



HAL
open science

Etude de la mesure du parametre α dans le cadre de la violation de la symetrie CP à l'aide du canal $B^{(0)}_{(d)} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans l'experience LHCb

Arnaud Robert

► **To cite this version:**

Arnaud Robert. Etude de la mesure du parametre α dans le cadre de la violation de la symetrie CP à l'aide du canal $B^{(0)}_{(d)} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans l'experience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2005. Français. NNT: . tel-00010354

HAL Id: tel-00010354

<https://theses.hal.science/tel-00010354v1>

Submitted on 3 Oct 2005

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

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

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Arnaud ROBERT

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**ETUDE DE LA MESURE DU PARAMETRE α DANS LE
CADRE DE LA VIOLATION DE LA SYMETRIE CP
A L'AIDE DU CANAL $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
DANS L'EXPERIENCE LHCb**

Soutenue publiquement le 27 juin 2005, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT	
Examineurs :	M.	O.	DESCHAMPS	
	M.	F.	LE DIBERDER	
	M.	T.	NAKADA	
	M.	O.	PENE	
	M.	P.	PERRET	Directeur de thèse
	M.	O.	SCHNEIDER	Rapporteur
	M.	P.	SCHWEMLING	Rapporteur

Remerciements

Je remercie tout d'abord Alain Baldit, actuel directeur du laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand pour avoir accepté la présidence de ce jury de thèse et pour avoir assuré la continuité du bon déroulement de celle-ci, ainsi que Bernard Michel, ancien directeur, pour son accueil au commencement de ce travail de longue haleine.

Pour ses conseils, sa patience, et la liberté précieuse qu'il m'a accordée, j'exprime toute ma gratitude à Pascal Perret, chef de groupe de l'équipe LHCb de Clermont-Ferrand, qui a initié et dirigé ce travail de recherche.

Je suis aussi évidemment infiniment redevable à Olivier Deschamps dont les compétences impressionnantes combinées à une gentillesse naturelle ont constitué l'ossature majeure de ce travail. Ces quelques mots sont bien peu au regard de tout ce que j'ai pu recevoir ou apprendre durant ces trois années de bureau partagé. Arrivé au terme de cette épopée, je mesure plus que jamais l'immense chemin qu'il me reste encore à parcourir... qu'il s'agisse de la physique des particules ou de la maîtrise du lancer de fléchettes.

Je remercie l'ensemble des membres du jury, Messieurs Olivier Schneider et Philippe Schwemling qui ont accepté de rapporter sur ce travail et dont les critiques et les conseils avisés ont conduit à l'amélioration du manuscrit initial, Messieurs François Le Diberder, Tatsuya Nakada et Olivier Pène, qui m'ont fait l'honneur de leur présence le jour de la soutenance et qui ont manifesté leur intérêt par des remarques dont l'exigence fut hautement profitable.

Pour m'avoir ouvert les portes de la recherche au cours d'un DEA qui au départ ne devait constituer qu'une simple petite excursion extra-professionnelle, je remercie aussi Pierre Henrard et Stéphane Monteil. Merci à tous les membres du groupe LHCb de Clermont-Ferrand, en particulier Ziad Ajaltouni et Christina Cârloganu pour les discussions fructueuses et sympathiques qui ont ponctué ces trois années. Merci encore à tous les membres du laboratoire que j'ai pu connaître de près ou de loin, en particulier les enseignants du DEA et l'équipe administrative qui se sont toujours montrés dévoués et disponibles.

J'exprime ma reconnaissance envers tous les personnels du CERN avec qui j'ai pu interagir pour leur efficacité, en particulier dans le cadre des inévitables écueils informatiques et merci aussi à Muriel Pivk pour l'aide gracieusement fournie.

Je remercie mes compagnons de voyage doctoral et autres amis, thésards, déjà docteurs, ou ni l'un ni l'autre, pour avoir supporté (du moins je le suppose) les divagations de mon esprit tortueux et pour les nombreux moments partagés qui ont permis de recharger des batteries soumises à une forte sollicitation. C'est dans le but de n'oublier personne que je ne donne pas de liste de prénoms mais le coeur y est, et avec tout de même une mention spéciale à Cécile R. qui a fait le déplacement pour le jour de la soutenance.

Je remercie enfin tous les membres de ma famille pour leur soutien, avec une pensée pour ceux trop tôt disparus, et surtout un immense merci (et c'est encore insuffisant) à ma Mère, Marie-Hélène et à mon Père, Claude, parents inégalables, pour tout, depuis le début, et sans qui cette aventure improvisée n'aurait jamais vu le jour.

Table des matières

Introduction	1
1 Invitation au voyage	3
1.1 Espace-temps et symétries	3
1.2 Quelques mots sur les représentations du groupe de Poincaré	4
1.2.1 Représentations du groupe de Lorentz dans le cas des spineurs	4
1.2.2 Représentations de la parité et bispineurs de Dirac	5
1.2.3 Opérateur de conjugaison de charge	6
1.3 Théorème <i>CPT</i>	7
1.4 Violation de <i>CP</i> et asymétrie matière-antimatière	7
2 La violation de CP dans le cadre du Modèle Standard	11
2.1 Quelles origines pour la violation standard de <i>CP</i> ?	11
2.1.1 Préambule sur le secteur de jauge	12
2.1.2 Secteur scalaire, fermions et matrice de mélange	13
2.1.2.1 Secteur des quarks	13
2.1.2.2 Secteur des leptons	14
2.2 Violation de <i>CP</i> et matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	15
2.3 Paramétrisation de la matrice <i>CKM</i>	17
2.4 Triangles d'unitarité	18
2.4.1 Conséquences de l'unitarité de la matrice <i>CKM</i>	18
2.4.2 Contraintes sur les triangles d'unitarité	20
2.4.3 Le futur des contraintes expérimentales	21
2.4.3.1 Prospective pour les usines à <i>B</i> de première génération	21
2.4.3.2 Potentiel de l'expérience LHCb	22
2.5 Petite exploration de terres non-standards	22
3 Vers une mesure de l'angle α	27
3.1 Phénoménologie des désintégrations de mésons beaux	27
3.1.1 L'expansion en produit d'opérateurs (Operator Product Expansion, OPE)	28
3.1.2 Dynamique de désintégration des mésons beaux	29
3.1.2.1 Topologies de désintégration : arbres et pingouins	30
3.1.2.2 Le mélange $B^0 - \bar{B}^0$	32
3.1.2.3 Trois signatures expérimentales pour la violation de <i>CP</i>	35
3.2 Protocole pour l'extraction de α	37
3.2.1 Les analyses en deux corps	37
3.2.2 Fondements de la méthode de Snyder et Quinn	38

3.2.2.1	Symétrie d'isospin	38
3.2.2.2	Corrélogramme de Dalitz pour $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	40
3.2.2.3	Densité de probabilité dans l'espace de phase	41
3.2.3	Mise en oeuvre expérimentale	43
4	Le collisionneur LHC et l'expérience LHCb	47
4.1	Le large Hadron Collider : une usine à beauté	47
4.1.1	Caractéristiques	47
4.1.2	Production de hadrons beaux au LHC	48
4.2	Présentation de l'expérience LHCb	50
4.2.1	Caractéristiques propres	50
4.2.2	Description de LHCb	51
4.2.2.1	Détecteur de vertex	51
4.2.2.2	Trajectographe	52
4.2.2.3	Détecteurs Cherenkov (RICH)	54
4.2.2.4	Système calorimétrique	55
4.2.2.5	Chambres à muons	56
4.2.2.6	Système de déclenchement	57
4.2.2.7	Etiquetage de la beauté	59
4.2.2.8	Simulation de l'expérience	60
5	Reconstruction et identification des pions neutres	63
5.1	Reconstruction des photons	63
5.2	Application aux pions neutres	65
5.2.1	Reconstruction et identification des π^0 résolus	65
5.2.2	Reconstruction et identification des π^0 mélangés	67
6	Stratégie pour l'analyse du canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	71
6.1	Sélection de l'état final $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	71
6.1.1	Constitution des lots de pions	72
6.1.2	Reconstruction et identification des pions chargés	72
6.1.3	Sélection des candidats B_d^0	76
6.1.4	Préselection des candidats B_d^0	77
6.1.4.1	Identification des pions	78
6.1.4.2	Préselection cinématique	78
6.1.4.3	Etiquetage relatif à la saveur belle	79
6.1.4.4	Impact de la préselection sur le signal	82
6.1.5	Sélection finale et analyse multivariable	82
6.1.5.1	Analyse par maximum de vraisemblance	83
6.1.5.2	Choix des variables discriminantes	84
6.1.5.3	Corrélations des variables et pouvoir discriminant	86
6.1.5.4	Procédure de sélection	91
6.2	Performances de la sélection par maximum de vraisemblance	95
6.2.1	Nombre annuel d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	95
6.2.1.1	Impact du système de déclenchement	97
6.2.1.2	Performances de la procédure d'étiquetage	98
6.2.2	Résolutions et acceptances	99

6.2.3	Distorsions induites : fonctions d'acceptances	101
6.2.4	Impact du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif	104
6.2.4.1	Evaluation du rapport bruit sur signal attendu	104
6.2.4.2	Profil des événements $b\bar{b}$ inclusifs dans le corrélogramme de Dalitz	107
6.2.5	Impact des bruits de fond spécifiques	108
7	Sensibilité sur la mesure de l'angle α	111
7.1	Simulation du contexte expérimental	112
7.1.1	Modèles de génération	113
7.1.1.1	Dynamique de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	113
7.1.1.2	Facteur de forme du ρ	113
7.1.1.3	Modèles de bruits de fond	115
7.1.2	Simulation globale des effets expérimentaux	117
7.2	Elaboration de la fonction de vraisemblance	118
7.2.1	Composante associée aux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	119
7.2.2	Contributions du bruit de fond	120
7.2.3	Impact des résolutions dans la fonction de vraisemblance	122
7.2.4	Informations issues de la procédure d'ajustement	123
7.3	Extraction de α à partir d'un échantillon $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ pur	124
7.3.1	Ajustement sur l'ensemble du corrélogramme de Dalitz	124
7.3.1.1	Impact d'un échantillon enrichi en longs temps de vie	125
7.3.1.2	Résolutions expérimentales attendues	126
7.3.2	Influence de la partie basse du corrélogramme de Dalitz	128
7.4	Etude de sensibilité en présence de bruit de fond à deux composantes	129
7.4.1	Résultats pour la valeur nominale du rapport $\frac{B}{S}$	129
7.4.1.1	Hypothèses additionnelles	129
7.4.1.2	Ajustement de la phase faible en présence de bruit de fond	129
7.4.1.3	Prise en compte des résolutions dans la fonction de vrai- semblance	133
7.4.1.4	Impact de la solution miroir située en $\frac{\pi}{2} - \alpha$	134
7.4.1.5	Estimation pour cinq années nominales de prise de données 135	
7.4.2	Impact de la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S}$	137
7.4.3	Sensibilité au rapport $\frac{P}{T}$: une porte ouverte à une physique nouvelle ?	139
7.4.4	Phases fortes des diagrammes pingouins	142
7.5	Cas d'un bruit de fond dépendant des paramètres CKM	144
7.5.1	Description du modèle	144
7.5.2	Procédure d'ajustement	146
7.5.2.1	Cas d'une composante pure de bruit de fond $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	146
7.5.2.2	Impact d'un bruit de fond multi-classes	149
7.6	Impact du scénario choisi	153
7.6.1	Cas des paramètres \mathcal{T} et \mathcal{P}	153
7.6.2	Influence de la valeur de α	153
7.7	Analyse préliminaire des effets systématiques	154
7.7.1	Modélisation dans l'espace de phase	155
7.7.1.1	Impact des résonances de haut spin	155

7.7.1.2	Contribution du mélange $\rho - \omega$	157
7.7.1.3	Phases relatives entre les excitations radiales du ρ	158
7.7.2	Incertitudes expérimentales	159
7.7.2.1	Profil des fonctions d'acceptance	159
7.7.2.2	Non uniformité des performances d'étiquetage	160
7.8	Contexte pour l'ajustement des données	161
7.8.1	Niveau de confiance dans le plan $(\bar{\rho} - \bar{\eta})$	161
7.9	Sommaire des résultats obtenus	162
8	Epilogue et prospectives	165
8.1	Validation de l'analyse sur un nouvel échantillon de données simulées	165
8.1.1	Résolutions et acceptances	166
8.1.2	Bruits de fond spécifiques	166
8.2	Perspectives	168
	Conclusion	171

Introduction

La considération du concept de symétrie en physique a permis l'émergence d'un cadre de description hautement cohérent et prédictif pour bon nombre de spécialités relatives à l'étude des phénomènes de l'échelle microscopique. Le monde observable est cependant très loin d'être la transcription idéale de cette notion de symétrie car les brisures, qu'elles soient directement apparentes à nos sens ou plus subtilement cachées, sont multiples. Mais au contraire d'y trouver une limitation rédhibitoire, il faut chercher la richesse de cet état de fait dans la compréhension de ces mécanismes de violation qui sont une traduction à part entière des lois fondamentales de ce que l'on nomme "La Nature".

Conjointement à la naissance des théories de jauge issues d'une invariance locale sous des symétries associées à des groupes de Lie compacts, un formalisme commun s'est imposé pour la description de trois des quatre interactions fondamentales, à savoir les interactions électromagnétiques, faibles et fortes, tout en laissant une liberté de principe au domaine des symétries discrètes. En effet, une fois donnés les axiomes généraux de la théorie quantique des champs, la physique se doit de respecter la fameuse invariance **CPT**, combinaison simultanée des inversions spatiales et temporelles (**P** et **T**) avec ce que l'on définit comme la conjugaison de charge (**C**), assurant le lien entre particules et anti-particules, sans qu'une violation individuelle (ou dans un appariement) de ces trois symétries ne soit exclue. Nécessité impérative à une asymétrie baryonique dans l'univers et réalité expérimentale confirmée, la violation de la symétrie **CP** est compatible avec le Modèle Standard de la physique des particules et sa description passe par le formalisme de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (**CKM**) avec un recours à des paramètres libres et qui est présenté dans les chapitres 1 et 2 de cette thèse. La propriété d'unitarité de cette matrice se traduit par l'existence d'une représentation intuitive en terme de triangles dont la surface est proportionnelle à l'intensité de la violation de **CP**. Une mesure de précision en terme d'observables liés aux côtés et aux angles s'avère ainsi de la plus haute importance et les transitions du quark *b* en constituent une voie d'accès privilégiée, sachant que toute inconsistance dans la construction des triangles pourrait signer l'existence d'une physique allant au delà du Modèle Standard.

