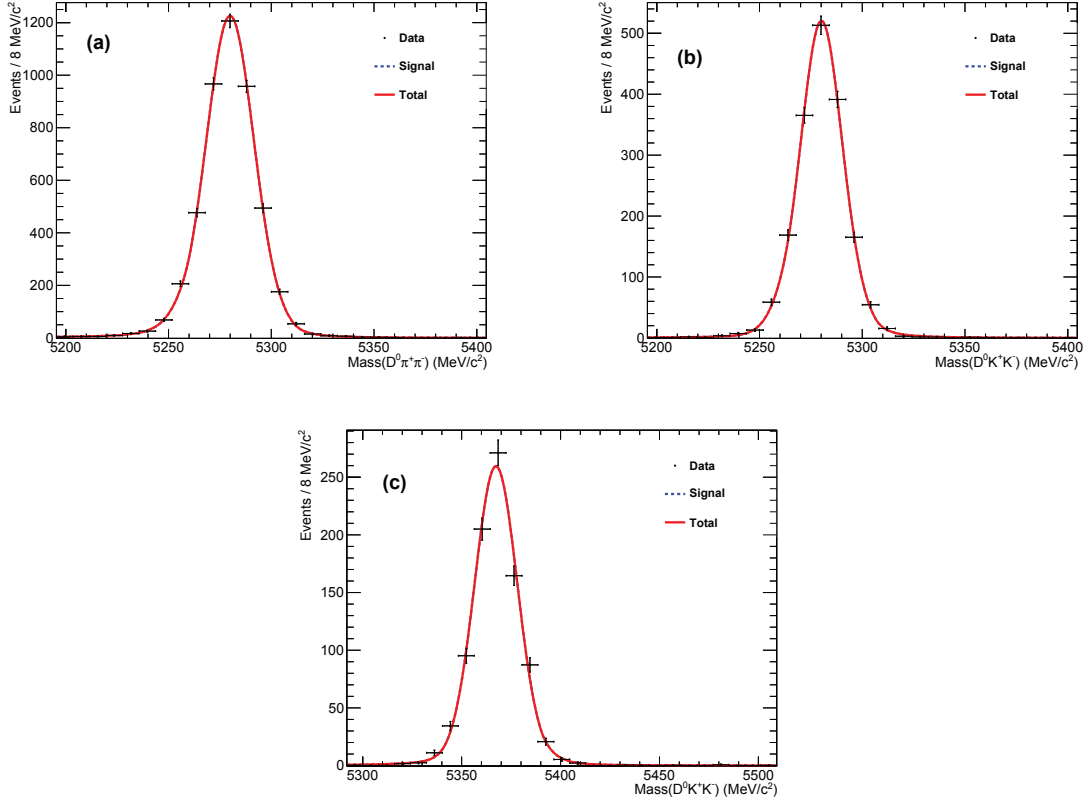


FIG. 5.1 – Ajustement de la masse invariante Dhh sur les distributions des simulations Monte Carlo des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (a), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (b) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (c).

Modélisation du bruit de fond avec une mauvaise identification polluant les candidats $D\pi\pi$

Les trois bruits de fond avec une mauvaise identification qui polluent le signal $D\pi\pi$ et qui nécessitent une modélisation lors de l'ajustement des données sont :

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$.

Leur fonctions de densité de probabilité déterminées à l'aide de *RooKeysPdf* sont représentées sur la figure 5.2.4.

Modélisation du bruit de fond avec une mauvaise identification polluant les candidats DKK

Les trois bruits de fond avec une mauvaise identification qui polluent le signal DKK et qui nécessitent une modélisation lors de l'ajustement des données sont :

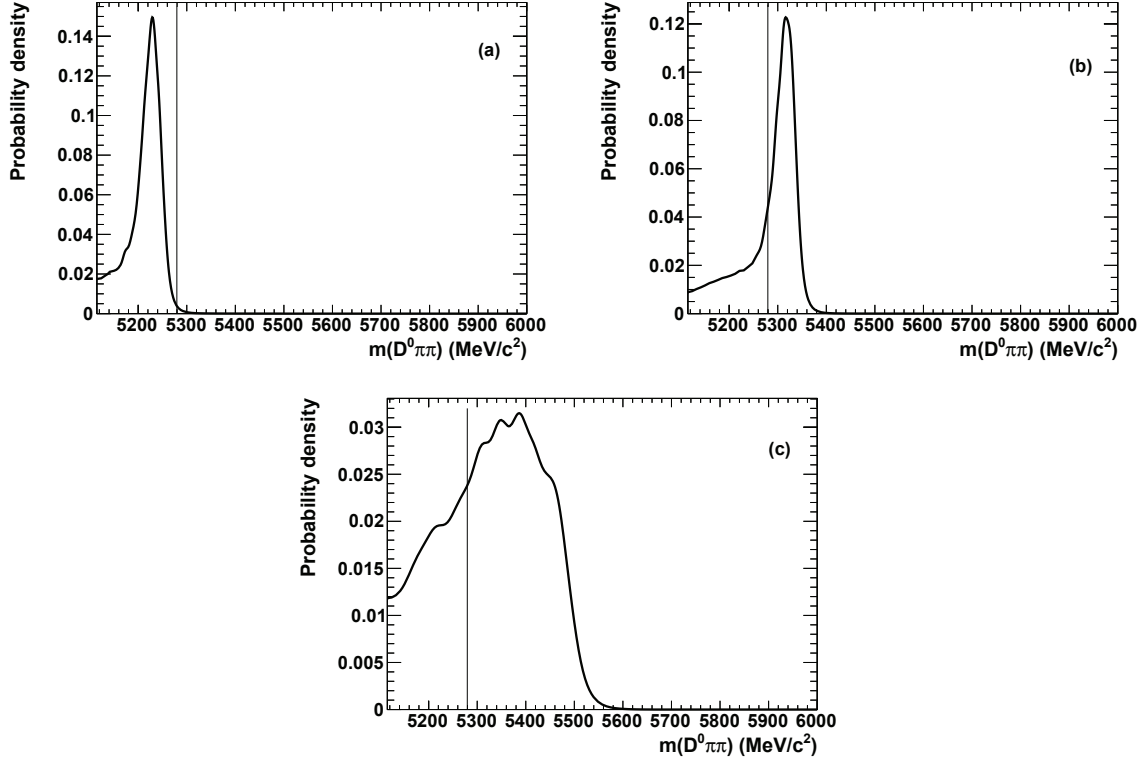


FIG. 5.2 – Fonction de densité de probabilité pour les bruits de fond avec une mauvaise identification, polluant le signal $D\pi\pi$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ (a), $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ K^-$ (b) et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$ (c). La ligne verticale indique la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$.

- $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K$;
- $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$.

Leur fonctions de densité de probabilité déterminées à l'aide de *RooKeysPdf* sont représentées sur la figure 5.2.4.

5.2.5 Modélisation du bruit de fond partiellement reconstruit

Pour chaque bruit de fond partiellement reconstruit dont la contribution a été estimée comme étant importante dans la section 4.5, une PDF non-paramétrique a été déterminée à l'aide des échantillons MC.

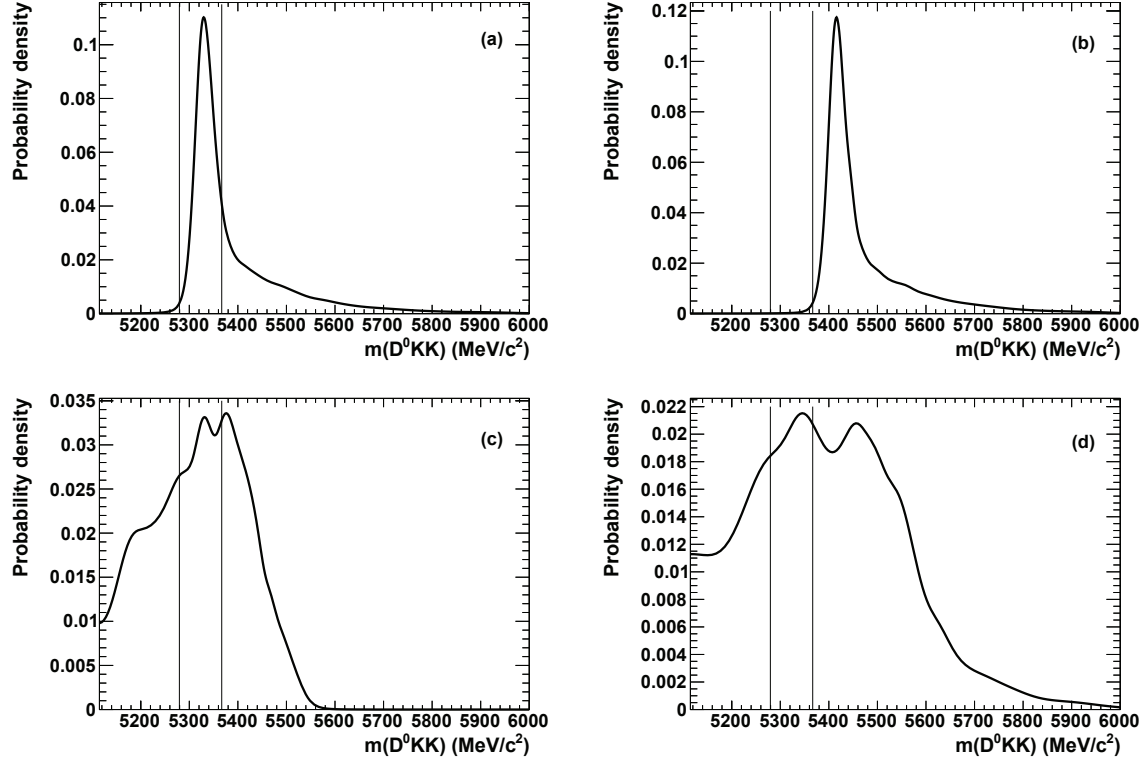


FIG. 5.3 – Fonction de densité de probabilité pour les bruits de fond avec une mauvaise identification, polluant le signal DKK , $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ (a), $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ K^-$ (b), $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K$ (c) et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi$ (d). Les lignes verticales indiquent les valeurs de la masse du B^0 et du B_s^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

Modélisation du bruit de fond partiellement reconstruit polluant les candidats $D\pi\pi$

Les deux modes bruits de fond suivants sont modélisés lors de l'ajustement de la masse $m_{D\pi\pi}$:

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$;
- $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi \pi$.

Leurs fonctions de densité de probabilité déterminées à l'aide de *RooKeysPdf* sont représentées sur la figure 5.2.5.

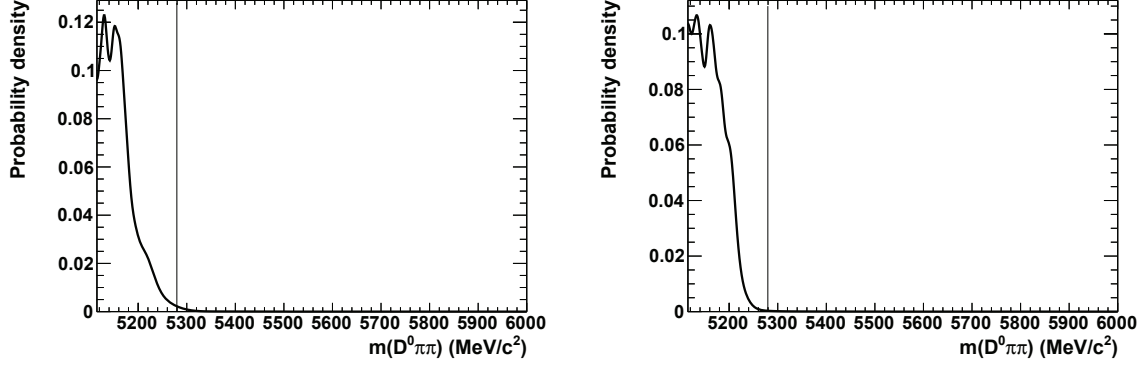


FIG. 5.4 – Fonction de densité de probabilité pour les bruits de fond partiellement reconstruit, polluant le signal $D\pi\pi$, $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K\pi$ (à gauche) et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi\pi$ (à droite). La ligne verticale indique la valeur de la masse du B^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$.

Modélisation du bruit de fond partiellement reconstruit polluant les candidats DKK

Les deux modes bruits de fond suivants sont modélisés lors de l’ajustement de la masse m_{DKK} :

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K\pi$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} KK$;

Leurs fonctions de densité de probabilité déterminées à l’aide de *RooKeysPdf* sont représentées sur la figure 5.2.5.

5.2.6 Modélisation du bruit de fond dans la région de basse masse

Dans la section 4.5, nous avons montré que les modes, respectivement, $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \pi^0] \pi\pi$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} KK$ peuvent avoir une contribution importante dans la pollution des modes $D\pi\pi$ et DKK . Cependant les distributions de ces bruits de fond se situent dans des régions de masse bien inférieures aux masses du B^0 et du B_s^0 . Les échantillons MC de ces modes sont utilisés pour modéliser les bruits de fond (à l’aide de *RooKeysPdf*) à la limite inférieure de la fenêtre de masse choisie pour réaliser l’ajustement des données $m_{Dhh} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$.

Les fonctions de densité de probabilité utilisées pour modéliser les bruits de fond de basse masse $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} , sont présentées sur la figure 5.2.6. Ces distributions ont des variations extrêmement rapides en limite de la fenêtre de masse considérée pour l’ajustement. Ainsi l’ajustement peut ne pas converger de manière adéquat dans cette zone (comme nous pourrions le voir sur les figures 5.4), mais ce n’est pas un problème car cette zone est suffisamment loin de la région signal, en limite de la fenêtre de masse.

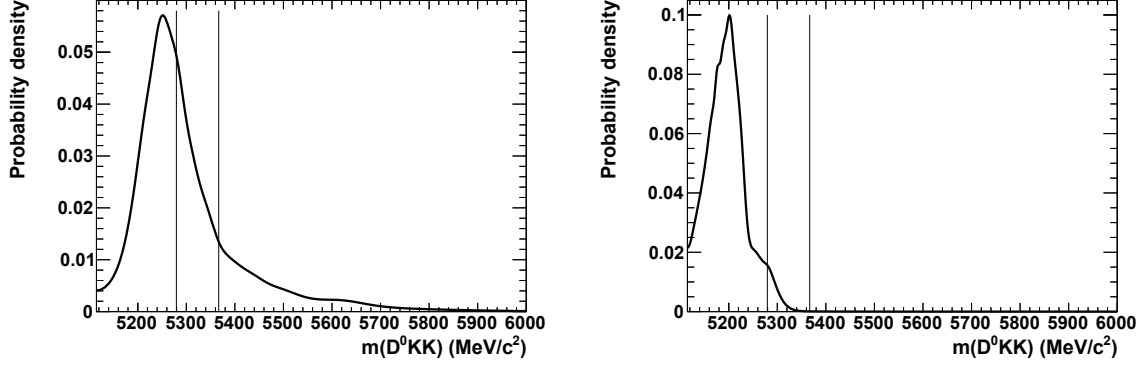


FIG. 5.5 – Fonction de densité de probabilité pour les bruits de fond partiellement reconstruits, polluant le signal DKK , $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$ (à gauche) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$ (à droite). Les lignes verticales indiquent les valeurs de la masse du B^0 et du B_s^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

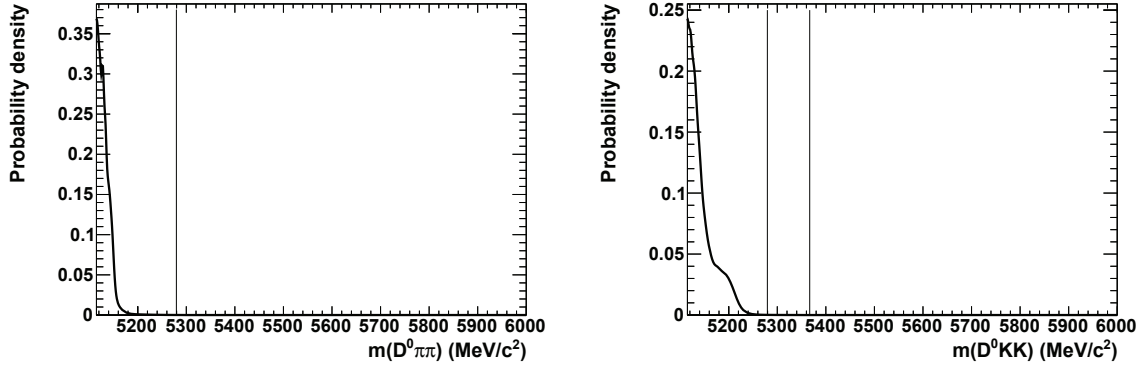


FIG. 5.6 – Fonction de densité de probabilité modélisant les bruits de fond de basse masse, polluant les candidats $D\pi\pi$ (à gauche) et DKK (à droite). Les lignes verticales indiquent les valeurs de la masse du B^0 et du B_s^0 , $m_{B^0} = 5279.58 \text{ MeV}/c^2$ et $m_{B_s^0} = 5366.77 \text{ MeV}/c^2$.

5.3 La fonction de vraisemblance

La fonction de densité de probabilité totale PDF_{θ}^{tot} intervenant dans la fonction de vraisemblance (définie dans l'équation (5.1)) maximisée lors de l'ajustement des données $D\pi\pi$ est la suivante :

$$PDF_{\theta}^{tot \ D\pi\pi}(m) = f_{D\pi\pi} \times PDF_{signal}(m) + \sum_{i=1}^7 f_{i, \ bkg} \times PDF_{i, \ bkg}(m), \quad (5.7)$$

où la PDF modélisant le signal PDF_{signal} a été définie dans l'équation (5.3), les PDFs des 7 composantes de bruit de fond ont été définies dans les sections 5.2.3 à 5.2.6, les facteurs $f_{D\pi\pi}$ et $f_{i, bkg}$ donnent accès au nombre d'événements signal $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi)$ et aux nombres d'événements de chacun des bruits de fond $n_{bruit\ de\ fond\ i}$:

$$f_{D\pi\pi} = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) + \sum_{i=1}^7 n_{bruit\ de\ fond\ i}}, \quad (5.8)$$

$$f_{i, bkg} = \frac{n_{bruit\ de\ fond\ i}}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) + \sum_{i=1}^7 n_{bruit\ de\ fond\ i}}. \quad (5.9)$$

Pour l'ajustement des données DKK , la fonction de densité de probabilité totale $PDF_{\theta}^{tot\ DKK}$ est :

$$PDF_{\theta}^{tot\ DKK}(m) = f_{DKK} \times PDF_{DKK}(m) + \sum_{i=1}^8 f_{i, bkg} \times PDF_{i, bkg}(m), \quad (5.10)$$

où la PDF modélisant le signal PDF_{DKK} a été définie dans l'équation (5.5), f_{DKK} et $f_{i, bkg}$ sont définis par

$$f_{DKK} = \frac{N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) + \sum_{i=1}^8 n_{bruit\ de\ fond\ i}}, \quad (5.11)$$

$$f_{i, bkg} = \frac{n_{bruit\ de\ fond\ i}}{N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) + \sum_{i=1}^8 n_{bruit\ de\ fond\ i}}. \quad (5.12)$$

L'ensemble des paramètres θ de la PDF totale du mode $D\pi\pi$ et du mode DKK sont récapitulés dans le tableau 5.2

5.4 L'ajustement de la masse invariante m_{Dhh} des données

L'ajustement de la masse $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ est réalisé avec une PDF totale, décrite précédemment, contenant 8 composantes et 13 paramètres libres. L'ajustement de la masse m_{DKK} des candidats DKK est réalisé avec une PDF totale contenant 9 composantes et 13 paramètres libres.

Les ajustements des candidats $D\pi\pi$ et DKK sont réalisés sur la fenêtre de masse $m_{Dhh} \in [5115; 6000]$ MeV/ c^2 , les figures 5.4 et 5.4 représentent un zoom sur la fenêtre $m_{Dhh} \in [5115; 5600]$ MeV/ c^2 de l'ajustement.

Pour chaque échantillon de 8 MeV/ c^2 de masse m_{Dhh} contenant n_i candidats, la fonction issue de l'ajustement prédit $n_i^{fit} \pm \sigma_i^{fit}$ événements dans cet échantillon, le *pull* (ou en français *variable centrée réduite*) correspondant alors à cet échantillon est $pull_i$:

$$pull_i = \frac{n_i^{fit} - n_i}{\sigma_i^{fit}} \quad (5.13)$$

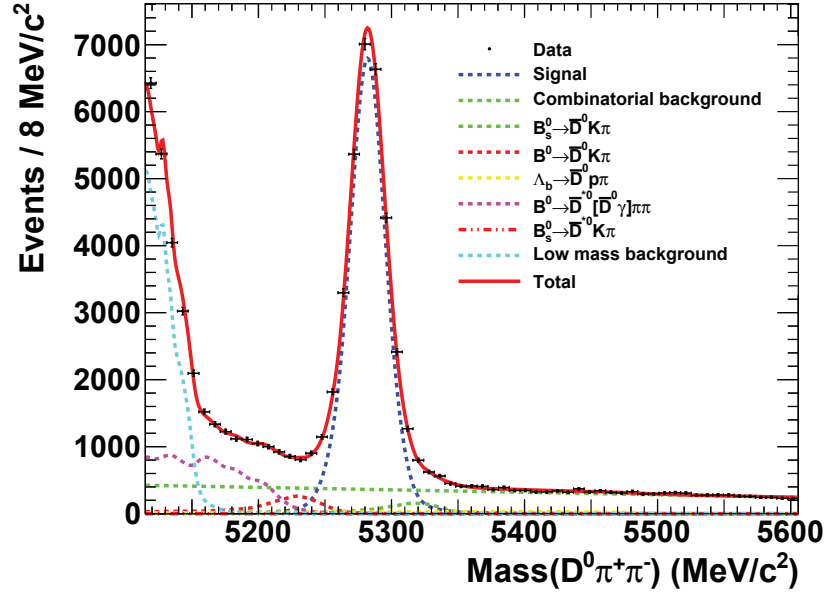


FIG. 5.7 – Ajustement de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ des données.

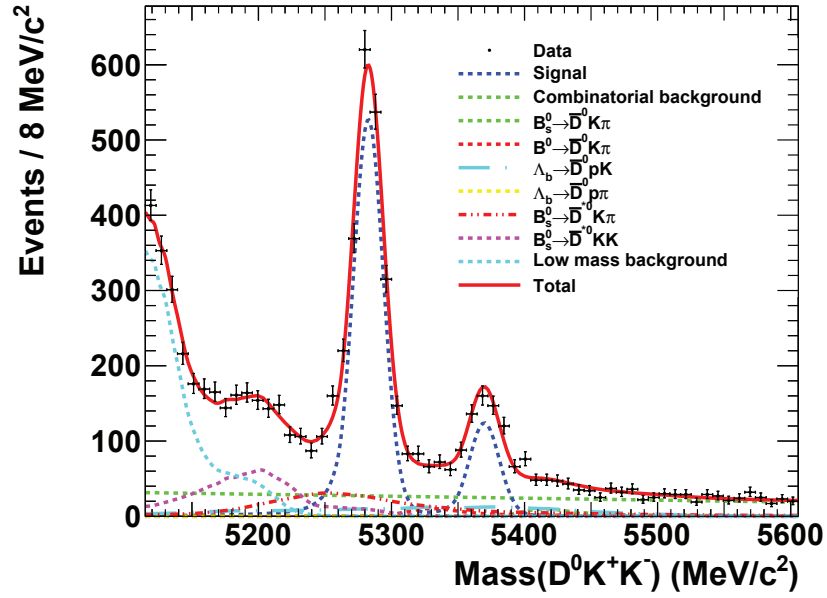


FIG. 5.8 – Ajustement de la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK des données.

La figure 5.4 montre les *pull* des ajustements des données $D\pi\pi$ et DKK . Pour l'ajustement des candidats $D\pi\pi$ certains *pull* en basse masse ont une valeur significativement éloignée de zéro, dû à la modélisation des bruits de fond de basse masse (voir section 5.2.6). Ceci ne représente pas un problème car cette région, à la limite de la fenêtre de masse considérée pour l'ajustement, est éloignée de la région signal de la masse du B^0 .

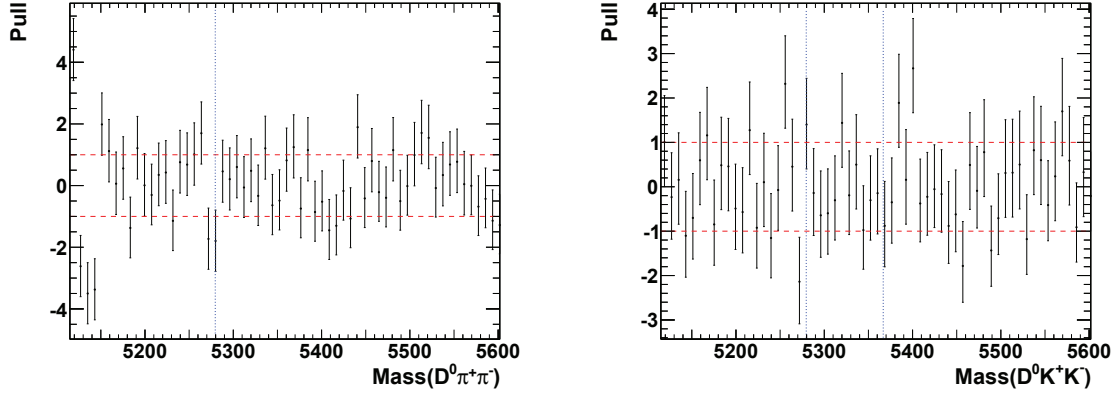


FIG. 5.9 – *Pull* lors de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ (à gauche) et m_{DKK} (à droite). Les lignes verticales bleues représentent la position des masses des mésons B^0 et B_s^0 , les lignes horizontales rouges représentent l'intervalle $\pm 1\sigma$.

Le tableau 5.2 donne les valeurs des paramètres issues de ces ajustements. Nous remarquons que le $\chi^2/nDof$ ² est bon (160.3/96 pour l'ajustement des candidats $D\pi\pi$ et 80.6/96 pour les candidats DKK), l'ajustement est donc réaliste.

Nous remarquons que l'ajustement sur les candidats $D\pi\pi$ conduit à une valeur négative mais compatible avec zéro à 1σ près, pour le nombre de $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K\pi$. D'après le tableau 4.2 sur l'estimation de la contribution des différents bruits de fond, le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K\pi$ était attendu avec une très faible contribution $\frac{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K\pi}}{N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi}} = (1.8 \pm 0.4) \%$.

L'ajustement sur les candidats DKK conduit à un nombre négatif de $\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi$ mais, parfaitement compatible avec zéro. D'après le tableau 4.1 sur l'estimation de la contribution des différents bruits de fond, le mode $\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi$ était attendu avec une très faible contribution, également compatible avec une contribution nulle, $\frac{N_{B^0 \rightarrow D^0 p\pi}}{N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K}} = (1.64 \pm 1.73) \%$.

L'impact des contributions négatives et compatibles avec zéro sera traité dans le chapitre concernant les incertitudes systématiques, dans la section 7.3.

De ces deux ajustements sur les données $D\pi\pi$ et DKK , nous obtenons les nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) = 30043_{-250}^{+253}$ et $N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 2426_{-108}^{+108}$ ainsi

²L'ajustement est un ajustement non-binné, les χ^2 présentés ici ne sont que des χ^2 de projection avec un *binning* arbitraire, donc un χ^2 qui n'est pas strictement le reflet de la qualité de l'ajustement comme ce serait le cas pour un ajustement binné.

Paramètre	$D\pi\pi$	DKK
m_0 (MeV/ c^2)	$5282.06^{+0.11}_{-0.11}$ MeV/ c^2	$5282.61^{+0.34}_{-0.34}$ MeV/ c^2
σ_1 (MeV/ c^2)	$10.95^{+0.75}_{-0.85}$ MeV/ c^2	fixé à 10.95 MeV/ c^2
σ_2 (MeV/ c^2)	$16.34^{+0.69}_{-0.54}$ MeV/ c^2	fixé à 16.34 MeV/ c^2
f_{CB}	$0.38^{+0.12}_{-0.11}$	$0.87^{+0.10}_{-0.09}$
Δ_{mB}	-	fixé à 87.19 MeV/ c^2
a_{comb}	$-0.62^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.57^{+0.10}_{-0.08}$
$N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh)$	30043^{+253}_{-250}	2426^{+108}_{-108}
r_{B_d}	-	$0.809^{+0.016}_{-0.016}$
$n_{comb. bkg}$	28774^{+371}_{-369}	2202^{+268}_{-265}
$n_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi}$	1388^{+229}_{-220}	92^{+98}_{-97}
$n_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K\pi}$	1925^{+236}_{-254}	104^{+108}_{-108}
$n_{\Lambda_b \rightarrow D^0 pK}$	-	407^{+379}_{-383}
$n_{\Lambda_b \rightarrow D^0 p\pi}$	1185^{+280}_{-280}	-2^{+215}_{-214}
$n_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K\pi}$	-568^{+676}_{-675}	596^{+203}_{-203}
$n_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} KK}$	-	680^{+115}_{-114}
$n_{B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} [\bar{D}^0 \gamma] \pi\pi}$	8994^{+636}_{-634}	-
$n_{Low\ mass\ bkg}$	15287^{+185}_{-184}	1597^{+65}_{-64}
$\chi^2/n.d.o.f.$	160.3/96	80.6/96

TAB. 5.2 – Paramètres des ajustements des données $D\pi\pi$ et DKK sur la fenêtre de masse $m_{Dhh} \in [5115; 6000]$ MeV/ c^2 .

que le rapport $r_{B_d} = 0.809^{+0.016}_{-0.016}$. À partir de là, dans le but de réaliser les mesures des rapports d'embranchement des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, nous retenons le nombre de candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi\pi$:

$$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30043^{+253}_{-250}, \quad (5.14)$$

nous déterminons le nombre de candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$:

$$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = r_{B_d} \times N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1961^{+77}_{-75}, \quad (5.15)$$

et le rapport

$$r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = \frac{1 - r_{B_d}}{r_{B_d}} = 0.236^{+0.024}_{-0.024}. \quad (5.16)$$

5.5 Étude de la fidélité de la méthode d'extraction

Cette étude a comme double objectif de s'assurer que la méthode d'extraction des nombres d'événements signal n'a pas de biais systématique et que les incertitudes statistiques sur les nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$, $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et sur le

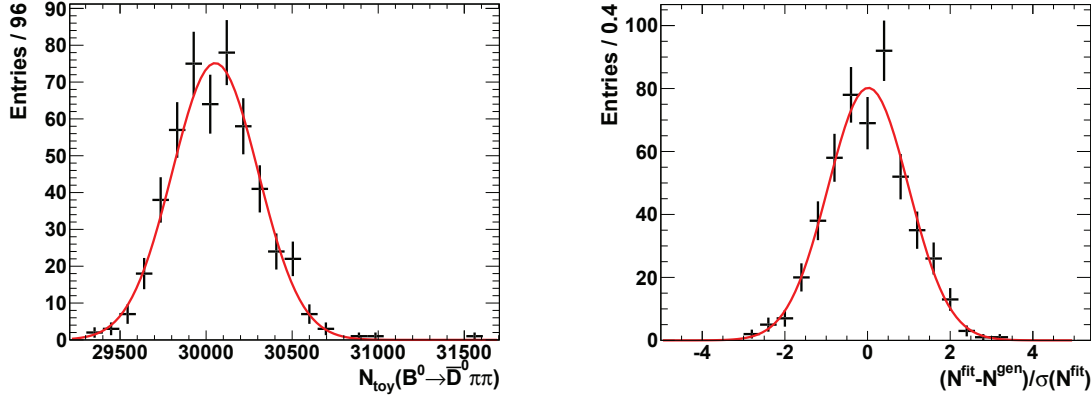


FIG. 5.10 – Variation du nombre de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ déterminé dans les 500 pseudo-expériences *toy* (à gauche) et du rapport $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ dans ces pseudo-expériences (à droite). Les lignes rouges montrent l’ajustement avec une distribution gaussienne.

rapport $\frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ sont correctement évaluées. Pour cela, des lots de pseudo-MC, appelés lots d’événements *toy* ou pseudo-expériences, sont générés pour simuler une multitude de lots de données provenant de pseudo-expériences.

Pour le mode $D\pi\pi$, 500 lots de 87027 événements *toy* sont générés à l’aide de la fonction de densité de probabilité ajustée dans la section 5.4, en faisant varier les valeurs des paramètres dans leur fenêtre d’incertitude statistique, présentés dans le tableau 5.2. Ensuite, ces 500 lots d’événements *toy* sont ajustés à l’aide de la même fonction de densité de probabilité où les paramètres sont laissés libres comme pour l’ajustement des données dans la section 5.4. Une démarche similaire est réalisée pour le mode DKK , en générant 1000 lots de 8100 événements *toy*.

5.5.1 Exploitation des lots d’événements *toy* $D\pi\pi$

Le paramètre le plus important extrait de l’ajustement sur les données $D\pi\pi$ est le nombre d’événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$. La variation sur les 500 pseudo-expériences, du nombre d’événements $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$ et du rapport ³ $pull_N = (N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ sont présentés sur la figure 5.5.1. Les résultats de l’ajustement avec une gaussienne sont résumés dans le tableau 5.3.

Cette étude montre qu’il n’y a pas de biais systématique dans l’extraction du nombre d’événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi) = 30043$:

- $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$ est distribué selon une loi gaussienne dont la valeur moyenne

³ N^{gen} et N^{fit} sont respectivement le nombre d’événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ utilisé pour générer le lot d’événements *toy* et le nombre d’événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ obtenu suite à l’ajustement sur les *toy*.

- $\bar{N}_{toy} = 30053 \pm 12$ est compatible avec la valeur obtenue sur l'ajustement des données $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi) = 30043$;
- $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ est distribué selon une loi gaussienne et centré autour de 0, $< pull_N > = 0.019 \pm 0.044$.

La seconde conclusion de cette étude est que les incertitudes statistiques sur la valeur $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi) = 30043^{+253}_{-250}$ sont correctement évaluées :

- l'écart-type de la distribution de $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$, $\sigma(N_{toy}) = 250 \pm 9$ est compatible avec l'incertitude statistique obtenue sur l'ajustement des données $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi) = 30043^{+253}_{-250}$;
- l'écart-type de la distribution $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$, $\sigma(pull_N) = 0.97 \pm 0.03$ est compatible avec 1.

5.5.2 Exploitation des lots d'événements *toy* DKK

Les paramètres les plus importants extraits de l'ajustement sur les données DKK sont le nombre d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)$ et le rapport $r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)}$. La variation sur les 1000 pseudo-expériences, du nombre d'événements $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)$ et du rapport $pull_N = (N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ sont présentés sur la figure 5.5.2. Les résultats de l'ajustement avec une gaussienne sont résumés dans le tableau 5.4. De même, les variations sur les 1000 pseudo-expériences, du rapport r_{B_s/B_d} et du rapport $pull_r = (r_{B_s/B_d}^{fit} - r_{B_s/B_d}^{gen})/\sigma(r_{B_s/B_d})$ sont présentés sur la figure 5.5.2. Les résultats de l'ajustement avec une gaussienne sont également résumés dans le tableau 5.4.

Cette étude montre qu'il n'a pas de biais systématique dans l'extraction du nombre d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK) = 1961$:

- $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)$ est distribué selon une loi gaussienne dont la valeur moyenne $\bar{N}_{toy} = 1964 \pm 3$ est compatible avec la valeur obtenue lors de l'ajustement des données $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK) = 1961$;
- $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ est distribué selon une loi gaussienne et centré autour de 0, $< pull_N > = 0.048 \pm 0.034$.

Il n'y a pas de biais systématique non plus, lors de l'extraction du rapport $r_{B_s/B_d} = 0.236$:

Paramètre	$N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$	$pull_N$
valeur moyenne	30053 ± 12	0.019 ± 0.044
écart-type	250 ± 9	0.97 ± 0.03

TAB. 5.3 – Paramètres de l'ajustement avec une gaussienne de la figure 5.5.1.

Paramètre	$N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)$	$pull_N$	r_{B_s/B_d}	$pull_r$
valeur moyenne	1964 ± 3	0.048 ± 0.034	0.237 ± 0.001	0.08 ± 0.03
écart-type	76 ± 2	1.03 ± 0.03	0.024 ± 0.001	1.05 ± 0.03

TAB. 5.4 – Paramètres de l'ajustement avec une gaussienne des figures 5.5.2 et 5.5.2.