L'état de l'art actuel dans ce domaine est à un tournant puisque l'avènement des usines à *B* a permis une avancée considérable dans notre connaissance de la matrice **CKM** sans qu'aucune faille n'ait pu être solidement établie dans des contraintes qui apparaissent globalement mutuellement compatibles. Malgré la persistance de domaines qui souffrent encore de grandes incertitudes, aucune mesure ne vient pour l'instant contester la prépondérance du mécanisme **CKM** dans le système des mésons B_d , sachant que d'un point de vue plus général l'ampleur résultante ne peut paradoxalement suffire à expliquer l'asymétrie baryonique observée dans notre univers.

L'objet de cette thèse est l'étude de la faisabilité de la mesure de l'angle supérieur du tri-

angle d'unitarité (désigné communément comme "l'angle α ") par l'analyse dépendant du temps du corrélogramme de Dalitz du mode à trois corps $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Si des mesures pionnières sont déjà disponibles par ailleurs, les incertitudes sont grandes et dominées par des dilutions statistiques. L'idée est donc ici de quantifier le potentiel de l'expérience LHCb dans cette analyse complexe dont le principe est détaillé au chapitre 3, intérêt d'autant plus motivé que des corrections issues de l'existence d'une physique nouvelle ne peuvent, au degré de précision actuel, être exclues.

C'est dans un contexte de mesure de haute précision que l'expérience de seconde génération LHCb a été pensée avec l'objectif ambitieux d'une surcontrainte aussi exhaustive que possible des paramètres CKM . Le coeur de ce programme repose sur la très haute statistique attendue dans le contexte hadronique du futur collisionneur LHC au CERN combinée à la grande diversité de saveurs associées au quark b disponible, via notamment la production massive de mésons B_s .

La problématique de détection est cependant complexe et nous décrivons au chapitre 4 les spécificités qui résultent d'un environnement de collisions protons-protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Les éléments fonctionnels du détecteur LHCb y sont détaillés dans l'optique de leur utilisation dans le travail qui suit.

La philosophie qui régit ce travail, entièrement basé sur des simulations numériques, est de se placer dans une description aussi réaliste que possible du contexte qui sera en place dès le démarrage de l'expérience LHCb. Compte tenu des performances attendues pour les différents sous-systèmes de détection, nous montrons aux chapitres 5 et 6, la nécessité de l'emploi d'une analyse multivariable pour contrôler un niveau de bruit de fond délicat à combattre. Les résultats sont réinvestis dans l'étude de sensibilité menée au chapitre 7 au travers d'une méthode de maximum de vraisemblance afin de quantifier la déviation statistique envisageable selon une valeur de luminosité intégrée donnée. Enfin le volet des incertitudes systématiques d'origines théoriques ou expérimentales est exploré dans l'idée de hiérarchiser les effets les plus influents et d'engager la réflexion sur leur maîtrise.

Chapitre 1

Invitation au voyage

La théorie quantique des champs est à l'heure actuelle, l'outil le plus prédictif pour décrire la physique à l'échelle subatomique et le concept de symétrie y joue un rôle central.

Parmi les questions couvrant un domaine allant de l'échelle cosmique au monde des particules élémentaires, se pose le problème de l'explication de l'asymétrie baryon-antibaryon présentement observée dans l'univers. Si les bases du scénario sont connues, en particulier via une nécessaire violation de la symétrie CP , en revanche le mécanisme lui même reste non élucidé. Dans cette partie introductive, nous rappelons de manière non exhaustive quelques points clefs associés à la problématique conduisant à l'étude de la violation de la symétrie CP .

Sommaire

1.1	Espace-temps et symétries	3
1.2	Quelques mots sur les représentations du groupe de Poincaré	4
1.2.1	Représentations du groupe de Lorentz dans le cas des spineurs	4
1.2.2	Représentations de la parité et bispineurs de Dirac	5
1.2.3	Opérateur de conjugaison de charge	6
1.3	Théorème CPT	7
1.4	Violation de CP et asymétrie matière-antimatière	7

1.1 Espace-temps et symétries

D'un point de vue général, la notion de symétrie est liée à l'invariance des propriétés d'un système sous un groupe de transformations. Le caractère extrêmement fécond d'une telle considération dans l'élaboration des modèles en fait un des piliers de la physique moderne, le concept de géométrie lui étant intrinsèquement lié.

Au coeur de cette approche, la description des particules élémentaires et de leurs interactions se réalise entre autres¹ dans le cadre de ce que l'on appelle intuitivement l'espace-temps, "théâtre" des événements, et qui, dans le contexte considéré, est associé

¹A ce stade nous n'abordons pas la notion de symétrie interne ni celle de coordonnées de Grassmann.

à une variété métrique à trois dimensions spatiales et une dimension temporelle.

Gravitation mise à part, on est alors en présence d'un espace topologiquement équivalent à un espace euclidien de dimension 4 (l'espace de Minkowski) et le groupe des isométries de cet espace (groupe de Poincaré étendu) contient un ensemble de symétries potentiellement présentes dans toute action devant décrire les phénomènes fondamentaux.

Sur la base de la notion de particule et dans l'optique de bâtir une théorie quantique de champs covariante, il est donc nécessaire de recenser les objets qui engendrent les représentations de ce groupe afin de disposer des briques élémentaires pour la construction de Lagrangiens invariants (ou non si l'expérience interdit à une transformation d'être une symétrie de la théorie).

1.2 Quelques mots sur les représentations du groupe de Poincaré

Parmi les éléments du groupe de Poincaré, on peut distinguer :

- Le groupe des translations d'espace-temps (transformations inhomogènes).
- Le groupe de Lorentz incluant les rotations spatiales et les changements de référentiel inertiel (communément appelés “boost” par la suite) .

Y est incluse une classe particulière de transformations basée sur l'inversion d'espace ou parité P^μ_ν correspondant à la transformation impropre : $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$ et le renversement du temps T^μ_ν associé au changement non orthochrone : $t \rightarrow -t$. Les matrices respectives de représentation sont ici de déterminant -1 et sont telles que :

$$P^\mu_\nu = \begin{pmatrix} +1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \quad T^\mu_\nu = \begin{pmatrix} -1 & & & \\ & +1 & & \\ & & +1 & \\ & & & +1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Il est fondamental de noter que cette catégorie ne possède pas le caractère continu des deux précédentes et qu'en particulier le théorème de Noether classique n'est pas applicable.

1.2.1 Représentations du groupe de Lorentz dans le cas des spineurs

La matière étant de nature fermionique, il est utile de développer le cas des objets de spin 1/2 sachant par ailleurs que les autres représentations peuvent être construites sur cette base. En ce qui concerne le groupe de Lorentz, le cadre quantique impose de considérer les représentations projectives (à une phase près) de $SO(3,1)^2$ dans l'espace

²Signature associée à la métrique pseudo-euclidienne.

des états, à savoir les représentations du groupe de recouvrement universel $SL(2, \mathbb{C})$; groupe des matrices 2x2 à coefficients complexes et de déterminant 1. La conséquence importante est l'existence de deux représentations spinorielles irréductibles de dimension 2 inéquivalentes notées respectivement $(0, \frac{1}{2})$ et $(\frac{1}{2}, 0)$.

Les objets fondamentaux pour décrire des fermions de spin 1/2 sont donc des spineurs de dimension 2 associés à deux états de chiralité distincts, désignés par gauche (L) et droit (R), et se transformant respectivement par les matrices Λ_L et Λ_R définies (en faisant abstraction des indices spinoriels) telles que :

$$\Lambda_L = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot (\vec{\theta} + i\vec{\phi})} \quad (1.2)$$

$$\Lambda_R = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot (\vec{\theta} - i\vec{\phi})} \quad (1.3)$$

Les $\vec{\sigma}$ désignant les 3 matrices 2x2 de Pauli, $\vec{\theta}$ et $\vec{\phi}$ étant relatifs respectivement aux paramètres des rotations spatiales et des boost de Lorentz.

La non équivalence des deux représentations est issue de la relation de passage suivante³ :

$$\Lambda_R = \epsilon \Lambda_L^* \epsilon^{-1} \quad (1.4)$$

avec $\epsilon = i\sigma_2$

Pour le détail des expressions analytiques présentées ici, nous renvoyons le lecteur aux références [1].

1.2.2 Représentations de la parité et bispineurs de Dirac

Il est possible de construire une représentation irréductible du groupe de Lorentz **et** de la parité en considérant les représentations réductibles du groupe de Lorentz formées à partir de :

$$(0, \frac{1}{2}) \oplus (\frac{1}{2}, 0) \quad (1.5)$$

On est ainsi amené à définir les objets à quatre composantes appelés spineurs de Dirac :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Dans ce contexte une représentation⁴ pour la parité (désignée par l'opérateur **P**) consiste naturellement à permuter composantes droite et gauche :

$$\Psi' = \mathbf{P}\Psi = \begin{pmatrix} \psi'_L \\ \chi'_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_R \\ \psi_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{I} \\ \mathbb{I} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} = \gamma^0 \begin{pmatrix} \psi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

³Le symbole "*" désignant pour la suite la conjugaison complexe.

⁴Ici est présenté le choix implicite de la représentation de Weyl.

La permutation des bispineurs définit la matrice de Dirac γ^0 .
 A présent, pour passer à des quantités observables, il nous faut préciser cette représentation pour des champs spinoriels de Dirac définis eux-mêmes dans l'espace-temps.
 On a alors :

$$\mathcal{P}\Psi(x^\mu)\mathcal{P}^{-1} = \eta_P\gamma^0\Psi(P^\mu_\nu x^\nu) = \eta_P\gamma^0\Psi(x^\mu_P) \quad (1.8)$$

avec l'emploi de la notation condensée :

$$x^\mu = (\vec{x}, t) \quad , \quad x^\mu_P = (-\vec{x}, t) \quad (1.9)$$

Relation définie à un facteur de phase près η_P (i.e. de module unité). qui se verra éliminé dans les formes bilinéaires du lagrangien.

Point clef pour une interprétation particulière, le développement de tels champs en composantes d'impulsion montre que les quanta associés voient leurs 3-impulsions changées de signe par une transformation de parité, de même que leur hélicité, alors que le spin demeure invariant.

1.2.3 Opérateur de conjugaison de charge

Ce survol des représentations du groupe de Lorentz nous conduit cependant à la porte d'une nouvelle symétrie potentielle pour la théorie. En effet, si l'on considère le bispineur défini comme :

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \chi_R \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

alors utilisant les relations 1.2 et 1.3, le bispineur :

$$\Psi^c = \begin{pmatrix} -i\sigma_2\chi_R^* \\ i\sigma_2\psi_L^* \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

voit une transformation de Lorentz quelconque représentée de manière identique. Cette équivalence traduit l'existence d'un opérateur (défini à un facteur de phase, η_C , près) dit opérateur de conjugaison de charge \mathbf{C} qui, pour le cas des bispineurs, agit de telle sorte que :

$$\Psi^c = \mathbf{C}\Psi = i\gamma^2\Psi^* \quad (1.12)$$

Concernant les champs $\Psi(x)$, une convention ⁵ est de définir \mathcal{C} de telle sorte que :

$$\mathcal{C}\Psi(x^\mu)\mathcal{C}^{-1} = i\eta_C\gamma^2\Psi^*(x^\mu) = i\eta_C\gamma^2\gamma^0\bar{\Psi}^T(x^\mu) \quad (1.13)$$

⁵Le choix de la forme de \mathbf{C} dépendant de la représentation choisie pour les matrices de Dirac γ .

où γ^2 est la seconde des matrices de Dirac définissant l'algèbre de Clifford.

Au niveau particulaire, une telle opération (via la conjugaison complexe) se traduit de manière transparente : les charges associées aux symétries internes sont changées de signe sans modification de l'impulsion et de l'hélicité associées. La conjugaison de charge est ainsi un ingrédient essentiel pour introduire la notion d'antiparticule par rapport à celle de particule.

1.3 Théorème *CPT*

À la suite de la description des deux symétries discrètes précédentes, il faut enfin considérer le renversement du temps \mathbf{T} associé au second type de transformations discrètes définies au paragraphe 1.2 sachant que la représentation correspondante doit posséder un caractère anti-unitaire. Pour des fermions celle-ci peut-être choisie, toujours à un facteur de phase près, comme :

$$\mathbf{T}\Psi(x^\mu)\mathbf{T}^{-1} = i\eta_T\gamma^1\gamma^3\Psi(x_T^\mu) \quad (1.14)$$

avec $x_T^\mu = (\vec{x}, -t)$

Une des caractéristiques fortes de la théorie quantique des champs réside dans son invariance sous la symétrie combinée séquentiellement *CPT*, propriété établie par le théorème éponyme [22]. Rappelons que le contexte qui conduit à une telle assertion se nourrit des considérations générales suivantes :

- Localité des interactions.
- Invariance de Lorentz (associée à l'exigence de causalité).
- Unitarité de la théorie (associée à l'exigence d'hermiticité).

Dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules, l'implication du théorème *CPT* conduit à une prédiction de masses et de temps de vie identiques pour particules et antiparticules et il apparaît remarquable qu'aucune condition n'interdit une violation individuelle ou couplée des symétries \mathbf{C} , \mathbf{P} et \mathbf{T} .

C'est d'ailleurs cette voie, comme la suite va le rappeler, que la nature a choisi dans le cadre des interactions électrofaibles.

1.4 Violation de *CP* et asymétrie matière-antimatière

La prédominance de la matière sur l'antimatière dans notre univers est un fait que l'expérience ne semble pas pouvoir mettre en défaut jusqu'à présent. La présence d'antimatière est certes observable via les antiprotons issus des rayons cosmiques mais dans un rapport $\bar{p}/p \simeq 10^{-4}$ qui demeure complètement compatible avec une interprétation en termes de production secondaire associée aux collisions $pp \rightarrow ppp\bar{p}$. Plus généralement, l'asymétrie baryonique η , liée au rapport entre nombres de baryons et de photons par unité de volume dans l'univers, présente une valeur estimée à $\eta \simeq 10^{-10}$. Cet ordre de grandeur est bien supérieur aux quelques 7×10^{-20} prédits sur la base d'une hypothèse

symétrique et ne fait que conforter la configuration d'un univers actuel où la matière l'a emporté [2].

Si l'on présuppose cet univers initialement symétrique à ses origines, une telle asymétrie, doit par conséquent, être issue d'une dynamique spécifique. A. Sakharov [3] en a énoncé les prérequis, au nombre de trois et avec la nécessité de garder à l'esprit qu'il s'agit bien là de prérequis et que tout scénario reste à construire :

- **Violation du nombre baryonique**

Condition triviale allant de pair avec l'observation d'une asymétrie baryonique, si l'on se donne comme condition initiale un nombre baryonique global nul. Le point fondamental réside cependant surtout sur le fait de disposer d'une théorie qui autorise une telle violation [4]. Notons que c'est le cas pour le Modèle Standard dans le cadre de l'anomalie chirale associée aux propriétés topologiques spécifiques du vide d'une théorie de Yang-Mills. Des variations de charge baryonique peuvent ainsi être couplées à un changement de configuration des champs bien qu'il n'existe pas pour l'instant de confirmation expérimentale à cet état de fait.

- **Violation des symétries C et CP**

Une simple violation de C peut s'avérer en effet insuffisante pour générer une asymétrie entre nombre de particules et d'antiparticules à partir du moment où l'on introduit une distinction pour la chiralité dans la théorie. Tant que C et CP sont des symétries de la théorie, le nombre baryonique B est un bon nombre quantique restant ainsi fixé à sa valeur initiale (c'est à dire la valeur nulle qui correspond à un état propre de C et CP). Une fois encore le Modèle Standard de la physique des particules inclut cette possibilité.

- **Evolution suivant un ensemble de processus hors-équilibre**

A titre de contraposée, considérons le cas d'un système en équilibre thermique, gouverné par un hamiltonien \mathcal{H} invariant sous la symétrie CPT . Un tel système est alors associé à un opérateur densité $\rho = e^{-\mathcal{H}/kT}$ et la moyenne thermique de l'opérateur nombre baryonique B s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle B \rangle_T = Tr(e^{-\mathcal{H}/kT} B) &= Tr((CPT)(CPT)^{-1} e^{-\mathcal{H}/kT} B) \\ &= Tr(e^{-\mathcal{H}/kT} (CPT)^{-1} B (CPT)) \quad (1.15) \\ &= - \langle B \rangle_T = 0 \end{aligned}$$

Tr désignant la trace de l'opérateur considéré et où l'on a utilisé les propriétés de commutation de \mathcal{H} avec l'opérateur CPT et la propriété d'invariance cyclique de la trace. Une telle condition est par conséquent incompatible avec une asymétrie baryonique.

Parmi les 3 conditions de Sakharov, celle relative à la violation de CP revêt un intérêt particulier : à l'heure actuelle si cette violation de CP est une réalité expérimentale en physique des particules (observation dans le système des mésons étranges K et beaux B [5] [6]), son origine demeure encore inexpliquée dans le cadre du Modèle Standard

et il subsiste une inconsistance majeure traduite par le fait que l'intensité actuellement observée du phénomène ne peut suffire à elle seule à expliquer l'ampleur de l'asymétrie baryonique existante. Dans ce contexte, seule une réalisation exhaustive des mesures visant à appréhender la validité du scénario issu du Modèle Standard dans ce secteur pourra servir de base à de futurs développements conceptuels .

Chapitre 2

La violation de CP dans le cadre du Modèle Standard

*D'un point de vue conceptuel, le cheminement pour l'acceptation de la violation de certaines symétries discrètes par la nature n'a peut-être pas été historiquement aussi linéaire que le chapitre précédent pourrait le laisser penser. Il a fallu en effet attendre 1954 pour confirmer expérimentalement la violation de la parité dans les interactions faibles [7]. Puis vinrent alors les résultats de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [8], qui, en 1964, ont observé une brisure de la symétrie combinée **CP** dans les désintégrations de kaons neutres.*

*Le propos de ce chapitre est de dresser le bilan des concepts théoriques de la violation de **CP** liés au Modèle Standard. Rappelons que ce modèle a passé avec succès un grand nombre de tests de précision mais il n'en demeure pas moins un certain nombre de questions laissées sans réponses, en particulier dans le domaine de la violation de **CP**.*

Sommaire

2.1	Quelles origines pour la violation standard de CP?	11
2.1.1	Préambule sur le secteur de jauge	12
2.1.2	Secteur scalaire, fermions et matrice de mélange	13
2.2	Violation de CP et matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	15
2.3	Paramétrisation de la matrice CKM	17
2.4	Triangles d'unitarité	18
2.4.1	Conséquences de l'unitarité de la matrice CKM	18
2.4.2	Contraintes sur les triangles d'unitarité	20
2.4.3	Le futur des contraintes expérimentales	21
2.5	Petite exploration de terres non-standards	22

2.1 Quelles origines pour la violation standard de CP?

Le Modèle Standard de la physique des particules, construit comme une théorie de jauge non abélienne, repose sur l'exigence d'invariance de la dynamique des champs fer-

mioniques sous les transformations locales du groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ceux-ci sont alors couplés à des champs de jauge de nature bosonique (introduits par la connexion associée au transport parallèle) pour décrire les interactions avec :

- $SU(3)_C$ décrivant le secteur de l'interaction forte (Chromodynamique Quantique (QCD)).
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrivant le secteur électrofaible.

A ce stade, ces champs d'interaction sont tous de masse nulle puisqu'il ne résulte aucun terme correspondant dans le Lagrangien jauge, et cette situation ne décrit donc pas la réalité expérimentale. Pour engendrer les masses observables, et ce sans renoncer au contexte de départ, on introduit dans la version minimale un doublet de champs scalaires complexes, le champ de Higgs ϕ , dont l'état de vide brise spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ vers $U(1)_{em}$. Par l'intermédiaire du couplage de jauge, les degrés de liberté ainsi introduits sont alors réinvestis pour donner une masse aux champs bosoniques W^+, W^- et Z^0 tandis que le photon conserve une masse nulle sachant qu'un tel mécanisme préserve la renormalisabilité de la théorie comme l'a montré T'Hooft [13].

La masse des fermions apparaît quant à elle dans le mécanisme de Higgs via des termes de type Yukawa qui couplent ϕ aux champs fermioniques. A partir de ce qui vient d'être dit, nous pouvons commencer à y recenser les manifestations d'une brisure standard de CP .

2.1.1 Préambule sur le secteur de jauge

Une des caractéristiques d'une théorie de jauge non abélienne à la Yang-Mills telle que le Modèle Standard, est de présenter un état de vide à la structure non triviale [9] et qui est l'image des propriétés topologiques spécifiques du groupe de jauge associé. En effet cet état noté $|\theta\rangle$ (appelé θ -vide¹ et devant être nécessairement invariant de jauge) est constitué d'une superposition linéaire de sous-états équivalents $|n\rangle$, pouvant individuellement être atteints les uns à partir des autres par une transformation de jauge appropriée, telle que :

$$|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-in\theta} |n\rangle \quad (2.1)$$

n est un entier qui contraint la valeur de l'intégrale $\int d^4x G_A^{\mu\nu} \tilde{G}_{A\mu\nu}$, où l'écriture $G_A^{\mu\nu} \tilde{G}_{A\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G_{A\alpha\beta} G_{A\mu\nu}$ considère les tenseurs de champ électrofaible (associés à la constante de couplage $\alpha_{k=2}$) ou de QCD (associés à $\alpha_{k=3}$). Cette structure particulière se transpose alors directement au niveau des amplitudes vide à vide dans l'intégrale de chemin pour introduire un terme additionnel au secteur de jauge dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{jauge} + \theta_{k=2,3} \frac{\alpha_{k=2,3}}{8\pi} G_A^{\mu\nu} \tilde{G}_{A\mu\nu} \quad (2.2)$$

¹La périodicité des solutions implique une nature angulaire pour θ .

Un argumentaire basé sur le caractère chiral du couplage électrofaible permet de rendre le paramètre θ_2 inobservable [10] par rotation spécifique du vide et génération de termes anomaux associés, par contre, la présence de termes de masse pour les fermions (de concert avec la brisure électrofaible) ne permet plus d'invoquer une procédure similaire pour $\theta_3 = \theta$ et son action correspondante bâtie avec les tenseurs de champs gluoniques. Cette contribution, qui traite d'ailleurs du domaine non perturbatif via des solutions de type instantons puisque les configurations perturbatives annulent les termes de bord $\int d^4x G_A^{\mu\nu} \tilde{G}_{A\mu\nu}$, reste donc a priori présente dans le secteur de l'interaction forte.

La particularité essentielle pour notre discours, est qu'un tel terme (proportionnel à la grandeur θ) est **CP** impair (en vertu de la présence du tenseur $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$) et constitue donc un candidat potentiel pour une brisure standard de **CP**.

Il s'avère cependant qu'une telle voie n'a pas été retenue par la nature. En effet les mesures relatives au moment électrique dipolaire du neutron bornent drastiquement le paramètre² $\bar{\theta}$ à une valeur inférieure à 2×10^{-10} [11] : un si petit ordre de grandeur ne peut être compatible avec l'asymétrie baryonique observée et il faut chercher ailleurs la source standard de la violation de **CP**. A ce stade, nous sommes de nouveau en présence d'un de ces multiples écarts à la naturalité dont le Modèle Standard a le secret et qui lui interdisent de s'élever au grade de théorie achevée.

Signalons que le pourquoi de la faible valeur de $\bar{\theta}$ est connu sous le nom de problème **CP** fort et une tentative d'explication, suggérée par Peccei et al. [12], repose sur l'introduction d'un champ additionnel et d'une brisure spontanée de symétrie globale de type U(1) compensant le terme $\bar{\theta}$. Les hypothétiques pseudo-bosons de Goldstone, de masse non-nulle, qui en résultent sont appelés axions.

2.1.2 Secteur scalaire, fermions et matrice de mélange

2.1.2.1 Secteur des quarks

Nous montrons ici comment le secteur scalaire (avec le très convoité boson de Higgs) est directement connecté, par son couplage au secteur fermionique, à une source de violation de symétrie **CP**, en portant particulièrement l'accent sur le cas des quarks car cette thèse traite des mésons beaux.

Pour générer la masse des fermions sans briser l'invariance de jauge³, il convient donc de considérer un terme additionnel de couplage au champ de Higgs ϕ renormalisable, dénommé couplage de Yukawa, qui s'écrit :

$$\mathcal{L}^{Yukawa} = -(\lambda_{ij}^d \bar{Q}_{Li} \phi D_{Rj} + H.C) - (\lambda_{ij}^u \bar{Q}_{Li} \phi^c U_{Rj} + H.C) \quad (2.3)$$

i et j désignant les indices de génération. Q_L, D_R, U_R sont les multiplets de $SU(2)_L \otimes SU(3)_c \otimes U(1)_Y$, distinguant sous $SU(2)_L$ les doublets de chiralité gauche $Q_L = (U, D)_L$, et les couples de singlets U_R, D_R , de chiralité droite. La contraction sur les indices de jauge est sous-entendue.

²L'angle effectif $\bar{\theta}$ est en fait l'angle θ auquel s'ajoute une contribution électrofaible issue de la diagonalisation de la matrice de masse des quarks présentée au paragraphe suivant. On a ainsi : $\bar{\theta} = \theta + \text{Arg}(\det M)$ avec M la matrice de masse des quarks associée aux couplages de Yukawa.

³Brisure provenant de l'introduction a priori d'un terme du type $m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) = m\bar{\psi}\psi$.

On constate que par le biais des couplages λ_{ij} , la brisure électrofaible induit des termes du type :

$$-\frac{\lambda_{ij}^d \cdot v}{\sqrt{2}} \cdot \bar{D}_{Li} D_{Rj} - \frac{\lambda_{ij}^u \cdot v}{\sqrt{2}} \cdot \bar{U}_{Li} U_{Rj} + H.C \quad (2.4)$$

où $v = \langle 0|\phi|0\rangle$ définit dans ce cas l'unique valeur d'attente du champ de Higgs dans le vide.

Le couplage du champ de Higgs aux fermions ne dérive pas d'un principe de jauge (bien qu'étant lui-même invariant de jauge) et il n'existe aucune symétrie fondamentale connue tendant à imposer une structure particulière pour les matrices (3x3) de couplage λ_{ij}^d et λ_{ij}^u . Cette liberté conduit ainsi à chercher la base où ces matrices, a priori complexes, apparaîtront diagonales. L'optique de la procédure est de définir des états propres de masse (des états qui correspondent à une propagation libre dans l'espace-temps) pour les quarks (indice m), et de les relier aux états de saveur électrofaible par des transformations unitaires \mathcal{U} et \mathcal{V} spécifiques aux états de chiralité, définies comme :

$$U_{L\alpha}^m = \mathcal{U}_{\alpha\beta}^u \cdot U_{L\beta} \quad (2.5)$$

$$U_{R\alpha}^m = \mathcal{V}_{\alpha\beta}^u \cdot U_{R\beta} \quad (2.6)$$

$$D_{L\alpha}^m = \mathcal{U}_{\alpha\beta}^d \cdot D_{L\beta} \quad (2.7)$$

$$D_{R\alpha}^m = \mathcal{V}_{\alpha\beta}^d \cdot D_{R\beta} \quad (2.8)$$

Considérons plus particulièrement l'influence d'un tel changement de base sur les termes de couplage des bosons de $SU(2)_L$ à la matière :

$$\mathcal{L}^W = \frac{ig_1}{2} \bar{Q}_{Li} \gamma^\mu \vec{\tau} \vec{W}_\mu Q_{Li} \quad (2.9)$$

En utilisant le changement de base précédent et l'unitarité des matrices correspondantes, il vient :

$$\mathcal{L}^W = ig_1 (\bar{U}_{Li}^m \gamma^\mu \mathcal{U}_{ik}^u \mathcal{U}_{kj}^{d\dagger} D_{Lj}^m W_\mu^+ + \bar{D}_{Li}^m \gamma^\mu \mathcal{U}_{ik}^d \mathcal{U}_{kj}^{u\dagger} U_{Lj}^m W_\mu^-) + \frac{ig_1}{2} \bar{Q}_{Li} \gamma^\mu \tau^3 W_\mu^3 Q_{Li} \quad (2.10)$$

Cette écriture fait apparaître un produit de matrices $\mathcal{U}^u \mathcal{U}^{d\dagger}$ dans le premier terme en g_1 (l'influence du changement de base est sans effet sur le second terme, de même que sur le quatrième champ bosonique neutre associé à $U(1)$ non écrit ici). Ce produit définit la matrice de mélange des quarks dans les interactions à courants chargés.

2.1.2.2 Secteur des leptons

La connaissance actuelle est ici plus partielle en raison de la malice que mettent les neutrinos à nous dévoiler leur nature et beaucoup trop de questions restent ouvertes pour effectuer un traitement comparatif détaillé avec les quarks. Néanmoins il est maintenant établi que le neutrino est une particule massive [15] et plusieurs alternatives peuvent être envisagées pour adapter le Lagrangien initial à cette requête :

- Introduction d’un terme de masse de Dirac qui préserve la conservation du nombre leptonique total.
- Introduction d’un terme de type Majorana qui lui brise une telle invariance mais qui apparaît naturellement en considérant le Modèle Standard comme une théorie effective à basse énergie.