- sur les 1000 pseudo-expériences r_{B_s/B_d} est distribué selon une loi gaussienne dont la valeur moyenne $\bar{r}_{B_s/B_d} = 0.237 \pm 0.001$ est compatible avec la valeur obtenue lors de l'ajustement des données $r_{B_s/B_d} = 0.236$;
- $(r_{B_s/B_d}^{fit} - r_{B_s/B_d}^{gen})/\sigma(r_{B_s/B_d})$ est distribué selon une loi gaussienne et centré autour de 0, $\langle pull_r \rangle = 0.08 \pm 0.03$.

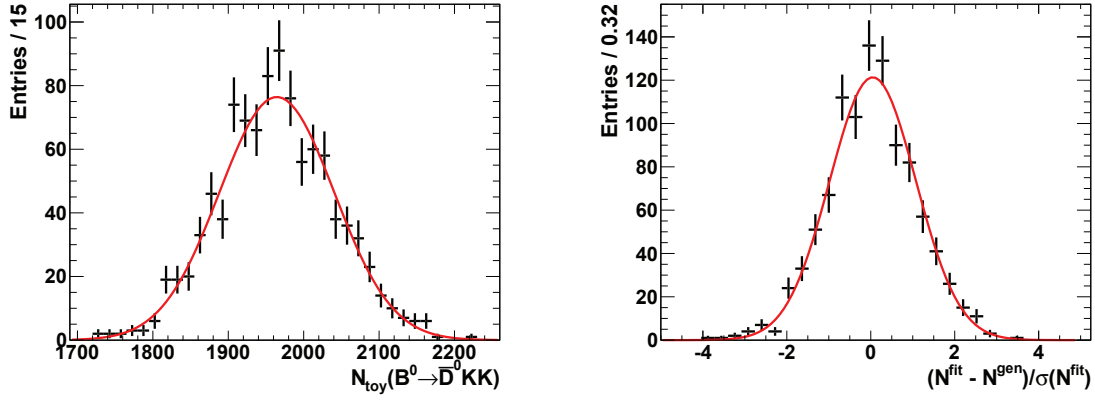


FIG. 5.11 – Variation du nombre de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$ déterminé dans les 1000 pseudo-expériences *toy* (à gauche) et du rapport $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$ dans ces pseudo-expériences (à droite). Les lignes rouges montrent l'ajustement avec une distribution gaussienne.

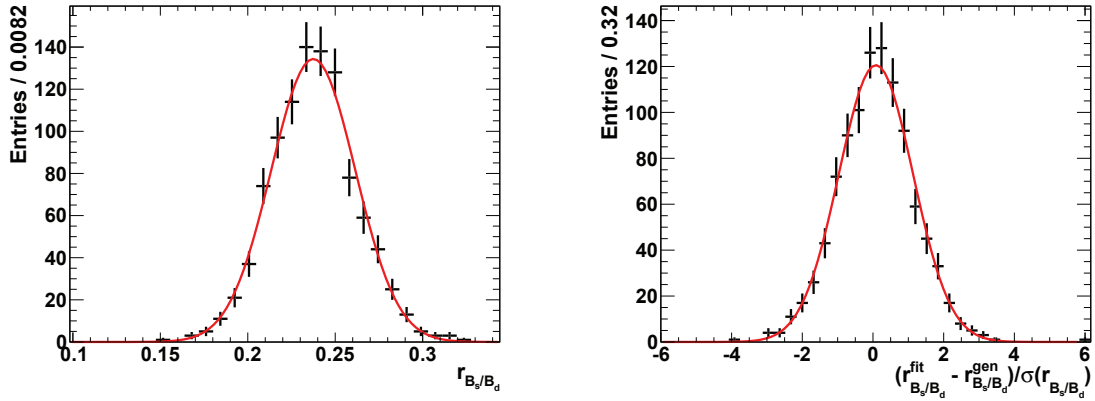


FIG. 5.12 – Variation de r_{B_s/B_d} déterminé dans les 1000 pseudo-expériences *toy* (à gauche) et du rapport $(r_{B_s/B_d}^{fit} - r_{B_s/B_d}^{gen})/\sigma(r_{B_s/B_d})$ dans ces pseudo-expériences (à droite). Les lignes rouges montrent l'ajustement avec une distribution gaussienne.

La seconde conclusion de cette étude est que les incertitudes statistiques sur la valeur $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK) = 1961_{-75}^{+77}$ sont correctement évaluées :

- l'écart-type de la distribution de $N_{toy}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK)$, $\sigma(N_{toy}) = 76 \pm 2$ est compatible avec l'incertitude statistique obtenue lors de l'ajustement sur les données $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK) = 1961_{-75}^{+77}$;
- l'écart-type de la distribution $(N^{fit} - N^{gen})/\sigma(N^{fit})$, $\sigma(pull_N) = 1.03 \pm 0.03$ est compatible avec 1.

De même les incertitudes statistiques sur la valeur $r_{B_s/B_d} = 0.236_{-0.024}^{+0.024}$ sont correctement évaluées :

- l'écart-type de la distribution des pseudo-expériences r_{B_s/B_d} , $\sigma(r_{B_s/B_d}) = 0.024$ est compatible (et même égal) à l'incertitude statistique obtenue lors de l'ajustement sur les données $r_{B_s/B_d} = 0.236_{-0.024}^{+0.024}$;
- l'écart-type de la distribution $(r_{B_s/B_d}^{fit} - r_{B_s/B_d}^{gen})/\sigma(r_{B_s/B_d})$, $\sigma(pull_r) = 1.05 \pm 0.03$ est compatible avec 1.

5.5.3 Conclusion sur l'étude des *toy* pour l'extraction des nombres d'événements $N(B_{(s)}^0) \rightarrow \bar{D}^0 hh$

Les ajustements permettant l'extraction des nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30043_{-250}^{+253}$, $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1961_{-75}^{+77}$ et du rapport $r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = 0.236_{-0.024}^{+0.024}$ sont robustes et non biaisés. De plus, les incertitudes statistiques obtenues lors de ces ajustements sont correctement évaluées.

5.6 Extraction de poids *sWeight* signaux

Pour chacun des modes, à partir de l'ajustement de la masse m_{Dhh} présenté dans la section 5.4, des poids *sWeight*⁴ sont déterminés pour les trois signaux $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$: $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ et $sW_{B_s \rightarrow DKK}$. Ces poids *sWeight* nous serviront lors de l'étude de l'efficacité sur le plan de Dalitz dans la section 6.5.2 et lors de l'investigation des plans de Dalitz dans le chapitre 8.

La distribution des données $D\pi\pi$ pondérées par les poids $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$ est présentée sur la figure 5.6, la distribution des données DKK pondérées par les poids $sW_{B \rightarrow DKK}$ est présentée sur la figure 5.6 et la distribution des données DKK pondérées par les poids $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ est présentée sur la figure 5.6. Nous rappelons que les poids $sW_{B \rightarrow DKK}$ et $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ sont obtenus à partir du même ajustement (figure 5.4).

Nous remarquons, comme sur la figure 5.4 des *pull*, que dans la région des basses masses les ajustements des données $D\pi\pi$ et DKK n'est pas idéal, les poids *sWeights* de cette région sont négatifs. Sur la figure 5.6 des données DKK pondérées par les poids $sW_{B \rightarrow DKK}$, une très légère accumulation d'événements se distingue au niveau de la masse du méson B_s^0 , de même sur la figure 5.6 des données DKK pondérées par les poids

⁴La méthode des *sWeight* a été présentée en détails dans la section 3.7.2.

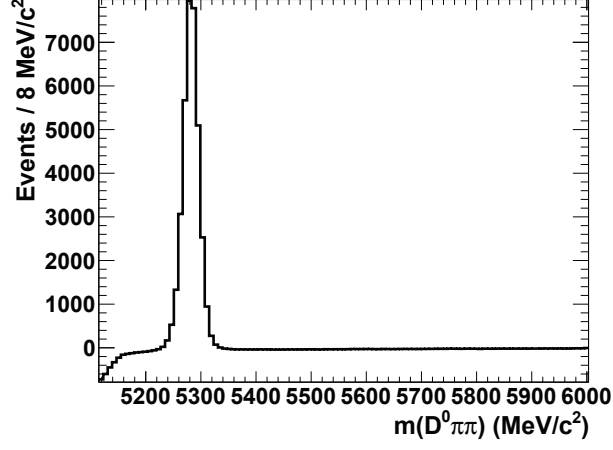


FIG. 5.13 – Distribution de la masse invariante $m_{D\pi\pi}$ des candidats $D\pi\pi$ pondérés par $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$.

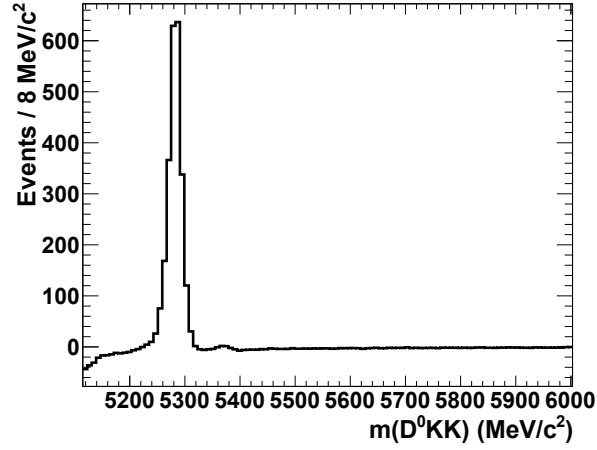


FIG. 5.14 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK pondérés par $sW_{B \rightarrow DKK}$.

$sW_{B_s \rightarrow DKK}$, nous pouvons observer une très légère accumulation d'événements au niveau de la masse du B^0 . Ces deux effets minimes n'ont pas d'impact majeur dans la suite de la thèse.

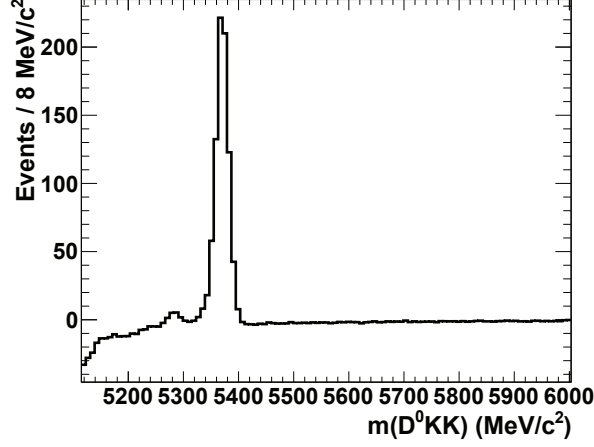


FIG. 5.15 – Distribution de la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK pondérés par $sW_{B_s \rightarrow DKK}$.

5.7 Conclusion sur le chapitre décrivant l'extraction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Dans ce chapitre nous avons décrit les ajustements des données $D\pi\pi$ et DKK , sur la fenêtre de masse $m_{Dhh} \in [5115; 6000] \text{ MeV}/c^2$, qui permettent d'obtenir les nombres d'événements :

- $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30043_{-250}^{+253}$;
- $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1961_{-75}^{+77}$;
- $N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 463_{-50}^{+52}$;

ainsi que le rapport entre ces deux derniers est $r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = 0.236_{-0.024}^{+0.024}$.

Les ajustement sont stables et les incertitudes statistiques correctement évaluées.

Ces ajustement permettent de calculer des poids $sWeights$ signaux pour les trois modes $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ et $sW_{B_s \rightarrow DKK}$.

À l'aide de ces nombres d'événements et des nombres de candidats dans les fenêtres de masse $m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$ et $m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$ (récapitulés dans la section 3.10), nous pouvons évaluer la pureté du signal $P = \frac{S}{S+B}$, que nous commenterons dans le chapitre 8, à $P = 74 \%$ pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $P = 47 \%$ pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

Chapitre 6

Calcul des efficacités des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Pour déterminer les rapports d'embranchement des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (équations (2.15) et (2.16)), après avoir extrait les nombres d'événements dans le chapitre 5, il est nécessaire à présent de déterminer les efficacités de sélection des modes signal et des modes de normalisations. Nous factorisons l'efficacité ϵ en 4 contributions, qui correspondent à des effets successifs indépendants pour sélectionner le signal (ces quatres efficacités sont décorréliées) :

$$\epsilon = \epsilon^{geom} \times \epsilon^{sel \mid geom} \times \epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom} \times \epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}. \quad (6.1)$$

La notation $\epsilon^{X \mid Y}$ signifie l'efficacité de X par rapport à Y . Ainsi ϵ^{geom} est l'efficacité géométrique, c'est-à-dire l'efficacité de désintégrations survenant dans l'acceptance du détecteur LHCb, $\epsilon^{sel \mid geom}$ est l'efficacité de sélection incluant :

- l'efficacité du système de déclenchement de niveau HLT1 et HLT2 ;
- l'efficacité de reconstruction des traces ;
- l'efficacité de sélection du *Stripping* ;
- l'efficacité des sélections initiales et de la sélection sur le discriminant de Fisher.

L'efficacité $\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}$ est l'efficacité portant sur les critères de sélection sur l'identification des particules et $\epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}$ est l'efficacité du système de déclenchement de niveau L0. La décomposition des efficacités est artificielle, en particulier le fait de considérer l'efficacité du système de déclenchement de niveau L0 par rapport aux effets de l'ensemble des sélections. Cependant c'est le choix retenu pour cette étude, une décomposition possible car les différentes efficacités factorisées sont décorréliées.

Nous rappelons que pour déterminer les rapports d'embranchement, nous réalisons des mesures de rapports de rapports d'embranchement, donc comme le montrent les équations (2.15) et (2.16) ce qui nous importe le plus c'est la détermination précise des rapports d'efficacités $\frac{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)}{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)}$ et $\frac{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)}{\epsilon(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)}$. Les principales différences entre ces efficacités proviennent de l'efficacité sur l'identification des particules et du fait que l'efficacité peut

dépendre de la position de l'événement sur le plan de Dalitz et que les 3 modes considérés ne possèdent pas les mêmes structures de Dalitz.

6.1 Efficacité géométrique

L'efficacité géométrique ϵ^{geom} est déterminée à partir des bases de données au niveau de la génération des échantillons MC PHSP. Ainsi, nous obtenons pour les trois modes Dhh considérés les efficacités suivantes :

- $\epsilon^{geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (15.81 \pm 0.02) \%$;
- $\epsilon^{geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (17.02 \pm 0.03) \%$;
- $\epsilon^{geom}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (16.89 \pm 0.04) \%$.

Celles-ci sont récapitulées dans la première ligne du tableau 6.3. Les légères différences entre les efficacités géométriques des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$ s'expliquent par le fait que la masse des kaons est supérieure à celle des pions, pour les filles directes du B l'impulsion (selon l'axe z) des kaons est alors légèrement plus grande que l'impulsion des pions, ils sont donc légèrement plus boostés vers l'avant donc légèrement plus dans l'acceptance du détecteur. L'impulsion moyenne (selon l'axe z) des B_s^0 (et donc de leur filles) est très légèrement inférieure à celle de B^0 , donc l'impulsion (selon l'axe z) des kaons filles directes des B_s^0 est très légèrement inférieure à celle des kaons filles directes des B^0 . Les particules filles des B_s^0 sont ainsi très légèrement moins boostés vers l'avant que les particules filles du B^0 , donc elles sont très légèrement moins dans l'acceptance du détecteur.

6.2 Efficacité de sélection

L'efficacité de sélection $\epsilon^{sel | geom}$ est déterminée à l'aide des échantillons MC qui ont passé les critères de déclenchement du niveau HLT1 et HLT2, le *Stripping*, les sélections initiales et la sélection portant sur le déterminant de Fisher ie : l'ensemble des sélections (présentées dans le chapitre 3) excepté les sélections portant sur l'identification des particules et les critères sur le système de déclenchement de niveau L0.

Pour tenir compte des légères différences entre l'efficacité de reconstruction dans les MC et dans les données, les MC sont corrigés en tenant compte de l'impulsion et de la pseudo-rapacité des traces de l'événement. Ces tables de facteurs correctifs proviennent des études effectuées de façon officielle par le groupe de travail sur les performances physique (*Physics Performance Working Group*) de LHCb *Tracking, Alignment and Vertexing* [131] [132]. Les mêmes facteurs correctifs sont appliqués pour les périodes 2011 et 2012 puisque pour ces deux sous-ensembles de données la même version de reconstruction est utilisée. De plus, cette correction due à l'efficacité de reconstruction est faible : inférieure à 3 %.

Les efficacités de sélection sont données dans la deuxième ligne du tableau 6.3. Comme nous l'avons discuté dans la section 3.10, ces efficacités de sélection peuvent sembler faibles mais elles englobent l'efficacité que les systèmes de déclenchement HLT soient activés, l'efficacité que l'événement soit reconstruit, l'efficacité de sélection du *Stripping* et l'efficacité

des sélections présentées dans le chapitre 3 (sélections initiales, analyse multivariée, veto du $D^{*\pm}$).

6.3 Efficacité de l'identification des particules de l'état final

L'efficacité sur l'identification des particules $\epsilon^{PID | sel \& geom}$ est déterminée à l'aide des échantillons MC pondérés par l'efficacité $\epsilon_{PID_{evt}}$, provenant d'échantillons de calibration des données comme expliqué dans la section 3.8.3.

Les efficacités sur l'identification des particules sont données dans la troisième ligne du tableau 6.3.

6.4 Efficacité du niveau L0 du système de déclenchement

Le système de déclenchement de niveau HLT est basé sur un logiciel informatique, comme nous l'avons expliqué dans la section 2.3.1. Lorsque les événements sont complètement reconstruits, les simulations MC sont fidèles aux données à ce niveau là, c'est pourquoi l'efficacité du système de déclenchement de niveau HLT est incluse dans l'efficacité de sélection $\epsilon^{sel | geom}$. Cependant, il est nécessaire de traiter l'efficacité du système de déclenchement de niveau L0 en sortie de l'électronique de lecture des détecteurs et faisant partie du système d'acquisition $\epsilon^{L0 | PID \& sel \& geom}$, à part ; cette efficacité est déterminée à l'aide d'échantillons de calibrations dans les données. Comme pour l'efficacité sur l'identification des particules $\epsilon^{PID | sel \& geom}$, des échantillons de calibration permettent de déterminer des tables d'efficacités du système de déclenchement L0, puis les critères concernant ce système de déclenchement ne sont plus appliqués aux échantillons MC qui sont pondérés par l'efficacité provenant des données.

6.4.1 Définition de l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement

Dans la section 3.3.1 nous avons expliqué que le critère retenu sur le système de déclenchement L0 est le suivant : les événements appartiennent au moins à une des deux catégories $L0_Hadron_TOS$ ou $L0_Global_TIS$, comme le schématise la figure 6.4.1. Nous allons montrer que l'efficacité de ce critère du système de déclenchement de niveau L0, $\epsilon^{L0 | PID \& sel \& geom}$ peut s'exprimer en fonction de l'efficacité du critère $L0_Hadron_TOS$, appelée $\epsilon^{TOS | PID \& sel \& geom}$ et du rapport entre le nombre N_{TOS} d'événements dont l'acquisition est due à $L0_Hadron_TOS$ et le nombre N_{TIS} d'événements dont l'acquisition est due à $L0_Global_TIS$. Cette démonstration est réalisée pour aboutir à l'équation (6.8), où nous montrons également comment sont gérés les événements qui ont simultanément déclenché le système $L0_Hadron_TOS$ et $L0_Global_TIS$.

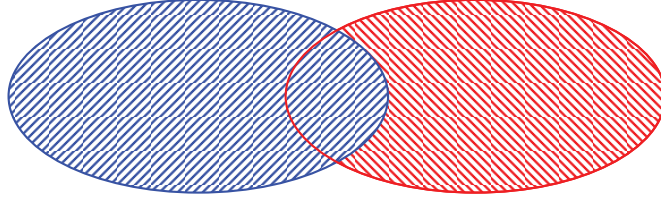


FIG. 6.1 – Schéma représentant les ensembles des événements $L0_Global_TIS$ (bleu), $L0_Hadron_TOS$ (rouge) et les événements qui sont à la fois $L0_Global_TIS$ et $L0_Hadron_TOS$ (intersection des deux ensembles bleu et rouge).

Dans la démonstration suivante, N_{TOS} (N_{TIS}) représente le nombre d'événements dans l'échantillon de données final qui ont déclenché le système $L0_Hadron_TOS$ ($L0_Global_TIS$). $N_{TOS\&!TIS}$ représente le nombre d'événements dans l'échantillon de données final qui ont déclenché le système $L0_Hadron_TOS$ uniquement. Le nombre N_0 ne peut être déterminé à partir des données, il correspond au nombre d'événements ayant passé la totalité des sélections en l'absence de critère sur le système de déclenchement L0.

Par définition de l'efficacité $\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}$:

$$\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom} = \frac{N_{TIS} + N_{TOS\&!TIS}}{N_0} \quad (6.2)$$

$$= \epsilon^{TIS \mid PID \& sel \& geom} + \epsilon^{TOS\&!TIS \mid PID \& sel \& geom} \quad (6.3)$$

$$= \frac{N_{TIS}}{N_0} + \frac{N_{TOS\&!TIS}}{N_0} \quad (6.4)$$

$$= \frac{N_{TIS} \times N_{TOS}}{N_0 \times N_{TOS}} + \frac{N_{TOS\&!TIS} \times N_{TOS}}{N_0 \times N_{TOS}} \quad (6.5)$$

$$= \frac{N_{TIS}}{N_{TOS}} \times \frac{N_{TOS}}{N_0} + \frac{N_{TOS\&!TIS}}{N_{TOS}} \times \frac{N_{TOS}}{N_0} \quad (6.6)$$

$$= \left(\frac{N_{TIS}}{N_{TOS}} + \frac{N_{TOS\&!TIS}}{N_{TOS}} \right) \times \frac{N_{TOS}}{N_0} \quad (6.7)$$

$$= (g + f) \times \epsilon^{TOS \mid PID \& sel \& geom} \quad (6.8)$$

avec

$$f = \frac{N_{TOS\&!TIS}}{N_{TOS}} \quad (6.9)$$

et

$$g = \frac{N_{TIS}}{N_{TOS}}. \quad (6.10)$$

6.4.2 Détermination de l'efficacité du système de déclenchement hadronique de niveau L0, $\epsilon^{TOS \mid PID \& sel \& geom}$

L'efficacité $\epsilon^{TOS \mid PID \& sel \& geom}$ est obtenue à l'aide de l'échantillon de calibration $D^{*+} \rightarrow D^0[K^-\pi^+]\pi^+$, dans les données, qui permet d'avoir une large quantité de pions et

kaons correctement identifiés. Les études sur les performances du système de déclenchement [133] [134], nous offrent des tables d'efficacités ϵ_{track}^{TOS} pour le critère *L0_Hadron_TOS* du système de déclenchement, par trace, en fonction :

- de la nature de la particule (kaon, pion) ;
- de la charge de la particule ;
- de l'impulsion transverse p_T de la particule ;
- de la région du calorimètre traversée par la particule ;
- de la polarisation de l'aimant dipolaire ;
- de la période de prise de données (2011 ou 2012).

À partir de ces tables d'efficacités par trace, pour chaque événements des échantillons MC nous pouvons calculer une efficacité du critère *L0_Hadron_TOS* par événement ϵ_{evt}^{TOS} . Les désintégrations considérées sont des désintégrations à 4 corps (4 hadrons) dans l'état final, ce qui conduit à plusieurs possibilités pour le déclenchement de l'acquisition. Pour illustrer ce point prenons l'exemple simple d'une désintégration de B^0 en deux hadrons notés p_1 et p_2 . Dans ce cas, l'efficacité de déclencher sur la désintégration de ce B^0 est la somme des trois termes suivants :

- l'efficacité de déclencher seulement sur la particule p_1 et non sur la particule p_2 ;
- l'efficacité de déclencher seulement sur la particule p_2 et non sur la particule p_1 ;
- l'efficacité de déclencher sur les deux particules p_1 et p_2 .

Ce qui est donné dans l'équation suivante pour cette exemple simple :

$$\epsilon_{evt}^{TOS} = \epsilon_{track}^{TOS}(p_1) \times [1 - \epsilon_{track}^{TOS}(p_2)] + \epsilon_{track}^{TOS}(p_2) \times [1 - \epsilon_{track}^{TOS}(p_1)] + \epsilon_{track}^{TOS}(p_1) \times \epsilon_{track}^{TOS}(p_2) \quad (6.11)$$

En extrapolant cet exemple à notre cas avec 4 hadrons dans l'état final, pour chaque événement du MC, nous calculons l'efficacité ϵ_{evt}^{TOS} que le système de déclenchement *L0_Hadron_TOS* soit activé grâce à au moins une trace de la désintégration comme étant la somme de 15 termes.

Comme pour l'efficacité sur l'identification des particules à l'équation 3.43, pour pondérer les MC, nous calculons tout d'abord une efficacité par événement pour la période 2011 $\epsilon_{evt}^{TOS}(2011)$ et une autre efficacité par événement pour la période 2012 $\epsilon_{evt}^{TOS}(2012)$ pour déterminer la valeur moyenne ϵ^{TOS} ,

$$\epsilon^{TOS} = \frac{\epsilon_{evt}^{TOS}(2011) \times \epsilon_{evt}^{TOS}(2012)}{f_{11} \times \epsilon_{evt}^{TOS}(2012) + f_{12} \times \epsilon_{evt}^{TOS}(2011)}, \quad (6.12)$$

où f_{11} et f_{12} représentent respectivement les fractions du nombre d'événements provenant des données 2011 et 2012 par rapport au nombre total de données après l'ensemble des sélections ($f_{11} + f_{12} = 1$)¹.

Ainsi, pour chaque événement du MC, nous avons déterminé à l'aide des données l'efficacité $\epsilon^{TOS | PID \& sel \& geom}$ de l'équation (6.8).

¹Pour les candidats $D\pi\pi$, $f_{11} = 28.95$ % et $f_{12} = 71.05$ %. Pour les candidats DKK , $f_{11} = 27.90$ % et $f_{12} = 72.10$ %.

6.4.3 Détermination des rapports f et g , du nombre d'événements uniquement TOS et d'événements TIS par rapport au nombre d'événements TOS

Nous allons montrer que les autres termes de l'équation (6.8), les rapports f et g (définis dans les équations (6.9) et (6.10)) peuvent être considérés comme identiques pour les 3 modes considérés. Les valeurs utilisées seront déterminées à l'aide du mode le plus abondant $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$.

- Chaque ensemble de données $D\pi\pi$ et DKK est divisé en trois sous-échantillons :
- échantillon TOS ;
 - échantillon TIS ;
 - échantillon $TOS\&!TIS$.

Les masses invariantes m_{Dhh} de chaque sous-échantillons sont ajustées suivant la même procédure que celle décrite dans le chapitre 5, pour extraire les nombres d'événements N_{TOS} , N_{TIS} et $N_{TOS\&!TIS}$ pour les 3 modes. Les valeurs de f et g provenant des données pour les 3 modes sont récapitulées dans la tableau 6.1.

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
f	$0.69^{+0.01}_{-0.01}$	$0.67^{+0.07}_{-0.07}$	$0.68^{+0.14}_{-0.13}$
g	$1.04^{+0.01}_{-0.01}$	$1.14^{+0.12}_{-0.12}$	$1.26^{+0.22}_{-0.22}$

TAB. 6.1 – Rapports $f = \frac{N_{TOS\&!TIS}}{N_{TOS}}$ et $g = \frac{N_{TIS}}{N_{TOS}}$ provenant des données pour les 3 modes.

D'après l'équation (6.8), le rapport f est utilisé pour exprimer l'efficacité des événements $TOS\&!TIS$ en fonction de l'efficacité des événements TOS : $f \times \epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom} = \epsilon^{TOS\&!TIS|PID \& sel \& geom}$. En considérant le tableau 6.1, les valeurs du rapport f sont toutes compatibles pour les 3 modes. Le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ étant le plus abondant, le rapport f provenant de ce mode à la plus petite incertitude statistique. C'est pourquoi une seule et même valeur $f = 0.69^{+0.01}_{-0.01}$, provenant du mode de contrôle le plus abondant, sera utilisée pour les 3 modes.

Ce qui nous importe dans ce chapitre, pour le calcul des rapports d'embranchement, c'est les rapports d'efficacités $\frac{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ et $\frac{\epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\epsilon(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$. Aussi pour le rapports des efficacités $\frac{\epsilon^{TOS\&!TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{TOS\&!TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ et $\frac{\epsilon^{TOS\&!TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\epsilon^{TOS\&!TIS|PID \& sel \& geom}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$, regardons l'impact de f . La valeur de f peut être déterminée grâce aux trois modes à l'aide des échantillons MC et des données. Alors, la figure 6.4.3 représente plusieurs cas de rapports de f , où les f sont déterminés à l'aide :

- des données de leur propre mode pour la détermination des rapports d'efficacités, $\frac{f_{from \ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}{f_{from \ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K}}$ et $\frac{f_{from \ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K}}{f_{from \ B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K}}$;
- des données du mode de contrôle, $\frac{f_{from \ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}{f_{from \ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}$;

- des MC de leur propre mode pour la détermination des rapports d'efficacités,
 $\frac{f_{from\ MC\ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}{f_{from\ MC\ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK}}$ et $\frac{f_{from\ MC\ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK}}{f_{from\ MC\ B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK}}$;

Nous constatons également que toutes les valeurs sont compatibles et que le cas où quel que soit le mode, f est calculé à l'aide des données du mode de contrôle $\frac{f_{from\ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}{f_{from\ B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi}}$, possède la plus petite incertitude statistique.

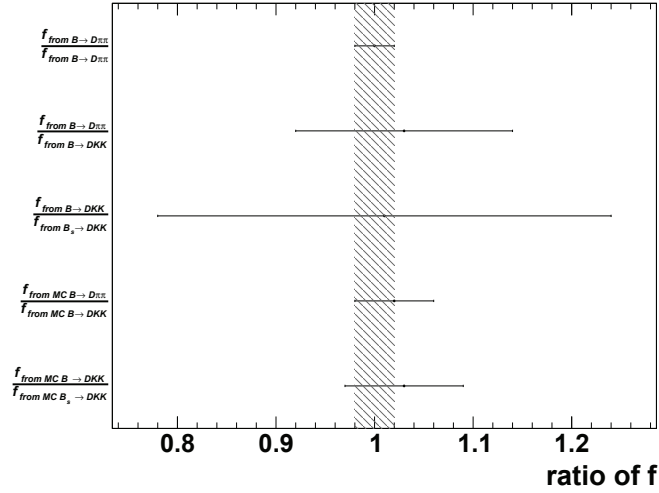


FIG. 6.2 – Rapport des valeurs de f pour le calcul des rapports d'efficacités $\frac{\epsilon^{TOS \& TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{TOS \& TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ et $\frac{\epsilon^{TOS \& TIS|PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\epsilon^{TOS \& TIS|PID \& sel \& geom}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$, avec plusieurs scenarii de détermination des valeurs de f .

Par la suite, dans la section 7.1 une incertitude systématique sera associée au fait que le même f provenant des données $D\pi\pi$ est utilisé pour les 3 modes.

D'après l'équation (6.8), le rapport g est utilisé pour exprimer l'efficacité des événements TIS en fonction de l'efficacité des événements TOS : $g \times \epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom} = \epsilon^{TIS|PID \& sel \& geom}$. Considérant la définition des événements TIS (une autre trace que les traces de la désintégration considérée a déclenché l'acquisition), il y a clairement aucune raison que l'efficacité des événements TIS diffère entre les modes $D\pi\pi$ et DKK . De plus, au vu du tableau 6.1, les valeurs de g calculées avec les 3 modes sont compatibles. Pour la suite, nous utiliserons une seule et même valeur provenant du mode de contrôle le plus abondant, $g = 1.04^{+0.01}_{-0.01}$.

6.4.4 Conclusion sur l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement

Les trois paramètres f , g et $\epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom}$, définis dans l'équation (6.8) permettant de calculer l'efficacité $\epsilon^{L0|PID \& sel \& geom}$ sont déterminés à l'aide des données. Les efficacités $\epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom}$ et $\epsilon^{L0|PID \& sel \& geom}$ sont données dans le tableau 6.2. Dans les échantillons MC, le critère sur le système de déclenchement de niveau L0 est alors

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
$\epsilon^{TOS PID \& sel \& geom}$	$(40.62 \pm 0.57) \%$	$(40.29 \pm 0.84) \%$	$(40.65 \pm 1.19) \%$
$\epsilon^{L0 PID \& sel \& geom}$	$(70.27 \pm 1.07) \%$	$(69.70 \pm 1.51) \%$	$(70.32 \pm 2.10) \%$

TAB. 6.2 – Efficacités $\epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom}$ et $\epsilon^{L0|PID \& sel \& geom}$ des trois modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

remplacé par la pondération de chaque événement par $(f + g) \times \epsilon^{TOS|PID \& sel \& geom}$ ce qui permet de déterminer $\epsilon^{L0|PID \& sel \& geom}$ et donc l'efficacité ϵ de l'équation (6.1).

Les efficacités du système de déclenchement de niveau L0 sont données dans la quatrième ligne du tableau 6.3.

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
ϵ^{geom}	$(15.81 \pm 0.02) \%$	$(17.02 \pm 0.03) \%$	$(16.89 \pm 0.04) \%$
$\epsilon^{sel geom}$	$(1.17 \pm 0.01) \%$	$(1.14 \pm 0.01) \%$	$(1.10 \pm 0.02) \%$
$\epsilon^{PID sel \& geom}$	$(95.53 \pm 1.24) \%$	$(75.68 \pm 1.44) \%$	$(76.33 \pm 2.05) \%$
$\epsilon^{L0 PID \& sel \& geom}$	$(70.27 \pm 1.07) \%$	$(69.70 \pm 1.51) \%$	$(70.32 \pm 2.10) \%$
ϵ	$(12.42 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	$(10.20 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	$(9.97 \pm 0.44) \times 10^{-4}$

TAB. 6.3 – Efficacités des trois modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

6.5 Variation de l'efficacité en fonction de la position dans le plan de Dalitz

Les désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ n'ont pas les mêmes structures de Dalitz. L'efficacité ϵ peut varier en fonction de la position dans le plan de Dalitz, les efficacités entre ces trois modes peuvent différer pour cette raison.

Les échantillons MC PHSP, présentés dans la section 3.1.2, ont la particularité d'avoir peu d'événements sur les bords du plan de Dalitz, les échantillons MC sq-Dalitz possèdent davantage d'événements dans ces régions proches des limites cinématiques du plan

de Dalitz. Un ajustement simultané sur ces deux échantillons va permettre d'utiliser les caractéristiques de ces deux types de simulations, pour modéliser correctement les efficacités en fonction de la position sur le plan de Dalitz.

6.5.1 Détermination d'une efficacité par événement

Pour modéliser l'efficacité en fonction de la position sur le plan de Dalitz $\epsilon(x, y)$, un polynôme du quatrième degré est utilisé

$$\epsilon(x, y) = \epsilon \times \epsilon_{DPcorr}(x, y) \quad (6.13)$$

$$\epsilon \times [1.0 + a_0(x + y) + a_1(x + y)^2 + a_2xy + a_3(x + y)^3 + a_4(x + y)xy \quad (6.14)$$

$$+ a_5(x + y)^4 + a_6(x + y)^2xy + a_7x^2y^2], \quad (6.15)$$

où $x = (m^2(D^0h^+) - m_0)/((m_B - m_h)^2 - m_0)$ et $y = (m^2(D^0h^-) - m_0)/((m_B - m_h)^2 - m_0)$, m_0 est défini comme étant $[(m_{D^0} + m_h)^2 + (m_B - m_h)^2]/2$. Pour ces variables h représente la fille directe du B (pion pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ et kaon pour les modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$) m_B est respectivement la masse du B^0 ou du B_s^0 .