Quelque soit le cas, une composante de champ de chiralité droite est désormais introduite et autorise un traitement qui présente des similitudes avec le paragraphe précédent : il existe ainsi une matrice de mélange pour les états libres de propagation des neutrinos [18] et cette matrice intervient dans le terme de courants chargés du Lagrangien. Ce mélange **est** une réalité expérimentale au travers des oscillations observées entre les trois familles connues. L’argumentaire qui va suivre pour les quarks reliant violation de **CP** et matrice de mélange sera donc inchangé ici. In-fine il existe donc dans ce secteur un potentiel de violation de **CP**, il faut maintenant le contraindre expérimentalement. On pourra consulter [17] à ce sujet car notre questionnement, dans cette thèse, va désormais se limiter au secteur des quarks.

2.2 Violation de **CP** et matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Il est temps, à présent, de justifier la présence potentielle d’une violation de **CP** dans les courants chargés impliquant des quarks. En effet dans l’expression de \mathcal{L}^W , on peut donc écrire de manière formelle :

$$\mathcal{U}^u \mathcal{U}^{d\dagger} = V_{CKM} \quad (2.11)$$

On a ainsi défini une matrice de mélange⁴ 3x3 globale (également unitaire) V_{CKM} , connue sous la désignation courante de matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, et qui, dans une base considérant les quarks de type up et down du plus léger au plus lourd, prend la forme :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Utilisant les représentations des symétries **C** et **P** définies précédemment et les propriétés des matrices γ de Dirac, les formes bilinéaires du Lagrangien se transforment sous **CP** de telle sorte que :

$$(\mathcal{CP})[\bar{\psi}_2(x^\mu)\gamma^\mu\psi_1(x^\mu)](\mathcal{CP})^{-1} = -\bar{\psi}_1(x_P^\mu)\gamma_\mu\psi_2(x_P^\mu) \quad (2.13)$$

⁴Du point de vue historique, rappelons que la notion de mélange pour les quarks avait été postulée par Cabibbo [14] dès 1963 pour passer outre le problème des interactions violant l’étrangeté.

$$(\mathcal{CP})[\bar{\psi}_2(x^\mu)\gamma^\mu\gamma^5\psi_1(x^\mu)](\mathcal{CP})^{-1} = -\bar{\psi}_1(x_P^\mu)\gamma_\mu\gamma^5\psi_2(x_P^\mu) \quad (2.14)$$

Dans la base des états propres de masse, le terme de courants chargés du Lagrangien du Modèle Standard :

$$\mathcal{L}^W = \frac{ig_1}{2}(\bar{U}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)V_{ij}D_jW_\mu^+) + \bar{D}_j\gamma^\mu(1-\gamma^5)V_{ij}^*U_iW_\mu^- \quad (2.15)$$

est alors modifié sous la symétrie \mathbf{CP} en tenant compte du comportement des champs de nature vectorielle W^μ tel que $(\mathcal{CP})[W_\mu^\pm(x^\mu)](\mathcal{CP})^{-1} = -W^{\mu\mp}(x_P^\mu)$, pour conduire à l'expression :

$$(\mathcal{CP})\mathcal{L}^W(\mathcal{CP})^{-1} = \frac{ig_1}{2}(\bar{D}_j\gamma_\mu(1-\gamma^5)V_{ij}U_iW^{\mu-} + \bar{U}_i\gamma_\mu(1-\gamma^5)V_{ij}^*D_jW^{\mu-}) \quad (2.16)$$

La contribution cinétique de jauge pure étant elle-même invariante, on constate que $(\mathcal{CP})\mathcal{L}^{MS}(\mathcal{CP})^{-1} \neq \mathcal{L}^{MS}$ si $(\mathcal{CP})\mathcal{L}^W(\mathcal{CP})^{-1} \neq \mathcal{L}^W$, soit encore si $V_{ij}^* \neq V_{ij}$. Dit autrement, la physique n'est pas invariante sous \mathbf{CP} en présence de couplages à caractère imaginaire. Remarquons cependant que la manière dont s'impose cette brisure explicite n'est guère satisfaisante puisque le cheminement qui conduit les éventuelles phases à prendre leurs valeurs observables nous reste inaccessible et qu'il s'agit de paramètres libres du Modèle Standard.

Une conséquence remarquable est la non existence d'une source de violation de \mathbf{CP} standard dans un processus de courants neutres (à l'ordre de l'arbre) car il a été montré précédemment que la diagonalisation des couplages de Yukawa est sans influence à ce niveau. Cette suppression porte un nom : c'est le fameux mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) [16]. Le potentiel de Higgs pur demeure quant à lui invariant sous \mathbf{CP} dans le Modèle Standard puisque l'hermiticité du Lagrangien basé sur un seul doublet implique que tous les paramètres associés soient réels.

Il faut souligner que la nature intrinsèquement complexe (ou non) de la matrice CKM n'est pas indépendante des symétries explicites du Lagrangien en présence de ces termes de Yukawa. En effet, si l'on considère n familles de quarks, parmi les $\frac{n(n+1)}{2}$ phases qui paramètrent a priori une matrice unitaire $n \times n$, l'élimination de $(2n-1)$ phases inessentiels provient de l'invariance $U(1)$ sur les champs up et down telle que :

$$V_{ij} \rightarrow e^{i\phi_i^U} V_{ij} e^{-i\phi_j^D} \quad (2.17)$$

Il ne reste donc que $\frac{n(n+1)}{2} - 2(n-1) = \frac{(n-1)(n-2)}{2}$ phases indépendantes (et $\frac{n(n-1)}{2}$ angles de mélange). A partir de cet argument, il est transparent qu'une violation standard de \mathbf{CP} implique l'existence d'au moins 3 familles de quarks. Dans le cas $n=3$, l'unique phase résiduelle peut elle-même être éliminée si deux quarks de même charge sont dégénérés en masse sachant que la symétrie rémanente des termes de Yukawa est alors de type $U(2)$. Il existe ainsi un argument unificateur développé par Jarlskog [19], considérant que toute violation de \mathbf{CP} est incompatible avec l'existence d'une base commune permettant de diagonaliser simultanément les couplages de Yukawa de type up et down, les deux classes de matrices de masse ne pouvant apparaître conjointement réelles. Il est alors d'intérêt de considérer le déterminant du commutateur :

$$iC = [M^u, M^d] \quad (2.18)$$

où les matrices M sont définies à partir des couplages de Yukawa par : $M_{ij}^u = \frac{\lambda_{ij}^u \cdot v}{\sqrt{2}}$ et $M_{ij}^d = \frac{\lambda_{ij}^d \cdot v}{\sqrt{2}}$.

L'expression de ce déterminant prend la forme (basée sur les masses de quarks et les éléments de matrice CKM) :

$$\det[C] = -2 \cdot J \cdot \frac{(m_t - m_c)(m_t - m_u)(m_c - m_u)(m_b - m_s)(m_b - m_d)(m_s - m_d)}{m_t^3 m_b^3} \quad (2.19)$$

Ainsi est introduit J désignant l'invariant de phase de Jarlskog, indépendant de toute paramétrisation particulière, et tel que :

$$J \sum_{\sigma\gamma=1}^3 \epsilon_{\mu\nu\sigma} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} = \text{Im}(V_{\mu\alpha} V_{\nu\beta} V_{\mu\beta}^* V_{\nu\alpha}^*) \quad (2.20)$$

Les ϵ sont des 3-tenseurs de Levi-Civita complètement antisymétriques. La condition de non-annulation de ce déterminant traduit donc le véritable critère nécessaire à la violation de CP puisqu'elle correspond bien à une phase complètement irréductible de valeur non nulle en impliquant la condition $J \neq 0$.

Il ressort de cette revue que les transformations CP appartiennent à une classe d'invariance pour les termes d'interactions de jauge et que la rupture induite par l'introduction des couplages de Yukawa ne présente d'effets non triviaux de violation de CP qu'à partir du seuil de l'intervention de trois familles de quarks. Retenons cependant que si l'on est en quête d'une compréhension plus fine des choses, il faudra dès lors éclaircir le mystère du mécanisme engendrant la structure particulière des matrices de masse à l'échelle standard.

2.3 Paramétrisation de la matrice CKM

A partir de ce qui vient d'être dit, et avec un nombre de trois familles de quarks, il existe une grande latitude pour choisir une paramétrisation de la matrice CKM , une représentation très usitée [21] consiste à prendre une forme concaténant 3 rotations basées sur trois paramètres angulaires θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} (angles de mélange) et incluant la phase irréductible désignée ici par δ_{13} :

$$V_{CKM} = \mathcal{R}_{23}(\theta_{23}, 0) \otimes \mathcal{R}_{13}(\theta_{13}, \delta_{13}) \otimes \mathcal{R}_{12}(\theta_{12}, 0) \quad (2.21)$$

On a explicitement :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ et $i, j = 1, 2, 3$.

Wolfenstein et al. [20] ont introduit un développement (actuellement qualifié de standard), qui traduit la hiérarchie observée au niveau de la suppression des transitions entre

deux générations de quarks distinctes et qui repose sur le choix de quatre paramètres indépendants λ , A , ρ et η définis comme :

$$\lambda = s_{12} \quad (2.23)$$

$$A = \frac{s_{23}}{s_{12}^2} \quad (2.24)$$

$$\rho = \frac{s_{13} \cos \delta_{13}}{s_{12} s_{23}} \quad (2.25)$$

$$\eta = \frac{s_{13} \sin \delta_{13}}{s_{12} s_{23}} \quad (2.26)$$

Un développement limité à l'ordre 5 en λ ($\lambda \simeq 0.22$) conduit ainsi à⁵ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^2\lambda^5(1 - 2(\rho + i\eta)) & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) + \frac{1}{2}A\lambda^5(\rho + i\eta) & -A\lambda^2 + (\frac{1}{2}A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta))) & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6) \quad (2.27)$$

A ce stade, plusieurs remarques peuvent être formulées :

- Les transitions de saveur entre quarks (dont l'intensité est guidée par l'élément de matrice CKM correspondant) sont soumises à une hiérarchie qui va de l'échelle $O(1)$ pour les éléments d'un même doublet à l'échelle $O(10^{-3})$ pour les plus éloignés et la violation de la symétrie de saveur est ainsi apparente.
- C'est le paramètre imaginaire $i\eta$ qui introduit la violation de \mathbf{CP} et l'invariant de Jarlskog lui est proportionnel dans le contexte de l'approximation de Wolfenstein de telle sorte qu'à l'ordre $O(\lambda^{10})$: $J = A^2\lambda^6\eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \simeq 10^{-5}$.
- Ce paramètre, quelque soit sa valeur, apparaît toujours pondéré par un terme $O(10^{-3})$; cette caractéristique n'est cependant pas incompatible avec l'observation d'effets marqués dans les asymétries.

2.4 Triangles d'unitarité

2.4.1 Conséquences de l'unitarité de la matrice CKM

La matrice CKM , précédemment définie comme un produit de matrices unitaires $V_{CKM} = \mathcal{U}^u \mathcal{U}^{d\dagger}$, est donc elle-même unitaire. Cette particularité trouve sa source dans la symétrie de jauge que l'on a voulu maintenir tout en diagonalisant les couplages de Yukawa. Une telle propriété va ainsi préserver la théorie des sévères divergences qui peuvent apparaître au-delà de l'arbre. Du point de vue formel la condition d'unitarité

⁵La nécessité de pousser le développement jusqu'à cet ordre est justifiée dans le paragraphe suivant.

$\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}$ introduit 9 relations dans \mathbb{C} . Les 6 qui sont associées aux termes non diagonaux ont une représentation géométrique intuitive : chacune correspond à l'équation d'un triangle dans le plan complexe d'aire \mathcal{A} fixe (en vertu de l'invariance $U(1)$ des champs de quarks précédemment citée) et connectée à la valeur de l'invariant de Jarlskog par : $\mathcal{A} = \frac{1}{2}|J|$. Les côtés associés font intervenir des combinaisons de modules des éléments de la matrice CKM .

Considérant le développement de Wolfenstein, deux triangles se particularisent en faisant intervenir des termes de même ordre en λ . Ils correspondent aux relations :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.28)$$

$$V_{ud}^*V_{td} + V_{us}^*V_{ts} + V_{ub}^*V_{tb} = 0 \quad (2.29)$$

Ces triangles possèdent par conséquent des côtés de longueurs comparables et ainsi des angles de grandeur appréciable. Il est important de noter que la levée de dégénérescence entre ces deux triangles ne s'effectue qu'en poussant le développement des éléments de matrice CKM au delà de l'ordre λ^4 . En-dessous de cet ordre, les triangles ne peuvent être distingués.

Du point de vue expérimental, au regard des termes impliqués, le quark b (et les hadrons associés) constituent un excellent terrain d'exploration, en particulier au travers des transitions $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$. L'information contenue dans les relations d'unitarité étant hautement redondante, un ensemble de mesures indépendantes, relatives à la fois aux côtés et aux angles, peut permettre ainsi de tester rigoureusement la validité du scénario standard pour la violation de CP .

La figure 2.1 donne une représentation de ces deux triangles d'unitarité en introduisant quatre paramètres angulaires α , β , γ et $\delta\gamma$ définis par :

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta = \pi - \arg\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right), \quad \gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (2.30)$$

et

$$\delta\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right) \quad (2.31)$$

Soulignons que la condition ‘‘triangulaire’’ $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ (modulo 2π) s'impose par définition et que tout test de la cohérence de l'hypothèse d'unitarité se doit de faire intervenir une mesure indépendante relative à chacun des côtés.

Les triangles présentés correspondent à une base renormalisée à l'unité en divisant les longueurs des côtés par $|V_{cd}V_{cb}^*|$ (dans la convention de Wolfenstein $V_{cd}V_{cb}^*$ est réel) et l'on définit les grandeurs barrées $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ comme les coordonnées dans le plan complexe de l'apex du premier triangle. Celui-ci est souvent désigné comme le triangle d'unitarité, car pour l'instant aucune expérience ne dispose d'une sensibilité suffisante aux ordres supérieurs à λ^3 . Il faut attendre le démarrage d'une expérience de seconde génération comme LHCb, combinant à la fois une statistique élevée à la production conjointe de mésons B_s^0 , pour envisager cette levée de dégénérescence.

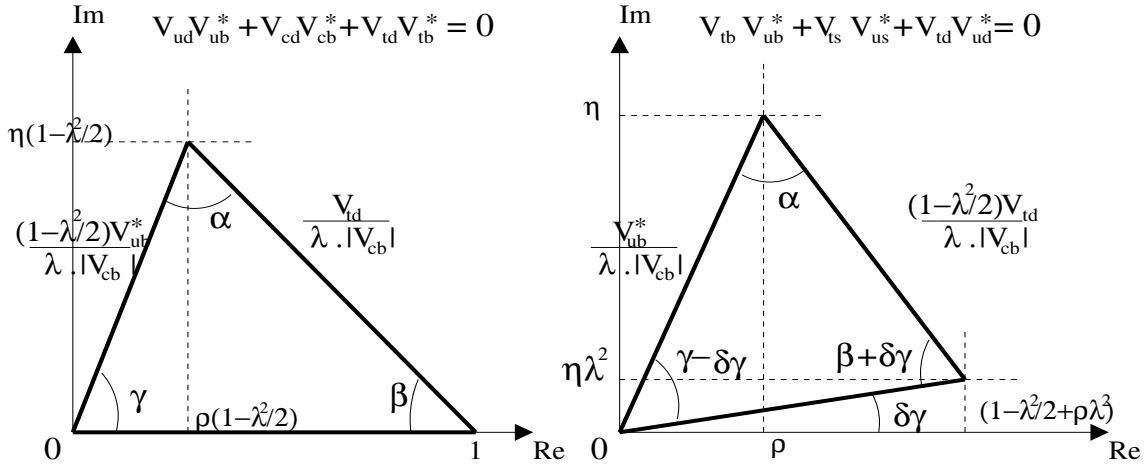


FIG. 2.1: Triangles d'unitarité possédant des cotés de même ordre en λ avec les angles α , β , γ et $\delta\gamma$ associés. La paramétrisation employée est celle de Wolfenstein. L'axe réel du plan complexe est tel que $\text{Im}(V_{cd}V_{cb}^*) = 0$ et les longueurs sont renormalisées par le facteur $|V_{cd}V_{cb}^*|$.

La correspondance entre les angles α , β et γ d'une part, et $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ d'autre part, découle des relations :

$$\sin(2\beta) = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} \quad (2.32)$$

$$\sin(2\gamma) = \frac{2\bar{\eta}\bar{\rho}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \quad (2.33)$$

2.4.2 Contraintes sur les triangles d'unitarité

La connaissance actuelle relative aux valeurs des éléments de matrice CKM provient essentiellement de l'étude des transitions faisant intervenir les quarks associés. Les mesures dont on dispose, initiées avec les désintégrations de mésons K , mais aussi les transitions B , se sont considérablement enrichies avec l'avènement des usines à B fonctionnant à l' $\Upsilon(4S)$ telles BABAR et BELLE. La difficulté de la plupart de ces mesures provient du fait que l'information relative aux phases faibles doit être extraite d'un contexte hadronique dont les effets non-perturbatifs sont difficilement maîtrisables d'un point de vue théorique. La figure 2.2 présente la situation actuelle pour le premier triangle d'unitarité dans le plan $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ à partir d'un ajustement standard, à la fois théorique et expérimental [79], réalisé à partir de l'ensemble des informations actuellement disponibles. Il existe ainsi un domaine d'appartenance commune à l'ensemble des zones dans lequel est défini l'apex du triangle et le résultat obtenu ne contredit pas pour l'instant la cohérence du scénario CKM . Les coordonnées correspondantes sont déterminées au niveau d'une déviation standard [23] de telle sorte que :

$$\bar{\rho} = 0.204_{-0.043}^{+0.036} \quad \bar{\eta} = 0.340_{-0.022}^{+0.025} \quad (2.34)$$

Avec le même niveau de confiance, les paramètres CKM complémentaires prennent les valeurs [23] :

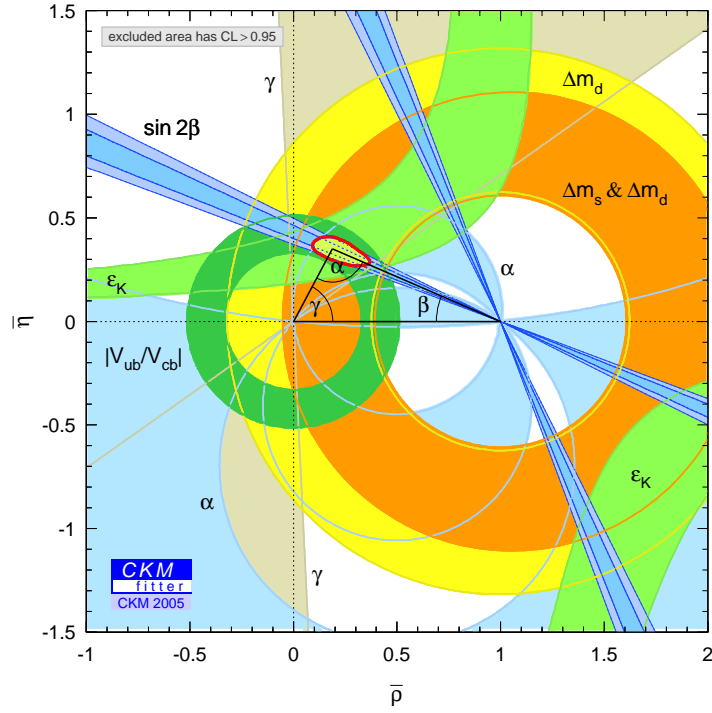


FIG. 2.2: *Domaine d'existence pour les paramètres CKM à plus de 5% de niveau de confiance dans le plan $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ à partir d'un ajustement standard [79] incluant contraintes théoriques et expérimentales.*

$$\lambda = 0.2265^{+0.0020}_{-0.0020} \quad A = 0.801^{+0.029}_{-0.018} \quad (2.35)$$

Dans un contexte identique, la transposition de ces contraintes en termes d'angles *CKM* conduit à un ajustement global tel que :

$$\begin{aligned} \alpha &= (97.9^{+5.0}_{-6.4})^\circ \\ \beta &= (23.1^{+1.5}_{-1.5})^\circ \\ \gamma &= (59.0^{+6.4}_{-4.9})^\circ \end{aligned} \quad (2.36)$$

2.4.3 Le futur des contraintes expérimentales

2.4.3.1 Prospective pour les usines à *B* de première génération

Dans la continuité des performances des expériences en fonctionnement BELLE et BABAR ("B Factories" (BF)) et sur la base supposée de l'accumulation d'une luminosité intégrée telle que $\int \mathcal{L}^I dt = 2 ab^{-1}$, la projection des résultats actuels conduit à envisager les précisions suivantes à l'horizon 2010 [24] :

- Mesure de l'angle β : $\sigma_\beta^{BF} < 1^\circ$.
- Mesure de l'angle γ : $5^\circ < \sigma_\gamma^{BF} < 10^\circ$
- Mesure de l'angle α : $3^\circ < \sigma_\alpha^{BF} < 6^\circ$

Soulignons que ces valeurs ne sont pas directement comparables à celles de l'ajustement global présenté au paragraphe précédent puisqu'elles recensent seulement les sensibilités expérimentales individuelles attendues pour chaque angle CKM .

2.4.3.2 Potentiel de l'expérience LHCb

Dans la perspective d'une contribution d'importance aux tests de cohérence du mécanisme CKM , un travail de prospective a été mené en vue de quantifier le potentiel de la future expérience LHCb prenant place en 2007 au sein du futur Grand Collisionneur de Hadrons du CERN (LHC) et dont la présentation fait l'objet du chapitre 4. L'ensemble des valeurs citées provient d'une synthèse de la référence [56] dans lequel le lecteur trouvera la description détaillée des modes et protocoles utilisés. Du point de vue statistique, les sensibilités attendues sont estimées pour une luminosité intégrée devant être atteinte à l'horizon 2010.

- Mesure de l'angle β : $\sigma_{\beta}^{LHCb} \simeq 0.7^{\circ}$.
- Mesure de l'angle γ : $2^{\circ} < \sigma_{\gamma}^{LHCb} < 9^{\circ}$
- Mesure de l'angle α : L'absence d'une évaluation finalisée et réaliste a constitué la motivation de ce travail de thèse dont le coeur repose sur la prescription de Snyder et Quinn [64] appliquée à l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, sachant que la faisabilité de cette mesure constitue déjà un défi pour une machine hadronique.

Par ailleurs, un autre champ d'étude essentiel va s'ouvrir sur la base des désintégrations de mésons B_s^0 , dont la production en grande quantité constitue la spécificité d'un environnement hadronique comme celui du LHC, ouvrant ainsi l'accès au second triangle d'unitarité, et les performances attendues sont telles que :

- Mesure de l'angle $\delta\gamma$: $0.050^{\circ} < \sigma_{\delta\gamma}^{LHCb} < 0.088^{\circ}$

Avec la réalisation achevée de ces performances, combinée aux résultats des usines à B et des collisionneurs $p\bar{p}$ (TeVatron) ayant aussi accès au méson B_s^0 , l'on espère alors être en mesure d'explorer la métrologie complète du mécanisme de violation de CP et ainsi de déterminer l'étendue du degré de validité du scénario CKM associé au Modèle Standard.

2.5 Petite exploration de terres non-standards

Le Modèle Standard, bien que testé à un haut de degré de précision expérimentale dans un grand nombre de secteurs, n'en demeure pas moins un édifice à l'apparence inachevée (caractère ad-hoc de la brisure électrofaible, nombre élevé de paramètres libres, hiérarchie des masses ...) et la motivation pour découvrir tout signe d'une physique extra-standard va de pair avec la recherche des réponses aux questions ainsi soulevées. Les études relatives à la violation de CP dans les mésons beaux espèrent apporter leur contribution puisque le schéma théorique à une phase CKM unique y est hautement prédictif et il y a peut-être un moyen de contraindre bon nombre de modèles candidats à la succession.

Nous présentons ici quelques caractéristiques de la violation de \mathbf{CP} associées à une extension supersymétrique du Modèle Standard en restant dans une optique complètement généraliste, les propriétés énoncées pouvant être appliquées à une étendue variée de modèles phénoménologiques. Une des nombreuses motivations conceptuelles de la supersymétrie (\mathbf{SUSY}) [25] [26] [27], hormis qu'elle constitue une contribution nécessaire à la cohérence des théories de cordes, provient du désir d'étendre le degré de symétrie de la théorie au-delà d'un simple produit direct avec le groupe de Poincaré. La seule possibilité réside dans l'emploi des algèbres de Lie graduées et de leurs générateurs spinoriels ⁶ qui connectent fermions et bosons à leurs partenaires supersymétriques. L'on est amené à adjoindre aux coordonnées d'espace-temps des c-nombres, les variables de Grassmann $\{\theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\}$, qui sont des degrés de liberté supplémentaires anti-commutants. La construction d'un Lagrangien supersymétrique requiert l'introduction d'objets appelés superchamps $\Phi(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$, fonctions de cet ensemble de degrés de liberté, et qui sont de deux types⁷ :

- Les superchamps chiraux incluant les fermions usuels et bâtis selon un spineur de Weyl et un champ scalaire complexe.
- Les superchamps vectoriels associés aux interactions de jauge, décrits par un vecteur réel et un spineur de Majorana.

Le spectre de particules est ainsi classifié selon des supermultiplets qui sont des représentations irréductibles de l'algèbre de supersymétrie précitée et qui sont bâtis selon les deux types de superchamps introduits⁸. Sont ainsi associés d'une part, quarks et leptons dans chaque état de chiralité avec leurs partenaires scalaires respectifs dénommés sfermions, et d'autre part, bosons de jauge avec leurs partenaires fermioniques appelés jauginos.

Néanmoins \mathbf{SUSY} apparaît comme une symétrie brisée à notre échelle puisqu'une limite excluant l'existence de partenaires supersymétriques de masses identiques a été dérivée des résultats des expériences LEP. Commence alors le domaine des prospectives phénoménologiques dont l'une des plus populaires repose sur une extension supersymétrique du Modèle Standard basée sur le groupe de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: le MSSM (Modèle Standard supersymétrique minimal) [28]. La solution retenue est d'adjoindre des termes \mathcal{L}_{soft} au Lagrangien supersymétrisé initial afin que ceux-ci brisent \mathbf{SUSY} de manière suffisamment douce pour ne pas réintroduire une source de divergences quadratiques. On a ainsi le schéma :

$$\mathcal{L}_{MSSM} = \mathcal{L}_{MS \otimes SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (2.37)$$

Le secteur des interactions de Yukawa (avec les couplages λ_{ij}), est désormais régi par un superpotentiel⁹ tel que :¹⁰

⁶qui se transforment selon les représentations $(\frac{1}{2}, 0)$ et $(0, \frac{1}{2})$ définies au premier chapitre.

⁷Dans la version "locale" il faut y adjoindre un multiplet dit de supergravité.

⁸La condition de fermeture de l'algèbre de \mathbf{SUSY} impose d'impliquer des champs auxiliaires (ne propageant pas) dans la construction de ces superchamps.

⁹Avec la contrainte de conduire à une théorie renormalisable.

¹⁰Dans cette version minimale avec R-parité conservée, les contractions sur les différents indices de jauge sont sous-entendues, i et j désignant les indices de génération.

$$W = \sum_{i,j=1}^3 [\lambda_{ij}^u Q_i U_j^c H_2 + \lambda_{ij}^d Q_i D_j^c H_1 + \lambda_{ij}^l L_j E_i^c H_1] + \mu H_1 H_2 \quad (2.38)$$

où, en notation cohérente avec le chapitre 1, Q_i, U_i^c, D_i^c et L_i, E_i^c désignent les superchamps chiraux respectivement associés aux trois générations de quarks et de leptons et distinguant doublets gauches et singulets droits. H_1 et H_2 représentent quant à eux, les superchamps chiraux des deux doublets de Higgs, dont la présence est justifiée, d'une part, du point de vue du comptage du nombre de degrés de liberté, par la nécessité de rendre massif l'ensemble des quarks, et, d'autre part, par la suppression des anomalies de jauge. Le paramètre μ est ainsi attaché au terme de mélange de ces deux doublets de Higgs.

Concernant le terme de brisure douce, les contraintes relatives aux divergences quadratiques précitées amènent à considérer les composantes génériques suivantes :

- Termes de masse $-m_{ij}^2 \phi_i \phi_j^*$ pour les sfermions scalaires.
- Termes de masse $-\frac{1}{2} M_\lambda^a \lambda^a \bar{\lambda}^a$ pour les jauginos (de type spineurs de Majorana).
- Termes d'interactions trilineaires $-A_{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + H.C.$ pour les composantes scalaires des superchamps.
- Termes d'interactions bilinéaires $-B_{ij} \phi_i \phi_j + H.C.$ pour ces mêmes composantes scalaires.