Cette fonction d'efficacité sur le plan de Dalitz $\epsilon(x, y)$ est ajustée simultanément sur les échantillons MC PHSP et sq-Dalitz. Les paramètres de l'ajustement pour les 3 modes sont récapitulés dans le tableau 6.4. La distribution de l'ajustement est représentée sur

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0KK$
a_0	$0.682^{+0.270}_{-0.272}$	$0.830^{+0.218}_{-0.218}$	$0.662^{+0.246}_{-0.244}$
a_1	$0.111^{+1.36}_{-1.36}$	$0.727^{+0.869}_{-0.804}$	$0.963^{+0.953}_{-0.876}$
a_2	$-0.832^{+0.136}_{-0.141}$	$-1.43^{+0.30}_{-0.32}$	$-1.14^{+0.32}_{-0.35}$
a_3	$-6.11^{+2.45}_{-2.45}$	$-6.41^{+2.19}_{-2.11}$	$-4.00^{+2.34}_{-2.27}$
a_4	$2.11^{+0.34}_{-0.34}$	$1.64^{+0.41}_{-0.40}$	$1.54^{+0.44}_{-0.43}$
a_5	$-6.99^{+1.45}_{-1.45}$	$-7.98^{+1.80}_{-1.80}$	$-5.81^{+1.89}_{-1.89}$
a_6	$6.07^{+0.81}_{-0.80}$	$6.69^{+1.46}_{-1.38}$	$5.86^{+1.53}_{-1.44}$
a_7	$-1.75^{+0.14}_{-0.15}$	$-2.14^{+0.33}_{-0.35}$	$-1.84^{+0.35}_{-0.37}$

TAB. 6.4 – Paramètres de l'ajustement de $\epsilon(x, y)$ sur les MC PHSP et sq-Dalitz.

la figure 6.5.1 pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ et les projections sur les axes $m^2(D^0\pi^+)$ et $m^2(\pi^+\pi^-)$ du plan de Dalitz sur la figure 6.5.1. Nous pouvons remarquer sur la figure 6.5.1 que la courbe bleue (issue de l'ajustement) ne coïncide pas parfaitement aux points de l'échantillon MC sqDalitz pour la projection sur $m^2(D^0\pi^+)$, en limite du plan de Dalitz. C'est compréhensible étant donné que l'ajustement est réalisé simultanément sur les échantillons MC PHSP et sqDalitz. L'ajustement est cependant relativement correct. La distribution de l'ajustement est représentée sur la figure 6.5.1 (figure 6.5.1) pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$ (pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$) et les projections sur les axes $m^2(D^0K^+)$ et $m^2(K^+K^-)$ du plan de Dalitz sur la figure 6.5.1 (sur la figure 6.5.1).

Ces ajustements de la fonction $\epsilon(x, y)$, permettent d'obtenir pour chacun des modes, une efficacité en fonction de la position d'un événement sur le plan de Dalitz.

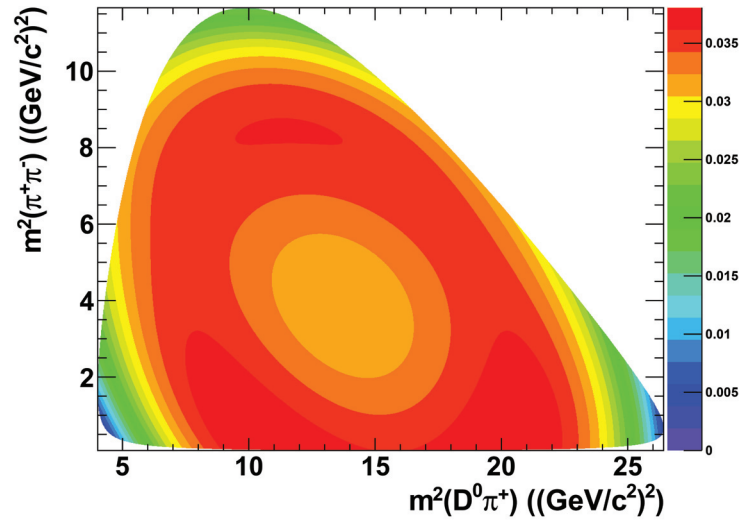


FIG. 6.3 – Ajustement de l'efficacité $\epsilon(x, y)$ simultanément sur les échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ PHSP et sq-Dalitz. L'efficacité est arbitrairement normalisée.

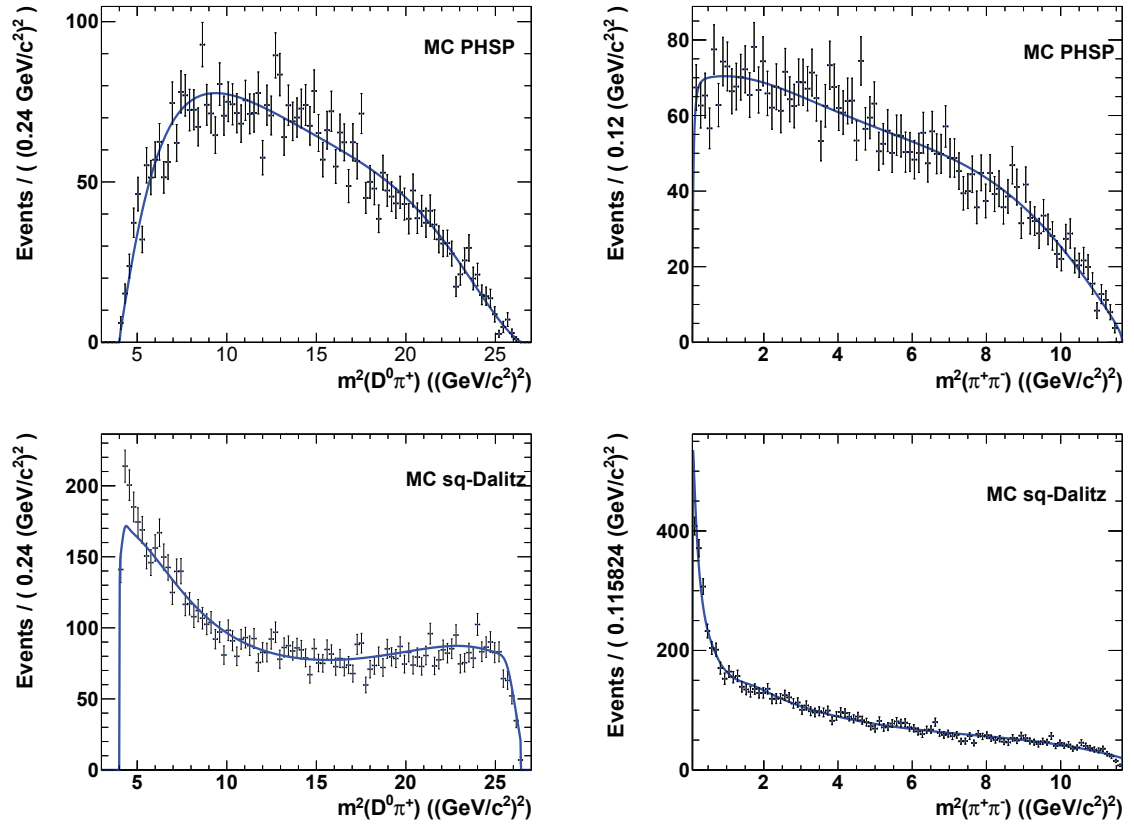


FIG. 6.4 – Projections des distributions $m^2(D^0\pi^+)$ (colonne de gauche) et $m^2(\pi^+\pi^-)$ (colonne de droite) des échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ PHSP (ligne du haut) et sq-Dalitz Monte Carlo (ligne du bas), avec l'ajustement pour le calcul de l'efficacité $\epsilon(x,y)$ superposé en bleu.

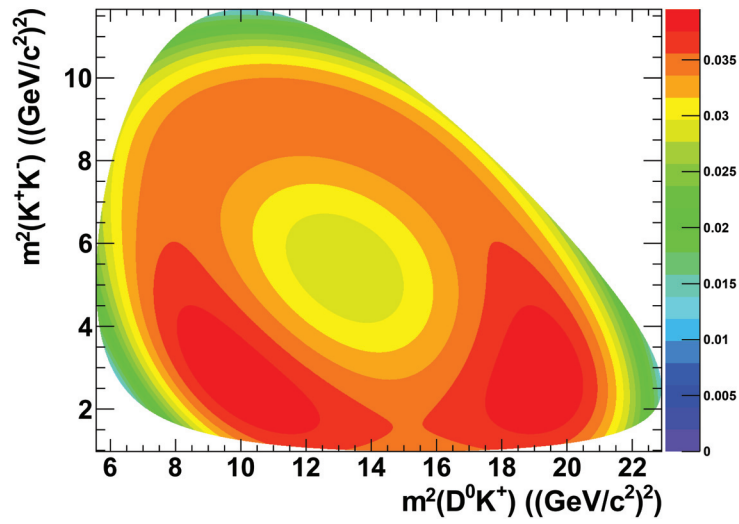


FIG. 6.5 – Ajustement de l'efficacité $\epsilon(x, y)$ simultanément sur les échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ PHSP et sq-Dalitz. L'efficacité est arbitrairement normalisée.

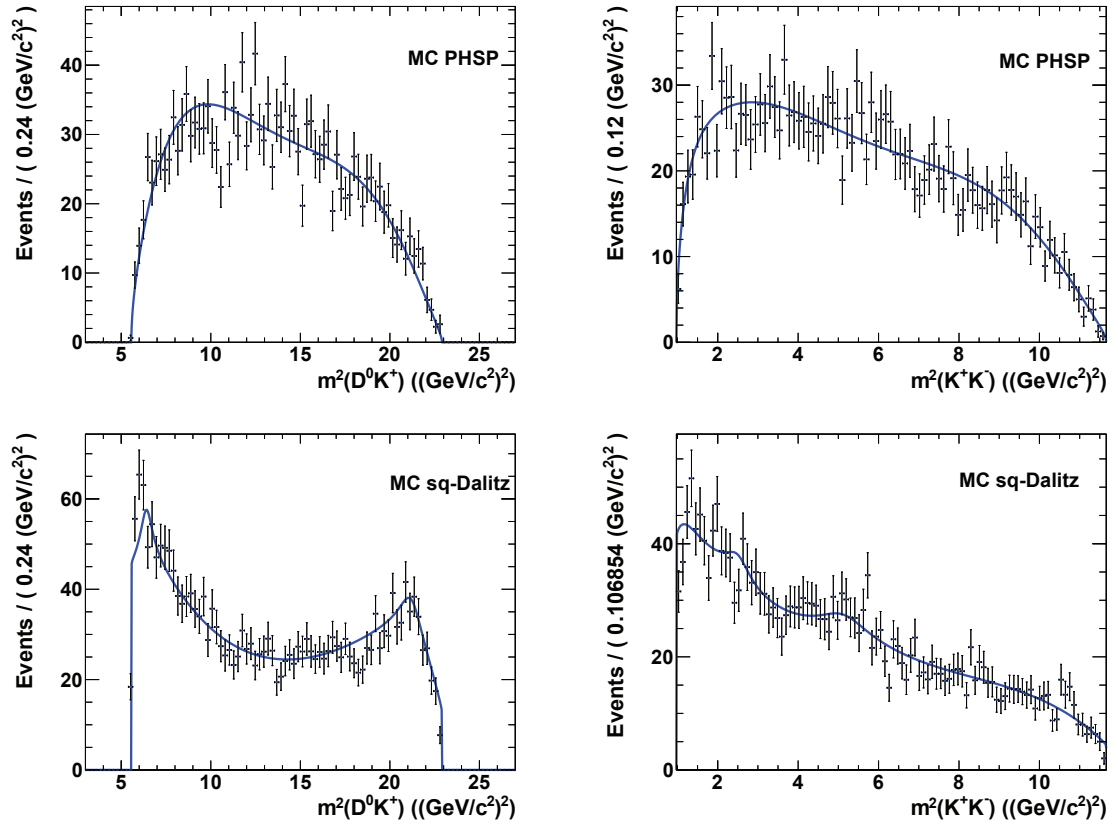


FIG. 6.6 – Projections des distributions $m^2(D^0 K^+)$ (colonne de gauche) et $m^2(K^+ K^-)$ (colonne de droite) des échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ PHSP (ligne du haut) et sq-Dalitz Monte Carlo (ligne du bas), avec l'ajustement pour le calcul de l'efficacité $\epsilon(x, y)$ superposé en bleu.

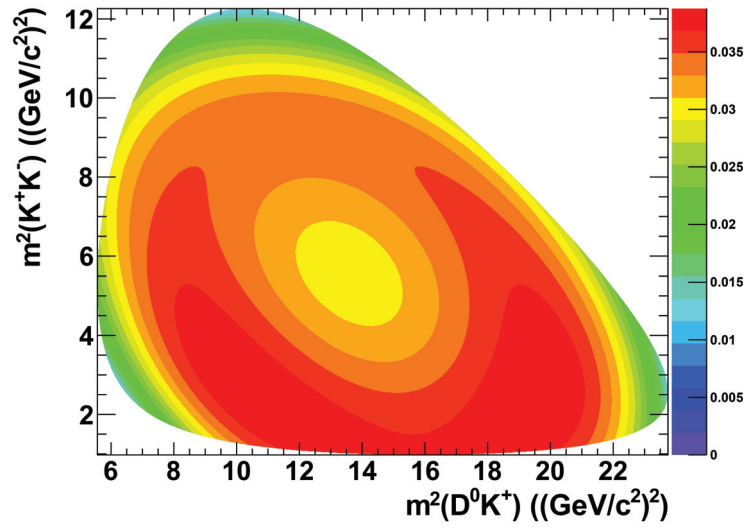


FIG. 6.7 – Ajustement de l'efficacité $\epsilon(x, y)$ simultanément sur les échantillons MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ PHSP et sq-Dalitz. L'efficacité est arbitrairement normalisée.

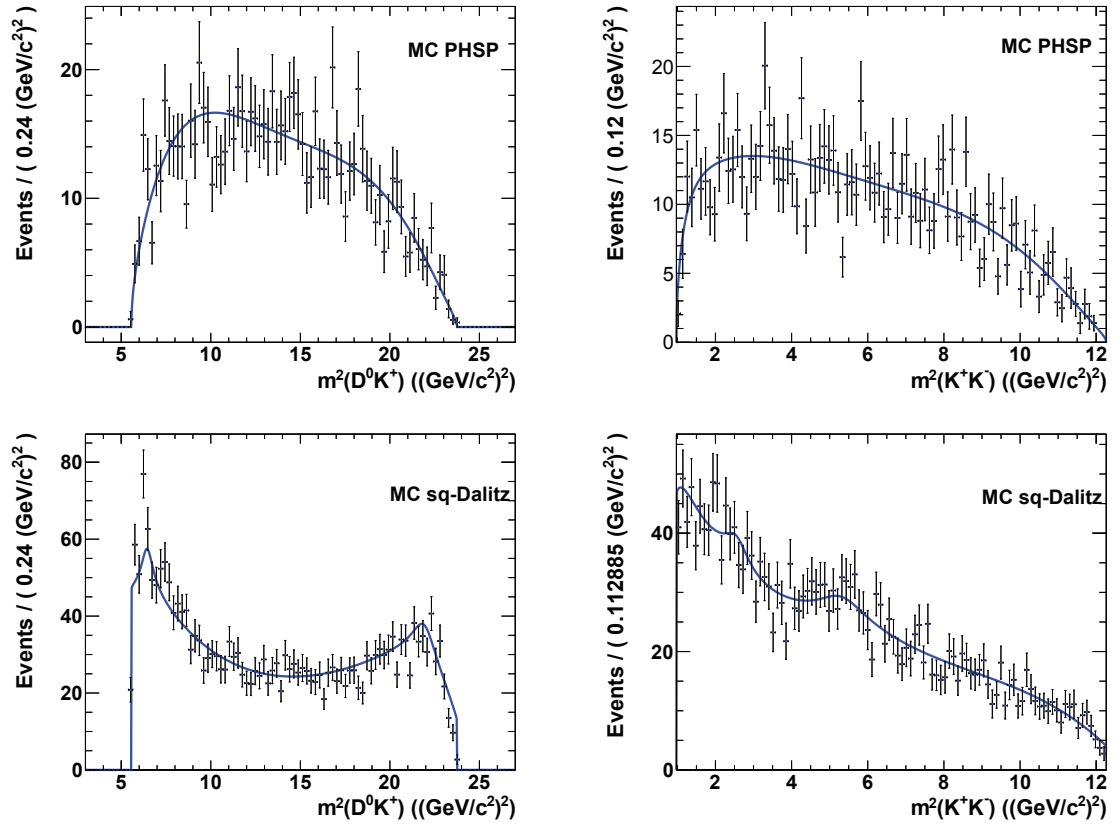


FIG. 6.8 – Projections des distributions $m^2(D^0 K^+)$ (colonne de gauche) et $m^2(K^+ K^-)$ (colonne de droite) des échantillons MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ PHSP (ligne du haut) et sq-Dalitz Monte Carlo (ligne du bas), avec l'ajustement pour le calcul de l'efficacité $\epsilon(x, y)$ superposé en bleu.

6.5.2 Détermination d'une efficacité moyenne sur le plan de Dalitz

À l'aide de l'efficacité $\epsilon(x, y)$, des données et des poids $sWeights$ déterminés dans la section 5.6, une efficacité moyenne sur le plan de Dalitz ϵ^{tot} est calculée, en sommant sur l'ensemble des événements des données :

$$\epsilon^{tot} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} \omega_i}{\sum_{i=0}^{N_{events}} \frac{\omega_i}{\epsilon(x, y)}} \quad (6.16)$$

$$= \epsilon \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} \omega_i}{\sum_{i=0}^{N_{events}} \frac{\omega_i}{\epsilon_{DPcorr}(x, y)}} \quad (6.17)$$

$$= \epsilon \times \bar{\epsilon}_{DPcorr}, \quad (6.18)$$

où ω_i représente le poids $sWeight$ $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ ou $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ pour chaque événement.

Les valeurs de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz ϵ^{tot} , obtenues par cette méthode sont données dans la deuxième ligne du tableau 6.5. Les facteurs de correction $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$ sont donnés dans la sixième ligne du tableau 6.7.

6.5.3 Méthode de validation

Une méthode alternative pour déterminer une efficacité moyenne sur le plan de Dalitz est utilisée, pour valider la méthode nominale basée sur l'efficacité événement par événement présentée dans les sections 6.5.1 et 6.5.2.

Pour cela, le plan de Dalitz des données est échantillonné de telle sorte que chaque échantillon ait le même nombre d'événements (à ± 1 événement près), comme dans l'analyse Ref. [41]. Pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$ 1024 échantillons sont réalisés et 256 échantillons pour les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$. Ensuite, à l'aide des simulations MC, une efficacité pour chaque échantillon est calculée ϵ_i^{bin} . Ces échantillonnages des données sont représentés sur la figure 6.5.3 pour les candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$, la figure 6.5.3 pour les candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ et la figure 6.5.3 pour les candidats $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$.

L'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz à partir des efficacités événement par événement définie dans l'équation 6.18, s'extrapole en efficacité moyenne $\bar{\epsilon}^{bin}$ où l'on somme sur l'ensemble des échantillons des données :

$$\bar{\epsilon}^{bin} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{bins}} \tilde{n}_i}{\sum_{i=0}^{N_{bins}} \frac{\tilde{n}_i}{\epsilon_i^{bin}}}, \quad (6.19)$$

où $\tilde{n}_i$ est la somme des poids signaux des candidats dans l'échantillon i du plan de Dalitz :

$$\tilde{n}_i = \sum_{j=0}^{N_{events} \text{ inside bin } i} \omega_j, \quad (6.20)$$

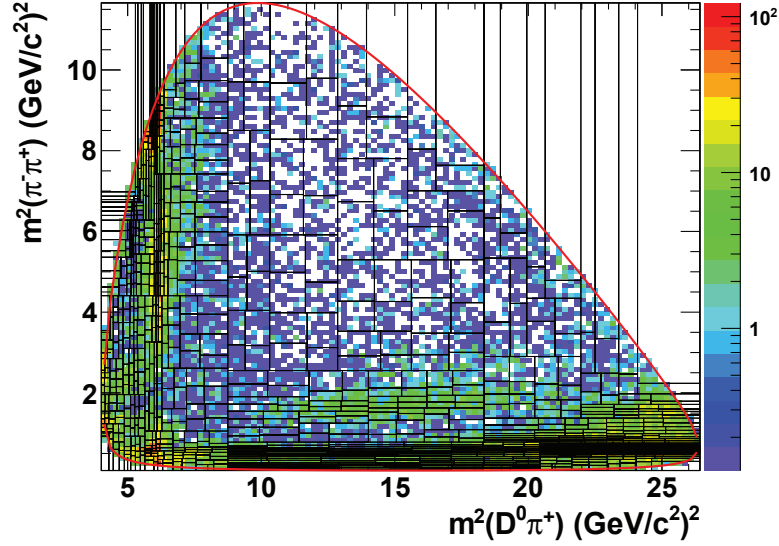


FIG. 6.9 – Distribution sur le plan de Dalitz ($m_{D^0\pi^+}^2$, $m_{\pi^+\pi^-}^2$) des candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ pondérés par $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$.

avec ω_j qui représente le poids *sWeight* ($sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ ou $sW_{B_s \rightarrow DKK}$) associé à l'événement.

Les figures 6.5.3, 6.5.3 et 6.5.3 montrent respectivement les distributions sur les plans de Dalitz, des données pondérées par $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ et $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ pour les candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0KK$. Les valeurs de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz, obtenues par cette seconde méthode sont données dans la troisième ligne du tableau 6.5.

6.5.4 Comparaison des deux méthodes pour la détermination de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz

Les efficacités moyenne sur le plan de Dalitz provenant des deux méthodes sont récapitulées dans le tableau 6.5. La seconde méthode utilisant un échantillonnage du plan de Dalitz permet de valider la méthode nominale utilisant une efficacité événement par événement à l'aide de la fonction $\epsilon(x, y)$ de l'équation (6.15). En effet, les deux méthodes aboutissent à des valeurs d'efficacité très similaires. L'écart relatif de la méthode de contrôle par rapport à la méthode nominale est de :

- 0.71 % pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$;
- 3.77 % pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$;
- 1.26 % pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$.

Nous verrons dans la section 6.6 que ces écarts sont compatibles avec les incertitudes statistiques sur la détermination des efficacités.

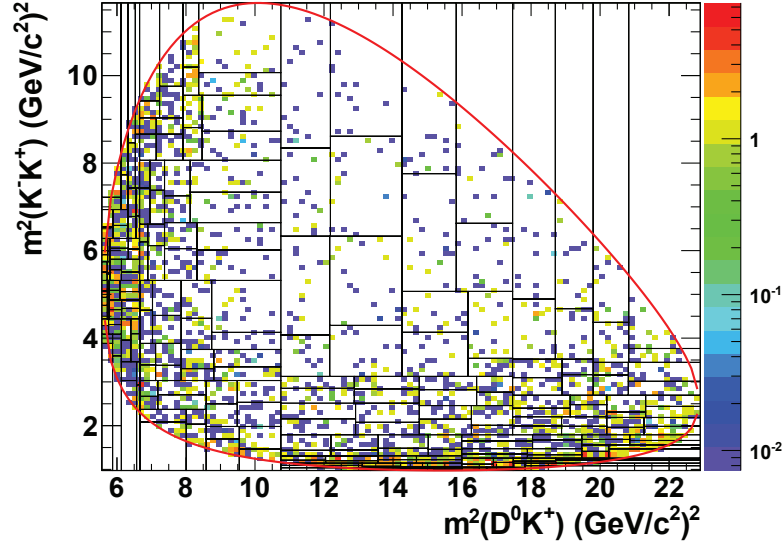


FIG. 6.10 – Distribution sur le plan de Dalitz ($m_{D^0 K^+}^2$, $m_{K^+ K^-}^2$) des candidats $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ pondérés par $sW_{B \rightarrow DKK}$.

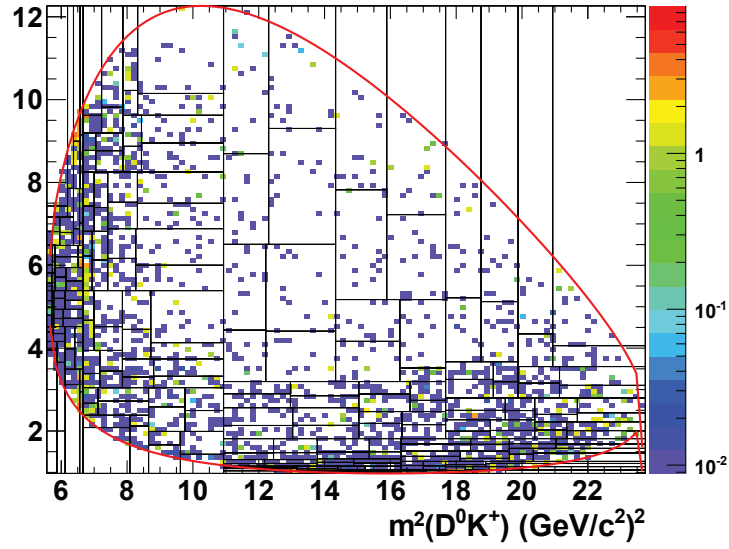


FIG. 6.11 – Distribution sur le plan de Dalitz ($m_{D^0 K^+}^2$, $m_{K^+ K^-}^2$) des candidats $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ pondérés par $sW_{B_s \rightarrow DKK}$.

6.6 Estimation de l'incertitude statistique sur la valeur de l'efficacité

L'incertitude statistique de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz ϵ^{tot} a deux contributions, d'après l'équation 6.18 :

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
ϵ	$(12.42 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	$(10.20 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	$(9.97 \pm 0.44) \times 10^{-4}$
ϵ^{tot}	9.91×10^{-4}	10.34×10^{-4}	9.54×10^{-4}
$\bar{\epsilon}^{bin}$	9.98×10^{-4}	9.95×10^{-4}	9.42×10^{-4}

TAB. 6.5 – Résumé des efficacités des trois modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, sans correction due à la structure du plan de Dalitz ϵ , efficacité moyenne sur le plan de Dalitz utilisant la méthode nominale événement par événement (présentée section 6.5.1 et 6.5.2) ϵ^{tot} et efficacité moyenne sur le plan de Dalitz utilisant la méthode de contrôle avec échantillonnage du plan de Dalitz (présentée section 6.5.3) $\bar{\epsilon}^{bin}$. Seule la valeur centrale des efficacités ϵ^{tot} et $\bar{\epsilon}^{bin}$ est à considérer ici, les incertitudes statistiques seront calculées dans la section 6.6 à l’aide de *toys* MC. L’incertitude sur l’efficacité ϵ donnée dans ce tableau est une incertitude sur une loi binomiale à partir de la statistique des échantillons MC.

- une contribution provenant de ϵ , dont l’incertitude statistique correspond à l’incertitude sur une loi binomiale à partir de la statistique des échantillons MC ;
- une contribution provenant de la correction sur le plan de Dalitz $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$, dont l’incertitude est évaluée en générant 1000 pseudo-expériences $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ modélisant la correction de l’efficacité pour chacun des modes.

En considérant la définition de la correction sur le plan de Dalitz

$$\bar{\epsilon}_{DPcorr} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} \omega_i}{\sum_{i=0}^{N_{events}} \frac{\omega_i}{\epsilon_{DPcorr}(x, y)}}, \quad (6.21)$$

nous constatons que pour générer ces pseudo-expériences deux termes doivent varier : la fonction de correction d’efficacité $\epsilon_{DPcorr}(x, y)$ et les poids ω_i de chaque événement. La correction $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ de chaque pseudo-expérience s’écrit :

$$\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy} = \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} \omega_i^{toy}}{\sum_{i=0}^{N_{events}} \frac{\omega_i^{toy}}{\epsilon_{DPcorr}^{toy}(x, y)}}. \quad (6.22)$$

Les paramètres a_1^{toy} , a_2^{toy} , a_3^{toy} , a_4^{toy} , a_5^{toy} , a_6^{toy} et a_7^{toy} pour chaque fonction $\epsilon_{DPcorr}^{toy}(x, y)$, sont tirés aléatoirement dans une distribution gaussienne de valeur moyenne, la valeur centrale du paramètre a_i donnée dans le tableau 6.4 et de largeur, l’incertitude sur le paramètre a_i donnée dans le tableau 6.4. Le poids ω_i^{toy} de chaque événement pour chaque pseudo-expérience, est également tiré aléatoirement dans une distribution gaussienne de valeur centrale le poids $sWeight$ ω_i de l’événement et de largeur, l’incertitude sur le poids ω_i ².

²Nous rappelons que les poids ω_i sont déterminés à l’aide de la méthode des *sWeight* à l’issu de l’ajustement nominal de la masse invariante m_{Dhh} dans la section 5.6. Pour chaque événement de chacun des modes, les poids $sW_{B \rightarrow D\pi\pi}$, $sW_{B \rightarrow DKK}$ et $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ ont été déterminés avec leurs incertitudes.

Les distributions des corrections $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ des 1000 pseudo-expériences sont respectivement représentées sur les figures 6.6, 6.6 et 6.6 pour les modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. Les résultats de l'ajustement de ces distributions avec une fonction gaussienne sont données dans le tableau 6.6. Les corrections d'effi-

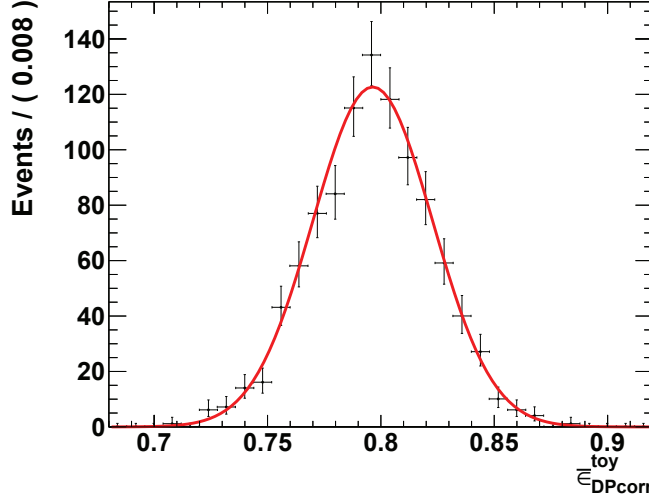


FIG. 6.12 – Distribution des corrections $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ des 1000 pseudo-expériences pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$. La distribution est ajustée avec une gaussienne (ligne rouge).

	Valeur moyenne	Écart-type	Correction nominale
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$(79.64 \pm 0.13) \%$	$(2.64 \pm 0.09) \%$	$(79.79 \pm 2.90) \%$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$(101.11 \pm 0.08) \%$	$(2.61 \pm 0.06) \%$	$(101.37 \pm 2.65) \%$
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$(95.81 \pm 0.08) \%$	$(2.49 \pm 0.06) \%$	$(95.69 \pm 2.51) \%$

TAB. 6.6 – Résultats de l'ajustement de la distribution des corrections $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ avec une gaussienne. La dernière colonne donne la valeur nominale de la correction $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$ calculée dans la section 6.5.2.

cacités provenant de ces pseudo-expériences sont correctement distribuées selon une loi gaussienne autour de la valeur nominale calculée dans la section 6.5.2. L'incertitude statistique sur la valeur de la correction sur le plan de Dalitz $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$ correspond à l'écart-type de la distribution de l'efficacité $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ des 1000 pseudo-expériences. L'incertitude statistique relative est donc de :

- 3.63 % pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$;
- 2.61 % pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- 2.62 % pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

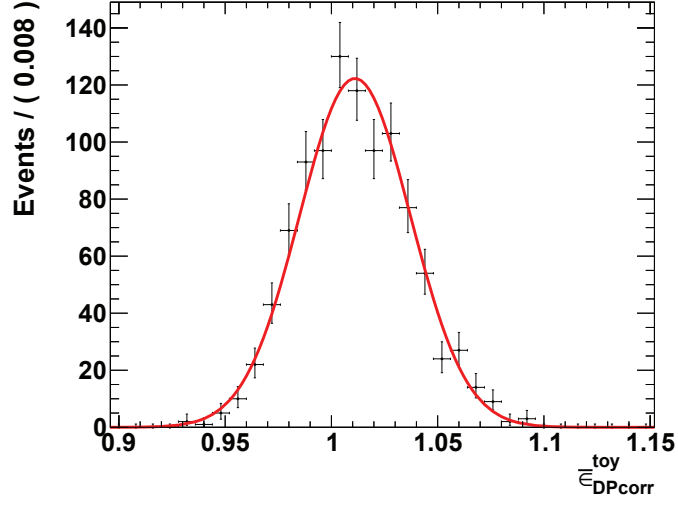


FIG. 6.13 – Distribution des corrections $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ des 1000 pseudo-expériences pour le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. La distribution est ajustée avec une gaussienne (ligne rouge).

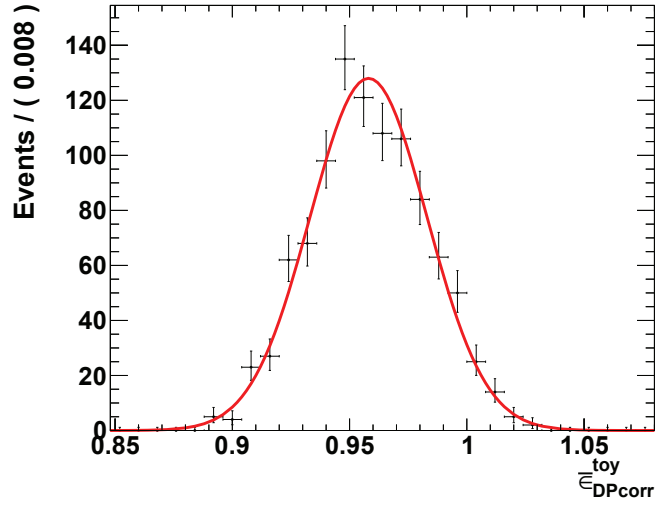


FIG. 6.14 – Distribution des corrections $\bar{\epsilon}_{DPcorr}^{toy}$ des 1000 pseudo-expériences pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. La distribution est ajustée avec une gaussienne (ligne rouge).

Nous remarquons que les écarts entre les deux méthodes pour déterminer l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz, présentés dans la section 6.5.4, sont relativement compatibles avec les incertitudes statistiques sur la correction $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$.

L'incertitude statistique de l'efficacité moyenne sur le plan de Dalitz ϵ^{tot} est calculée comme étant la somme quadratique des incertitudes sur ϵ et sur la correction $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$.

6.7 Résumé des efficacités des modes $B \rightarrow Dhh$

L'efficacité finale ϵ^{tot} est l'efficacité totale ϵ

$$\epsilon = \epsilon^{geom} \times \epsilon^{sel \mid geom} \times \epsilon^{PID \mid sel \& geom} \times \epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}, \quad (6.23)$$

moyenne après considération des variations sur le plan de Dalitz (corrigée par $\bar{\epsilon}_{DPcorr}$). Le tableau 6.7 récapitule ces efficacités. Nous remarquons que les efficacités sur les trois modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$, qui ont une cinématique très similaire, sont comparables.

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
ϵ^{geom}	$(15.81 \pm 0.02) \%$	$(17.02 \pm 0.03) \%$	$(16.89 \pm 0.04) \%$
$\epsilon^{sel \mid geom}$	$(1.17 \pm 0.01) \%$	$(1.14 \pm 0.01) \%$	$(1.10 \pm 0.02) \%$
$\epsilon^{PID \mid sel \& geom}$	$(95.53 \pm 1.24) \%$	$(75.68 \pm 1.44) \%$	$(76.33 \pm 2.05) \%$
$\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}$	$(70.27 \pm 1.07) \%$	$(69.70 \pm 1.51) \%$	$(70.32 \pm 2.10) \%$
ϵ	$(12.42 \pm 0.27) \times 10^{-4}$	$(10.20 \pm 0.31) \times 10^{-4}$	$(9.97 \pm 0.44) \times 10^{-4}$
$\bar{\epsilon}_{DPcorr}$	$(79.79 \pm 2.64) \%$	$(101.37 \pm 2.61) \%$	$(95.69 \pm 2.49) \%$
ϵ^{tot}	$(9.91 \pm 0.39) \times 10^{-4}$	$(10.34 \pm 0.41) \times 10^{-4}$	$(9.54 \pm 0.49) \times 10^{-4}$

TAB. 6.7 – Résumé des efficacités des trois modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Chapitre 7

Calcul des incertitudes systématiques pour la détermination des rapports d’embranchement des modes $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ et $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Ce chapitre traite des différentes sources d’incertitudes systématiques qui peuvent affecter les mesures présentées dans cette thèse. Certains contrôles ont déjà été présentés, en utilisant une seconde méthode différente de la méthode nominale, dans le but de s’assurer de l’absence d’incertitudes systématiques. C’est le cas lors :

- de l’entraînement de l’analyse multivariable : méthode nominale basée sur les données pondérées par les poids $sWeight$ (section 3.7.2), méthode de contrôle basée sur les simulations MC (section 3.7.5) ;
- du choix du discriminant pour l’analyse multivariable (section 3.7.4) : méthode nominale utilisant le discriminant de Fisher, méthode de contrôle à l’aide de réseaux de neurones et d’arbres de décision ;
- du calcul de l’efficacité moyenne sur le plan de Dalitz (section 6.5.4) : méthode nominale utilisant un modèle d’efficacité événement par événement, méthode de contrôle utilisant un modèle d’efficacité nécessitant un échantillonnage du plan de Dalitz.