Sans entrer dans le détail de la forme exacte de ce terme de brisure douce, remarquons que le nombre élevé de couplages, considéré conjointement avec les termes du superpotentiel λ et μ , n'est pas contraint a priori. Il apparaît ainsi autant de paramètres complexes synonymes de phases [29] pouvant conduire à une violation de \mathbf{CP} (les termes de Yukawa induisent toujours une phase de type δ_{CKM} , et éventuellement un pendant leptonique). Les symétries du Lagrangien permettent cependant de réduire [32] le nombre effectif de ces phases associé à une interprétation physique au moyen d'une reparamétrisation des variables de champ. Ainsi les termes de type m_{ij} peuvent toujours être rendus diagonaux et réels au moyen d'une transformation unitaire sur les superchamps correspondants telle que $\Phi_i \rightarrow U_{ij} \Phi_j$. De même, l'introduction de rotations de type $U(1)$ $\Phi_i \rightarrow e^{i\alpha_i} \Phi_i$ sur ces mêmes superchamps permet de réduire la taille de l'échantillon de phases essentielles, tout en gardant les termes de masses des sfermions réels et diagonaux. Trois classes de phases (invariantes sous $U(1)$) peuvent ainsi être distinguées :

$$\Theta_A = \arg(A_{ijk}/\lambda_{ij}) \quad (2.39)$$

$$\Theta_B = \arg(B_{ij}/\mu) \quad (2.40)$$

$$\Theta_C = \arg(M_\lambda^a) \quad (2.41)$$

Soulignons qu'une rotation sur les seules coordonnées de Grassmann $\theta \rightarrow e^{i\alpha} \theta$, $\Phi_i \rightarrow \Phi_i$ (considérant alors une R-symétrie), permet d'ôter encore une phase supplémentaire à ce dénombrement. Dans une approche minimaliste, si l'on suppose que la brisure douce

trouve son origine dans un mécanisme indépendant de saveur au travers d'une médiation par la gravité (type m-SUGRA [30]), les termes de masse des sfermions sont universels à haute énergie (type échelle de Planck). Cette universalité se propage aussi aux termes de masse des jauginos et aux couplages bi et tri-linéaires, désormais désignés respectivement par $M_\lambda \rightarrow M$, $B_{ij} \rightarrow B\mu$ et $A_{ijk} \rightarrow A\lambda_{ij}$.

Dans ce cas particulier, seules 2 phases provenant du contexte supersymétrique pur, en addition de la phase δ_{CKM} et de l'éventuel paramètre CP-fort $\bar{\theta}$, peuvent ainsi prendre une signification physique et une convention usuelle consiste à choisir [33] :

$$\Theta_1 = \Theta_C - \Theta_A = \arg(MA^*) \quad \Theta_2 = \Theta_C - \Theta_B = \arg(MB^*) \quad (2.42)$$

Pour les processus préservant la saveur, les contraintes expérimentales actuelles, issues des mesures relatives aux moments électriques dipolaires du neutron, imposent une limite telle que [34] :

$$d_n^{exp} < 6.3 \times 10^{-26} \text{ ecm} \quad (2.43)$$

Mais par ailleurs, du point de vue théorique, la prise en compte des contributions de particules supersymétriques conduit à l'expression [33] :

$$d_n \simeq \left\{ \frac{100 \text{ GeV}}{\tilde{m}} \right\}^2 \sin \Theta_{1,2} \times 10^{-23} \text{ ecm} \quad (2.44)$$

La contrainte expérimentale 2.43 impose des masses supersymétriques \tilde{m} d'au moins 10 TeV pour espérer une compatibilité entre les deux valeurs, condition qui conduit alors à une déstabilisation du potentiel scalaire, sachant qu'à contrario, on obtient $\Theta_{1,2} < 10^{-2}$ dans une hypothèse de masses **SUSY** \tilde{m} limitées à l'ordre du TeV. Au-delà des questions que soulève la corrélation de la faiblesse de ces valeurs¹¹ avec un domaine de masses donné, il est difficile de privilégier un scénario particulier au vu de la multiplicité des choix phénoménologiques. Il convient enfin de garder à l'esprit que l'adjonction éventuelle de termes violant la R-parité contribue également à accroître le nombre de phases associées à une violation de **CP** au travers des termes de couplage complexes λ'_{ijk} . Insistons sur le fait que la quête de nouvelle physique dans le secteur de la violation de **CP** est fortement motivée par l'incompatibilité de l'intensité de l'effet standard avec l'asymétrie baryonique observée. Dans ce contexte, on peut dresser un premier bilan non-exhaustif des apports potentiels d'une théorie supersymétrique prise en dehors des contraintes strictes d'universalité :

- Existence de nouvelles particules au-delà de l'échelle $O(M_W)$.
- Apparition de nouvelles structures en saveur.
- Nouvelles phases en supplément de δ_{CKM} .

Bien que le mécanisme de suppression de $\Theta_{1,2}$ reste clairement non-établi, il faut d'autre part considérer l'impact de l'existence de nouvelles structures en saveur traduisant un

¹¹Notamment de la pertinence d'un ajustement fin à 0.

écart à l'universalité stricte¹² [35]. Une idée sous-jacente associée repose sur le fait distinctif que les quarks acquièrent leur masse par le seul processus de brisure électrofaible au contraire des squarks qui impliquent une contribution de brisure de **SUSY**. Le point clef réside alors dans l'existence de bases propres dissemblables pour les matrices de masse des quarks et des squarks portant les phases violant **CP** à l'échelle électrofaible. En conséquence du choix conventionnel de la base propre de référence (relativement aux quarks), il apparaît ainsi des coefficients dans les matrices de masse des sfermions qui pondèrent les lignes des propagateurs de squarks, reliant saveurs et chiralités. Les entrées non-diagonales, désignées par l'expression $(\Delta_{ij})_{AB}^q$ où i et j sont les indices de génération et A et B ceux de chiralité, agissent ainsi de fait en tant que termes de mélange. Parmi les méthodes de calcul dédiées à la prise en compte de ces interactions, on a généralement recours au formalisme de l'approximation des insertions de masse (MIA) [36] qui développe ces éléments non-diagonaux en perturbation du propagateur diagonal. Il faut souligner que les contraintes de suppression expérimentales issues des processus impliquant des courants neutres changeant la saveur (FCNC) soumettent déjà certains paramètres du mélange des sfermions à des limites très strictes et posent de nouveau le problème d'un ajustement fin [37].

Une étude basée sur des mesures de haute précision et considérant l'ensemble des résultats relatifs aux mésons beaux (et K) pourrait par conséquent fournir de précieuses informations indirectes sur la structure de cette éventuelle nouvelle physique.

¹²Un tel écart peut déjà trouver son origine dans l'évolution des couplages impliqués par la renormalisation permettant d'atteindre l'échelle électrofaible depuis une échelle où l'universalité stricte reste valide.

Chapitre 3

Vers une mesure de l'angle α

Dans ce chapitre nous présentons le cheminement qui doit mener à la mesure de l'un des paramètres CKM encore actuellement entachée d'une importante incertitude, à savoir la mesure de l'angle α . Après avoir passé en revue différents aspects de la phénoménologie des désintégrations de mésons beaux, nous nous arrêtons sur l'approche proposée par Snyder et Quinn [64] pour extraire α à partir de l'analyse Dalitz dépendant du temps du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, ceci en vue d'évaluer par suite la faisabilité de la méthode dans un contexte tel que celui de l'expérience LHCb.

Sommaire

3.1	Phénoménologie des désintégrations de mésons beaux . . .	27
3.1.1	L'expansion en produit d'opérateurs (Operator Product Expansion, OPE)	28
3.1.2	Dynamique de désintégration des mésons beaux	29
3.2	Protocole pour l'extraction de α	37
3.2.1	Les analyses en deux corps	37
3.2.2	Fondements de la méthode de Snyder et Quinn	38
3.2.3	Mise en oeuvre expérimentale	43

3.1 Phénoménologie des désintégrations de mésons beaux

En se plaçant dans la base des états propres de saveur, tout état quantique décrivant un méson beau est de la forme $B_q = |\bar{b}q\rangle$ ou $\bar{B}_q = |b\bar{q}\rangle$ avec $q = d, s, c$. De tels états sont dégénérés en masse dans un contexte où seule QCD est présente mais se mélangent avec l'intervention de l'interaction électrofaible. L'information \mathbf{CP} ne provient bien sûr que de ce dernier secteur mais la difficulté à la fois expérimentale et théorique pour l'extraire réside dans son intrication avec le secteur de l'interaction forte et en particulier dans son volet non-perturbatif dans les états hadroniques.

3.1.1 L'expansion en produit d'opérateurs (Operator Product Expansion, OPE)

La littérature traitant du sujet est vaste et le lecteur trouvera dans la référence [38] tous les développements indispensables, il est néanmoins utile de rappeler ici les points fondamentaux de l'approche OPE qui constitue le socle de tout traitement phénoménologique de la dynamique des hadrons beaux.

Sachant que la difficulté du calcul des amplitudes repose essentiellement sur les contributions associées au domaine non-perturbatif de QCD, la procédure doit pouvoir identifier et isoler distinctement chaque secteur dans l'échelle des degrés de liberté. Pour ce faire, on a recours à un développement des propagateurs¹ de la théorie standard afin d'intégrier dans des paramètres de couplage effectifs l'ensemble des contributions de haute énergie (en particulier celle du boson W ou du quark top) associée à une échelle Λ typique de la physique étudiée. Pour chaque topologie complète correspond ainsi un changement de point de vue local illustré par la figure 3.1 et l'on arrive à la construction de Lagrangiens effectifs de la forme :

$$\hat{\mathcal{L}}_{eff} = \sum_i C_i(\Lambda, \mu) \hat{Q}_i(\mu) \quad (3.1)$$

Les \hat{Q}_i constituent une base d'opérateurs locaux de courant et les C_i , appelés coefficients de Wilson, sont les constantes de couplage associées au vertex effectif. La dépendance de ces deux termes en une échelle $\mu < \Lambda$ provient de la régularisation et de la renormalisation associée aux corrections de boucles sachant que le Lagrangien doit être globalement indépendant de l'échelle μ et du schéma de renormalisation. L'intérêt de l'approche est de séparer l'échelle du processus QCD en deux domaines : les degrés de liberté durs (courtes distances) sont portés par les coefficients de Wilson alors que la partie non-perturbative à longue distance est contenue dans les opérateurs locaux².

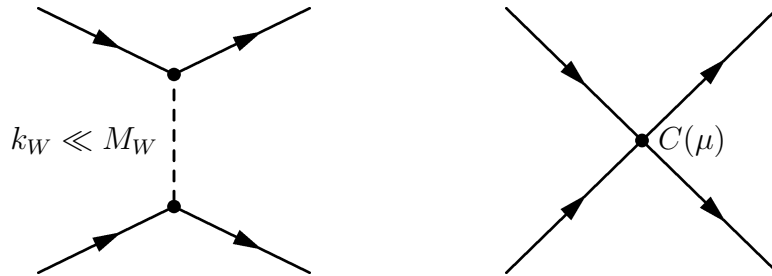


FIG. 3.1: Illustration diagrammatique du passage de la théorie complète (à gauche) à une théorie effective (à droite). Par souci de clarté, les corrections radiatives gluoniques ne sont pas représentées.

L'on pourrait s'étonner de la logique qui conduit au retour d'une description d'interaction ponctuelle, à l'image de la théorie de Fermi, alors que l'établissement d'une

¹Le développement d'opérateurs non-locaux en fonction d'opérateurs locaux a été initiée par les travaux de Wilson et Zimmermann [41].

²La dépendance en μ des opérateurs locaux ne prend sens que lorsque ceux-ci agissent sur des vecteurs d'état définis.

théorie de champs cohérente s'évertue à proscrire ce type de composantes a priori non renormalisables. La théorie effective est cependant protégée du fait de sa construction par raccordement explicite à la théorie complète à l'échelle $\Lambda = \mu = M_W$ et ce en considérant des états externes de quarks dont le choix est libre³. On obtient, par identification, des coefficients de Wilson $C_i(M_W)$ (dans une approche perturbative valide) que l'on doit alors ramener à l'échelle pertinente, choisie généralement comme $O(m_b)$ pour un hadron beau, au moyen d'une renormalisation appropriée :

$$\vec{C}_i(\mu) = \hat{U}(\mu, M_W)\vec{C}_i(M_W) \quad (3.2)$$

où \hat{U} représente la matrice conduisant l'évolution sous le groupe de renormalisation. Par cette procédure, l'ensemble des ordres dominants des termes logarithmiques entrant dans la série perturbative est automatiquement resommé et permet vertueusement de s'affranchir du cas où la troncature apparaîtrait invalidée par le comportement longue distance des termes en $\frac{\alpha_S(\mu)}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}$. Comparée à la théorie complète, la séparation des échelles de la théorie effective couplée aux propriétés du groupe de renormalisation permet ainsi d'en étendre le degré de prédictibilité.

3.1.2 Dynamique de désintégration des mésons beaux

A partir de ce contexte général, nous convergeons à présent sur le cas de la désintégration $B \rightarrow \rho\pi$, B pouvant être un méson beau chargé ou neutre, sachant que l'étude de sensibilité qui sera développée dans le chapitre 7 implique, au travers de la structure introduite ici, de disposer d'un scénario établi pour les amplitudes de désintégration $B \rightarrow \pi\pi\pi$. Nous reviendrons par la suite sur l'hypothèse implicite qui restreint les états hadroniques intermédiaires résonants à la présence de la seule résonance ρ telle que $B \rightarrow 3\pi \simeq B \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$. Pour l'instant, si l'on se limite aux processus électrofaibles, la transition $B \rightarrow \rho\pi$ conduit à un état couplant méson vecteur $\rho(V)$ et pseudo-scalaire $\pi(P)$ et procède via la transition $b \rightarrow u$ pour la saveur du quark beau impliqué, soit encore $|\Delta B| = 1$. Pour la description de la dynamique correspondante, on convient d'adopter le formalisme hamiltonien et la théorie effective est alors décrite par un opérateur de forme analogue à celle du paragraphe précédent [38] :

$$\hat{\mathcal{H}}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{ub}^* V_{ud} \sum_{i=1}^2 C_i(\mu) \hat{Q}_i(\mu) - V_{tb}^* V_{td} \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu) \hat{Q}_i(\mu)] + H.C. \quad (3.3)$$

Considérant une limitation à l'ordre le plus bas du développement OPE , les opérateurs locaux \hat{Q}_i sont des opérateurs de courant à quatre quarks. La présence des produits des éléments de matrice CKM traduit la pondération des transitions de saveur dans le vertex effectif sachant que la contribution du charme est réabsorbée, par convention, au moyen de la condition d'unitarité $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$.