De plus, nous rappelons que nous réalisons des mesures de rapports de rapports d’embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$ et $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)/\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)$ plutôt que des mesures absolues de rapports d’embranchement, dans le but de limiter les incertitudes systématiques et surtout dans le but d’éviter de devoir déterminer le nombre de $B_{(s)}^0$ produits initialement. En effet, si LHCb est capable de mesurer la luminosité à une précision de 1.16 % [83], la section efficace de production de $B_{(s)}^0$ n’est déterminée qu’avec une précision de 16 % (12 %) [73].

Les principales sources d'incertitudes systématiques restantes sont discutées dans ce chapitre. Elles sont dues aux hypothèses de modélisation et aux différences entre les modes signaux et les modes de contrôles. La section 7.1 traite de l'incertitude systématique due au système de déclenchement de niveau L0 et donc de l'incertitude systématique sur l'efficacité $\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}$. La section 7.2 traite de l'incertitude systématique sur $\epsilon^{PID \mid sel \& geom}$ due aux différents critères de sélections sur l'identification des particules entre le mode signal et le mode de contrôle. Enfin, la section 7.3 traite de l'incertitude systématique sur l'extraction des nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$, $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)$ et $N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)$.

7.1 Incertitude systématique sur l'efficacité du niveau L0 du système de déclenchement

Le calcul de l'efficacité du système de déclenchement de niveau L0 est réalisé dans la section 7.1. Pour déterminer l'efficacité $\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}$, comme nous l'avons montré à l'aide de l'équation 6.8, nous avons utilisé une méthode basée sur les données à partir de tables d'efficacités $\epsilon^{TOS \mid PID \& sel \& geom}$, offertes par les analyses Ref. [133] et [134], ainsi que les rapports $f = \frac{N_{TOS\&TIS}}{N_{TOS}}$ et $g = \frac{N_{TIS}}{N_{TOS}}$ déterminés sur les données du mode de contrôle $D\pi\pi$.

Nous avons vu dans la section 6.4.3 que pour les trois modes considérés $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$ le facteur $f = \frac{N_{TOS\&TIS}}{N_{TOS}}$ est déterminé à partir des données du mode le plus abondant, c'est-à-dire le mode de contrôle $D\pi\pi$. Pour les modes avec le même état final $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$, il n'y a pas de raison que le facteur f soit différent entre les deux modes, donc aucune incertitude systématique n'est associé au rapport d'efficacités $\frac{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$.

Pour la mesure du rapport d'embranchement de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ dont le mode de normalisation est $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, l'état final des deux modes étant différent, il peut y avoir une légère différence dans le facteur f de ces deux modes, même si les valeurs présentées dans le tableau 6.1 sont compatibles. Ainsi, une incertitude systématique est associée au rapport d'efficacité $\frac{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$. Pour déterminer cette incertitude systématique le rapport f est également calculé à partir des simulations MC (voir f_{MC} dans le tableau 7.1).

	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$
f_{MC}	0.65 ± 0.01	0.64 ± 0.02	0.66 ± 0.03

TAB. 7.1 – Facteur $f_{MC} = \frac{N_{TOS\&TIS}}{N_{TOS}}$ déterminé à partir d'ajustements sur les sous-échantillons $TOS\&TIS$ et TOS des simulations MC de chaque mode.

Le rapport d'efficacité $\frac{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{L0 \mid PID \& sel \& geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ est calculé en utilisant les valeurs extrémales de f_{MC} en tenant compte des incertitudes statistiques :

$f_{MC}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 0.66$ et $f_{MC}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 0.62$:

$$\left(\frac{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} \right)_{syst} = 1.03, \quad (7.1)$$

et comparé à la valeur nominale,

$$\left(\frac{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} \right)_{nominal} = 1.01 \pm 0.03. \quad (7.2)$$

Les effets systématiques sur le rapport $\frac{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{L0} | PID \ \& \ sel \ \& \ geom(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ sont donc évalués à 2.0 %.

7.2 Incertitude systématique sur l'efficacité d'identification des particules

Une incertitude systématique est associée à l'efficacité $\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}$ lorsque les états finaux du mode signal et du mode de normalisation diffèrent. Ainsi, une incertitude systématique sur l'efficacité d'identification des particules est seulement appliquée au rapport $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$. Cette incertitude systématique est principalement due à la taille de l'échantillon de calibration utilisé par PIDCalib (présenté dans la section 2.3.3).

Pour chaque trace dont la nature (pion ou kaon) diffère entre le mode signal et le mode de normalisation, une incertitude de 0.5 % est associée au rapport des efficacités. Dans les 2 modes $D\pi\pi$ et DKK , le même critère sur l'identification des particules est appliqué aux filles du D^0 , ces traces ne sont donc pas concernées. Les incertitudes systématiques par traces sont additionnées linéairement pour tenir compte de possibles corrélations entre elles. Ainsi, l'incertitude systématique sur le rapport des efficacités d'identification des particules $\frac{\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$ est évalué à 2.0 %. Cette valeur est comparable aux valeurs d'analyses similaires dans LHCb [53] [135].

7.3 Incertitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$

Nous affectons des incertitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$, $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et $N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$. Des incertitudes systématiques sont associées à la modélisation de chacune des PDFs utilisées lors de l'ajustement de la masse invariante m_{Dhh} sur les données $D\pi\pi$ et DKK . Nous traitons d'abord des incertitudes systématiques dues à la modélisation du signal, dans la section 7.3.1, puis des incertitudes systématiques dues à la modélisation des bruits de fond, dans la section 7.3.2.

7.3.1 Incertitude systématique sur la modélisation du signal

Les fonctions de densité de probabilité PDF_{signal} et PDF_{DKK} , définies respectivement dans les équations (5.3) et (5.5) modélisant le signal pour les modes $D\pi\pi$ et DKK , ont été validées par un ajustement sur les simulations MC dans la section 5.2.2. Cependant, une incertitude systématique est associée à cette modélisation.

Modélisation de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$

Les paramètres de queues de distribution $\alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2$ de la fonction PDF_{signal} sont fixés, lors de l'ajustement nominale sur les candidats $D\pi\pi$, aux valeurs déterminées par un ajustement sur les simulations MC :

- $\alpha_1 = 1.8 \pm 0.4$;
- $n_1 = 1.8 \pm 0.5$;
- $\alpha_2 = -2.2 \pm 0.4$;
- $n_2 = 2.3 \pm 0.5$.

Un second ajustement est réalisé en laissant ces paramètres libres dans l'intervalle des incertitudes. La valeur $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30937 \pm 263$ extraite de cet ajustement est comparée à celle de l'ajustement nominale, pour évaluer une incertitude systématique sur la modélisation du signal $D\pi\pi$ de 2.98 %.

Modélisation de $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

Lors de l'ajustement des candidats DKK , le signal $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ a été modélisé par la fonction PDF_{DKK} de l'équation (5.5) où les paramètres de queues de distribution $(\alpha_1, n_1, \alpha_2, n_2)$, les résolutions (σ_1, σ_2) et la différence de masse entre le méson B_s^0 et B^0 Δ_{mB} sont fixées.

La première étape consiste à laisser libre les paramètres impactant la résolution du signal : dans l'intervalle de leurs incertitudes issues des MC pour α_1, n_1, α_2 et n_2 ; et totalement libre pour les résolutions σ_1 et σ_2 :

- $\alpha_1 = 1.8_{-0.4}^{+0.4}$;
- $n_1 = 1.8_{-0.5}^{+0.5}$;
- $\alpha_2 = -2.2_{-0.4}^{+0.4}$;
- $n_2 = 2.3_{-0.5}^{+0.5}$;
- $\sigma_1 \in [0; 40] \text{ MeV}/c^2$;
- $\sigma_2 \in [0; 40] \text{ MeV}/c^2$.

Les valeurs $N_{syst1}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1988 \pm 116$ et $r_{B_s/B_d}^{syst1} = 0.237 \pm 0.025$ extraites de cet ajustement sont comparées aux valeurs de l'ajustement nominale, pour évaluer une première incertitude systématique sur la modélisation du signal DKK de $\sigma_{syst1}(N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)) = 1.38 \%$ et $\sigma_{syst1}(r_{B_s/B_d}) = 0.42 \%$.

La deuxième étape consiste à faire varier la résolution du pic de $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$ par rapport à celle du pic de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 KK$. Lors de l'ajustement nominal, les résolutions

des deux pics sont les mêmes, la résolution sur la masse invariante m_{DKK} devrait être proportionnelle à la différence de masse $Q_{(s)} = m_{B(s)^0} - m_D - 2m_K$. Ainsi la résolution sur le pic correspondant au B^0 reste inchangée par rapport à l'ajustement nominal, la résolution sur le pic correspondant au B_s^0 est multipliée par le facteur $Q_s/Q = 1.02$. Les valeurs $N_{syst2}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1964 \pm 114$ et $r_{B_s/B_d}^{syst2} = 0.240 \pm 0.025$ extraites de cet ajustement sont comparées aux valeurs de l'ajustement nominal, pour évaluer une seconde incertitude systématique sur la modélisation du signal DKK de $\sigma_{syst2}(N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)) = 0.15\%$ et $\sigma_{syst2}(r_{B_s/B_d}) = 1.69\%$. Comme nous l'attendions, cette variation n'a que très peu d'impact sur le nombre de $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et d'avantages sur le nombre de $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

Pour la troisième étape, la différence de masse Δ_{mB} est à présent libre. Les valeurs $N_{syst3}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1992 \pm 110$ et $r_{B_s/B_d}^{syst3} = 0.245 \pm 0.026$ extraites de cet ajustement sont comparées aux valeurs de l'ajustement nominal, pour évaluer une troisième incertitude systématique sur la modélisation du signal DKK de $\sigma_{syst3}(N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)) = 1.58\%$ et $\sigma_{syst3}(r_{B_s/B_d}) = 3.81\%$.

Ces trois sources d'incertitudes systématiques concernant la modélisation du signal DKK sont considérées comme décorrélées :

- la première étape permet de varier simultanément les résolutions des 2 pics du B^0 et du B_s^0 ;
- la deuxième étape permet de varier la résolutions du pic du B_s^0 par rapport à la résolution du pic du B^0 ;
- la troisième étape permet de varier la différence de masse des valeurs moyennes des pics du B^0 et du B_s^0 .

Aussi, ces trois incertitudes systématiques sont sommées en quadrature pour donner une incertitude systématique globale due à la modélisation du signal DKK : de 2.10% sur la mesure du nombre $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et de 4.19% sur la mesure du rapport r_{B_s/B_d} .

7.3.2 Incertitude systématique sur la modélisation des bruits de fond

Pour chaque mode $D\pi\pi$ et DKK d'autres échantillons de simulations MC vont être utilisés pour modéliser les deux composantes de bruits de fond piquant les plus importantes d'après les résultats des ajustements nominaux. De plus, les composantes ayant une contribution négative (compatible avec zéro) dans les ajustements nominaux seront retirées.

Modélisation des bruits de fond du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$

À l'issu de l'ajustement nominal de la masse $m_{D\pi\pi}$ sur les candidats $D\pi\pi$, d'après le tableau 5.2, les bruits de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \pi^+ \pi^-$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ sont les compo-

santes de bruit de fond piquant les plus importantes. La composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$ a une contribution négative (et compatible avec zéro).

La composante $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\pi^+\pi^-$ est modélisée, pour l’ajustement nominal, par une PDF non-paramétrique issue des simulations MC PHSP $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\pi^+\pi^-$, comme expliqué dans la section 5.2.5 et l’annexe C.3. Ici, cette composante va être modélisée par une PDF non-paramétrique issue de simulations MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\rho$ avec différentes polarisations, en s’inspirant de la fraction de polarisation longitudinale de la désintégration supprimée de couleur $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\omega$ $f_L = (66.5 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$ [116] et de la désintégration favorisée de couleur $B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+$ $f_L = (88.5 \pm 1.6 \pm 1.2) \%$ [136] confirmée par la récente publication Ref. [137], dont les diagrammes de Feynman sont représentés sur la figure 7.3.2. Les PDF modélisant ce bruit de fond lors de l’ajuste-

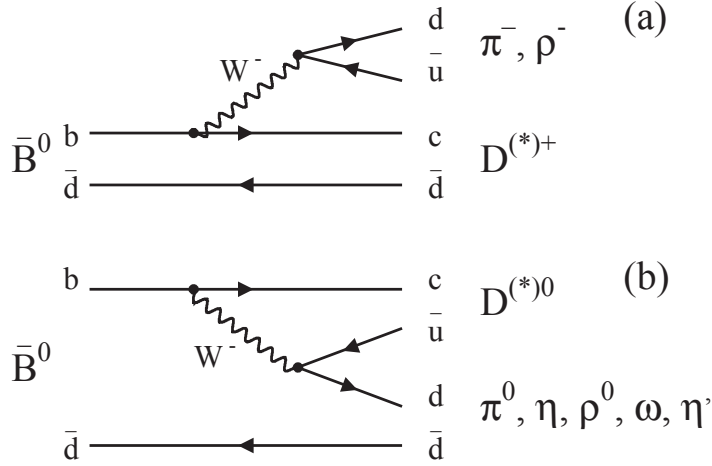


FIG. 7.1 – Diagrammes de Feynman des modes favorisés de couleur (a) et supprimés de couleur (b) des désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D^*X$, avec X représentant ρ^- , ρ^0 , ω ...

ment nominal et pour cette étude d’incertitudes systématiques sont représentées sur la figure 7.3.2. L’ajustement avec les deux scénarii de polarisation longitudinale les plus probables $f_L = (66.5 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$ et $f_L = (88.5 \pm 1.6 \pm 1.2) \%$ conduisent à un nombre d’événements $N_{syst1}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) = 30511pm319$ et $N_{syst2}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) = 30202 \pm 263$. Le scénario dont le résultat est le plus éloigné du résultat nominal est retenu pour attribuer une incertitude systématique sur la modélisation du bruit de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\pi^+\pi^-$ de 1.56 %.

La composante $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ est modélisée, pour l’ajustement nominal, par une PDF non-paramétrique issue des simulations MC sq-Dalitz $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K \pi$. Un second échantillon de simulations MC est disponible pour ce mode, dont les événements sont générés avec l’option PHSP (décrite dans la section 3.1.2). La PDF utilisée lors de l’ajustement nominale

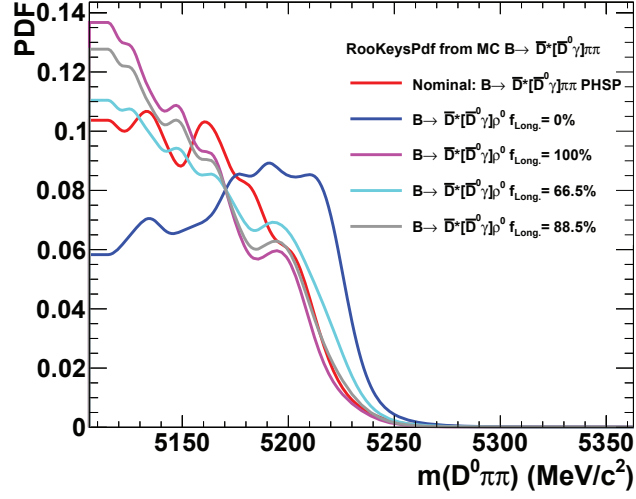


FIG. 7.2 – Fonctions de densités de probabilités modélisant le bruit de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\pi\pi$.

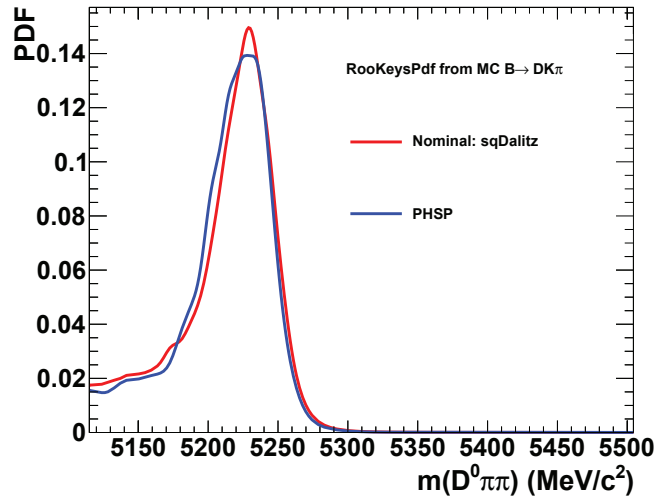


FIG. 7.3 – Fonctions de densités de probabilités modélisant le bruit de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$.

et la seconde PDF modélisant la composante $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ du bruit de fond sont présentées sur la figure 7.3.2. Le nombre d'événements $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30128 \pm 249$ extrait de cet ajustement est comparé à la valeur nominale : une incertitude systématique de 0.28 % est affectée à la mesure de $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$, pour la modélisation du bruit de fond $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$.

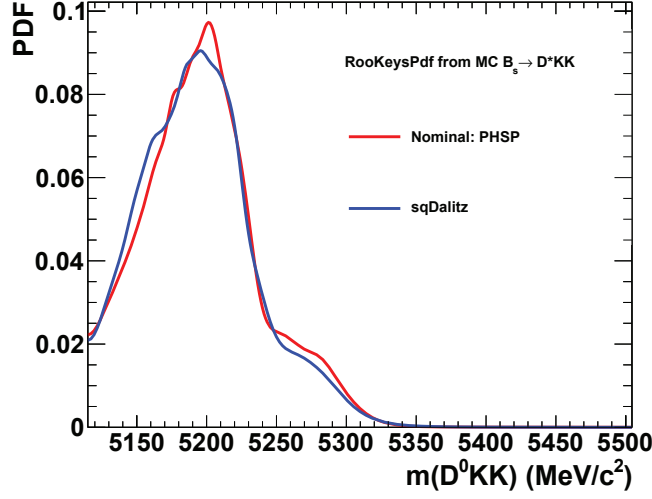


FIG. 7.4 – Fonctions de densités de probabilités modélisant le bruit de fond $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$.

La composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$ a une contribution négative compatible avec zéro à l'issu de l'ajustement nominal. Cette composante est retirée pour un second ajustement où nous obtenons un nombre d'événements $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = 30008 \pm 247$. Le résultat de cet ajustement est comparé à la valeur nominale : une incertitude systématique de 0.12 % sur la modélisation de la composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$ est affectée à la mesure de $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$.

Modélisation des bruits de fond du mode $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

À l'issu de l'ajustement nominal de la masse m_{DKK} sur les candidats DKK , d'après le tableau 5.2, les bruits de fond $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$ sont les composantes de bruit de fond piquant les plus importantes. La composante $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$ a une contribution négative (et parfaitement compatible avec zéro).

La composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+ K^-$ est modélisée, pour l'ajustement nominal, par une PDF non-paramétrique issue des simulations MC PHSP $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K K$. Un second échantillon de simulations MC est disponible pour ce mode, dont les événements sont générés avec l'option sq-Dalitz (décrite dans la section 3.1.2). La PDF utilisée lors de l'ajustement nominale et la seconde PDF modélisant la composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+ K^-$ du bruit de fond sont présentées sur la figure 7.3.2. Le nombre d'événements $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1970 \pm 78$ et le rapport $r_{B_s/B_d}^{syst} = 0.239 \pm 0.025$ extraits de cet ajustement sont comparés aux valeurs nominales : une incertitude systématique de 0.46 % est affectée sur la mesure du nombre d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et de 1.27 % sur la mesure du rapport r_{B_s/B_d} , pour la modélisation du bruit de fond

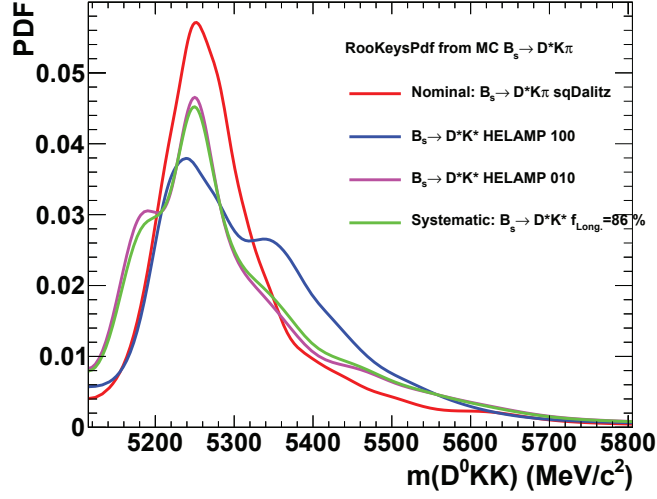


FIG. 7.5 – Fonctions de densités de probabilités modélisant le bruit de fond $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$.

$$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+ K^-.$$

La composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$ est modélisée, pour l'ajustement nominal, par une PDF non-paramétrique issue des simulations MC sq-Dalitz $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$. Ici, cette composante va être modélisée par une PDF non-paramétrique issue de simulations MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^{*0}$, en s'inspirant de la fraction de polarisation longitudinale du mode similaire chargé $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} K^{*+}$ $f_L = (86 \pm 6 \pm 3) \%$ [138]. Les PDF, utilisées lors de l'ajustement nominale et lors de cet ajustement, modélisant la composante $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K \pi$ du bruit de fond sont présentées sur la figure 7.3.2. Le nombre d'événements $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1989 \pm 82$ et le rapport $r_{B_s/B_d}^{syst} = 0.235 \pm 0.024$ extraits de cet ajustement sont comparés aux valeurs nominales : une incertitude systématique de 1.43 % est affectée sur la mesure du nombre d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et de 0.42 % sur la mesure du rapport r_{B_s/B_d} , pour la modélisation du bruit de fond $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$.

La composante $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$ a une composante négative compatible avec zéro à l'issu de l'ajustement nominal. Cette composante est retirée pour un second ajustement où nous obtenons un nombre d'événements $N_{syst}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = 1963 \pm 78$ et un rapport $r_{B_s/B_d}^{syst} = 0.236 \pm 0.024$. Les résultats de cet ajustement sont comparés aux valeurs nominales : une incertitude systématique de 0.10 % sur la modélisation de la composante $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$ est affectée à la mesure de $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)$ et aucune incertitude systématique n'est affectée à la mesure de r_{B_s/B_d} .

7.3.3 Récapitulatif des incertitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow Dhh$

Les différentes sources d'incertitudes systématiques mentionnées dans cette section 7.3 sont considérées comme décorrélées, elles sont donc sommées de manière quadratique. Le tableau 7.2 récapitule l'ensemble de ces incertitudes systématiques sur les nombres d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK$ et sur le rapport $r_{B_s/B_d} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0KK)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK)}$ dues à la modélisation des PDF lors des ajustements des masses invariantes $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} .

Source	$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi)$	$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK)$	r_{B_s/B_d}
Modélisation $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$	2.98 %	-	-
Modélisation $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$	-	2.10 %	4.19 %
Modélisation $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\pi^+\pi^-$	1.56 %	-	-
Modélisation $B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+\pi^-$	0.28 %	-	-
Modélisation $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K^-\pi^+$	0.12 %	-	-
Modélisation $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K^+K^-$	-	0.46 %	1.27 %
Modélisation $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}K^-\pi^+$	-	1.43 %	0.42 %
Modélisation $\Lambda_b \rightarrow D^0p\pi^-$	-	0.10 %	0.00 %
Total	3.38 %	2.58 %	4.40 %
Total sur la mesure $N_{sig}/N_{controle}$		4.25 %	4.40 %

TAB. 7.2 – Récapitulatif des incertitudes systématiques sur les nombres d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi\pi)$, $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0KK)$ et sur le rapport r_{B_s/B_d} dues à la modélisation des PDF lors des ajustements des masses invariantes $m_{D\pi\pi}$ et m_{DKK} . L'incertitude totale est obtenue par somme quadratique.

7.4 Incertitude systématiques due au rapport de sections efficace de production de mésons B_s^0 et B^0 (f_s/f_d)

Le rapport de sections efficace de production de mésons B_s^0 et B^0 , $f_s/f_d = 0.259 \pm 0.015$ [77] est nécessaire d'après l'équation (2.16) pour déterminer le rapport de rapports d'embranchement

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-) \times \epsilon^{tot}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-) \times f_s/f_d} \quad (7.3)$$

L'incertitude sur la mesure du rapport f_s/f_d implique une incertitude systématique sur le rapport de rapports d'embranchement de l'équation (7.3) de 5.8 % [77].

7.5 Résumé des incertitudes systématiques pour le calcul des rapports d’embranchement des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$

Les incertitudes systématiques sur la mesure du rapport de rapports d’embranchement

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)} = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} \quad (7.4)$$

sont résumées dans le tableau 7.3.

Les incertitudes systématiques sur la mesure du rapport de rapports d’embranchement

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times f_s/f_d} \quad (7.5)$$

sont résumées dans le tableau 7.4.

Les différentes sources d’incertitudes systématiques sont decorrélées, ainsi l’incertitude systématique totale correspond à la somme quadratique des différentes incertitudes systématiques.

Source	Incertainitude systématique
efficacité du système de déclenchement L0	2.00%
efficacité d’identification des particules	2.00%
modélisation des PDF lors de l’ajustement	4.25%
Total	5.11%

TAB. 7.3 – Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du rapport de rapports d’embranchement $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$.

Source	Incertainitude systématique
modélisation des PDF lors de l’ajustement	4.40%
f_s/f_d	5.80%
Total	7.28%

TAB. 7.4 – Résumé des incertitudes systématiques sur la mesure du rapport de rapports d’embranchement $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}$.

Chapitre 8

Étude qualitative de la composition des plans de Dalitz des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K$

L'analyse présentée dans cette thèse, la mesure des rapports d'embranchement, est une étape nécessaire précédant une analyse de Dalitz des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. Lors de la mesure de rapports d'embranchement, l'objectif est de minimiser l'incertitude statistique donc, la signification statistique $Q = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ a été maximisée lors des sélections. Pour réaliser une analyse de Dalitz, après avoir observé le mode et accumulé suffisamment de statistique, la pureté du signal $P = \frac{S}{S+B}$ est maximisée plutôt que la signification statistique, pour que la structure du bruit de fond ne perturbe pas la mesure des amplitudes complexes sur le plan de Dalitz. L'échantillon sélectionné dans cette thèse n'est pas suffisamment pure pour réaliser une analyse de Dalitz, il est cependant possible d'identifier quelques structures lors d'une inspection préliminaire des plans de Dalitz des désintégrations $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

8.1 Structure de Dalitz de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

La distribution sur le plan de Dalitz des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B^0 ($m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$) est donnée sur les figures 8.1 et 8.1. Les projections de ces plans de Dalitz pour observer les masses invariantes des systèmes $m(D^0 K^+)$, $m(D^0 K^-)$ et $m(K^+ K^-)$ sont représentées sur la figure 8.1, où les candidats DKK ont été pondérés par les poids $sWeight$ $sW_{B \rightarrow DKK}$ présentés dans la section 5.6.

Plusieurs résonances sont visibles sur les plans de Dalitz.

Dans le système KK , la contribution des mésons $a_0(980)$ (de masse $m = 980 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$ et de largeur $\Gamma = 92 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$) et $f_0(980)$ (de masse $m = 990 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$ et de largeur comprise entre $\Gamma = 40 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma = 100 \text{ MeV}/c^2$) [8]

semble clairement dominante sur la figure 8.1 représentant la projection du plan de Dalitz sur la masse invariante $m(KK)$, sur la diagonale de la figure 8.1 et sur la bande horizontale de la figure 8.1. Peu de remarques peuvent être tirées de ces distributions car l'échantillon n'est pas très pure malgré la pondération avec les poids $sWeight$ déterminées

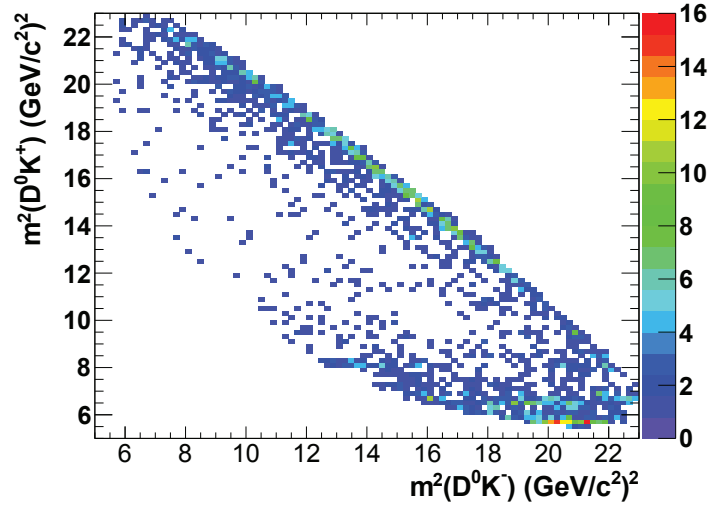


FIG. 8.1 – Plan de Dalitz $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B^0 ($m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

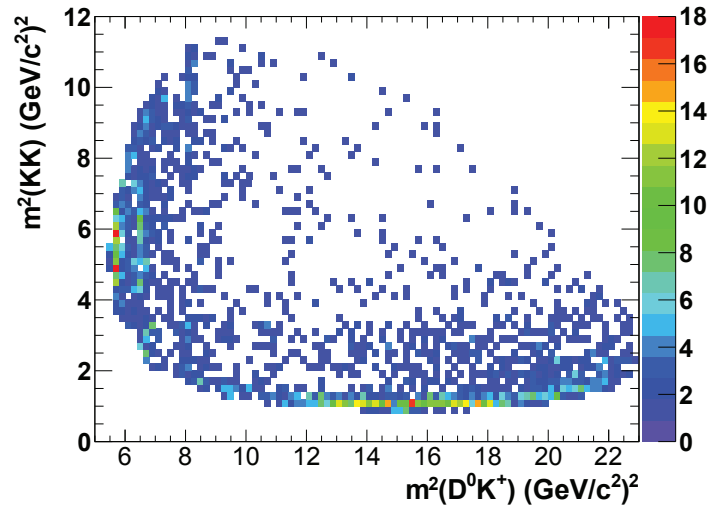


FIG. 8.2 – Plan de Dalitz $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B^0 ($m_{DKK} \in [5240; 5320] \text{ MeV}/c^2$).

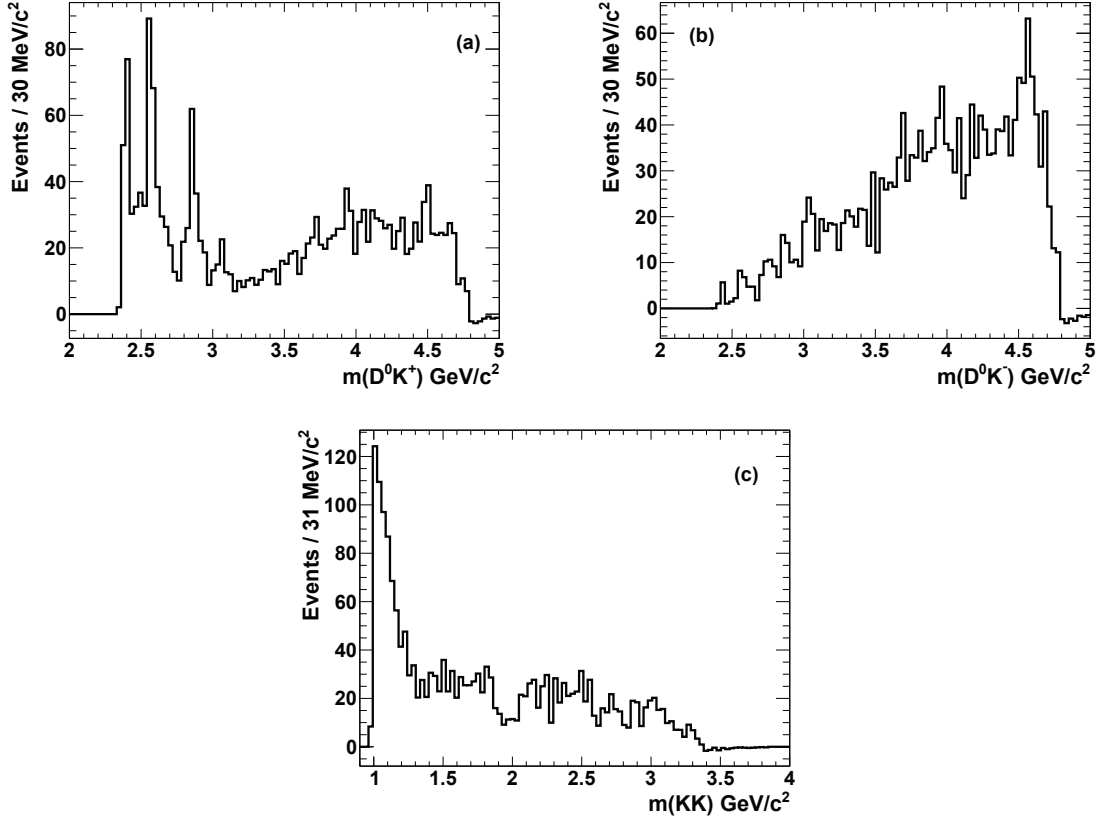


FIG. 8.3 – Masses invariantes $m(D^0 K^+)$ (a), $m(D^0 K^-)$ (b) et $m(K^+ K^-)$ (c) pour les événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, obtenus par pondération des candidats DKK avec les poids $sW_{B \rightarrow DKK}$ présentés dans la section 5.6.

dans la section 5.6. En effet, sur la figure représentant la projection sur la masse invariante $m(D^0 K^+)$ nous constatons un premier pic à $m(D^0 K^+) = 2.4 \text{ GeV}/c^2$ qui correspond à la désintégration $B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2536)^- K^+$, avec $D_{s1}(2536)^- \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+$ où le π^0 ou γ de la désintégration du $\bar{D}^{*0}$ n'est pas reconstruit ($m(D_{s1}(2536)^-) = 2535.10 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma(D_{s1}(2536)^-) = 0.92 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$ [8]). Le deuxième pic correspond au signal $B^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- K^+$ avec $D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ ($m(D_{s2}^*(2573)^-) = 2571.9 \pm 0.8 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma(D_{s2}^*(2573)^-) = 17 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ [8]). Le troisième pic correspond à la résonance du $D_{sJ}^*(2860)^-$ découverte par LHCb [40] [39]. La publication Ref. [39] mesure les masses et largeurs suivantes :

- $m(D_{s2}^*(2573)^-) = 2568.39 \pm 0.29 \pm 0.19 \pm 0.18 \text{ MeV}/c^2$;
- $\Gamma(D_{s2}^*(2573)^-) = 16.9 \pm 0.5 \pm 0.4 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2$;
- $m(D_{s1}^*(2860)^-) = 2859 \pm 12 \pm 6 \pm 23 \text{ MeV}/c^2$;
- $\Gamma(D_{s1}^*(2860)^-) = 159 \pm 23 \pm 27 \pm 72 \text{ MeV}/c^2$;
- $m(D_{s3}^*(2860)^-) = 2860.5 \pm 2.6 \pm 2.5 \pm 6.0 \text{ MeV}/c^2$

$$- \Gamma(D_{s3}^*(2860)^-) = 53 \pm 7 \pm 4 \pm 6 \text{ MeV}/c^2.$$

Ces pics sont assez larges et peuvent interférer avec d'autres résonances. Cette étude quantitative, dans cette thèse, est une première étape avant de pouvoir approfondir avec une analyse de Dalitz lorsque la statistique sera plus abondante. À titre de comparaison, l'analyse de Dalitz du mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ [41] a été réalisée sur un échantillon de 9565 ± 116 événements signaux purs à $97.8 \pm 0.2 \%$ et l'analyse de Dalitz du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ [40] sur un échantillon de 11300 ± 160 événements signaux avec une pureté de l'ordre de 90 %. Tandis que dans cette thèse l'échantillon considéré contient seulement 1961 ± 77 événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et 463 ± 52 événements $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ avec une pureté respective de l'ordre de 74 % et 47 %.

8.2 Structure de Dalitz de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$

La distribution sur le plan de Dalitz des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B_s^0 ($m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$) est donnée sur les figures 8.2 et 8.2. Les projections de ces plans de Dalitz pour observer les masses invariantes des systèmes $m(D^0 K^+)$, $m(D^0 K^-)$ et $m(K^+ K^-)$ sont représentées sur la figure 8.2, où les candidats DKK ont été pondérés par les poids $sWeight$ $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ présentés dans la section 5.6.

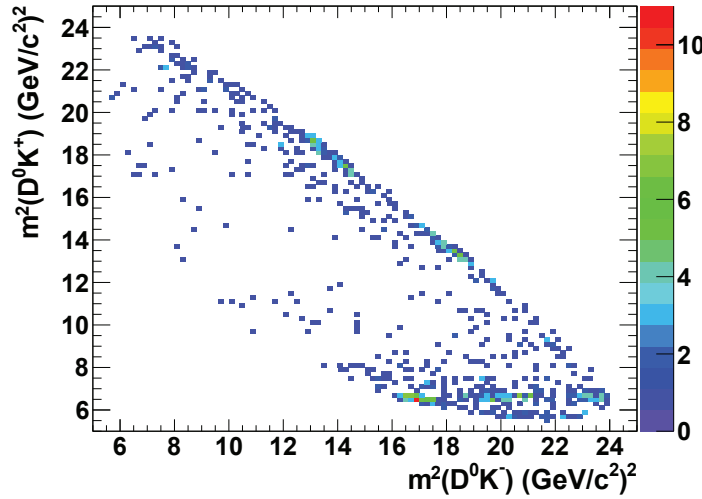


FIG. 8.4 – Plan de Dalitz $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B_s^0 ($m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$).

Plusieurs résonances sont visibles sur les plans de Dalitz.

Dans le système KK , la structure $\phi(1020)$ est clairement identifiable sur la figure 8.2 représentant la projection du plan de Dalitz sur la masse in-

variante $m(KK)$, mais également sur la diagonale de la figure 8.2 et sur la bande horizontale de la figure 8.2. L'étude de cette résonance $\phi(1020)$ ($m(\phi(1020)) = 1019.461 \pm 0.019 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma(\phi(1020)) = 4.266 \pm 0.031 \text{ MeV}/c^2$ [8]) fera l'objet de la partie III de cette thèse. On peut également repérer une structure assez large autour de $m(KK) = 1.680 \text{ GeV}/c^2$ qui pourrait correspondre au $\phi(1680)$ qui possède une largeur importante ($m(\phi(1680)) = 1680 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma(\phi(1680)) = 150 \pm 50 \text{ MeV}/c^2$ [8]).

Dans le système $D^0 K^+$, la structure du $D_{s2}(2573)^-$ est également clairement identifiable sur la figure 8.2 représentant la projection du plan de Dalitz sur la masse invariante $m(D^0 K^+)$ et sur la bande horizontale de la figure 8.2, ainsi que sur la bande verticale de la figure 8.2.

Comme nous l'avons mentionné en conclusion de la section 8.1, l'observation du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et l'étude des sous-modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ représentent une première étape, en attendant une statistique plus abondante pour pouvoir réaliser l'analyse de Dalitz du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

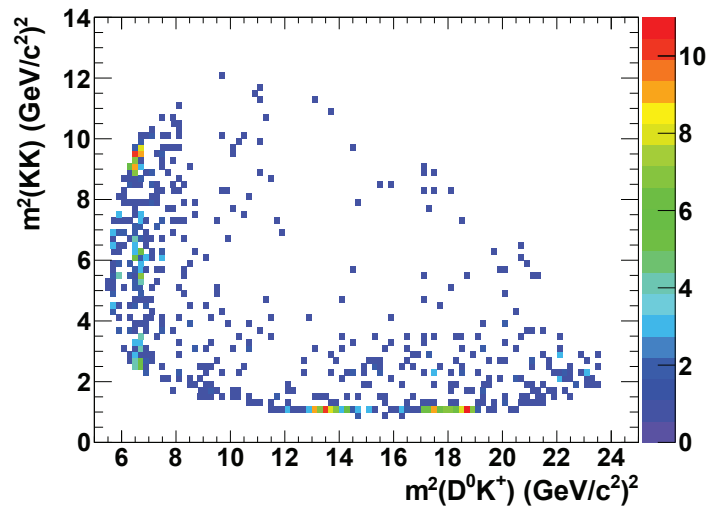


FIG. 8.5 – Plan de Dalitz $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ des candidats DKK dans la fenêtre de masse du B_s^0 ($m_{DKK} \in [5327; 5407] \text{ MeV}/c^2$).

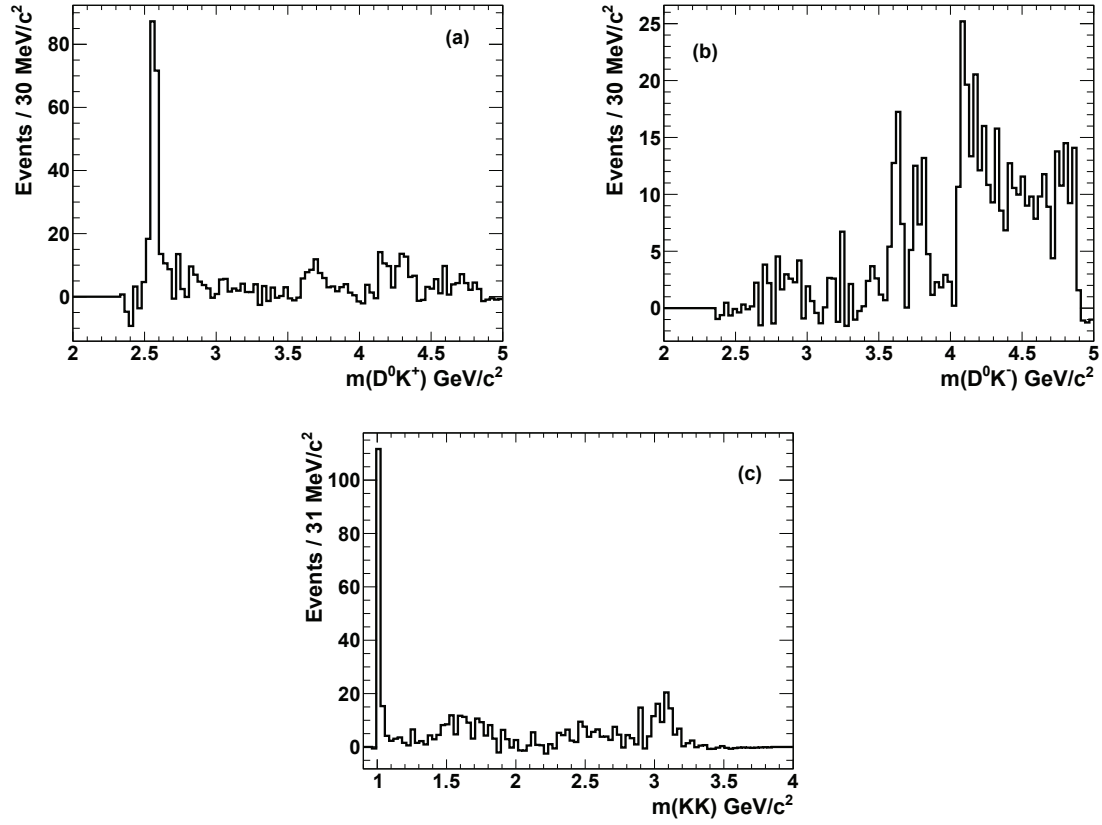


FIG. 8.6 – Masses invariantes $m(D^0 K^+)$ (a), $m(D^0 K^-)$ (b) et $m(K^+ K^-)$ (c) pour les événements $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, obtenus par pondération des candidats DKK avec les poids $sW_{B_s \rightarrow DKK}$ présentés dans la section 5.6.

Chapitre 9

Résultats de l'analyse des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$

En conclusion de cette partie II, l'analyse présentée dans cette thèse, basée sur les 3.19 fb^{-1} de données collectées par LHCb entre 2011 et 2012 permet d'améliorer la précision sur la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et de réaliser la première observation de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

Grâce aux nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 hh$ déterminés dans le chapitre 5 et aux efficacités de ces modes déterminées dans le chapitre 6, nous pouvons déterminer les rapports de rapports d'embranchement :

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)} = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}, \quad (9.1)$$

et

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times \epsilon^{tot}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) \times f_s/f_d}. \quad (9.2)$$

Ces rapports d'embranchements relatifs sont mesurés à :

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)} = (6.26 \pm 0.43 \pm 0.31) \times 10^{-2}, \quad (9.3)$$

et

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-)} = (98.8 \pm 11.9 \pm 7.0) \times 10^{-2}, \quad (9.4)$$

où les premières incertitudes sont les incertitudes statistiques et les secondes sont les incertitudes systématiques.

La valeur actuelle la plus précise du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ [41] a été mesurée par LHCb sur une région de l'espace des phases légèrement plus petite que celle étudiée dans

cette thèse, comme expliqué dans la section 3.6.2. Pour pouvoir utiliser la valeur du rapport d'embranchement de normalisation de LHCb plutôt que celle de Belle, un facteur multiplicatif de 1.058 est nécessaire pour corriger le résultat de LHCb et l'adapter à l'échelle de l'espace des phases utilisé dans cette thèse.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (5.60 \pm 0.39 \pm 0.28 \pm 0.34) \times 10^{-5}, \quad (9.5)$$

où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième est l'incertitude due à la normalisation avec $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi \pi)$.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (5.53 \pm 0.67 \pm 0.39 \pm 0.55) \times 10^{-5}, \quad (9.6)$$

où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième est l'incertitude due à la normalisation avec $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K K)$.

Les précédentes mesures de ces modes avaient été réalisées par LHCb [50], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (4.7 \pm 0.9 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^- = (4.2 \pm 1.9) \times 10^{-5}$.

Troisième partie

L'analyse $B \rightarrow D\phi$

Chapitre 10

Étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$

10.1 Objectifs et description de la méthode utilisée pour l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$

10.1.1 Objectifs et intérêts de l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$

La désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ est un sous-mode résonant du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. Ce sous-mode a été observé pour la première fois par LHCb avec 1 fb^{-1} de données dans une analyse dédiée à la recherche de ce mode [52]. Comme nous l'avons vu dans la section 8.2, l'échantillon de données DKK étudié dans cette thèse semble comporter une forte contribution du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$. La résonance du $\phi(1020)$ est suffisamment étroite, loin de toute autre résonance en $m(KK)$ et pure, comme nous le voyons sur la figure 8.2, pour pouvoir mesurer le rapport d'embranchement des sous-modes passant par la résonance du $\phi(1020)$ sans nécessité une analyse de Dalitz qui engloberait toutes les contributions.

L'objectif est donc à présent d'étudier les modes ayant comme état final $D\phi$ à partir du même échantillon de données que celui utilisé pour l'étude des modes DKK . Les sélections ne sont pas optimisées pour le sous-mode $D\phi$ comme dans l'analyse Ref. [52], mais la statistique plus importante (3.19 fb^{-1}) permet de pouvoir étudier les modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$.

Le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ est particulièrement intéressant car il est sensible à l'angle γ de la matrice CKM, à travers une violation directe de CP lors de l'interférence entre la désintégration de D^0 et de $\bar{D}^0$ dans le même état final, avec un processus de désintégration à l'ordre de l'arbre (voir section 1.2.1 méthode GLW [16] ou méthode alternative [37] voir section 1.3.1). Confirmer la mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) = [2.3 \pm 0.4(stat) \pm 0.2(syst) \pm 0.2(f_s/f_d) \pm 0.3(\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}))] \times 10^{-5}$ réalisée par une analyse dédiée est intéressant et constitue une vérification de la validité de l'ensemble de l'analyse réalisée dans cette thèse. Le diagramme de Feynman de cette

désintégration est représenté sur la figure 10.1.1.

Le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ est un mode partiellement reconstruit où un π^0 ou γ de la désintégration $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$ ou $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \gamma$ n'est pas reconstruit. Ce mode peut être observé car aucun autre bruit de fond physique n'est présent dans cette région de la masse invariante $m_{D\phi}$. Cette désintégration n'a encore jamais été observée, une mesure de sa polarisation pourra être comparée à d'autres modes supprimés de couleur, comme $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \omega$ [116]. Le diagramme de Feynman de cette désintégration est représenté sur la figure 10.1.1.

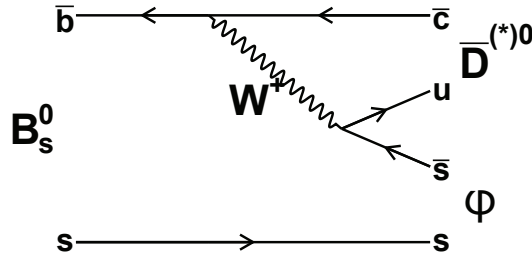


FIG. 10.1 – Diagramme de Feynman de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$, supprimée de couleur.

Le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ est un mode supprimé par les règles de Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) [139] [140] [141], le diagramme de Feynman de cette désintégration est représenté sur la figure 10.1.1. Le rapport d'embranchement de cette désintégration a été prédit à $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ [115], prédiction qui peut être corrigée suite à la dernière mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)$ [116], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (1.55 \pm 0.10) \times 10^{-6}$. La limite supérieure actuelle sur ce rapport d'embranchement est de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 11.7 \times 10^{-6}$ à 90 % de niveau de confiance [51]. La mesure de ce rapport d'embranchement permet également d'extraire l'angle de mélange entre les mésons ω et ϕ , comme nous le verrons dans la section 10.12.

10.1.2 Description de la méthode utilisée pour l'étude des sous-modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$

Le même échantillon de données DKK est utilisé pour l'étude des sous-modes $D\phi$. Le processus pour extraire le nombre d'événements des modes $D\phi$, est constitué de deux étapes. Un ajustement de la masse invariante m_{KK} dans la région du ϕ ($m_{KK} \in [987; 1080] \text{ MeV}/c^2$) de l'ensemble des candidats DKK ($m_{DKK} \in [4980; 6000] \text{ MeV}/c^2$), permet d'extraire des poids $sWeight$ sW_ϕ (voir section 10.3). La distribution pondérée par sW_ϕ des candidats DKK correspond ainsi à des événements $D\phi$ [142]. Ensuite, un second ajustement de la projection sur la masse invariante m_{DKK} des candidats DKK

pondérés par sW_ϕ permet d'extraire les nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow D^{(*)0}\phi$ (voir section 10.6).

10.2 Validité de la méthode pour l'étude des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$

Comme nous l'avons expliqué dans la section 3.7.2 lors de la présentation de la méthode statistique des $sWeight$, un pré-requis pour l'utilisation des poids $sWeight$ est que la variable discriminante et la variable de contrôle doivent être décorrélées.

Pour cette étude, les deux classes d'événements considérées sont : *événement contenant un méson ϕ* et *événement ne contenant pas de méson ϕ* , la variable discriminante est la masse invariante m_{KK} . La variable de contrôle est la variable sur laquelle sont projetés les événements pondérés par les poids sW_ϕ , c'est-à-dire la masse invariante m_{DKK} . Le facteur de corrélation entre ces deux variables est de -0.18 , la figure 10.2 montre la distribution de la masse invariante m_{KK} en fonction de la masse invariante m_{DKK} , pour les candidats DKK .

10.3 Détermination des poids sW_ϕ

L'ensemble des données considérées dans cette étude est l'ensemble des candidats DKK sélectionnés dans le chapitre 3. La fenêtre de masse invariante $m_{DKK} \in [4980; 6000] \text{ MeV}/c^2$ considérée est légèrement plus large que pour l'étude des modes DKK pour ne pas couper les queues de distributions comme nous le verrons dans la section 10.6.1.

La résonance ϕ est attendue comme étant étroite [8] : $m_\phi = 1019.461 \pm 0.019 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma_\phi = 4.266 \pm 0.031 \text{ MeV}/c^2$; et le seuil de la masse invariante m_{KK} est de $987.354 \text{ MeV}/c^2$. Ainsi, les événements considérés pour cette étude sont uniquement les candidats DKK

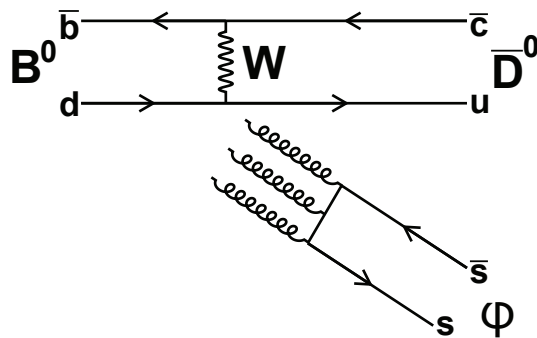


FIG. 10.2 – Diagramme de Feynman de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, supprimée par les règles OZI.

proche de la résonance ϕ : $m_{KK} \in [987; 1080] \text{ MeV}/c^2$, dont la distribution de masse m_{KK} est représentée sur la figure 10.3.

Cette distribution m_{KK} des candidats $D\phi$ est ajustée avec une PDF composée de deux composantes :

- une composante modélisant le signal ϕ , présentée dans la section 10.3.1 ;
- une composante modélisant le bruit de fond, présentée dans la section 10.3.2.

Grâce à la méthode statistique des *sWeight* présentée dans la section 3.7.2, cet ajustement permet de déterminer pour chaque événement un poids *sWeight* sW_ϕ .

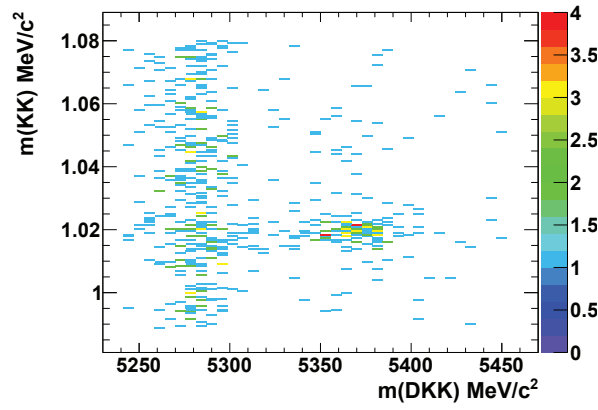


FIG. 10.3 – Distribution de m_{KK} en fonction de m_{DKK} pour les candidats DKK .

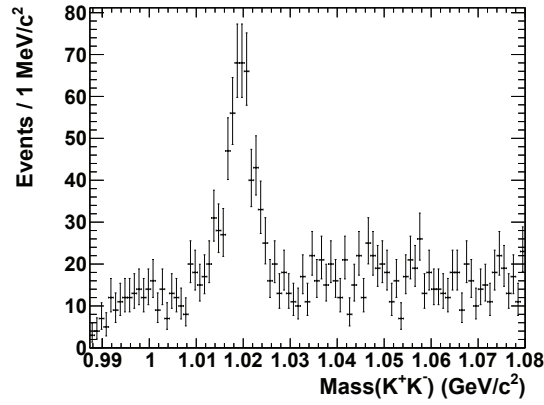


FIG. 10.4 – Distribution de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$.

10.3.1 Modélisation du signal : événements avec la résonance ϕ

Le signal ϕ est modélisé par une fonction de densité de probabilité $PDF_{sigD\phi}$, constituée de la convolution d’une distribution de Breit-Wigner et d’une distribution Gaussienne (ces deux PDF sont présentées en annexe C.4 et C.1), à l’aide de la classe *RooVoigtian* de *RooFit* :

$$PDF_{sigD\phi}(m_{KK}; \bar{m}, \Gamma, \sigma) = Breit-Wigner(m_{KK}; \bar{m}, \Gamma) \otimes Gauss(m_{KK}; \bar{m}, \sigma) \quad (10.1)$$

où la largeur de la Breit-Wigner est fixée à la valeur de la résonance $\phi(1020)$: $\Gamma(\phi(1020)) = 4.266 \text{ MeV}/c^2$ [8], tandis que la valeur moyenne $\bar{m}$ et la résolution σ sont laissées libre pendant l’ajustement. Le paramètre de normalisation : le nombre d’événements signal N_ϕ est laissé libre pendant l’ajustement.

10.3.2 Modélisation du bruit de fond : événements sans résonance ϕ

Le bruit de fond est modélisé à l’aide d’une fonction seuil $PDF_{bkgD\phi}$ en utilisant la densité de probabilité provenant de la classe *RooDstD0BG* de *RooFit*. L’expression de cette PDF est donnée en annexe C.5, elle possède 4 paramètres a , b , c et m_0 , qui sont libres lors de l’ajustement mis à part le paramètre de seuil m_0 qui est fixé au seuil de production de deux kaons : $m_0 = 987.354 \text{ MeV}/c^2$. Le paramètre de normalisation : le nombre d’événements bruits de fond N_{bkg} est laissé libre pendant l’ajustement.

10.3.3 Ajustement de m_{KK}

Comme l’ajustement des masses invariantes m_{Dhh} (voir section 5.1), l’ajustement de la masse invariante m_{KK} est un ajustement par maximum de vraisemblance non binné, à l’aide du logiciel *Roofit* [130]. Cet ajustement permet de déterminer pour chaque candidat $D\phi$ un poids *sWeight* sW_ϕ .

L’ajustement de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$ est présenté sur la figure 10.3.3, les *pulls* (définies à l’équation 5.13) sont représentés sur la figure 10.3.3 et les résultats de l’ajustement sont donnés dans le tableau 10.1.

10.3.4 Distribution des poids sW_ϕ

La figure 10.3.4 représente la distribution des poids sW_ϕ (et $sW_{bkg\phi}$) en fonction de la masse m_{KK} pour les candidats $D\phi$ des données.

10.4 Les composantes de l’ajustement sur $m_{D\phi}$

Les candidats $D\phi$ sont pondérés par le poids sW_ϕ , puis projetés sur la masse invariante $m_{D\phi}$ qui va être ajustée pour déterminer le nombre d’événements des trois modes $D\phi$:

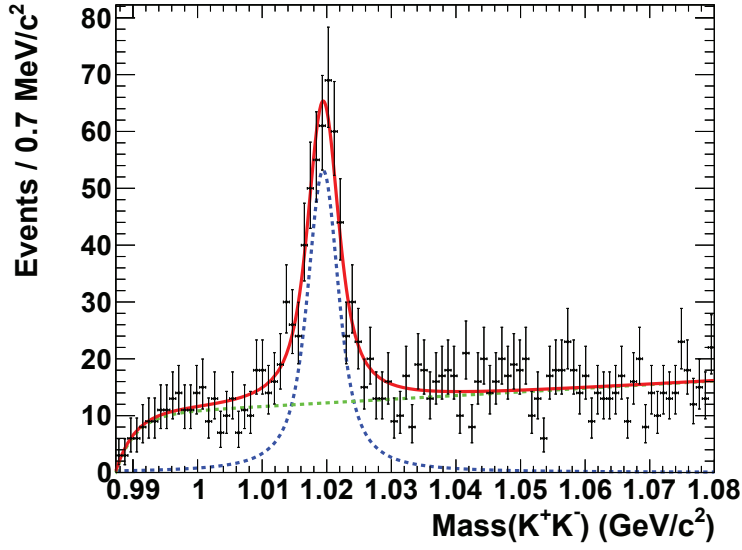


FIG. 10.5 – Ajustement de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$ des données.

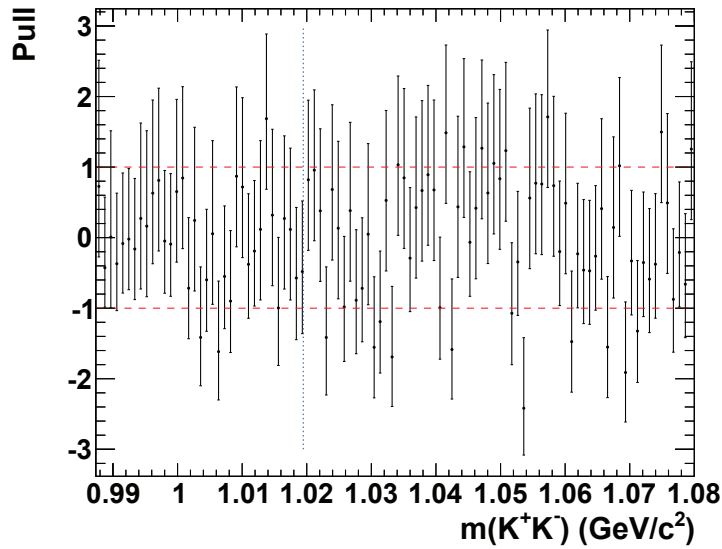


FIG. 10.6 – *Pull* lors de l’ajustement de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$ des données. La ligne verticale bleue représente la position de la masse du méson $\phi(1020)$, les lignes horizontales rouges représentent l’intervalle $\pm 1\sigma$

$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$, $N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$ et $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$. La PDF totale utilisée pour l’ajustement de la masse $m_{D\phi}$ est la combinaison linéaire de 4 PDF :

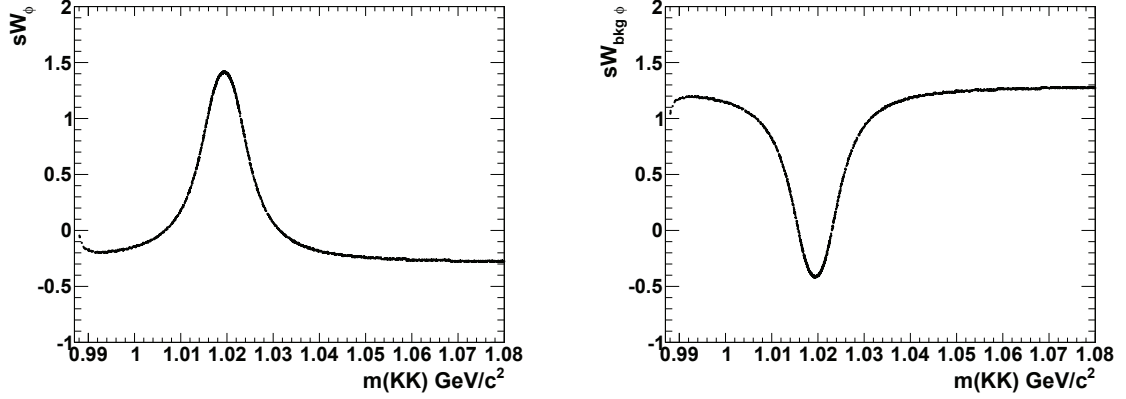


FIG. 10.7 – Distributions des poids sW_ϕ (à gauche) et $sW_{bkg\phi}$ (à droite) en fonction de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$ des données.

- une PDF modélisant le signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$, décrite dans la section 10.4.1 ;
- une PDF modélisant le signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$, décrite dans la section 10.4.2 ;
- une PDF modélisant le signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$, décrite dans la section 10.4.3 ;
- une PDF modélisant le bruit de fond, décrite dans la section 10.4.4.

Les paramètres de normalisation de chacune des composantes sont laissés libres lors de l’ajustement.

10.4.1 Modélisation du signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$

Le signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ est modélisé par une gaussienne dont la valeur centrale $\bar{m}$ et la résolution σ sont laissés libres pendant l’ajustement :

$$Gauss(m; \bar{m}, \sigma). \quad (10.2)$$

Paramètre	Valeur
N_ϕ	457^{+32}_{-32}
$\bar{m}$	$1019.45^{+0.21}_{-0.22} \text{ MeV}/c^2$
σ	$1.21^{+0.37}_{-0.41} \text{ MeV}/c^2$
N_{bkg}	1281^{+43}_{-42}
a	$0.4^{+7.1}_{-11.3}$
b	$5.9^{+7.1}_{-10.5}$
c	$2.92^{+1.26}_{-0.92} \text{ MeV}/c^2$

TAB. 10.1 – Paramètres de l’ajustement de la masse invariante m_{KK} des candidats $D\phi$ des données.

10.4.2 Modélisation du signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$

Le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ (où le π^0 ou γ de la désintégration du $\bar{D}^{*0}$ n'est pas reconstruit) est modélisé par une PDF non-paramétrique, en utilisant une *RooKeysPdf* déterminée sur les simulations MC. Deux échantillons MC sont utilisés, l'un avec une polarisation purement longitudinale et l'autre avec une polarisation purement transverse. Les deux PDF provenant de ces deux échantillons (PDF_{long} et PDF_{trans}) sont unifiées pour former qu'une seule PDF, $PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi}$, en laissant la fraction de polarisation f_L libre,

$$PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi} = f_L \times PDF_{long} + (1 - f_L) \times PDF_{trans}. \quad (10.3)$$

Les deux composantes PDF_{long} et PDF_{trans} de $PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi}$ sont représentées sur la figure 10.4.2.

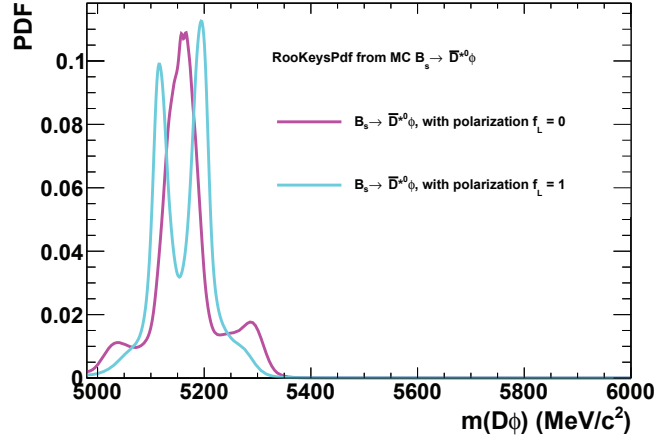


FIG. 10.8 – Fonction de densité de probabilité pour la modélisation du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$.

10.4.3 Modélisation du signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$

Le signal $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ est modélisé par une gaussienne ayant la même résolution que la gaussienne modélisant le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ et dont la valeur centrale est décalée de $m(B_s^0) - m(B^0) = 87.19 \text{ MeV}/c^2$ par rapport à la valeur centrale de la PDF du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$:

$$Gauss(m; \bar{m} - 87.19, \sigma). \quad (10.4)$$

10.4.4 Modélisation du bruit de fond

Le lot de données utilisé pour cette étude est le lot de données *DKK* après l'ensemble des sélections étudiées dans la partie II, restreint à la région du ϕ : $m_{KK} \in [987; 1080] \text{ MeV}/c^2$. De plus, les bruits de fond à la résonance ϕ dans le système

K^+K^- sont supprimés à l'aide de la pondération par les poids $sWeight$ sW_ϕ (présentés dans la section 10.3). L'ensemble des bruits de fond étudiés dans le chapitre 4 deviennent alors négligeable et sans structure piquante sur la distribution de masse $m_{D\phi}$. Cependant, une fonction linéaire de pente p_1 est utilisée pour modéliser les potentiels événements bruits de fond (combinatoire) résiduels.

10.5 La fonction de vraisemblance

L'ajustement des candidats $D\phi$ pondérés par sW_ϕ est réalisé par maximum de vraisemblance non binné (sur la fonction de vraisemblance corrigée $\mathcal{L}'$). La fonction de vraisemblance corrigée ¹ $\mathcal{L}'$ est définie par [142] [143] :

$$\mathcal{L}'(\theta) = \prod_{i=0}^n PDF_\theta^{tot}(m_i)^{sW_{\phi,i}}, \quad (10.5)$$

avec

- m_i : masse invariante $m(D\phi)$ pour l'événement i ;
- PDF_θ^{tot} : fonction de densité de probabilité (PDF) utilisée pour l'ajustement, de paramètres θ ;
- $sW_{\phi,i}$ le poids sW_ϕ de l'événement i .

La correction de la fonction de vraisemblance ne modifie pas la position du maximum de vraisemblance, mais elle modifie la forme de la fonction de vraisemblance. Ainsi les incertitudes sur les paramètres ajustés sont impactés par cette correction : en l'absence de corrections sur la fonction de vraisemblance dues à la pondération des données, les incertitudes seraient sous-estimées.

La fonction de densité de probabilité PDF_θ^{tot} est :

$$PDF_\theta^{tot}(m) = f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} \times PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}(m) \quad (10.6)$$

$$+ f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi} \times PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}(m) \quad (10.7)$$

$$+ f_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} \times PDF_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}(m) \quad (10.8)$$

$$+ f_{bkg} \times PDF_{bkg}(m), \quad (10.9)$$

où les différentes PDFs, $PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$, $PDF_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$, $PDF_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$, et PDF_{bkg} ont été définies dans les sections précédentes 10.4.1 à 10.4.4, les facteurs $f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$, $f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$, $f_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$ et f_{bkg} donnent accès aux nombres d'événements de chacune des composante :

$$f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}}{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} + N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi} + N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} + N_{combinatoire}}, \quad (10.10)$$

$$f_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi} = \frac{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}}{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} + N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi} + N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} + N_{combinatoire}}, \quad (10.11)$$

¹La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}'$ est corrigée dû au fait que les données sont pondérées.

Paramètre	$D\phi$
Modélisation signal $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$	
$\bar{m}$ (MeV/c ²)	libre
σ (MeV/c ²)	libre
Δ_{mB} (MeV/c ²)	fixé à 87.19 MeV/c ²
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi}$	libre
$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi}$	libre
Modélisation signal $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$	
f_L	libre
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi}$	libre
Modélisation bruit de fond	
p_1	libre
$N_{combinatoire}$	libre

TAB. 10.2 – L’ensemble des paramètres θ de la PDF totale utilisée lors de l’ajustement des candidats $D\phi$. Les paramètres qui sont libres lors de l’ajustement sont indiqués *libre*, les paramètre fixés lors de l’ajustement sont indiqués *fixé*.

$$f_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi} = \frac{N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi}}{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi} + N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi} + N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi} + N_{combinatoire}}, \quad (10.12)$$

$$f_{bkg} = \frac{N_{combinatoire}}{N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi} + N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi} + N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi} + N_{combinatoire}}. \quad (10.13)$$

L’ensemble des paramètre θ de la PDF totale utilisée lors de l’ajustement des candidats $D\phi$ sont récapitulés dans le tableau 10.2.

10.6 Ajustement de $m_{D\phi}$

10.6.1 L’ajustement

L’ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$ pondérés par sW_ϕ est un ajustement par maximum de vraisemblance non binné, à l’aide du logiciel *Roofit* [130]².

L’ajustement est présenté sur la figure 10.6.1, les *pull* de l’ajustement (définies à l’équation 5.13) sont représentés sur la figure 10.6.1 et les résultats sont donnés dans le tableau 10.3.

Certaines valeurs de $|pull|$ sur la figure 10.6.1 sont significativement supérieur à 5, à cause de la faible statistique dans la région de masse supérieure à 5400 MeV/c². Ceci n’a pas de conséquence sur l’extraction des nombres d’événements signaux car c’est dans une région lointaine de la région signal.

²Lorsque les données sont pondérées, le logiciel RooFit utilise le programme de minimisation MINUIT [144] avec la méthode de calcul d’incertitude HESSE.

- Ainsi, le nombre d'événements pour les trois modes $B_{(s)}^0 \rightarrow D^{(*)0}\phi$ considérés sont :
- $N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} = 133 \pm 15$;
 - $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} = 30 \pm 12$;
 - $N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi} = 169 \pm 20$ avec fraction de polarisation longitudinale $f_L = (73 \pm 15) \%$

10.6.2 Profil de la vraisemblance en fonction de $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$

La figure 10.6.2 représente l'opposé de la différence du logarithme de la vraisemblance lors de l'ajustement, $-\Delta \ln(\mathcal{L})$, en fonction du nombre d'événements $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ (la vrai-

Paramètres	Valeur
$\bar{m}$	$5369.6 \pm 1.7 \text{ MeV}/c^2$
σ	$14.4 \pm 1.5 \text{ MeV}/c^2$
f_L	$(73 \pm 15)\%$
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	133 ± 15
$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	30 ± 12
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$	169 ± 20
p_1	-0.66 ± 0.19
$N_{\text{combinatoire}}$	126 ± 26

TAB. 10.3 – Paramètres de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$ ie : candidats DKK pondérés par sW_ϕ .