Le calcul des amplitudes fait donc intervenir des contributions $\langle \rho\pi | \hat{Q}_i | B \rangle$ qui sont par essence non perturbatives et des techniques spécifiques doivent alors être employées (factorisation, développement HQET, expansion sur réseaux...). Un exposé détaillé sort

³Avec la seule contrainte de conduire à une régularisation infrarouge correcte.

du cadre de cette thèse, et nous en mentionnerons seulement les points clefs le moment venu, mais il est néanmoins nécessaire d'explicitier la signification des termes introduits pour la suite.

3.1.2.1 Topologies de désintégration : arbres et pingouins

Dans l'expression du hamiltonien effectif (bâti avec les ingrédients du Modèle Standard) on distingue trois catégories d'opérateurs locaux à quatre quarks basés sur les champs spinoriels, chacune pouvant être reliée à une topologie diagrammatique particulière :

- Les opérateurs courant-courant à l'arbre du type :

$$\hat{Q}_1 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\beta] [\bar{u}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] \quad (3.4)$$

$$\hat{Q}_2 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\alpha] [\bar{u}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] \quad (3.5)$$

La distinction sur les indices de couleurs α et β trouve son origine dans la structure résultant des générateurs T^a de $SU(3)_C$ attachés aux vertex gluoniques et gouvernés par la relation de fermeture $2T_{\alpha\beta}^a T_{\delta\gamma}^a = -\frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}\delta_{\delta\gamma} + \delta_{\alpha\gamma}\delta_{\delta\beta}$.

- Les opérateurs pingouins QCD :

$$\hat{Q}_3 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] \sum_{q=u,d,s,c,b} [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_\beta] \quad (3.6)$$

$$\hat{Q}_4 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] \sum_{q=u,d,s,c,b} [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_\alpha] \quad (3.7)$$

$$\hat{Q}_5 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] \sum_{q=u,d,s,c,b} [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q_\beta] \quad (3.8)$$

$$\hat{Q}_6 = [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] \sum_{q=u,d,s,c,b} [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q_\alpha] \quad (3.9)$$

où la somme porte sur les saveurs q de l'échelle $O(m_b)$.

- Les opérateurs pingouins électrofaibles :

$$\hat{Q}_7 = \frac{3}{2} [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q_\beta] \quad (3.10)$$

$$\hat{Q}_8 = \frac{3}{2} [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q_\alpha] \quad (3.11)$$

$$\hat{Q}_9 = \frac{3}{2} [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha] \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_\beta] \quad (3.12)$$

$$\hat{Q}_{10} = \frac{3}{2} [\bar{d}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta] \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q [\bar{q}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_\alpha] \quad (3.13)$$

e_q désignant la charge électrique portée par le quark q .

L'intervention des deux structures de Lorentz $\gamma_\mu(1 \pm \gamma_5)$ provient d'un choix de base traduisant l'ensemble des interactions résultant de l'intrication du secteur électrofaible avec QCD. La figure 3.2 présentent une illustration des diagrammes correspondant respectivement aux cas de l'arbre et aux pingouins forts dans la théorie complète.

Le point clef pour notre discours ultérieur réside dans la paramétrisation de toute ampli-

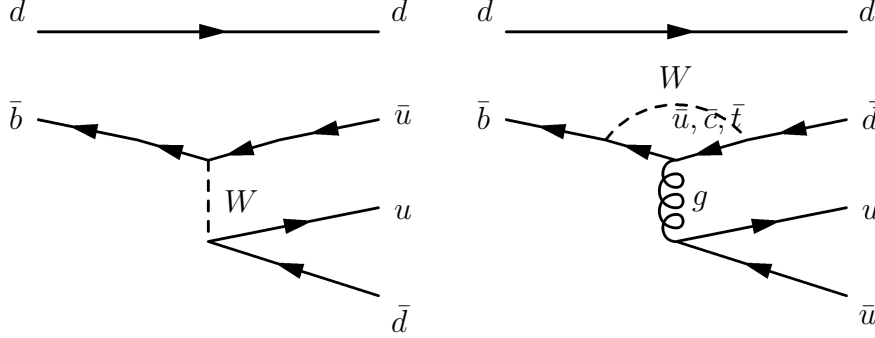


FIG. 3.2: Illustration de deux classes de topologies de diagrammes électrofaibles dans la théorie complète. A gauche est présenté $B_d^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ à l'ordre de l'arbre et à droite le diagramme pingouin gluonique associé à la voie $B_d^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$.

tude $\langle \rho\pi | \hat{\mathcal{H}}_{eff} | B \rangle$ à partir de l'équation 3.3. Il est toujours possible d'écrire de manière encore complètement générale :

$$\langle \rho\pi | \hat{\mathcal{H}}_{eff} | B \rangle = \mathcal{A}(B \rightarrow \rho\pi) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{ub}^* V_{ud} \sum_{i=1}^2 C_i(\mu) \langle \rho\pi | \hat{Q}_i(\mu) | B \rangle \quad (3.14)$$

$$- V_{tb}^* V_{td} \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu) \langle \rho\pi | \hat{Q}_i(\mu) | B \rangle] \quad (3.15)$$

avec une notation plus condensée, l'expression précédente devient :

$$\mathcal{A}(B \rightarrow \rho\pi) = V_{ub}^* V_{ud} T - V_{tb}^* V_{td} P = e^{i\gamma} \mathcal{T} - e^{-i\beta} \mathcal{P} \quad (3.16)$$

où les termes arbre (*Tree* \mathcal{T}) et pingouin (*Penguin* \mathcal{P}) sont simplement repérés par les phases caractéristiques des éléments de matrice CKM associés et ne présentent pas nécessairement une correspondance univoque avec les diagrammes de la théorie complète. Les coefficients de Wilson sont calculables avec une bonne précision à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO). Toute la difficulté consiste à évaluer correctement les modules et les phases des termes \mathcal{T} et \mathcal{P} qui font intervenir en particulier des effets de rediffusion dans l'état final. Même si la masse relativement élevée du quark beau est un atout du point de vue technique, une approche expérimentale qui autorise une extraction d'informations à partir de ces termes, aussi indépendante que possible d'un référentiel théorique fixé, apparaît donc du plus haut intérêt. Précisons enfin que dans le cas $B_d^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ les amplitudes à l'arbre procèdent par une topologie interne qui implique une suppression plus prononcée du rapport d'embranchement associé comparé aux modes $B_d^0 \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp$ et que l'on désigne par suppression de couleur.

3.1.2.2 Le mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Avant de poursuivre, il convient de mentionner l'existence des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$, désignées usuellement comme mélange des mésons beaux neutres⁴. Considérant une vision plus proche de la mécanique quantique usuelle, dans une représentation en nombre de particules, les deux états liés de quarks individuels $|B^0\rangle = |\bar{b}q\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle = |b\bar{q}\rangle$ (avec $q = d$ pour B_d^0 ou s pour B_s^0) définissent une base pour un sous-espace propre de Hilbert relatif à l'hamiltonien d'interaction forte sachant que l'on se place dans le référentiel où le méson B est au repos. Sous la symétrie \mathbf{CP} ces états sont tels que :

$$\begin{aligned} \mathbf{CP}|B^0\rangle &= \eta|\bar{B}^0\rangle \\ \mathbf{CP}|\bar{B}^0\rangle &= \eta^*|B^0\rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

le facteur inessential de phase η étant de module unité.

L'interaction électrofaible introduit deux effets majeurs :

- L'ouverture des voies de désintégrations changeant la saveur des quarks évoquées précédemment.
- L'apparition d'oscillations de saveurs pour ces mêmes quarks, et telles que $|\Delta B| = 2$. Un exemple relatif au B est illustré dans la théorie complète par les diagrammes dits en boîte de la figure 3.3.

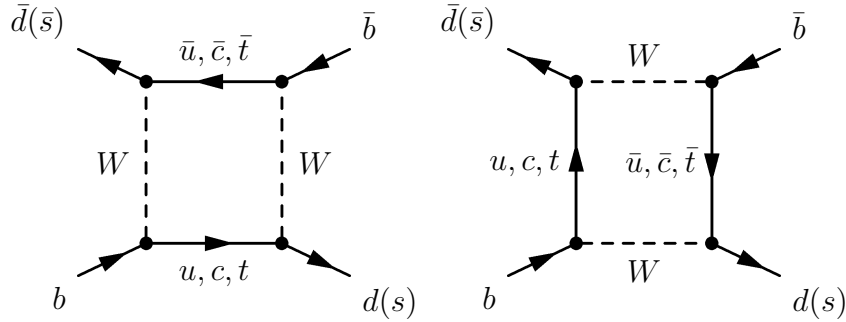


FIG. 3.3: *Interprétation diagrammatique à l'ordre le plus bas des oscillations $B_{d(s)}^0 - \bar{B}_{d(s)}^0$.*

Si l'on se restreint au sous-espace de Hilbert défini précédemment, tout autre type d'état produit sur couche de masse amène à considérer alors un hamiltonien \hat{H} non hermitique dans la base $[|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle]$ et les oscillations de saveur y sont induites par la présence de termes non diagonaux. Cet opérateur est toujours le générateur des translations temporelles et une approche phénoménologique implique la forme :

$$H_{ij} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

où les parties dispersives M_{ij} et absorbtives Γ_{ij} sont individuellement hermitiques. Par ailleurs, l'invariance sous la symétrie globale \mathbf{CPT} impose les égalités $M_{11} = M_{22} =$

⁴Ce phénomène est inexistant chez les mésons beaux $B_{u,c}^+$ par raison de conservation de la charge électrique, par ailleurs le formalisme présenté ici est totalement transposable au cas des mésons K^0 et D^0 neutres.

M et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. Pour obtenir la base des états de propagation dans l'espace-temps, il faut diagonaliser l'hamiltonien \hat{H} et l'on arrive ainsi à la base des états propres de masses $[|B_L \rangle, |B_H \rangle]^5$ associés respectivement aux valeurs propres $M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$ et $M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H$. Ce doublet constituerait d'ailleurs une base propre de \mathbf{CP} si cette dernière était une symétrie exacte de la théorie.

Le passage de la base de saveur à celle de masse s'effectue au moyen d'une combinaison linéaire basée sur des coefficients p et q^6 tels que :

$$|B_L \rangle = p|B^0 \rangle + q|\bar{B}^0 \rangle \quad (3.19)$$

$$|B_H \rangle = p|B^0 \rangle - q|\bar{B}^0 \rangle \quad (3.20)$$

Les états étant normés mais non-orthogonaux en vertu du caractère non-hermitique de l'hamiltonien, l'on y associe la condition $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Muni de cette décomposition et de l'équation de Schrödinger, un peu d'algèbre conduit à établir une dépendance temporelle pour les états $|B^0 \rangle$ et $|\bar{B}^0 \rangle$ respectivement préparés comme tels à l'instant initial $t = 0$.

$$\begin{aligned} |B^0(t) \rangle &= g_+(t)|B^0 \rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0 \rangle \\ |\bar{B}^0(t) \rangle &= \frac{p}{q}g_-(t)|B^0 \rangle + g_+(t)|\bar{B}^0 \rangle \end{aligned} \quad (3.21)$$

avec

$$\begin{aligned} g_+(t) &= e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \left[\cosh \frac{\Delta\Gamma t}{4} \cos \frac{\Delta m t}{2} - i \sinh \frac{\Delta\Gamma t}{4} \sin \frac{\Delta m t}{2} \right] \\ g_-(t) &= e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \left[-\sinh \frac{\Delta\Gamma t}{4} \cos \frac{\Delta m t}{2} + i \cosh \frac{\Delta\Gamma t}{4} \sin \frac{\Delta m t}{2} \right] \end{aligned} \quad (3.22)$$

où l'on utilise l'expression des valeurs propres associées aux états $[|B_L \rangle, |B_H \rangle]$ pour définir $m = \frac{M_H + M_L}{2}$, $\Gamma = \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}$, $\Delta m = M_H - M_L$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$. Mentionnons qu'en l'état actuel des connaissances, la moyenne des mesures sur le paramètre Δm pour le méson B_d^0 est telle que $\Delta m_d = 0.502 \pm 0.007 \text{ ps}^{-1}$ et que seule une limite est établie dans le cas du méson B_s^0 avec $\Delta m_s > 14.4 \text{ ps}^{-1}$ [11]. Les performances estimées de l'expérience LHCb concernant Δm_s conduisent à une sensibilité attendue telle que [56] : $\sigma_{\Delta m_s}^{LHCb} \in \{0.009, 0.016\} \text{ ps}^{-1}$ supposant une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} .

L'ajustement global présenté au chapitre 2 conduit quant à lui aux valeurs suivantes [79] :

$$\Delta m_d = 0.47_{-0.12}^{+0.23} \text{ ps}^{-1} \quad (3.23)$$

$$\Delta m_s = 17.9_{-1.3}^{+5.3} \text{ ps}^{-1} \quad (3.24)$$

Si l'on revient aux paramètres de l'hamiltonien de départ 3.18, on peut entre-autres exprimer les grandeurs nouvellement introduites comme :

⁵L "Light" pour l'état léger et H "Heavy" pour l'état lourd dans la convention $M_H > M_L$.

⁶identiques pour les deux type d'états en vertu de l'invariance \mathbf{CPT} .

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2}} \right| \quad (3.25)$$

$$\Delta m = -2\text{Re}\left\{ \frac{q}{p} (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \right\} \quad (3.26)$$

$$\Delta\Gamma = 4\text{Im}\left\{ \frac{q}{p} (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \right\} \quad (3.27)$$

En se focalisant sur le cas des mésons B_d^0 , avec l'approche d'une théorie de champs, le calcul des éléments M_{12} et Γ_{12} procède via le développement *OPE* et la partie dispersive M_{12} peut être associée à l'opérateur local à quatre quarks :

$$\mathcal{H}_{eff}^{|\Delta B|=2} = (V_{td}^* V_{tb})^2 C(\mu, M_W, m_t) \bar{b}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d_\alpha \bar{b}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d_\alpha \quad (3.28)$$

qui traduit la dominance du quark top (via la masse m_t) dans la boucle illustrée sur le diagramme 3.3 avec l'approximation $m_t \gg M_W$ sachant que l'évaluation de M_{12} passe par celle de l'élément de matrice $\langle B | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B} \rangle = \langle B | \bar{b}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d_\alpha \bar{b}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d_\alpha | \bar{B} \rangle$. Le cas de la partie absorbtive Γ_{12} est un peu plus complexe puisqu'il traite de quarks intermédiaires réels et par conséquent le quark top ne peut apparaître sur couche de masse (l'échelle limitante est à l'ordre $O(m_b)$). Cet état de fait implique, du point de vue effectif, que les quarks légers (u et c) ne peuvent être intégrés hors de la théorie et la localité se dédouble alors en deux points d'espace-temps distincts dans la procédure de calcul.