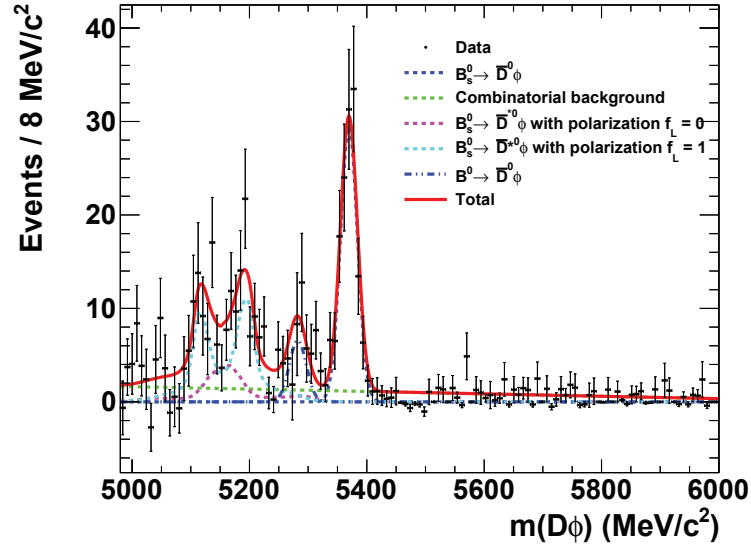


FIG. 10.9 – Ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$ ie : candidats DKK pondérés par sW_ϕ .

semblance a été définie dans l'équation 3.19). Ce profil de vraisemblance $\mathcal{L}$ est le profil de vraisemblance sans correction due à la pondération par les sW_ϕ . On remarque donc que les incertitudes sont sous-évaluées. La courbe de $-\Delta \ln(\mathcal{L})$ est relativement parabo-

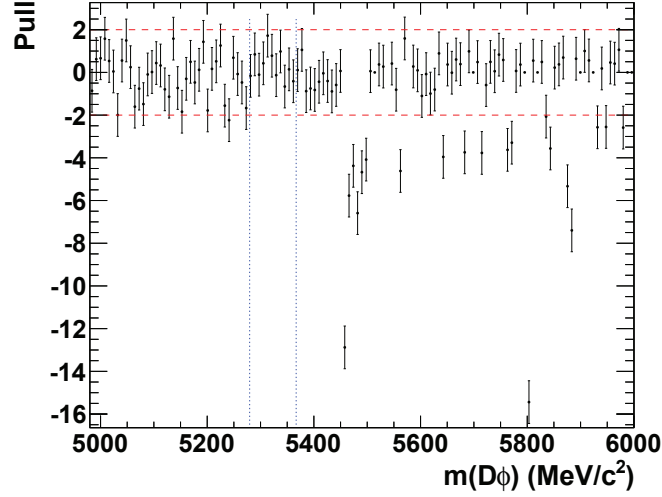


FIG. 10.10 – *Pull* de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$ (candidats DKK pondérés par sW_ϕ). Les lignes verticales bleues représentent la position des masses des mésons B^0 et B_s^0 , les lignes horizontales rouges représentent l'intervalle $\pm 2\sigma$.

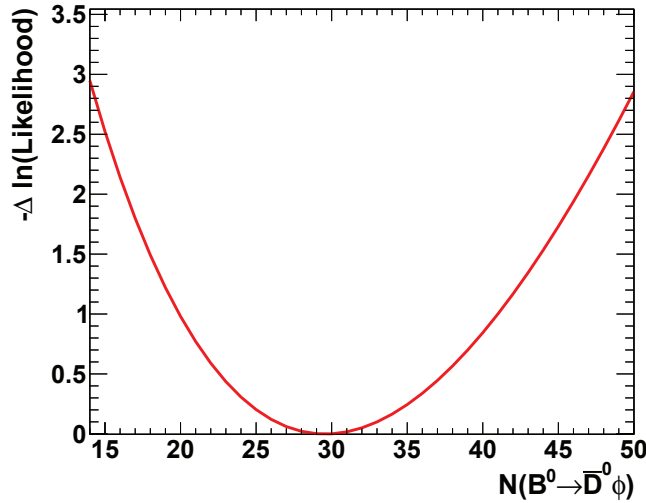


FIG. 10.11 – L'opposé du logarithme de la pseudo-vraisemblance lors de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$, $-\ln(\mathcal{L})$ en fonction du nombre d'événements $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$.

lique, ainsi la vraisemblance en fonction du nombre $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$ peut être considérée comme gaussienne. Dans ce cas, lors du calcul d'une limite supérieure sur le nombre $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$ ³, dans la section 10.12.3, nous considérerons une distribution gaussienne où 90 % des événements se trouvent donc dans l'intervalle $[0; \mu + 1.28\sigma]$ où μ correspond à la valeur centrale du nombre $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$ et σ à l'incertitude sur ce nombre. À partir de l'ajustement, nous avons déterminé la valeur centrale de $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$ et son incertitude statistique, mais avant de déterminer une limite supérieure sur ce nombre, nous allons, dans la section 10.10, déterminer une incertitude systématique associée au nombre $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$.

10.7 Validation de la méthode nominale, avec une seconde méthode utilisant la soustraction du bruit de fond

Une seconde méthode pour extraire les nombres d'événements $B_{(s)}^0 \rightarrow D^{(*)0} \phi$ est utilisée pour valider la méthode nominale. Cette méthode est basée sur une soustraction du bruit de fond dans la distribution de masse m_{KK} , en utilisant les événements de la région du ϕ $m_{KK} \in [1.01; 1.03] \text{ GeV}/c^2$ et les événements de la bande supérieure $m_{KK} \in [1.05; 1.063] \text{ GeV}/c^2$. Un poids de $\omega_\phi = 1$ est associé aux événements se trouvant dans la région du ϕ ($m_{KK} \in [1.01; 1.03] \text{ GeV}/c^2$). La soustraction du bruit de fond est réalisée en associant un poids de $\omega_\phi = -1$ aux événements de la bande supérieure $m_{KK} \in [1.05; 1.063] \text{ GeV}/c^2$. La taille de la bande supérieure est choisie de manière à normaliser le nombre d'événements bruit de fond dans la bande supérieur au nombre potentiel d'événements bruit de fond dans la région signal. Ainsi, la somme des poids ω_ϕ des événement de la région $m_{KK} \in [1.01; 1.03] \cup [1.05; 1.063] \text{ GeV}/c^2$ considérés dans cette deuxième méthode est de 459, ce qui est compatible avec la somme des poids $sWeight$ de la méthode nominale $\sum_i sW_{\phi,i} = 468$.

La masse invariante $m_{D\phi}$ de ce lot de données pondérées par ω_ϕ est ajustée avec la même PDF que l'ajustement nominal (voir section 10.5). L'ajustement est présenté sur la figure 10.7, les résultats sont donnés dans le tableau 10.4.

10.8 Comparaison des deux méthodes d'extraction des nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$

Les résultats des deux méthodes pour extraire les nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ sont comparables, les valeurs obtenues pour chacune d'entre elles sont com-

³La mesure du nombre d'événements $N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi} = 30 \pm 12$ ne permettra pas statistiquement de faire une observation ni même la mise en évidence de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, c'est pourquoi nous établissons une limite supérieure sur le rapport d'embranchement de ce mode.

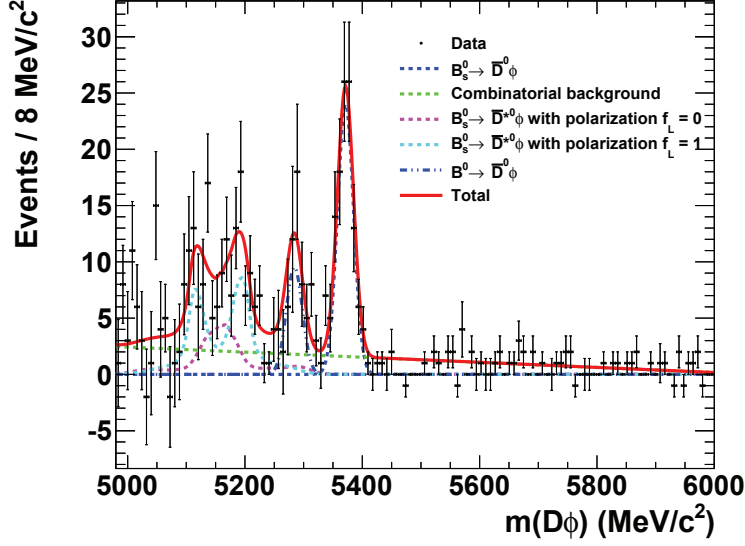


FIG. 10.12 – Ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ de la méthode 2 avec soustraction du bruit de fond.

patibles avec les fluctuations statistiques, elles sont récapitulées dans le tableau 10.5.

10.9 Efficacité des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$

Les efficacités des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$ se factorisent en quatre termes comme pour les modes Dhh ,

$$\epsilon = \epsilon^{geom} \times \epsilon^{sel \mid geom} \times \epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom} \times \epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}. \quad (10.14)$$

Paramètres	Valeur
$\bar{m}$	$5371.4 \pm 1.4 \text{ MeV}/c^2$
σ	$13.7 \pm 1.7 \text{ MeV}/c^2$
f_L	$(65 \pm 16)\%$
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	102 ± 19
$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	41 ± 13
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$	148 ± 23
p_1	-0.87 ± 0.16
$N_{combinatoire}$	168 ± 41

TAB. 10.4 – Paramètres de l’ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ de la méthode 2 avec soustraction du bruit de fond.

Les efficacités sont déterminées de la même manière que pour les modes Dhh présentées dans le chapitre 6 : à l'aide des échantillons MC corrigés à l'aide d'échantillons de calibration pour les efficacités $\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}$, $\epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}$ et l'efficacité de reconstruction contenue dans le terme $\epsilon^{sel \mid geom}$. La seule différence entre les modes Dhh et $D\phi$ est que les modes $D\phi$ sont des désintégrations à deux corps, donc il n'y a pas d'étude à faire en fonction de la position sur le plan de Dalitz.

L'efficacité des modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ et $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ sont considérées comme identiques, donc les simulations MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ seront utilisées pour déterminer les efficacités de ces deux modes.

Pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ quatre échantillons MC sont disponibles :

- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\phi$, avec une polarisation longitudinale $f_L = 0 \%$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\pi^0]\phi$, avec une polarisation longitudinale $f_L = 0 \%$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\gamma]\phi$, avec une polarisation longitudinale $f_L = 100 \%$;
- $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0\pi^0]\phi$, avec une polarisation longitudinale $f_L = 100 \%$.

En tenant compte des rapports d'embranchement [129] $\mathcal{B}(\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\gamma) = (34.5 \pm 0.8 \pm 0.5) \%$ et $\mathcal{B}(\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\pi^0) = (65.5 \pm 0.8 \pm 0.5) \%$ et de la polarisation $f_L = (73 \pm 15) \%$ mesurée dans la section 10.6.1, une efficacité moyenne est déterminée pour le mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$:

$$\epsilon(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi) = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{n_i \times \mathcal{B}_i \times (f_L)_i}{N_i}}{\sum_{i=1}^4 \mathcal{B}_i \times (f_L)_i} \quad (10.15)$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{n_i \times \mathcal{B}_i \times (f_L)_i}{N_i}}{1} \quad (10.16)$$

$$= \sum_{i=1}^4 \epsilon_i \times \mathcal{B}_i \times (f_L)_i \quad (10.17)$$

$$(10.18)$$

où N_i et n_i représentent le nombre d'événements générés et le nombre d'événements après sélection pour chacun des quatre échantillons $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$, $\mathcal{B}_i$ représente les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\gamma)$ ou $\mathcal{B}(\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0\pi^0)$ et $(f_L)_i$ est la fraction de polarisation as-

	Méthode nominale	méthode 2
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi}$	133 ± 15	102 ± 19
$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi}$	30 ± 12	41 ± 13
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi}$	169 ± 20	148 ± 23
f_L	$(73 \pm 15)\%$	$(65 \pm 16)\%$
$N_{combinatoire}$	(126 ± 26)	(168 ± 41)

TAB. 10.5 – Récapitulatif des nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$ extraits avec les 2 méthodes. Méthode nominale : pondération des candidats DKK par sW_ϕ ; méthode 2 : soustraction du bruit de fond.

	$B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$
ϵ^{geom}	$(17.87 \pm 0.09) \%$
$\epsilon^{sel \mid geom}$	$(1.13 \pm 0.02) \%$
$\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}$	$(79.66 \pm 2.11) \%$
$\epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}$	$(66.67 \pm 1.98) \%$
ϵ	$(10.72 \pm 0.47) \times 10^{-4}$

TAB. 10.6 – Résumé des efficacités des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$.

	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}_{[\bar{D}^0 \gamma]}^{*0} \phi$ $f_L = 0 \%$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}_{[\bar{D}^0 \pi^0]}^{*0} \phi$ $f_L = 0 \%$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}_{[\bar{D}^0 \gamma]}^{*0} \phi$ $f_L = 100 \%$	$B_s^0 \rightarrow \bar{D}_{[\bar{D}^0 \pi^0]}^{*0} \phi$ $f_L = 100 \%$
ϵ^{geom}	$(17.90 \pm 0.03) \%$	$(15.83 \pm 0.03) \%$	$(17.85 \pm 0.03) \%$	$(15.79 \pm 0.02) \%$
$\epsilon^{sel \mid geom}$	$(1.15 \pm 0.01) \%$	$(1.31 \pm 0.02) \%$	$(1.08 \pm 0.01) \%$	$(1.27 \pm 0.02) \%$
$\epsilon^{PID \mid sel \ \& \ geom}$	$(79.12 \pm 1.45) \%$	$(78.88 \pm 1.36) \%$	$(79.28 \pm 1.51) \%$	$(79.01 \pm 1.39) \%$
$\epsilon^{L0 \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom}$	$(65.50 \pm 1.38) \%$	$(64.88 \pm 1.28) \%$	$(65.01 \pm 1.42) \%$	$(65.17 \pm 1.32) \%$
$\epsilon_i (\times 10^{-4})$	(10.67 ± 0.31)	(10.61 ± 0.32)	(9.94 ± 0.30)	(10.33 ± 0.32)
ϵ	$(10.31 \pm 0.31) \times 10^{-4}$			

TAB. 10.7 – Résumé des efficacités des modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$.

sociée à chacun des échantillon MC pour que la fraction de polarisation totale corresponde à la valeur mesurée $f_L = (73 \pm 15) \%$ ⁴.

Le tableau 10.6 récapitule les efficacités pour les modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, et le tableau 10.7 les efficacités pour le modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$.

10.10 Incertitudes systématiques sur l'extraction des nombres d'événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$

Lors de l'ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$, tous les paramètres sont libres. Bien que la méthode d'extraction des nombres d'événements a été validée par une autre méthode dans les sections 10.7 et 10.8, une incertitude systématique peut provenir de la pondération des candidats DKK par les poids sW_ϕ déterminés dans la section 10.3.

Lors de l'ajustement de la masse invariante m_{KK} pour la détermination des poids sW_ϕ , la largeur Γ de la distribution de Breit-Wigner était fixée à la largeur de la résonance ϕ soit $4.266 \text{ MeV}/c^2$. Pour cette étude, un deuxième lot de poids sW'_ϕ va être déterminé en laissant tous les paramètres de l'ajustement libre, c'est-à-dire y compris la largeur Γ de la PDF de Breit-Wigner. Les résultats de l'ajustement pour la détermination des poids sW'_ϕ sont donnés dans le tableau 10.8.

⁴ $(f_L)_i = 0.73$ pour les échantillons purement dont la polarisation est purement longitudinale et $(f_L)_i = 0.27$ pour les échantillons dont la polarisation est purement transverse.

Paramètre	Valeur
N_ϕ	417^{+58}_{-65}
$\bar{m}$	$1019.43^{+0.22}_{-0.23} \text{ MeV}/c^2$
σ	$2.08^{+1.01}_{-1.14} \text{ MeV}/c^2$
Γ	$2.4^{+2.2}_{-2.4} \text{ MeV}/c^2$
N_{bkg}	1321^{+74}_{-65}
a	$0.5^{+6.5}_{-9.8}$
b	$4.3^{+7.2}_{-9.4}$
c	$3.34^{+1.64}_{-1.13} \text{ MeV}/c^2$

TAB. 10.8 – Paramètres de l’ajustement de la masse invariante m_{KK} pour déterminer les poids sW'_ϕ .

Paramètres	Valeur
$\bar{m}$	$5369.4 \pm 1.7 \text{ MeV}/c^2$
σ	$14.4 \pm 1.5 \text{ MeV}/c^2$
f_L	$(72 \pm 15)\%$
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	124 ± 15
$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	25 ± 11
$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$	157 ± 19
p_1	-0.65 ± 0.20
$N_{combinatoire}$	112 ± 23

TAB. 10.9 – Paramètres de l’ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats $D\phi$ pour la détermination de l’incertitude systématique ie : candidats DKK pondérés par sW'_ϕ .

	$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	$N_{B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi}$	$N_{B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi}$	f_L
Incertitude	6.8 %	16.7 %	7.1 %	1.4 %

TAB. 10.10 – Incertitudes systématiques relatives sur les nombres d’événements des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$.

L’ajustement de la masse invariante $m_{D\phi}$ des candidats pondérés par les poids sW'_ϕ conduit aux valeurs récapitulées dans le tableau 10.9

Ainsi, les incertitudes systématiques sur les nombres d’événements $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ sont données dans le tableau 10.10

10.11 Résumé des incertitudes systématiques pour le calcul des rapports d'embranchement des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$

Le mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ est utilisé comme mode de normalisation pour déterminer les rapports d'embranchements des désintégrations $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$. Ainsi les quatre grandeurs mesurées sont les trois rapports de rapports d'embranchement

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK) \times N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) \times \epsilon(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) \times f_s/f_d}, \quad (10.19)$$

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)} = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK) \times N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) \times \epsilon(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}, \quad (10.20)$$

et

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)} = \frac{N(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi) \times \epsilon^{tot}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK) \times N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-) \times \epsilon(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi) \times f_s/f_d}, \quad (10.21)$$

et la fraction de polarisation longitudinale f_L du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$.

Une incertitude systématique est associée à l'extraction des nombres d'événements. Cette incertitude systématique a été calculée dans la section précédente 10.10. L'incertitude systématique sur l'extraction du nombre d'événements du mode de contrôle $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ a été présentée dans la section 7.3.

La valeur moyenne mondiale [8] du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK) = 0.489 \pm 0.005$ est utilisée, ainsi que la valeur du rapport de section efficace de production de hadrons B , $f_s/f_d = 0.259 \pm 0.015$ [77]. Une incertitude systématique est associée aux incertitudes sur ces deux paramètres nécessaires à la détermination des rapports d'embranchement.

Les efficacités des modes $D\phi$ ont été déterminées avec les mêmes procédures que les modes DKK dans la partie II, aussi les mêmes incertitudes systématiques seront associées aux efficacités ($\epsilon^{PID} \mid sel \ \& \ geom$ et $\epsilon^{L0} \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom$).

Le tableau 10.11 résume les incertitudes systématiques associées à ces quatre mesures $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}$, $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}$, $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)}$ et f_L . Nous admettons que les différentes sources d'incertitudes systématiques sont décorrélées, ainsi l'incertitude systématique totale correspond à la somme quadratique des différentes incertitudes systématiques.

10.12 Résultats de l'analyse des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0}\phi$

L'analyse des modes $D\phi$ basée sur les 3.19 fb^{-1} de données collectées par LHCb entre 2011 et 2012, présentée dans cette partie III, permet de confirmer la précédente mesure [52]

de LHCb du rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$. Elle permet également de réaliser la première observation du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ avec une mesure de la polarisation longitudinale qui renforce le résultat [116] de BaBar d'une polarisation longitudinale significativement inférieure à 1 dans les désintégrations supprimées de couleur des B en charme ouvert. Puis, cette analyse permet d'établir une limite supérieure sur le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ supprimée par les règles de OZI, ainsi qu'une limite supérieure sur l'angle de mélange $\omega - \phi$.

Les rapports d'embranchement $D\phi$ sont normalisés au mode $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, la valeur actuelle la plus précise du mode de normalisation $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ [41] est utilisée comme dans la section 9

10.12.1 Rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$

Nous avons observé 133 ± 15 événements $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$. Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ par rapport au rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ est déterminé à partir de l'équation (10.19) à l'aide du nombre d'événements mesurés dans la section 10.6 et de l'efficacité déterminée dans la section 10.9, il est mesuré à :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)} = (3.23 \pm 0.41 \pm 0.32) \times 10^{-2}, \quad (10.22)$$

d'où le rapport d'embranchement

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.89 \pm 0.37 \pm 0.29 \pm 0.18) \times 10^{-5}, \quad (10.23)$$

où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième l'incertitude liée à la normalisation. Cette mesure est compatible (et avec des incertitudes similaires) à la mesure présentée dans le tableau 1.4, réalisée par LHCb [52] dans une analyse dédiée $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.3 \pm 0.4 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$.

Source	$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$	$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$	f_L
$N(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi)$	6.8 %	16.7 %	7.1 %	1.4 %
$N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)$	3.38 %	3.38 %	3.38 %	-
$\epsilon^{PID} \mid sel \ \& \ geom$	2.0 %	2.0 %	2.0 %	-
$\epsilon^{L0} \mid PID \ \& \ sel \ \& \ geom$	2.0 %	2.0 %	2.0 %	-
$\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK)$	1.0 %	1.0 %	1.0 %	-
f_s/f_d	5.80%	-	5.80%	-
Total	10.0 %	17.3 %	10.2 %	1.4 %

TAB. 10.11 – Résumé des incertitudes systématiques relatives sur la mesure des rapports de rapports d'embranchement $\frac{\mathcal{B}(B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-)}$.

10.12.2 Rapport d'embranchement et polarisation de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi$ par rapport au rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ est déterminé à partir de l'équation (10.21) à l'aide du nombre d'événements mesurés dans la section 10.6 et de l'efficacité déterminée dans la section 10.9, il est mesuré à :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)} = (4.27 \pm 0.55 \pm 0.44) \times 10^{-2}, \quad (10.24)$$

d'où le rapport d'embranchement

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\phi) = (3.82 \pm 0.49 \pm 0.39 \pm 0.23) \times 10^{-5}, \quad (10.25)$$

où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième l'incertitude liée à la normalisation.

La fraction de polarisation longitudinale de cette désintégration est mesurée à $f_L = (73 \pm 15 \pm 1) \%$ ce qui est compatible avec la fraction de polarisation longitudinale de $(66.5 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$ du mode supprimé de couleur $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\omega$ [116].

10.12.3 Rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi$ par rapport au rapport d'embranchement du $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ est déterminé à partir de l'équation (10.20) à l'aide du nombre d'événements mesurés dans la section 10.6 et de l'efficacité déterminée dans la section 10.9, il est mesuré à :

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-)} = (1.89 \pm 0.76 \pm 0.33) \times 10^{-3}, \quad (10.26)$$

d'où le rapport d'embranchement

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) = (1.69 \pm 0.68 \pm 0.29 \pm 0.10) \times 10^{-6}, \quad (10.27)$$

où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième l'incertitude liée à la normalisation. Les incertitudes ⁵ sont trop importantes pour réaliser l'observation de ce mode. Ainsi nous allons déterminer une limite supérieure à 90 % de niveau de confiance, sur le rapport d'embranchement de ce mode. Comme nous l'avons montré dans la section 10.6.2, la limite supérieure à 90 % de

⁵En particulier l'incertitude statistique sur la mesure du nombre d'événements $N(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\phi) = 30 \pm 12$.

niveau de confiance est établie comme étant $\mu + 1.28\sigma$, où μ est la valeur centrale de la mesure et σ l'incertitude totale (statistique et systématique) sur la mesure.

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 2.65 \times 10^{-6} \text{ à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.} \quad (10.28)$$

Nous gagnons un facteur 4.4 par rapport à la précédente mesure [51], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 11.7 \times 10^{-6}$ à 90 % de niveau de confiance. La prédiction théorique de ce rapport d'embranchement est évaluée à $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (1.55 \pm 0.10) \times 10^{-6}$, en corrigeant la prédiction de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ [115], suite à la dernière mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)$ [116].

10.12.4 Contrainte sur l'angle de mélange $\omega - \phi$

Les états physiques ω et ϕ peuvent s'écrire en fonction des états idéaux de mélange $\omega^I \equiv (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ et $\phi^I \equiv s\bar{s}$ d'après la relation [115] :

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega^I \\ \phi^I \end{pmatrix}. \quad (10.29)$$

L'angle de mélange $\omega - \phi$, noté δ peut se calculer grâce à l'équation [115] :

$$\tan^2 \delta = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)}. \quad (10.30)$$

L'étude Ref. [145] prédit un angle de mélange compris entre -0.45° à la masse du ω et -4.65° à la masse du ϕ . À l'aide de l'équation (10.30), du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)$ [116] et de la limite supérieure sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$, nous pouvons établir une limite supérieure sur l'angle de mélange $\omega - \phi$:

$$\delta < 5.84^\circ \text{ à } 90 \% \text{ de niveau de confiance.} \quad (10.31)$$

Quatrième partie

Résultats et conclusion

Chapitre 11

Conclusion

11.1 Résultats

En conclusion, l'analyse présentée dans cette thèse, basée sur les 3.19 fb^{-1} de données collectées par LHCb entre 2011 et 2012 permet :

- d'améliorer la précision sur la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- de réaliser la première observation de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$;
- de confirmer la précédente mesure [52] de LHCb du rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$;
- de réaliser la première observation du mode $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ avec une mesure de la polarisation longitudinale qui renforce le résultat [116] de BaBar d'une polarisation longitudinale significativement inférieure à 1 dans les désintégrations supprimées de couleur des B en charme ouvert ;
- d'établir une limite supérieure sur le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ supprimée par les règles de OZI ;
- d'établir une limite supérieure sur l'angle de mélange $\omega - \phi$.

À partir des rapports d'embranchements relatifs présentés dans le chapitre 9 et la section 10.12 ainsi que la valeur actuelle la plus précise du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-) = (8.46 \pm 0.14 \pm 0.29 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ [41] nous avons réalisés les mesures suivante, où la première incertitude est l'incertitude statistique, la seconde est l'incertitude systématique et la troisième est l'incertitude due à la normalisation :

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (5.60 \pm 0.39 \pm 0.28 \pm 0.34) \times 10^{-5}. \quad (11.1)$$

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (5.53 \pm 0.67 \pm 0.39 \pm 0.55) \times 10^{-5}. \quad (11.2)$$

Les précédents mesures de ces modes avaient été réalisées par LHCb [50], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (4.7 \pm 0.9 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ et $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-) = (4.2 \pm 1.9) \times 10^{-5}$.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.89 \pm 0.37 \pm 0.29 \pm 0.18) \times 10^{-5}. \quad (11.3)$$

Cette mesure est compatible (et avec des incertitudes similaires) à la mesure présentée dans le tableau 1.4, réalisée par LHCb [52] dans une analyse dédiée $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.3 \pm 0.4 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi) = (3.82 \pm 0.49 \pm 0.39 \pm 0.23) \times 10^{-5}. \quad (11.4)$$

La fraction de polarisation longitudinale de cette désintégration est mesurée à $f_L = (73 \pm 15) \%$ ce qui est compatible avec la fraction de polarisation longitudinale de $(66.5 \pm 4.7 \pm 1.5) \%$ du mode supprimé de couleur $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \omega$ [116].

Le rapport d'embranchement de la désintégration $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$ est mesuré à

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 2.65 \times 10^{-6} \text{ à } 90 \text{ \% de niveau de confiance.} \quad (11.5)$$

Nous gagnons un facteur 4.4 par rapport à la précédente mesure [51], $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) < 11.7 \times 10^{-6}$ à 90 % de niveau de confiance. La prédiction théorique de ce rapport d'embranchement est évaluée à $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (1.55 \pm 0.10) \times 10^{-6}$, en corrigeant la prédiction de $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi) = (2.1 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ [115], suite à la dernière mesure du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)$ [116].

À l'aide de l'équation (10.30), du rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega)$ [116] et de la limite supérieure sur le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi)$, nous pouvons établir une limite supérieure sur l'angle de mélange $\omega - \phi$ [115] :

$$\delta < 5.84^\circ \text{ à } 90 \text{ \% de niveau de confiance.} \quad (11.6)$$

L'étude Ref. [145] prédit un angle de mélange compris entre -0.45° à la masse du ω et -4.65° à la masse du ϕ .

11.2 Conclusion et perspectives

L'ensemble des mesures et observations présentées dans cette thèse représentent un point de départ très important pour les futures analyses des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, en particulier $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ qui permet d'accéder à la mesure de la phase γ du mécanisme CKM.

L'étape suivante sera de réaliser les analyses de Dalitz des modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, la deuxième phase de fonctionnement du LHC devrait permettre de collecter suffisamment de données pour cela. Cette thèse ouvre également des perspectives pour l'étude des diagrammes OZI-supprimés et de l'angle de mélange $\omega - \phi$, la poursuite de cet axe d'étude peut s'orienter, entre autre, vers la recherche de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \omega$.

Annexe A

Les échantillons de données simulées Monte Carlo

A.1 Listes des échantillons Monte Carlo

Les échantillons des MC signaux et du mode de contrôle sont listés dans le tableau A.2, les tableaux A.3, A.4 et A.5 listent respectivement les échantillons MC pour les modes bruits de fond provenant d'une désintégration d'un B^0 , de la désintégration de B_s^0 et de la désintégration d'un baryon Λ_b . Pour tous ces modes de désintégration, les mésons D^0 se désintègrent dans le mode favorisé de Cabibbo : $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ (et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$), sauf si un autre mode est explicitement mentionné. Le tableau A.1 liste les échantillons utilisés pour l'étude des bruits de fond avec mauvaise identification des particules filles du D^0 .

Désintégration	numéro d'identifiant	option	Nombre d'événements générés	
Modes signal				
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [KK] \pi^+ \pi^-$	11164065	PHSP	131500 (Down)	135250 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 [\pi\pi] \pi^+ \pi^-$	11164067	PHSP	131100 (Down)	134250 (Up)

TAB. A.1 – Échantillons d'événements simulés Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Pour tous les événements, toutes les particules de la chaîne de désintégration sont générés dans l'acceptance du détecteur LHCb. (Down) et (Up) indique les deux configurations possibles de la polarisation de l'aimant du détecteur.

Désintégration	numéro d'identifiant	option	Nombre d'événements générés	
Signal modes				
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	11164081	PHSP	258498 (Down)	252499 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	11164086	sqDalitz	389498 (Down)	388998 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	13164071	PHSP	133249 (Down)	132750 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$	13164076	sqDalitz	380500 (Down)	390998 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	11164061	PHSP	520500 (Down)	519500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	11164063	sqDalitz	1254498 (Down)	1275495 (Up)

TAB. A.2 – Échantillons d'événements simulés Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Dans ces échantillons, les mésons D^0 se désintègrent dans le mode favorisé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Pour tous les événements, toutes les particules de la chaîne de désintégration sont générés dans l'acceptance du détecteur LHCb. (Down) et (Up) indique les deux configurations possibles de la polarisation de l'aimant du détecteur.

Désintégration	numéro d'identifiant	option	Nombre d'événements générés	
Background with B^0				
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$	11164073	Sup, PHSP,	250250 (Down)	253249 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$	11164072	sqDalitz,	1390997 (Down)	1395497 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$	11164012		133249 (Down)	134500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	11164011		134750 (Down)	135000 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] K^{*0}$	11164211		281499 (Down)	279000 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] K^{*0}$	11164411		265499 (Down)	275998 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K_S$	11164101		253750 (Down)	255500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \rho^0$	11164203	100	251498 (Down)	254000 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \rho^0$	11164202	010	255999 (Down)	252500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \rho^0$	11164201	001	251000 (Down)	257500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \rho^0$	11164442	100	255500 (Down)	253000 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \rho^0$	11164441	010	260000 (Down)	254500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \rho^0$	11164440	001	256499 (Down)	256499 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \pi^+ \pi^-$	11164204		275000 (Down)	278500 (Up)
$B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \pi^+ \pi^-$	11164448		282000 (Down)	281000 (Up)
$B^0 \rightarrow D_s^- K^+$	11264061		240499 (Down)	203000 (Up)

TAB. A.3 – Échantillons d'événements simulés Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Dans ces échantillons, les mésons D^0 se désintègrent dans le mode favorisé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ mis à part ceux générés avec l'option SUP (pour lesquelles les D^0 se désintègrent dans le mode supprimé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$). Les mésons $D_{(s)}^-$, K^* et K_S se désintègrent respectivement en $D_{(s)}^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$, $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$ et $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. D^{*0} et K^{*0} signifient respectivement $D^*(2007)^0$ et $K^*(892)^0$. Pour tous les événements, toutes les particules de la chaîne de désintégration sont générés dans l'acceptance du détecteur LHCb. (Down) et (Up) indique les deux configurations possibles de la polarisation de l'aimant du détecteur.

Désintégration	numéro d'identifiant	option	Nombre d'événements générés	
Background with B_s^0				
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$	13164062	sqDalitz	1403996 (Down)	1409993 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \bar{K}^{*0}$	13164213	100	136998 (Down)	136999 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \bar{K}^{*0}$	13164215	010	134199 (Down)	137400 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \bar{K}^{*0}$	13164217	001	135399 (Down)	137600 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \bar{K}^{*0}$	13164413	100	133800 (Down)	137199 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \bar{K}^{*0}$	13164415	010	135400 (Down)	135400 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \bar{K}^{*0}$	13164417	001	134199 (Down)	136000 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \phi$	13164203	100	270498 (Down)	270500 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \phi$	13164202	010	266500 (Down)	264500 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] \phi$	13164201	001	250498 (Down)	268499 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \phi$	13164403	100	268999 (Down)	267500 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \phi$	13164402	010	266500 (Down)	266500 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] \phi$	13164401	001	267499 (Down)	250000 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$	13164001	001	132000 (Down)	134500 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \gamma] K^+ K^-$	13164208	PHSP	252000 (Down)	264498 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}[\bar{D}^0 \pi^0] K^+ K^-$	13164408	PHSP	264998 (Down)	253249 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^+ K^-$	13164611	sqDalitz	512750 (Down)	523249 (Up)
$B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} K^- \pi^+$	13164601	sqDalitz	269998 (Down)	269249 (Up)
$B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$	13264031		222000 (Down)	273999 (Up)

TAB. A.4 – Échantillons d'événements simulés Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Dans ces échantillons, les mésons D^0 se désintègrent dans le mode favorisé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Les mésons $D_{(s)}^-$, K^* et ϕ se désintègrent respectivement en $D_{(s)}^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$, $K^* \rightarrow K^+ \pi^-$ et $\phi \rightarrow K^+ K^-$. D^{*0} , K^{*0} et ϕ signifient respectivement $D^*(2007)^0$, $K^*(892)^0$ et $\phi(1020)$. Pour tous les événements, toutes les particules de la chaîne de désintégration sont générés dans l'acceptance du détecteur LHCb. (Down) et (Up) indique les deux configurations possibles de la polarisation de l'aimant du détecteur.

Désintégration	numéro d'identifiant	option	Nombre d'événements générés	
Background with Λ_b				
$\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$	15164012	sqDalitz	271499 (Down)	271000 (Up)
$\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$	15164022	sqDalitz	268500 (Down)	266500 (Up)

TAB. A.5 – Échantillons d'événements simulés Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Dans ces échantillons, les mésons D^0 se désintègrent dans le mode favorisé de Cabibbo $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Pour tous les événements, toutes les particules de la chaîne de désintégration sont générés dans l'acceptance du détecteur LHCb. (Down) et (Up) indique les deux configurations possibles de la polarisation de l'aimant du détecteur.

A.2 Normalisation des échantillons Monte Carlo

Lorsque plusieurs échantillons de MC sont utilisés en même temps pour une étude, ou lorsque des échantillons MC sont utilisés avec des données issues de la bande supérieure de m_B ; les échantillons MC sont normés à la luminosité intégrée utilisée pour l'analyse (3.19 fb^{-1}).

Pour cela, une luminosité équivalente $\mathcal{L}_{eq}$ est calculée pour chaque échantillon MC. Puis l'échantillon MC est normé par le rapport $\frac{3.19}{\mathcal{L}_{eq}}$.

La luminosité équivalente pour un échantillon de désintégration d'un B^0 est calculée comme étant :

$$\mathcal{L}_{eq} = N_{MCgen} \times \frac{1}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow X) \times \sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X)}, \quad (\text{A.1})$$

la luminosité équivalente pour un échantillon de désintégration d'un B_s^0 est :

$$\mathcal{L}_{eq} = N_{MCgen} \times \frac{1}{f_s/f_d \times \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow X) \times \sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X)}, \quad (\text{A.2})$$

la luminosité équivalente pour un échantillon de désintégration d'un Λ_b est :

$$\mathcal{L}_{eq} = N_{MCgen} \times \frac{1}{f_{\Lambda_b}/f_d \times \mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow X) \times \sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X)}, \quad (\text{A.3})$$

où N_{MCgen} est le nombre d'événements générés dans l'échantillon (nombres répertoriés dans les tableaux de l'annexe A.1 pour chaque échantillon), $\mathcal{B}(Y \rightarrow X)$ le rapport d'embranchement de la désintégration $Y \rightarrow X$, $\sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X)$ la valeur de la section efficace de production d'un méson B^0 au LHC lors de collisions à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, f_s/f_d et f_{Λ_b}/f_d les rapports de production de b -hadrons [77].

La section efficace de production de mésons B^0 dans des collisions protons-protons à 8 TeV, $\sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X)$ est calculée à partir de la mesure de LHCb à 7 TeV [73]

$$\sigma_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X) = (38.1 \pm 0.6 \pm 3.7 \pm 4.7) \mu\text{b}, \quad (\text{A.4})$$

en se basant sur les prédictions des simulations : une augmentation relative de 10 % de la section efficace de production entre les collisions à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

$$\sigma_{\sqrt{s}=8 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X) = 1.1 \times \sigma_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}(pp \rightarrow B^0 + X). \quad (\text{A.5})$$

Le rapport f_{Λ_b}/f_d dépend fortement de l'impulsion transverse du baryon Λ_b [146] et [74]. La figure A.2 représente l'impulsion transverse des baryons Λ_b dans les échantillons MC $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$ et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$. On remarque que la gamme d'impulsion transverse des baryons Λ_b produits est relativement large. On considèrera la valeur moyenne, $p_T(\Lambda_b) = 10.5 \text{ GeV}/c$. En utilisant cette impulsion transverse ($p_T(\Lambda_b) =$

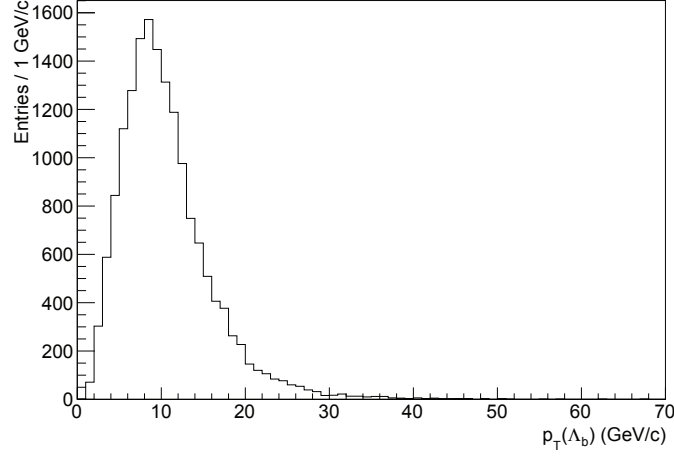


FIG. A.1 – Distribution de l’impulsion transverse du baryon Λ_b dans les échantillons MC $\Lambda_b \rightarrow D^0 p \pi^-$ et $\Lambda_b \rightarrow D^0 p K^-$.

Coefficient	valeur
a	$0.151 \pm 0.016^{+0.024}_{-0.025}$
b	$-0.573 \pm 0.040^{+0.101}_{-0.097}$
c	$-0.095 \pm 0.007 \pm 0.014 \text{ [GeV/c]}^{-1}$

TAB. A.6 – Coefficients de $\frac{f_{\Lambda_b}}{f_d}(p_T)$ de l’équation (A.6) provenant de Ref [74].

10.5 GeV/c) et l’expression de l’équation (A.6), du rapport de la section efficace de production de baryons Λ_b par rapport à la section efficace de production de mésons B^0 en fonction de l’impulsion transverse du Λ_b (dans la région cinématique $1.5 < p_T < 40 \text{ GeV/c}$ et $2 < \eta < 5$) [74] :

$$\frac{f_{\Lambda_b}}{f_d}(p_T) = a + \exp(b + c \times p_T(\text{GeV/c})) \quad (\text{A.6})$$

où les valeurs de a , b et c sont récapitulées dans le tableau A.6 ; on estime un ordre de grandeur pour la valeur moyenne du rapport $\frac{f_{\Lambda_b}}{f_d}(p_T = 10 \text{ GeV/c}) = 0.359 \pm 0.287$.

Annexe B

Définitions des variables de sélection

De nombreuses variables sont utilisées aux différentes étapes de la sélection (*Stripping*, sélections initiales, analyse multi-variable). Cette annexe regroupe les définitions de l'ensemble de ces variables. Nous rappelons que PV est l'abréviation qui désigne le vertex primaire.

B.1 Variables utilisées, pour la première fois dans le Stripping

BPVDIRA ($\cos(\theta_{dira})$) L'angle θ_{dira} d'une particule, correspond à l'angle entre l'impulsion de la particule et la direction (PV ; vertex de désintégration).

BPVVDCHI2 χ^2 construit lors de la détermination de la distance entre le vertex de désintégration d'une particule et le PV correspondant.

DOCA Distance de plus courte approche (*Distance Of Closest Approach*) entre la trajectoire d'une particule et le PV. Cette variable, pour une trace chargée quelconque, est schématisée sur la figure B.1. Dans notre cas, où la distance de plus courte approche est calculée par rapport au PV, les traces se trouvent majoritairement en aval du PV donc la figure de droite représente davantage la situation rencontrée majoritairement.

IP Paramètre d'impact (*Impact Parameter*), distance minimale entre la trajectoire d'une particule si elle n'avait pas été déviée et le PV associé. Autrement dit, c'est la distance minimale entre la direction de l'impulsion d'une particule à sa création et le PV associé.

La variable χ^2_{IP} est le χ^2 construit lors de la détermination de ce paramètre d'impact. La figure B.1 schématise une désintégration du type $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ et représente le paramètre d'impact du méson $\bar{D}^0$.

MIPDV IP minimum calculé par rapport à l'ensemble des PV de l'événement.

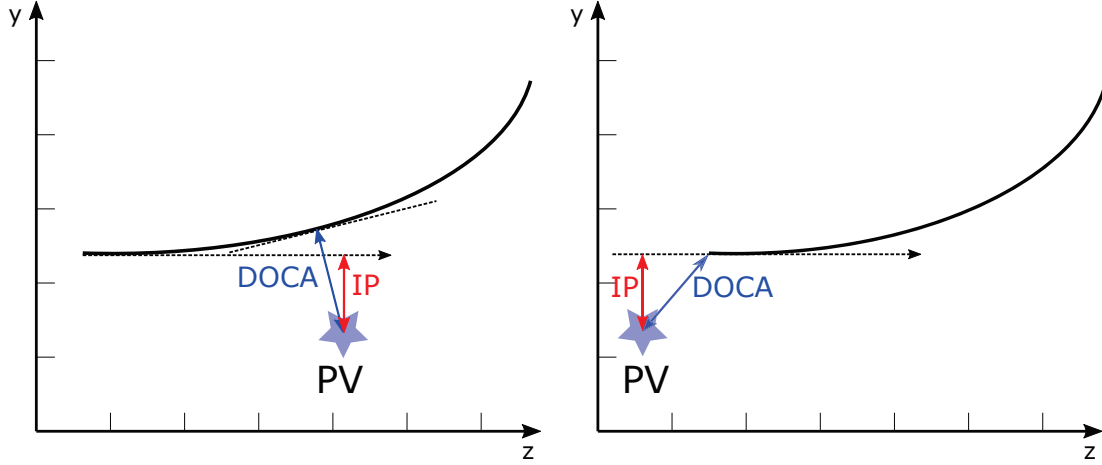


FIG. B.1 – Schéma représentant les variables DOCA et IP pour une trace quelconque. La majorité des traces considérées dans cette thèse se trouvent dans la configuration de droite où l'origine de la trace se trouve en aval du PV considéré.

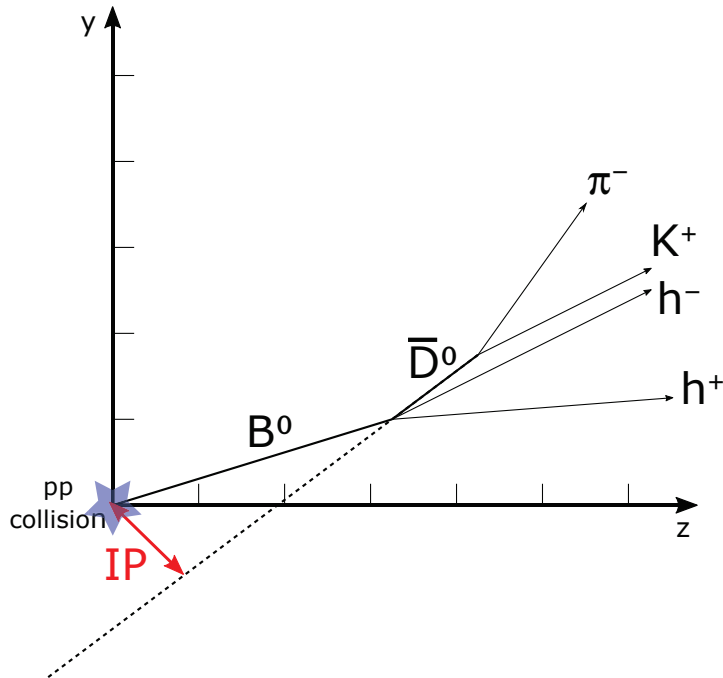


FIG. B.2 – Schéma représentant la paramètre d'impact (IP) du méson $\bar{D}^0$, dans une désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$.

B.2 Variables utilisées, pour la première fois dans l'analyse multi-variable

$\min_{B\text{dau}} p_T$ L'impulsion transverse minimale entre les deux filles directes du B , $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ (*Bdau* pour *B daughters*).

$\min_{B\text{dau}} \chi_{\text{IP}}^2$ Le χ^2 minimal sur l'IP des deux filles directes du B , $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ (*Bdau* pour *B daughters*).

$Tvar$ Cosinus minimum des angles entre la direction de l'impulsion transverse du méson $\bar{D}^0$ et des impulsions transverses de chacune des filles directes du B^0 , soit le cosinus minimum des angles $(p_T(\bar{D}^0); p_T(h^+))$ et $(p_T(\bar{D}^0); p_T(h^-))$. $Tvar$ peut également s'exprimer comme étant :

$$Tvar = \min_{\pm} \left(\frac{p_x(\bar{D}^0) p_x(h^{\pm}) + p_y(\bar{D}^0) p_y(h^{\pm})}{p_T(\bar{D}^0) p_T(h^{\pm})} \right) \quad (\text{B.1})$$

La figure B.2 schématise la variable $Tvar$.

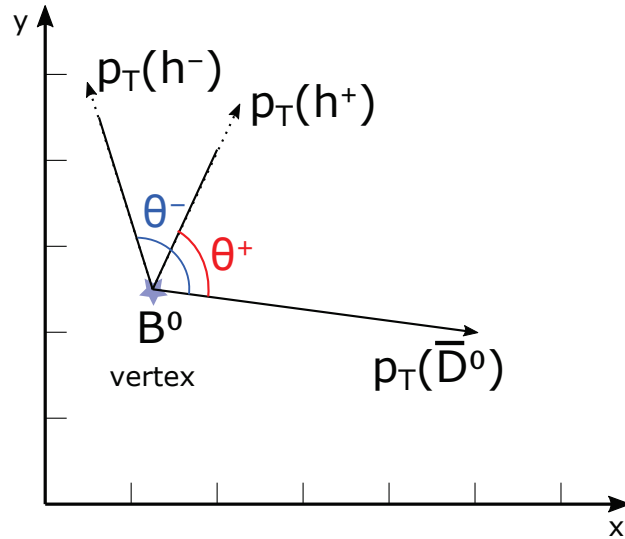


FIG. B.3 – Schéma représentant la variable $Tvar$, qui est le cosinus minimum entre les angle θ^+ et θ^- , où $\theta^{\pm}$ est l'angle entre la direction de l'impulsion transverse du méson $\bar{D}^0$ et la direction de l'impulsion transverse de la particule fille directe du B^0 , $h^{\pm}$.

$\mathbf{pT}_{\text{asym}}$ est définie comme étant

$$p_{T_{\text{asym}}} = \frac{p_T^B - p_T^A}{p_T^B + p_T^A} [14], \quad (\text{B.2})$$

où p_T^B est l'impulsion transverse du méson B^0 et p_T^A est la somme des impulsions transverses des traces se trouvant dans le cône (d'ouverture 1 rad) autour de l'impulsion du B^0 , excepté les 4 traces du signal. La variable $track_{\text{mult}}$ correspond au nombre de traces dans ce cône, d'ouverture 1 rad, autour de l'impulsion du méson B^0 .

$\mathbf{track}_{\text{mult}}$ correspond au nombre de traces dans le cône d'ouverture 1 rad, autour de l'impulsion du méson B^0 , défini pour la variable $p_{T_{\text{asym}}}$.

Annexe C

Expressions des fonctions de densités de probabilités utilisées

C.1 La fonction gaussienne

La fonction gaussienne (*Gauss*) est fonction de la variable m et dépend des paramètres :

- m_B , la valeur moyenne ;
- σ , l'écart type.

La fonction gaussienne est définie par :

$$Gauss(m; m_B, \sigma) = N \times \exp\left(-\frac{(m - m_B)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (C.1)$$

où N est le facteur de normalisation de la densité de probabilité

$$N = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}}. \quad (C.2)$$

C.2 La fonction *Crystal Ball*

La fonction *Crystal Ball* [124] (*CB*) est fonction de la variable m , et dépend des paramètres :

- m_B , la valeur moyenne ;
- σ , l'écart type ;
- α , un paramètre de la queue de la fonction ;
- n , un paramètre de la queue de la fonction.

La fonction *CB* est définie par :

$$CB(m; m_B, \sigma, \alpha, n) = N \times \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m - m_B)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \frac{m - m_B}{\sigma} > -\alpha \\ A \times \left(B - \frac{m - m_B}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{m - m_B}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (C.3)$$

où

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n \times \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), \quad (\text{C.4})$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (\text{C.5})$$

et N un facteur de normalisation que l'on peut exprimer comme étant

$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)} \quad (\text{C.6})$$

où

$$C = \frac{n}{|\alpha|} \times \frac{1}{n-1} \times \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), \quad (\text{C.7})$$

$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right) \quad (\text{C.8})$$

et erf la fonction erreur

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (\text{C.9})$$

La figure C.2 représente les courbes de *Crystal Ball* avec différents paramètres de queue.

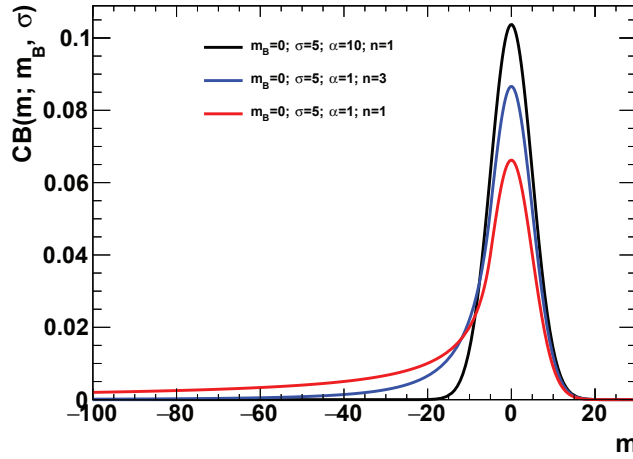


FIG. C.1 – Courbes des fonctions de densité de probabilité *Crystal Ball* pour différents paramètres de queue α et n . $(\alpha, n) = (10; 1)$ pour la courbe noire, $(\alpha, n) = (1; 3)$ pour la courbe bleue et $(\alpha, n) = (1; 1)$ pour la courbe rouge.

C.3 Les PDF non-paramétriques *RooKeysPdf*

Pour déterminer les fonctions de densité de probabilité à l'aide de *RooKeysPdf* les échantillons MC (N événements après l'ensemble des sélections) sont nécessaires. Chaque événement de la distribution de masse m_{Dhh} dans l'échantillon MC du bruit de fond considéré est modélisé par une gaussienne. La PDF totale correspond à la superposition de l'ensemble des gaussiennes : une gaussienne pour chaque événement, contribuant à $1/N$ de l'intégral de la PDF totale. Plus de détails concernant les PDF non-paramétriques dans Ref. [147].

C.4 La fonction Breit-Wigner

La fonction de densité de probabilité de Breit-Wigner a été élaborée pour décrire les sections efficaces des diffusions nucléaires résonnantes [148]. La distribution de Breit-Wigner est aussi appelée distribution de Lorentz, c'est une forme particulière de distribution de Cauchy. La fonction de densité de probabilité de Breit-Wigner dépend de deux paramètres M et Γ , la masse et la largeur de la résonance :

$$Breit - Wigner(m; M, \Gamma) = \frac{\Gamma}{2\pi[(m - M)^2 + (\Gamma/2)^2]} \quad (C.10)$$

C.5 La fonction seuil *RooDstD0BG*

La classe *RooDstD0BG* de *RooFit* a été conçue pour modéliser le bruit de fond dans la distribution de la différence de masse entre les mésons D^{*0} et D^0 . C'est une fonction seuil qui dépend de 4 paramètres a , b , c et le seuil m_0 :

$$RooDstD0BG(m; a, b, c, m_0) = \left(1 - e^{-\frac{m-m_0}{c}}\right) \times \left(\frac{m}{m_0}\right)^a + b \times \left(\frac{m}{m_0} - 1\right) \quad (C.11)$$

Annexe D

Les méthodes d'analyse multivariables

Trois méthodes d'analyse multivariables ont été testées dans cette thèse. Le principe de ces trois méthodes est décrit dans cette annexe, les écoles d'été *School Of Statistics* de 2008 et 2012 possèdent des cours sur les analyses multivariables et les différentes méthodes possibles.

D.1 Le discriminant de Fisher

L'algorithme de Fisher [149] permet de séparer deux classes d'événements (signal et bruit de fond) à l'aide d'une combinaison linéaire de variables d'entrées. Les coefficients de cette combinaison linéaire sont appelés *coefficients de Fisher*.

Le discriminant de Fisher correspond à un axe, dans l'espace des variables d'entrées, tel que lorsque l'on projette la classe des événements (signal ou bruit de fond) sur cet axe :

- les deux classes sont éloignées le plus possible l'une de l'autre ;
- les événements d'une même classe sont aussi confinés que possible.

Soit

- $X = (V_1, \dots, V_n)$ les n variables d'entrées de l'analyse multi-variable ;
- $X_s = (V_{s,1}, \dots, V_{s,n})$ les n variables d'entrées, pour l'échantillon signal uniquement ;
- $X_b = (V_{b,1}, \dots, V_{b,n})$ les n variables d'entrées, pour l'échantillon bruit de fond uniquement.

A partir de là, on définit les valeurs moyennes :

- $\bar{X} = (\bar{V}_1, \dots, \bar{V}_n)$ les moyennes des variables d'entrées V_i ;
- $\bar{X}_s = (\bar{V}_{s,1}, \dots, \bar{V}_{s,n})$ les moyennes des variables d'entrées $V_{s,i}$, sur l'échantillon signal uniquement ;
- $\bar{X}_b = (\bar{V}_{b,1}, \dots, \bar{V}_{b,n})$ les moyennes des variables d'entrées $V_{b,i}$, sur l'échantillon bruit de fond uniquement.

Par définition, la matrice de covariance permet de quantifier la dispersion de chacune des variables V_i d'un ensemble de variable X par rapport aux autres variables V_j . La

matrice totale de covariance C associée à l'ensemble de variables X peut se décomposer en somme de deux matrices de covariances W et B :

$$C = W + B, \quad (\text{D.1})$$

où W est la matrice de covariance intra-classe (W pour *within-class*) et B la matrice de covariance inter-classe (B pour *between-class*). Les matrices de covariances W et B décrivent la dispersion des événements par rapport à la valeur moyenne de leur propre classe (W) et par rapport à la valeur moyenne de l'ensemble des événements des deux classes (B).

Les coefficients de Fisher F_i (pour i allant de 1 à n) sont alors définis comme étant :

$$F_i = \frac{\sqrt{N_s N_b}}{N_s + N_b} \times \sum_{j=1}^n W_{ij}^{-1} (\bar{V}_{s,j} - \bar{V}_{b,j}) \quad (\text{D.2})$$

où N_s et N_b sont respectivement les nombres d'événements des échantillons signal et bruit de fond. Le coefficient de Fisher F_0 permet de centrer la valeur moyenne sur l'ensemble des événements des deux classes, du discriminant de Fisher F à zéro :

$$F_0 = - \sum_{j=1}^n F_j \bar{V}_j. \quad (\text{D.3})$$

Le discriminant de Fisher s'écrit donc :

$$F = \sum_{j=0}^n F_j V_j. \quad (\text{D.4})$$

Le pouvoir de discrimination D_i de la variable d'entrée V_i quantifie le succès ou non de la variable à l'objectif double du discriminant de Fisher : maximiser la séparation des deux classes et minimiser la dispersion des événements au sein d'une même classe. Pour chaque variable V_i , le pouvoir de discrimination D_i correspond à :

$$D_i = \frac{B_{ii}}{W_{ii}} \quad (\text{D.5})$$

où B_{ii} et W_{ii} sont les coefficients des matrices B et W .

D.2 Les arbres de décision

Un arbre de décision [150] est constitué d'une succession de décisions (des nœuds) pour caractériser la classe des événements. À l'issue d'un nœud, la population en amont du nœud est séparée en deux échantillons : événements ressemblant au signal et événements ressemblant au bruit de fond. Lors de l'entraînement, pour le premier nœud l'ensemble de l'échantillon d'entraînement (signal et bruit de fond) est utilisé. L'échantillon est séparé

en deux classes (signal et bruit de fond) à l'aide de la variable d'entrée permettant la meilleure séparation. À l'issue de ce nœud de décision, l'échantillon est alors séparé en deux branches *ressemblant au signal* ou *ressemblant au bruit de fond*. Un nouveau nœud de décision est créé pour chacune des branches, pour à nouveau séparer les événements en deux classes. Pour chaque nœud de décision la variable d'entrée utilisée est la variable permettant la meilleur séparation. Ainsi une même variable peut être utilisée à plusieurs nœuds, tandis qu'une autre variable peut ne pas être utilisée du tout. À l'issue d'une branche, tous les événements de cette branche sont placés dans un *panier*. L'arbre de décision grandit par ce mécanisme jusqu'à ce que un nœud conduise au nombre minimum d'événements dans un panier ¹. Les paniers du nœud responsable de l'arrêt sont alors dénommés *signal* ou *bruit de fond* en fonction de la proportion d'événements provenant de l'échantillon signal (et respectivement bruit de fond) qu'ils contiennent. La figure D.2 schématise le principe de fonctionnement d'un arbre de décision.

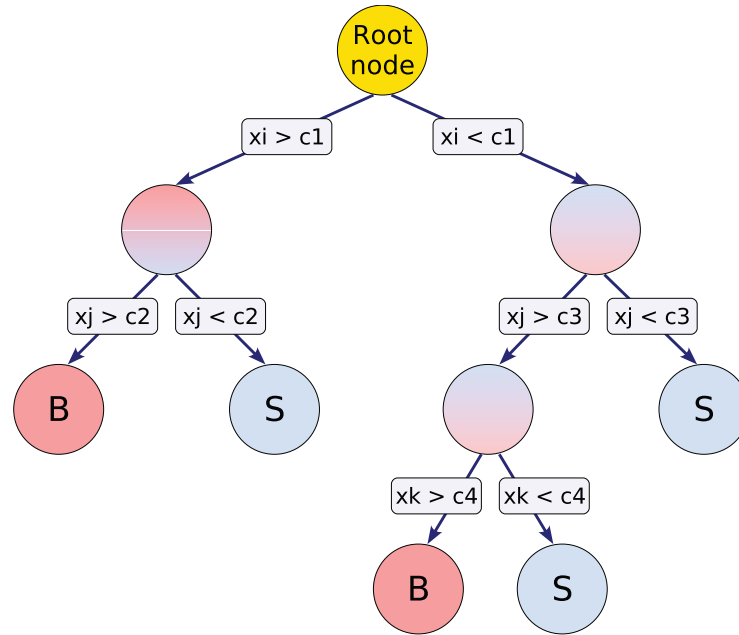


FIG. D.1 – Schéma du fonctionnement d'un arbre de décision. Le départ se situe au nœud de la racine (*Root node*) et une succession de séparations de la population est réalisée à chaque décision portant sur les variables x_i , pour aboutir à un échantillon bruit de fond B et un échantillon signal S .

Le terme *boosté* signifie que plusieurs arbres de décision sont créés pour former une *forêt*. Une fois un arbre de décision créé, chaque événement est pondéré en fonction du panier dans lequel il se trouve : un poids plus important est donné aux événements qui

¹Dans les arbres de décision utilisés dans cette thèse, le nombre minimum d'événements dans un panier après un nœud de décision, est de 10 % du nombre d'événements présents en amont du nœud de décision.

se trouvent dans un panier bruit de fond alors qu'ils sont issues de l'échantillon signal (et vice versa). Grâce à ces poids de nouveaux échantillons d'entraînement signal et bruit de fond sont créés et permettent d'entraîner un nouvel arbre de décision. A l'aide de ces différents arbres de décision, un estimateur de vraisemblance est calculé pour chacun des événements dans le but de classer l'événement dans la classe signal ou bruit de fond en fonction de la fréquence à laquelle il a été rangé dans chacune des classes par l'ensemble des arbres de décision.

Trois types d'algorithmes de *boost* sont utilisés pour les arbres de décision considérés dans cette thèse :

- l'algorithme classique BDT, qui utilise l'algorithme de *boost AdaBoost* ;
- l'algorithme BDTG, qui utilise l'algorithme de *boost* plus robuste *GradientBoost* ;
- l'algorithme BDTB, qui utilise l'algorithme de *boost Bagging* où le discriminant issue de l'ensemble des arbres de décision correspond à la moyenne des discriminants de chaque arbre de décisions ;

Plus d'informations sur les algorithmes d'arbres de décision *boostés* sont disponibles dans Ref. [122]. Pour l'algorithme BDT, 100 arbres de décision ont été utilisés. L'algorithme BDTB nécessite d'avantages d'arbres puisque le discriminant calculé correspond à la moyenne des discriminants de tous les arbres. Ainsi, pour le BDTB 400 arbres de décision ont été utilisés. L'algorithme BDTG, étant plus robuste permet d'augmenter le nombres d'arbres de décision à 1000 arbres.

D.3 Le réseau de neurones

Une troisième catégorie d'algorithme est utilisée : le réseau de neurones avec l'algorithme MLP (pour *multi-layer perception*). Ce réseau de neurones est constitué d'un ensemble de neurones inter-connectés, dont chaque neurone produit une certaine réponse à un ensemble de signaux d'entrées. Dans l'algorithme considéré dans cette étude, les neurones sont organisés en dix couches et seules les connections entre neurones de deux couches voisines sont autorisées. La figure D.3 schématise le principe de fonctionnement d'un réseau de neurones. La couche d'entrée est constituée de cinq neurones pour les cinq variables d'entrées de TMVA et la couche de sortie possède un seul neurone correspondant à la variable discriminante de sortie de TMVA. Les huit couches intermédiaires sont appelées *couches cachées*. À chaque connection entre deux neurones est associé un poids ω_i . La valeur de sortie y_i d'un neurone est alors multiplié par ce poids ω_i avant d'être utilisée en entrée du neurone suivant. Un neurone utilise une fonction ρ de $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ pour convertir ces n valeurs d'entrées en une seule réponse de sortie. La fonction ρ est la combinaison des fonction κ , allant de $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ et α allant de $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$:

$$\rho = \alpha \circ \kappa, \quad (\text{D.6})$$

où les fonctions κ et α sont définis comme :

$$\kappa : (y_1, \dots, y_n | \omega_1, \dots, \omega_n) \mapsto \omega_0 + \sum_{i=1}^n y_i \omega_i, \quad (\text{D.7})$$

$$\alpha : x \mapsto \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}. \quad (\text{D.8})$$

L'entraînement du réseau de neurones consiste à déterminer les différents coefficients ω_i pour l'ensemble des neurones du réseau. Chaque événement de l'échantillon d'entraînement est présenté au réseau de neurone, dont la réponse $y_{ANN, a}$ est comparée à celle attendue $\hat{y}_a \in \{1, 0\}$ (la valeur $\hat{y}_a = 1$ correspond à un événement provenant de l'échantillon d'entraînement signal, la valeur $\hat{y}_a = 0$ correspond à un événement provenant de l'échantillon d'entraînement bruit de fond), à l'aide de la fonction erreur E :

$$E = \sum_{a=1}^N \frac{1}{2} (y_{ANN, a} - \hat{y}_a)^2, \quad (\text{D.9})$$

où N est le nombre d'événements dans l'échantillon d'entraînement. Les poids ω_i sont déterminés en minimisant la fonction erreur E .

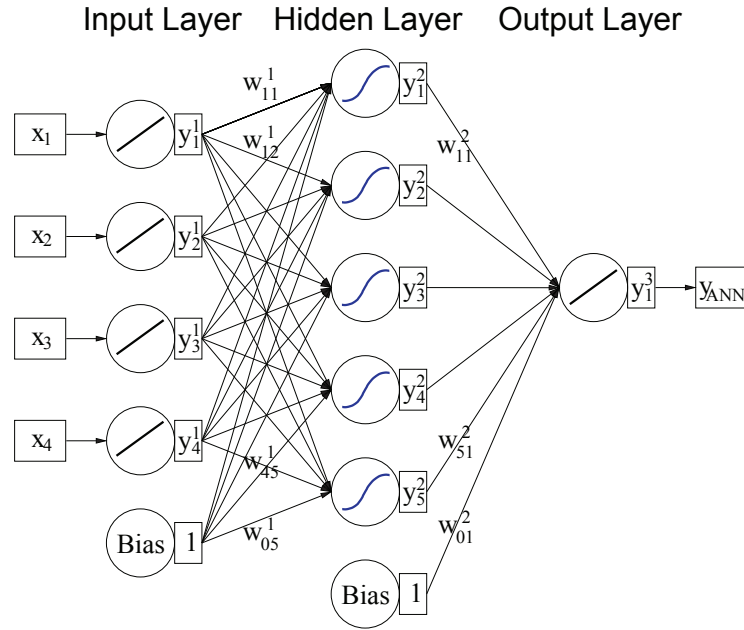


FIG. D.2 – Schéma du fonctionnement d'un réseau de neurones avec quatre variables d'entrées (x_1, x_2, x_3, x_4) et une seule couche intermédiaire cachée (*Hidden Layer*).

Annexe E

Variables testées en entrée de TMVA

Les 14 variables suivantes ont été testées en entrée de l'analyse multivariables :

- $\chi^2/nDof_{Dvertex}$;
- $\ln(\chi^2_{IP}(D^0))$;
- $\chi^2/nDof_{Bvertex}$;
- $\chi^2_{IP}(B^0)$;
- SDB ;
- $\ln(\cos(\theta_{dira}))$;
- $\ln(\chi^2(B \text{ distance de vol}))$;
- $\ln(p_T(B^0))$;
- $\ln(p_T(D^0))$;
- $\ln(\min_{Bdau}\chi^2_{IP})$;
- $\ln(\min_{Bdau}p_T)$;
- $Tvar$;
- $p_{T_{asym}}$;
- $track_{mult}$.

La figure E représente les distributions de ces 14 variables dans les échantillons d'entraînement signal et bruit de fond de l'analyse multivariables, dans l'ordre de la variable ayant le plus fort pouvoir discriminant à celle ayant le plus petit pouvoir discriminant, présenté dans le tableau 3.7.

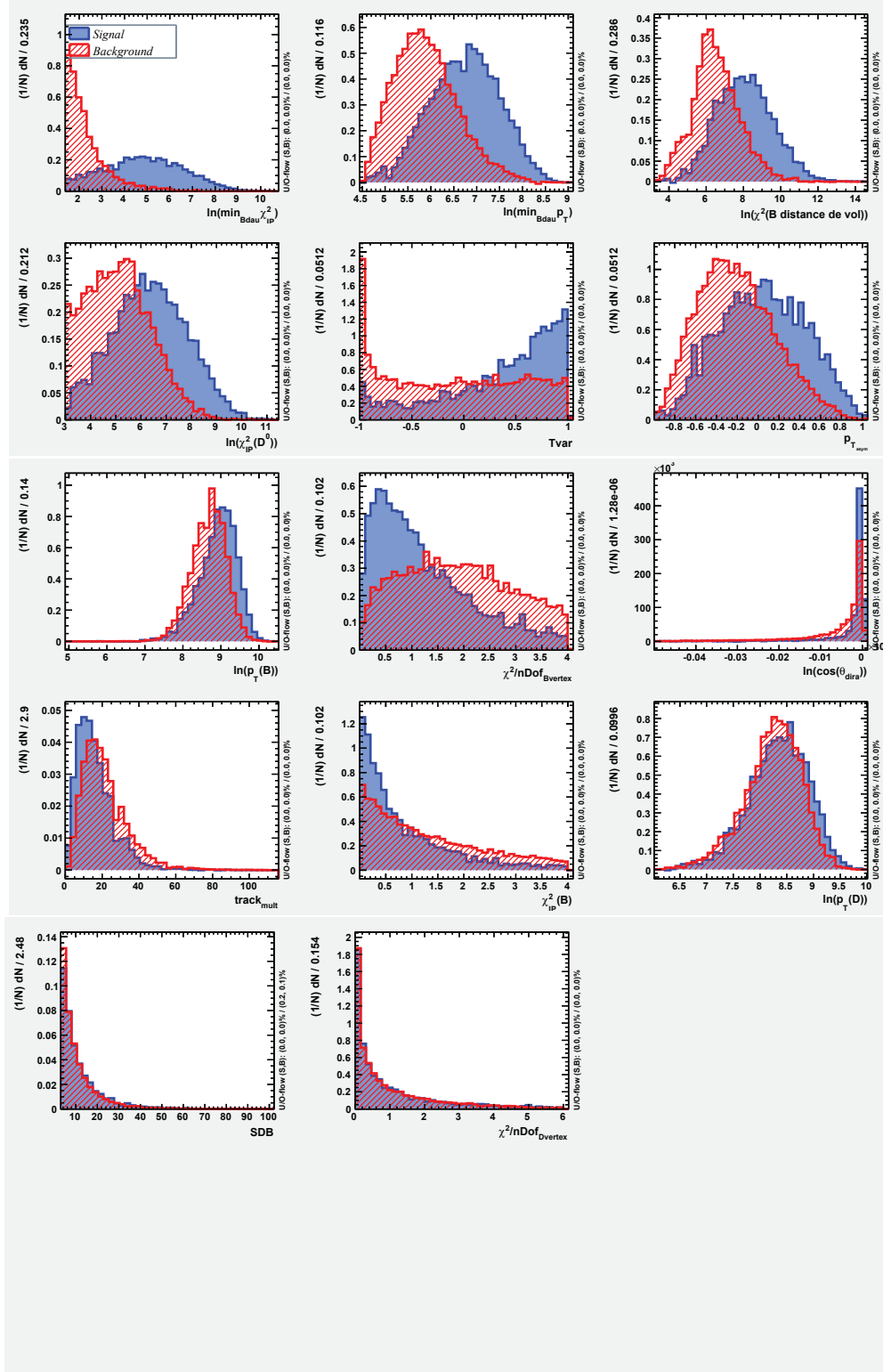


FIG. E.1 – Distributions des 14 variables testées en entrée de l'analyse multivariées, pour les échantillons signal (bleu) et bruit de fond (rouge) d'entraînement.

Annexe F

Le maillage du plan (p, η) pour la cartographie de l'efficacité de l'identification de particule, pour PIDCalib

Le maillage du plan (p, η) présenté dans la section 2.3.3 pour permettre de cartographier l'efficacité du critère de sélection sur l'identification des particules, est le même pour les quatre traces de l'événement. Ce maillage a été déterminé à l'aide de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ avec comme objectif que chaque maille contienne sensiblement le même nombre de traces. Dans cette annexe nous montrons qu'un seul et même maillage peut être utilisé pour toutes les traces de l'événement, car les distributions de l'impulsion p et de la pseudo-rapacité η pour chacun des quatre types de traces des événements $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$ sont similaires.

Pour cette annexe, labellisons les traces de la manière suivante : $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 [h_2^+ h_2^-] h_1^+ h_1^-$.

F.1 Distribution des impulsions des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$

Les figures F.2, F.2 et F.2 représentent les distributions normalisées de l'impulsion p des quatre traces de l'état final des l'échantillon MC respectivement $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. On constate que pour chacun des échantillons, la distribution de l'impulsion des traces est similaire quelque soit la trace. La figure F.2 représente la distribution normalisé (sur les échantillons MC) de l'impulsion de l'ensemble des quatre traces de l'état final pour chacun des trois modes étudiés. On en conclut que quelque soit le mode $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, les distributions des impulsions des quatre traces de l'état final sont similaires.

F.2 Distribution des pseudo-rapidités des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$

Les figures F.2, F.2 et F.2 représentent les distributions normalisées des pseudo-rapidity η des quatre traces de l'état final des l'échantillon MC respectivement $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$. On constate que pour chacun des échantillons, la distribution de la pseudo-rapidity des traces est similaire quelque soit la trace. La figure F.2 représente la distribution normalisé (sur les échantillons MC) de la pseudo-rapidity de l'ensemble des quatre traces de l'état final pour chacun des trois modes étudiés. On en conclue que quelque soit le mode $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 h^+ h^-$, les distributions des pseudo-rapidity des quatre traces de l'état final sont similaires.

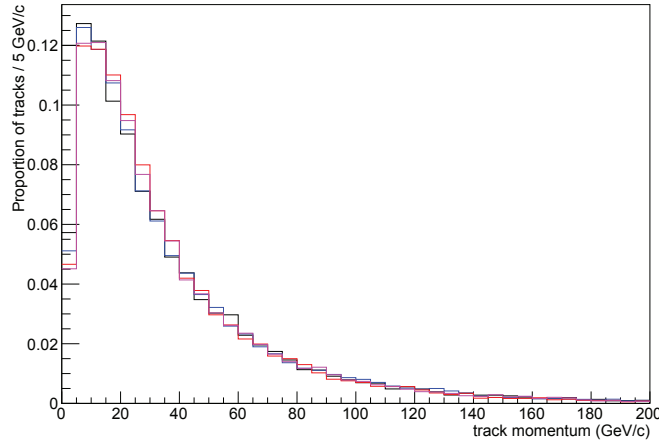


FIG. F.1 – Distributions normalisées à l'unité, des impulsions des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$.

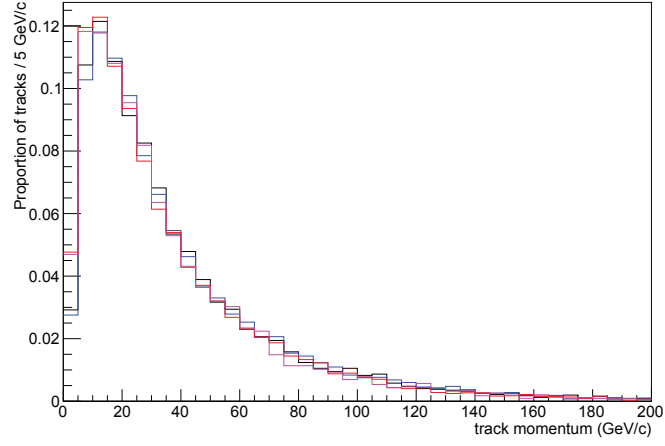


FIG. F.2 – Distributions normalisées à l'unité, des impulsions des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

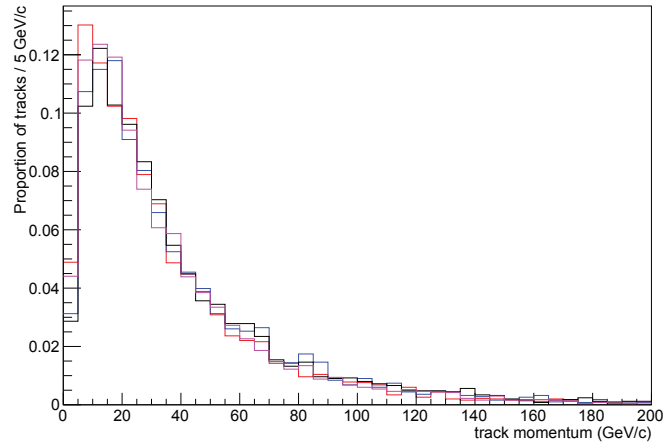


FIG. F.3 – Distributions normalisées à l'unité, des impulsions des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

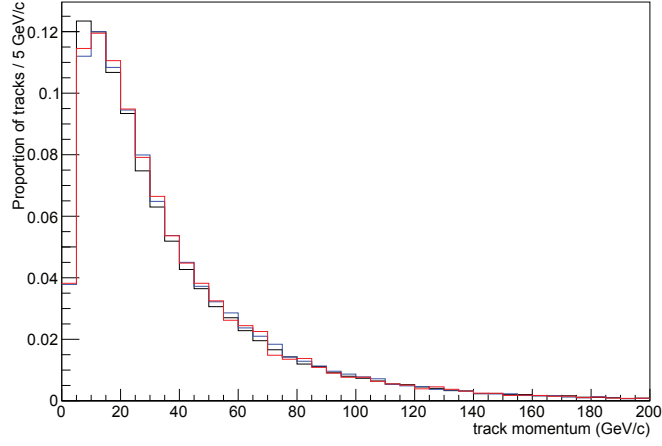


FIG. F.4 – Distributions normalisées à l'unité, de l'impulsion de l'ensemble des quatre des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$ de l'état final des échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ (noir), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (bleu) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ (rouge).

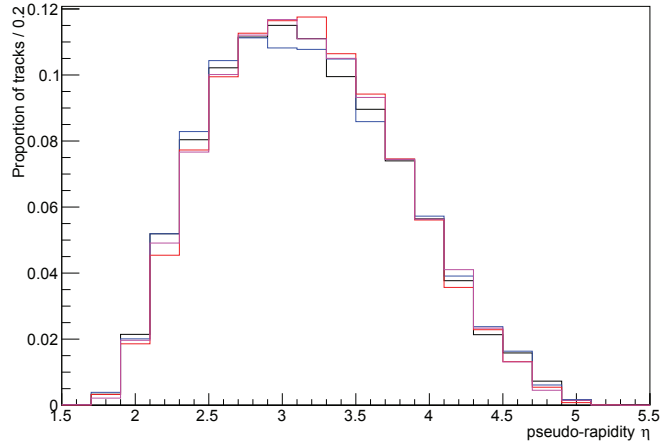


FIG. F.5 – Distributions normalisées à l'unité, de la pseudo-rapacité des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$.

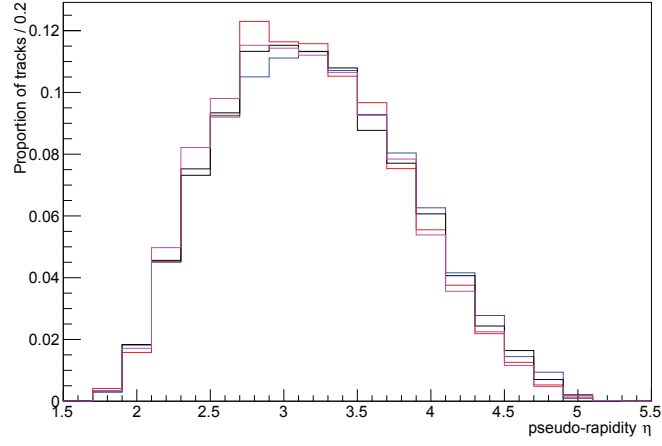


FIG. F.6 – Distributions normalisées à l'unité, de la pseudo-rapacité des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

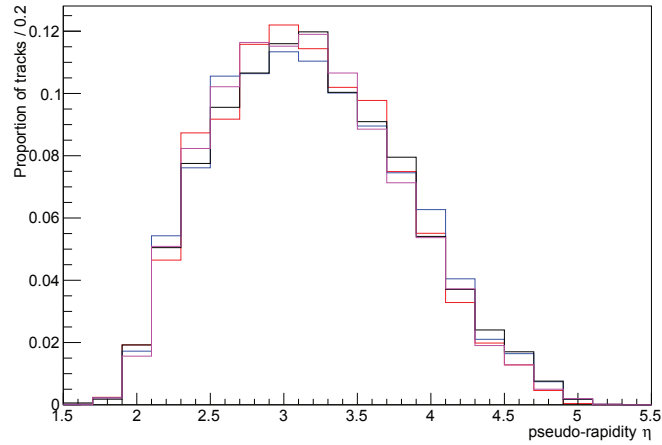


FIG. F.7 – Distributions normalisées à l'unité, de la pseudo-rapacité des traces h_1^+ (noir), h_1^- (bleu), h_2^+ (rouge), h_2^- (magenta) de l'état final de l'échantillon MC $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$.

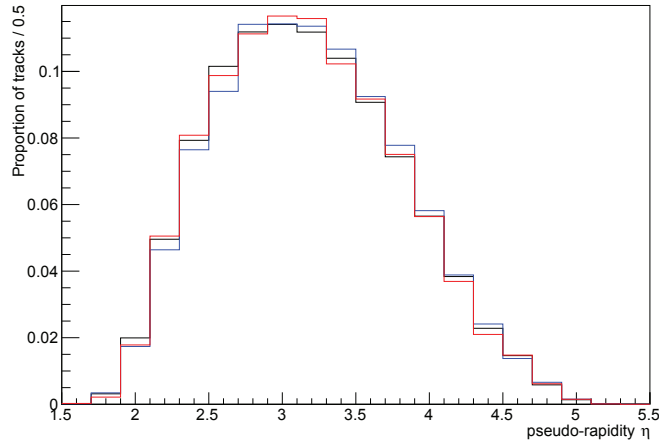


FIG. F.8 – Distributions normalisées à l'unité, de la pseudo-rapacité de l'ensemble des quatre des traces $h_1^\pm$ et $h_2^\pm$ de l'état final des échantillons MC $B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^+\pi^-$ (noir), $B^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$ (bleu) et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0K^+K^-$ (rouge).

Bibliographie

- [1] T. Lee and C.-N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104** (1956) 254.
- [2] C. Wu *et al.*, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [3] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. **109** (1958) 1015.
- [4] J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the $K(2^0)$ Meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [5] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [6] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [7] S. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [8] Particle Data Group, K. Olive *et al.*, *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014) 090001.
- [9] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [10] CKMfitter Group, J. Charles *et al.*, *CP violation and the CKM matrix : Assessing the impact of the asymmetric B factories, updated results and plots available at : <http://ckmfitter.in2p3.fr>*, Eur. Phys. J. **C41** (2005) 1, arXiv :hep-ph/0406184.
- [11] UTfit Collaboration, M. Bona *et al.* <http://www.utfit.org/>.
- [12] J. Charles *et al.*, *Current status of the Standard Model CKM fit and constraints on $\Delta F = 2$ New Physics*, Phys. Rev. **D91** (2015), no. 7 073007, arXiv :1501.05013.
- [13] LHCb Collaboration, *Improved constraints on γ : CKM2014 update*, LHCb-CONF-2014-004 (2014).
- [14] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of CP violation in B^+ to DK^+ decays*, Phys. Lett. **B712** (2012) 203, arXiv :1203.3662.
- [15] M. Gronau and D. Wyler, *On determining a weak phase from CP asymmetries in charged B decays*, Phys. Lett. **B265** (1991) 172.

- [16] M. Gronau and D. London, *How to determine all the angles of the unitarity triangle from $B_{(d)}^0 \rightarrow DK_{(s)}$ and $B_{(s)}^0 \rightarrow D\phi$* , Phys. Lett. **B253** (1991) 483.
- [17] D. Atwood, I. Dunietz, and A. Soni, *Enhanced CP violation with $B \rightarrow KD^0(\bar{D}^0)$ modes and extraction of the CKM angle γ* , Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3257, [arXiv :hep-ph/9612433](#).
- [18] D. Atwood, I. Dunietz, and A. Soni, *Improved methods for observing CP violation in $B^\pm \rightarrow KD$ and measuring the CKM phase γ* , Phys. Rev. **D63** (2001) 036005, [arXiv :hep-ph/0008090](#).
- [19] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of the suppressed ADS modes $B^\pm \rightarrow [\pi^\pm K^\mp \pi^+ \pi^-]_D K^\pm$ and $B^\pm \rightarrow [\pi^\pm K^\mp \pi^+ \pi^-]_D \pi^\pm$* , Phys. Lett. **B723** (2013) 44, [arXiv :1303.4646](#).
- [20] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of CP violation and constraints on the CKM angle γ in $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ with $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ decays*, Nucl. Phys. **B888** (2014) 169, [arXiv :1407.6211](#).
- [21] Y. Grossman, Z. Ligeti, and A. Soffer, *Measuring γ in $B^\pm \rightarrow K^\pm(KK^*)(D)$ decays*, Phys. Rev. **D67** (2003) 071301, [arXiv :hep-ph/0210433](#).
- [22] A. Giri, Y. Grossman, A. Soffer, and J. Zupan, *Determining γ using $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ with multibody D decays*, Phys. Rev. **D68** (2003) 054018, [arXiv :hep-ph/0303187](#).
- [23] LHCb, R. Aaij *et al.*, *A study of CP violation in $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ and $B^\pm \rightarrow D\pi^\pm$ decays with $D \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ final states*, Phys. Lett. **B733** (2014) 36, [arXiv :1402.2982](#).
- [24] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of CP violation parameters in $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ decays*, Phys. Rev. **D90** (2014), no. 11 112002, [arXiv :1407.8136](#).
- [25] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of CP asymmetry in $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ decays*, JHEP **1411** (2014) 060, [arXiv :1407.6127](#).
- [26] R. Fleischer, *New strategies to obtain insights into CP violation through $B_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^\pm K^\mp$, $D_{(s)}^{*\pm} K^\mp$, ... and $B_{(d)} \rightarrow D^\pm \pi^m p$, $D^{*\pm} \pi^\mp$, ... decays*, Nucl. Phys. **B671** (2003) 459, [arXiv :hep-ph/0304027](#).
- [27] BaBar, J. Lees *et al.*, *Observation of direct CP violation in the measurement of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa angle γ with $B^\pm \rightarrow D^{(*)} K^{(*)\pm}$ decays*, Phys. Rev. **D87** (2013), no. 5 052015, [arXiv :1301.1029](#).
- [28] Belle, K. Trabelsi, *Study of direct CP in charmed B decays and measurement of the CKM angle γ at Belle*, [arXiv :1301.2033](#).
- [29] BaBar Collaboration, Belle Collaboration, A. Bevan *et al.*, *The Physics of the B Factories*, Eur. Phys. J. **C74** (2014), no. 11 3026, [arXiv :1406.6311](#).
- [30] Belle, A. Poluektov *et al.*, *Measurement of $\phi(3)$ with Dalitz plot analysis of $B^+ \rightarrow D^{(*)} K^{(*)+}$ decay*, Phys. Rev. **D73** (2006) 112009, [arXiv :hep-ex/0604054](#).
- [31] CLEO, J. Libby *et al.*, *Model-independent determination of the strong-phase difference between D^0 and $\bar{D}^0 \rightarrow K_{S,L}^0 h^+ h^-$ ($h = \pi, K$) and its impact on the measurement of the CKM angle γ/ϕ_3* , Phys. Rev. **D82** (2010) 112006, [arXiv :1010.2817](#).

- [32] J. Charles *et al.*, $B_d^0(t) \rightarrow DPP$ time Dependent Dalitz plots, CP violating angles 2β , $2\beta + \gamma$, and discrete ambiguities, Phys. Lett. **B425** (1998) 375, arXiv :hep-ph/9801363.
- [33] T. Latham and T. Gershon, *A Method to Measure $\cos(2\beta)$ Using Time-Dependent Dalitz Plot Analysis of $B^0 \rightarrow D(CP)\pi + \pi^-$* , J. Phys. **G36** (2009) 025006, arXiv :0809.0872.
- [34] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Amplitude analysis of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ decays*, arXiv :1505.01505.
- [35] T. Gershon and M. Williams, *Prospects for the Measurement of the Unitarity Triangle Angle γ from $B^0 \rightarrow DK^+ \pi^-$ Decays*, Phys. Rev. **D80** (2009) 092002, arXiv :0909.1495.
- [36] S. Nandi and D. London, $B_s^0(\bar{B}_s^0) \rightarrow D_{CP}^0 K \bar{K}$: Detecting and Discriminating New Physics in B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ Mixing, Phys. Rev. **D85** (2012) 114015, arXiv :1108.5769.
- [37] S. Ricciardi, *Measuring the CKM angle γ at LHCb using untagged $B_s \rightarrow D\phi$ decays*, LHCb-PUB-2010-005, CERN-LHCb-PUB-2010-005 (2010).
- [38] T. Gershon, *On the Measurement of the Unitarity Triangle Angle γ from $B^0 \rightarrow DK^*0$ Decays*, Phys. Rev. **D79** (2009) 051301, arXiv :0810.2706.
- [39] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of overlapping spin-1 and spin-3 $\bar{D}^0 K^-$ resonances at mass 2.86 GeV/ c^2* , Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 162001, arXiv :1407.7574.
- [40] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Dalitz plot analysis of $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ decays*, Phys. Rev. **D90** (2014), no. 7 072003, arXiv :1407.7712.
- [41] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Dalitz plot analysis of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ decays*, Phys. Rev. **D92** (2015), no. 3 032002, arXiv :1505.0171.
- [42] G. N. Fleming, *Recoupling Effects in the Isobar Model. 1. General Formalism for Three-Pion Scattering*, Phys. Rev. **135** (1964) B551.
- [43] D. Herndon, P. Soding, and R. Cashmore, *A GENERALIZED ISOBAR MODEL FORMALISM*, Phys. Rev. **D11** (1975) 3165.
- [44] V. Anisovich and A. Sarantsev, *K matrix analysis of the $(IJ^{PC} = 00++)$ -wave in the mass region below 1900 MeV*, Eur. Phys. J. **A16** (2003) 229, arXiv :hep-ph/0204328.
- [45] Belle, A. Kuzmin *et al.*, *Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-$ decays*, Phys. Rev. **D76** (2007) 012006, arXiv :hep-ex/0611054.
- [46] CLEO, N. Lowrey *et al.*, *Determination of the $D0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ and $D0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ Coherence Factors and Average Strong-Phase Differences Using Quantum-Correlated Measurements*, Phys. Rev. **D80** (2009) 031105, arXiv :0903.4853.
- [47] CLEO, J. Rosner *et al.*, *Determination of the Strong Phase in $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ Using Quantum-Correlated Measurements*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 221801, arXiv :0802.2264.

- [48] CLEO, D. M. Asner *et al.*, *Determination of the $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Relative Strong Phase Using Quantum-Correlated Measurements in $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ bar at CLEO*, Phys. Rev. **D78** (2008) 012001, [arXiv :0802.2268](#).
- [49] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing parameters and search for CP violation using $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013), no. 25 251801, [arXiv :1309.6534](#).
- [50] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ and Evidence for $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$* , Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 131801, [arXiv :1207.5991](#).
- [51] BABAR, B. Aubert *et al.*, *Search for $B^0 \rightarrow \phi(K^+\pi^-)$ decays with large $K^+\pi^-$ invariant mass*, Phys. Rev. **D76** (2007) 051103, [arXiv :0705.0398](#).
- [52] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of the decay $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$* , Phys. Lett. **B727** (2013) 403, [arXiv :1308.4583](#).
- [53] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the branching fractions of the decays $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$ and $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$* , Phys. Rev. **D87** (2013), no. 11 112009, [arXiv :1304.6317](#).
- [54] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Measurement of branching fractions and resonance contributions for $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ \pi^-$ and search for $B^0 \rightarrow D^0 K^+ \pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 011803, [arXiv :hep-ex/0509036](#).
- [55] BaBar, P. del Amo Sanchez *et al.*, *Observation and study of the baryonic B-meson decays $B \rightarrow D^{(*)} p \bar{p}(\pi)(\pi)$* , Phys. Rev. **D85** (2012) 092017, [arXiv :1111.4387](#).
- [56] Belle Collaboration, K. Negishi *et al.*, *Search for the decay $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ followed by $D \rightarrow K^- \pi^+$* , Phys. Rev. **D86** (2012) 011101, [arXiv :1205.0422](#).
- [57] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Measurement of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \bar{K}^{(*)0}$ branching fractions*, Phys. Rev. **D74** (2006) 031101, [arXiv :hep-ex/0604016](#).
- [58] LHCb, R. Aaij *et al.*, *First observation of the decay $\bar{B}_s^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ and a measurement of the ratio of branching fractions $\frac{\mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow D^0 K^{*0})}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \rho^0)}$* , Phys. Lett. **B706** (2011) 32, [arXiv :1110.3676](#).
- [59] BaBar, B. Aubert *et al.*, *Study of D_{sJ} decays to $D^* K$ in inclusive e^+e^- interactions*, Phys. Rev. **D80** (2009) 092003, [arXiv :0908.0806](#).
- [60] A. Poluektov, *Latest results on CP violation and rare decay measurements at LHCb*, Seminar at LPC Fermilab, October, 2012.
- [61] LHCb Collaboration, J. Alves, A. Augusto *et al.*, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [62] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [63] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [64] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.

- [65] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1, [arXiv :1207.7214](#).
- [66] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 30, [arXiv :1207.7235](#).
- [67] ALICE Collaboration, K. Aamodt *et al.*, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.
- [68] TOTEM Collaboration, G. Anelli *et al.*, *The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08007.
- [69] J. L. Pinfold, *The MoEDAL Experiment at the LHC*, EPJ Web Conf. **71** (2014) 00111.
- [70] LHCf Collaboration, O. Adriani *et al.*, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08006.
- [71] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026, [arXiv :hep-ph/0603175](#).
- [72] E. Norrbin and T. Sjostrand, *Production and hadronization of heavy quarks*, Eur. Phys. J. **C17** (2000) 137, [arXiv :hep-ph/0005110](#).
- [73] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of B meson production cross-sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1308** (2013) 117, [arXiv :1306.3663](#).
- [74] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Study of the kinematic dependences of Λ_b^0 production in pp collisions and a measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ branching fraction*, JHEP **1408** (2014) 143, [arXiv :1405.6842](#).
- [75] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurements of B_c^+ production and mass with the $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ decay*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 232001, [arXiv :1209.5634](#).
- [76] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region*, Phys. Lett. **B694** (2010) 209, [arXiv :1009.2731](#).
- [77] LHCb Collaboration, *Updated average f_s/f_d b -hadron production fraction ratio for 7 TeV pp collisions*, LHCb-CONF-2013-011 (2013).
- [78] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Nucl. Phys. **B871** (2013) 1, [arXiv :1302.2864](#).
- [79] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the inelastic pp cross-section at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1502** (2015) 129, [arXiv :1412.2500](#).
- [80] ATLAS, *ATLAS high-level trigger, data acquisition and controls : Technical design report*, .
- [81] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Inclusive W and Z production in the forward region at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1206** (2012) 058, [arXiv :1204.1620](#).

- [82] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the forward W boson cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1412** (2014) 079, [arXiv :1408.4354](#).
- [83] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Precision luminosity measurements at LHCb*, JINST **9** (2014), no. 12 P12005, [arXiv :1410.0149](#).
- [84] J. Charles *et al.*, *Future sensitivity to new physics in B_d, B_s , and K mixings*, Phys. Rev. **D89** (2014), no. 3 033016, [arXiv :1309.2293](#).
- [85] LHCb, B. Adeva *et al.*, *Roadmap for selected key measurements of LHCb*, [arXiv :0912.4179](#).
- [86] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Implications of LHCb measurements and future prospects*, Eur. Phys. J. **C73** (2013), no. 4 2373, [arXiv :1208.3355](#).
- [87] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the CKM angle γ from a combination of $B^\pm \rightarrow Dh^\pm$ analyses*, Phys. Lett. **B726** (2013) 151, [arXiv :1305.2050](#).
- [88] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays*, Phys. Lett. **B736** (2014) 186, [arXiv :1405.4140](#).
- [89] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, *Precision measurement of CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 041801, [arXiv :1411.3104](#).
- [90] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of $D^0 - \bar{D}^0$ oscillations*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013), no. 10 101802, [arXiv :1211.1230](#).
- [91] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurements of indirect CP asymmetries in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ decays*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014), no. 4 041801, [arXiv :1310.7201](#).
- [92] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, *First Evidence for the Decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$* , Phys. Rev. Lett. **110** (2013), no. 2 021801, [arXiv :1211.2674](#).
- [93] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays at the LHCb experiment*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 101805, [arXiv :1307.5024](#).
- [94] LHCb, T. L. Collaboration, *Angular analysis of the $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ decay*, CERN-LHCb-CONF-2015-002 (2015).
- [95] LHCb, R. Aaij *et al.*, *LHCb Detector Performance*, Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015), no. 07 1530022, [arXiv :1412.6352](#).
- [96] R. Aaij *et al.*, *Performance of the LHCb Vertex Locator*, JINST **9** (2014) 09007, [arXiv :1405.7808](#).
- [97] LHCb, *LHCb : Inner tracker technical design report*, CERN-LHCC-2002-029 (2002).
- [98] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Precision measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillation frequency with the decay $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$* , New J. Phys. **15** (2013) 053021, [arXiv :1304.4741](#).
- [99] A. Keune and G. Conti, *Magnetic Field Parametrisations*, Tech. Rep. LHCb-INT-2010-002. CERN-LHCb-INT-2010-002, CERN, Geneva, Apr, 2010.

- [100] J. Prisciandaro, F. Blanc, and T. Nakada, *Improved magnetic field map with 2011 measurements for the LHCb dipole magnet*, Tech. Rep. LHCb-INT-2012-012. CERN-LHCb-INT-2012-012, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [101] LHCb RICH Group, M. Adinolfi *et al.*, *Performance of the LHCb RICH detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2431, [arXiv :1211.6759](#).
- [102] LHCb Collaboration, *LHCb : RICH technical design report*, CERN-LHCC-2000-037 (2000).
- [103] T. Head, *The LHCb trigger system*, JINST **9** (2014) C09015.
- [104] V. Gligorov, C. Thomas, and M. Williams, *The HLT inclusive B triggers*, CERN-LHCb-PUB-2011-016 (2011).
- [105] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/PIDCalibPackage>.
- [106] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>.
- [107] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852, [arXiv :0710.3820](#).
- [108] D. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [109] A. Ryd *et al.*, *EvtGen : A Monte Carlo Generator for B-Physics*, EVTGEN-V00-11-06 (2004).
- [110] GEANT4, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4 : A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [111] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>.
- [112] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>.
- [113] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT : An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81.
- [114] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *An amplitude analysis of the decay $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$* , Phys. Rev. **D72** (2005) 052002, [arXiv :hep-ex/0507025](#).
- [115] M. Gronau and J. L. Rosner, *B decays dominated by $\omega^- \phi$ mixing*, Phys. Lett. **B666** (2008) 185, [arXiv :0806.3584](#).
- [116] BaBar Collaboration, J. Lees *et al.*, *Branching Fraction Measurements of the Color-Suppressed Decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$, $D^{(*)0} \eta$, $D^{(*)0} \omega$, and $D^{(*)0} \eta'$ and Measurement of the Polarization in the Decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^* 0 \omega$* , Phys. Rev. **D84** (2011), no. 3 112007, [arXiv :1107.5751](#).
- [117] V. V. Gligorov and M. Williams, *Efficient, reliable and fast high-level triggering using a bonsai boosted decision tree*, JINST **8** (2013) P02013, [arXiv :1210.6861](#).
- [118] W. Hulsbergen. <http://www.nikhef.nl/pub/experiments/bfys/general/talks/HulsbergenTracking2007Part1.pdf>.
- [119] J. Amoraal *et al.*, *Application of vertex and mass constraints in track-based alignment*, Nucl. Instrum. Meth. **A712** (2013) 48, [arXiv :1207.4756](#).

- [120] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Search for the decay $B_s^0 \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$* , Phys. Rev. **D87** (2013) 071101, [arXiv :1302.6446](#).
- [121] BaBar Collaboration, J. Lees *et al.*, *Measurement of the $D^*(2010)^+$ meson width and the $D^*(2010)^+ - D^0$ mass difference*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013), no. 11 111801, [arXiv :1304.5657](#).
- [122] A. Hoecker *et al.*, *TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS **ACAT** (2007) 040, [arXiv :physics/0703039](#).
- [123] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005) 356, [arXiv :physics/0402083](#).
- [124] T. Skwarnicki, *A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances*, PhD thesis, 1986.
- [125] I. Chakravarti, R. Laha, and J. Roy, *Handbook of methods of applied statistics*. No. vol. 1 in Wiley series in probability and mathematical statistics. Wiley, 1967.
- [126] <http://www.itl.nist.gov/div898/handbook/eda/section3/eda35g.htm>.
- [127] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Studies of beauty baryon decays to $D^0 p h^-$ and $\Lambda_c^+ h^-$ final states*, Phys. Rev. **D89** (2014) 032001, [arXiv :1311.4823](#).
- [128] Belle Collaboration, A. Zupanc *et al.*, *Measurement of the Branching Fraction $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$* , [arXiv :1312.7826](#).
- [129] BESIII, M. Ablikim *et al.*, *Precision measurement of the D^{*0} decay branching fractions*, Phys. Rev. **D91** (2015), no. 3 031101, [arXiv :1412.4566](#).
- [130] W. Verkerke and D. P. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, eConf **C0303241** (2003) MOLT007, [arXiv :physics/0306116](#).
- [131] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/LHCbTrackingEfficiencies>.
- [132] LHCb, R. Aaij *et al.*, *Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb*, JINST **10** (2015), no. 02 P02007, [arXiv :1408.1251](#).
- [133] A. Martin Sanchez, P. Robbe, and M.-H. Schune, *Performances of the LHCb L0 Calorimeter Trigger*, Tech. Rep. LHCb-PUB-2011-026. CERN-LHCb-PUB-2011-026, CERN, Geneva, Jun, 2012.
- [134] R. Aaij *et al.*, *The LHCb Trigger and its Performance in 2011*, JINST **8** (2013) P04022, [arXiv :1211.3055](#).
- [135] LHCb, R. Aaij *et al.*, *First observation and amplitude analysis of the $B^- \rightarrow D^+ K^- \pi^-$ decay*, Phys. Rev. **D91** (2015), no. 9 092002, [arXiv :1503.02995](#).
- [136] CLEO Collaboration, S. Csorna *et al.*, *Measurements of the branching fractions and helicity amplitudes in $B \rightarrow D^* \rho$ decays*, Phys. Rev. **D67** (2003) 112002, [arXiv :hep-ex/0301028](#).
- [137] Belle, D. Matvienko *et al.*, *Study of D^{**} production and light hadronic states in the $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ decay*, [arXiv :1505.03362](#).

- [138] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Measurement of the branching fraction and polarization for the decay $B^- \rightarrow D^{0*}K^{*-}$* , Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 141801, [arXiv :hep-ex/0308057](#).
- [139] S. Okubo, *Phi meson and unitary symmetry model*, Phys. Lett. **5** (1963) 165.
- [140] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, CERN-TH-412, NP-14146, PRINT-64-170 (1964) 22.
- [141] J. Iizuka, *Systematics and phenomenology of meson family*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37** (1966) 21.
- [142] Y. Xie, *sFit : a method for background subtraction in maximum likelihood fit*, [arXiv :0905.0724](#).
- [143] X. Wang, C. van Eeden, and J. V. Zidek, *Asymptotic properties of maximum weighted likelihood estimators*, Journal of Statistical Planning and Inference **119** (2004), no. 1 37.
- [144] F. James and M. Winkler, *MINUIT User's Guide*, .
- [145] M. Benayoun *et al.*, *The Dipion Mass Spectrum In e^+e^- Annihilation and tau Decay : A Dynamical (ρ , ω , ϕ) Mixing Approach*, Eur. Phys. J. **C55** (2008) 199, [arXiv :0711.4482](#).
- [146] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of b -hadron production fractions in 7 TeV pp collisions*, Phys. Rev. **D85** (2012) 032008, [arXiv :1111.2357](#).
- [147] K. S. Cranmer, *Kernel estimation in high-energy physics*, Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 198, [arXiv :hep-ex/0011057](#).
- [148] G. Breit and E. Wigner, *Capture of slow neutrons*, Phys. Rev. **49** (1936) 519.
- [149] R. A. Fisher, *The use of multiple measurements in taxonomic problems*, Annals Eugen. **7** (1936) 179.
- [150] L. Breiman, J. Friedman, C. Stone, and R. Olshen, *Classification and Regression Trees*. The Wadsworth and Brooks-Cole statistics-probability series. Taylor & Francis, 1984.

Résumé

L'expérience LHCb a été conçue pour étudier la physique des saveurs, dont entre autre la violation de CP, sur le collisionneur proton-proton LHC. La première phase de fonctionnement du LHC a duré de 2011 à 2012, ce qui a permis à LHCb de collecter 3.19 fb^{-1} de données à une énergie dans le centre de masse des collisions de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur l'ensemble des données collectées par LHCb lors de la première phase de fonctionnement (2011-2012).

Le mécanisme de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) est le mécanisme décrivant les transitions entre les différentes familles de quarks et la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard. Les expériences de la décennie précédente dédiées à la physique des saveurs, BaBar et Belle, ont permis de démontrer le fonctionnement du mécanisme CKM et qu'il est majoritairement standard. À présent LHCb a pour objectif de mesurer avec précision les paramètres de ce mécanisme, ce qui constitue des points de références du Modèle Standard, pour en parallèle rechercher de manière indirecte de la Nouvelle Physique en recherchant des déviations à ces points de références du Modèle Standard. Les travaux réalisés lors de cette thèse s'inscrivent dans le cadre du premier axe de recherche : réaliser des mesures de précisions des paramètres du mécanisme CKM pour contraindre le Modèle Standard.

Dans cette thèse nous réalisons la mesure la plus précise à l'heure actuelle du rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$, la première observation des modes $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ avec mesure de la polarisation de ce dernier, la confirmation de la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, ainsi que des limites supérieures sur le rapport d'embranchement de la désintégration $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ et sur l'angle de mélange des mésons $\omega - \phi$. L'observation de ces modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ et sous modes $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ permet de préparer les futures analyses de Dalitz de ces modes qui contribueront, en les combinant avec les autres méthodes, à améliorer la précision sur la mesure de la phase complexe γ du mécanisme CKM.

Abstract

The LHCb experiment has been designed to study flavor physics, notably CP violation, on the LHC proton-proton collider. The first LHC run goes from 2011 to 2012, during which LHCb saved 3.19 fb^{-1} of data with a collision centre-of-mass energy at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ and $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. The analysis presented in this thesis is based on a data sample corresponding to the full first run of the LHC (2011-2012).

The Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) mechanism describes the transitions between the quark's families and the CP violation in the Standard Model. In the previous decade, two dedicated experiments to flavor physics, BaBar and Belle, proved that the CKM mechanism is at work and dominated by standard effects. Now LHCb aim is to improve precision on measurements of CKM parameters, in order to serve as the Standard Model reference points, to make in parallel indirect search of New Physics looking for deviations from the Standard Model reference points. Accurate measurements of CKM parameters through different processes provide sensitivity to new physics effects, by testing the global consistency of the Standard Model. This thesis is included inside the first LHCb aim : to improve CKM parameters measurements to constrain the Standard Model.

This thesis reports the most precise measurement to date of the branching fraction of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ decay, the first observation of the decays $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ and $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^{*0} \phi$ with a polarization measurement for the second one, confirmation of the branching fraction measurement of $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$, and upper limits on branching fraction of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \phi$ decay and on $\omega - \phi$ mixing angle.

The observation of $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^+ K^-$ and $B_{(s)}^0 \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \phi$ decays prepare the Dalitz analysis for these channels which will be used, combined with other methods, to improve measurement on the γ complex-phase of the CKM mechanism.