En définitive, considérant la hiérarchie des éléments de matrice *CKM*, se placer dans le cadre du Modèle Standard conduit aux valeurs [39] telles que :

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \simeq -\frac{3\pi}{2} \frac{1}{S_0(\frac{m_t^2}{M_W^2})} \frac{m_b^2}{m_W^2} \cdot \left(1 + \frac{8m_c^2}{3m_b^2} \frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{tb}V_{td}^*} \right) \quad (3.29)$$

où $S_0(\frac{m_t^2}{M_W^2})$ est une fonction de type Inami-Lim [40] telle que $S_0(\frac{m_t^2}{M_W^2}) = O(\frac{m_t^2}{M_W^2})$.

Point essentiel pour ce qui va suivre, ce même contexte implique également des valeurs telles que $\Delta\Gamma(\propto m_b^2) \ll \Delta m(\propto m_t^2)$ et $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} < 10^{-2}$. En négligeant ainsi $\Delta\Gamma$ dans les relations 3.21, on peut écrire en définitive :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \left[\cos \frac{\Delta m t}{2} |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin \frac{\Delta m t}{2} |\bar{B}^0\rangle \right] \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \left[\cos \frac{\Delta m t}{2} |\bar{B}^0\rangle + i \frac{p}{q} \sin \frac{\Delta m t}{2} |B^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (3.30)$$

expression qui guidera en particulier l'évolution temporelle supposée des événements $B \rightarrow 3\pi$ dans l'étude menée ultérieurement.

3.1.2.3 Trois signatures expérimentales pour la violation de CP

Dans les paragraphes précédents nous avons insisté sur le cadre formel et général décrivant la violation de la symétrie CP dans le secteur des mésons beaux. Se pose maintenant la question de l'observation concrète d'un tel phénomène. Afin de baliser la richesse expérimentale accessible, nous distinguons trois classes de manifestations possibles :

- Soient les deux processus $B \rightarrow f$ et $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ (les B pouvant être chargés), où les états initiaux B et finaux f sont respectivement CP -conjugués l'un de l'autre. Considérant un développement OPE général tel celui de l'équation 3.3, l'approche lagrangienne du second chapitre a montré que la symétrie CP conjugue les éléments de matrice CKM , et par conséquent modifie les phases faibles relatives entre les contributions de type *Tree* et *Penguin*. L'on peut ainsi définir les amplitudes globales comme :

$$\begin{aligned} A &= \langle f | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle = \mathcal{T} e^{i\Phi_{\mathcal{T}}} + \mathcal{P} e^{i\Phi_{\mathcal{P}}} \\ \bar{A} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B} \rangle = \mathcal{T} e^{-i\Phi_{\mathcal{T}}} + \mathcal{P} e^{-i\Phi_{\mathcal{P}}} \end{aligned}$$

où $\Phi_{\mathcal{T}}$ et $\Phi_{\mathcal{P}}$ sont les phases faibles associées aux produits d'éléments de matrice CKM . Les phases QCD étant CP invariantes en première approximation, leur prise en compte est incluse dans les termes \mathcal{T} et \mathcal{P} . Au vu de ces expressions, le module du rapport $\left| \frac{\bar{A}}{A} \right|$ est alors différent de 1, et ce indépendamment de tout facteur de phase η (relations 3.17). On parle ainsi de violation de CP directe⁷ puisque les rapports d'embranchement des canaux CP conjugués sont attendus différents l'un de l'autre. Initiée avec les mésons K , la violation de CP directe est maintenant une réalité expérimentale dans le système des mésons B [42], mais soulignons qu'en l'absence d'une maîtrise des effets hadroniques, ce contexte ne permet pas l'accès aux phases CKM .

- Considérant le terme $\frac{q}{p}$ tel que :

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2}} \right| \quad (3.31)$$

La présence d'une partie imaginaire dans M_{12} et Γ_{12} implique une violation de CP puisque dans le cas contraire, considérant 3.18, les états propres de masse sont également états propres électrofaibles. Dans ce cas $\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1$ et l'on parle de violation de CP dans le mélange.

A partir des diagrammes en boîte conduisant à l'équation 3.29, le Modèle Standard conduit à $\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \leq 10^{-2}$ et un développement au premier ordre en $\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}$ de l'expression 3.31 conduit à écrire :

⁷Soulignons que deux types de contributions sont au minimum nécessaires avec une phase relative CP impaire.

$$1 - \left| \frac{q}{p} \right| = \frac{1}{2} \text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) = O(10^{-2}) \quad (3.32)$$

La violation de \mathbf{CP} dans le mélange est donc un effet marginal (du point de vue du Modèle Standard) dans la dynamique des mésons beaux et, au regard des éléments CKM présents dans l'hamiltonien 3.18, nous identifierons conventionnellement pour la suite le terme $\frac{q}{p}$ au facteur de phase pur $e^{-2i\beta}$, en s'affranchissant des phases η issues des relations 3.17. Cette correction de faible ampleur, qui a été cependant déjà mise en évidence dans le système des kaons neutres, pourrait l'être aussi pour les mésons beaux avec l'étude des asymétries de désintégrations semi-leptoniques tout en rappelant qu'il y a là une porte ouverte à toute contribution de nouvelle physique.

- L'on peut tirer profit des deux effets mentionnés précédemment pour obtenir une violation de \mathbf{CP} qui combine à la fois contribution directe et oscillations et que l'on désigne par violation de \mathbf{CP} dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange, preuve si besoin est, que le cadre quantique trouve là un terrain d'expression très propice. L'idée est de comparer deux états initiaux B^0 et \bar{B}^0 conduisant au même état final, état propre de \mathbf{CP} noté f_{CP} et qui peut être atteint pour l'un des deux B au travers du mélange. Si $A = \langle f_{CP} | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle$ et $\bar{A} = \langle f_{CP} | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle$ désignent respectivement les amplitudes correspondantes, alors la quantité λ définie par :

$$\lambda = \frac{q \bar{A}}{p A} \quad (3.33)$$

est indépendante de toute convention de phase η , et $\lambda \neq 1$ implique une violation de \mathbf{CP} . Dans le secteur des mésons B , on cherche ainsi à mesurer une asymétrie de rapport d'embranchement dépendant du temps entre les mésons de saveurs respectives B^0 et \bar{B}^0 à l'instant $t = 0$, et telle que :

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}$$

qui dans l'hypothèse $|\frac{q}{p}| = 1$, se développe formellement :

$$a_{CP}(t) = \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos \Delta mt - 2 \text{Im}(\lambda) \sin \Delta mt}{1 + |\lambda|^2} \quad (3.34)$$

Cette troisième catégorie de violation de \mathbf{CP} est potentiellement la plus riche en vue d'une mesure des paramètres des triangles d'unitarité.

3.2 Protocole pour l'extraction de α

3.2.1 Les analyses en deux corps

Les désintégrations $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ procèdent par la désintégration du quark $b \rightarrow u\bar{u}d$ et contiennent potentiellement une source d'information sur α . Si le premier canal conduit à un état propre de \mathbf{CP} pur, le second repose a-priori sur un mélange qui est cependant dominé par l'état d'hélicité nulle dans une proportion de l'ordre de 98% [43] et constitue de fait un quasi état propre de \mathbf{CP} . A partir de la relation 3.33 et de l'hypothèse $|\frac{q}{p}| = 1$, si l'une des contributions diagrammatiques est dominante (en l'occurrence l'arbre), alors λ est un terme de phase pure et l'asymétrie temporelle correspondante s'écrit en considérant 3.34 de concert avec l'évolution temporelle des mésons $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$:

$$a_{CP}(t) = -\sin(2\alpha) \sin \Delta mt \quad (3.35)$$

Les modes $\pi\pi$ ne satisfont pas à cette dernière hypothèse car l'on estime $|\frac{q}{p}|$ à 30% et la valeur de α s'en trouve ainsi polluée, conduisant à la mesure d'une valeur effective α_{eff} mélangeant phases fortes et électrofaibles. La prescription de Gronau-London [45], basée sur la symétrie $SU(2)_F$, et envisagée pour contourner la difficulté, semble défavorisée expérimentalement car elle implique la reconstruction du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, tâche qui semble utopique dans un contexte hadronique comme celui de LHCb. Dans le mode $\rho\rho$, la suppression plus marquée des topologies pingouins rend cette voie beaucoup plus prometteuse pour une extraction précise de α . Il faut néanmoins souligner que la mesure de α y est par principe entachée d'ambiguïtés discrètes quelque soit le mode en deux corps considéré. Sur le front de l' $\Upsilon(4S)$, à partir de l'analyse du mode $B \rightarrow \rho\rho$, la collaboration BABAR fournit ainsi la valeur [44] :

$$\alpha = (96 \pm 10(stat) \pm 4(syst) \pm 11(theo))^0$$

La limitation intrinsèque des ambiguïtés discrètes est absente (pour les valeurs de l'intervalle $\alpha \in [0, \pi]$) de l'analyse du corrélogramme de Dalitz dépendant du temps sur laquelle est bâtie la problématique de cette thèse. Comme la suite le montrera, cela en constitue l'un des avantages majeurs, de concert avec une extraction simultanée des paramètres QCD et de α indépendante de modèle. Là encore le travail pionnier de BABAR dans cette approche fournit à l'heure actuelle la valeur [47] :

$$\alpha = (113_{-17}^{+27} \pm 6)^0$$

où l'erreur systématique est dominée par la modélisation du signal qui constitue la difficulté théorique majeure de la méthode. Mentionnons qu'il est également possible d'extraire une information de l'analyse $B_d^0 \rightarrow \rho^\pm\pi^\pm$ dite en quasi-deux corps (en occultant les effets d'interférence entre les résonances) [48] tout en gardant à l'esprit que l'état final n'est pas état propre de \mathbf{CP} et que se pose encore le problème des ambiguïtés discrètes.

D'un point de vue général, en combinant l'ensemble des approches ainsi présentées (à partir des contributions de BABAR et BELLE), l'état de l'art actuel conduit à la valeur globale [46] :

$$\alpha = (100_{-10}^{+12})^0$$

3.2.2 Fondements de la méthode de Snyder et Quinn

Nous présentons ici le fil directeur qui a guidé ce travail de thèse pour l'extraction de α à partir de l'analyse $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. La clef de la méthode de Snyder et Quinn [64] repose sur l'existence d'interférences quantiques entre les trois états intermédiaires résonants par lesquels l'état final à trois pions a transité, à savoir $B_d^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$ et $B_d^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ si l'on y suppose la dominance du ρ . L'amplitude résultante est ainsi la somme des contributions relatives à chaque processus. Nous développons ici cette prescription en présentant l'ensemble des hypothèses effectuées.

3.2.2.1 Symétrie d'isospin

Dans le contexte du Modèle Standard, et en particulier du lagrangien décrivant QCD, la réalisation de la symétrie de saveur $SU(2)_F$ (qualifiée historiquement d'isospin) peut-être considérée comme exacte dans l'hypothèse où les masses des quarks u et d sont dégénérées à la valeur nulle. La contribution du terme de brisure, proportionnelle à la différence $m_u - m_d$, ne dépasse pas par conséquent l'ordre du pourcent⁸.

Avec la prise en compte du secteur électrofaible, il est toujours possible de définir, pour les états liés de quarks, une paramétrisation complètement générale construite à partir des représentations de $SU(2)_F$. Ainsi l'état associé au méson $|B_d^0\rangle$ constitue la composante basse $|+1/2 - 1/2\rangle$ d'un doublet dont la composante haute repose sur l'état $|B_u^+\rangle = |+1/2 + 1/2\rangle$. Du même point de vue, l'état final $|\rho\pi\rangle$ est associé aux valeurs $I = 0, 1$ ou 2 et implique ainsi les transitions $|\Delta I| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$. En incluant pour l'instant les modes chargés, nous pouvons écrire les amplitudes $\mathcal{A}(B \rightarrow \rho\pi)$ selon un développement de Clebsch-Gordan basé sur les composantes $A_{|\Delta I|, I_f}$, où I_f désigne l'isospin de l'état final, qui est tel que :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}^{+0}(B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0) &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}A_{3/2,2} - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{5/2,2} - \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}A_{3/2,1} + \frac{1}{\sqrt{2}}A_{1/2,1} \\
\mathcal{A}^{0+}(B^+ \rightarrow \rho^0\pi^+) &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}A_{3/2,2} - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{5/2,2} + \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}A_{3/2,1} - \frac{1}{\sqrt{2}}A_{1/2,1} \\
\mathcal{A}^{+-}(B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-) &= \frac{1}{2\sqrt{3}}(A_{3/2,2} + A_{5/2,2}) + \frac{1}{2}A_{3/2,1} + \frac{1}{2}A_{1/2,1} + \frac{1}{\sqrt{6}}A_{1/2,0} \\
\mathcal{A}^{-+}(B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+) &= \frac{1}{2\sqrt{3}}(A_{3/2,2} + A_{5/2,2}) - \frac{1}{2}A_{3/2,1} - \frac{1}{2}A_{1/2,1} + \frac{1}{\sqrt{6}}A_{1/2,0} \\
\mathcal{A}^{00}(B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0) &= \frac{1}{\sqrt{3}}(A_{3/2,2} + A_{5/2,2}) - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{1/2,0}
\end{aligned} \tag{3.36}$$

avec des relations similaires pour les canaux CP conjugués.

Si l'on revient en parallèle à une description CP en terme d'opérateurs locaux issue des équations 3.3-3.10, à l'ordre le plus bas de la théorie effective et du point de vue des représentations de $SU(2)_F$, la structure de ces opérateurs amène une transformation reposant sur la décomposition en représentations irréductibles : $\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{2} \oplus \mathbf{2} \oplus \mathbf{4}$.

⁸Mentionnons l'existence d'une origine électromagnétique pour la brisure de $SU(2)_F$ dans un contexte hadronique et dont l'effet supprimé est proportionnel à la constante de couplage α_{em} .

Ainsi les opérateurs à l'arbre et pingouins électrofaibles sont associés a priori à des transitions d'isospin $|\Delta I| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$. Le cas des pingouins forts est quant à lui limité aux sauts $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ de par les diagrammes impliquant un gluon interne d'isospin nul. A partir de ce moment, deux types d'hypothèses simplificatrices peuvent être envisagées :

- Ce paragraphe a débuté par une mise en lumière de la symétrie d'isospin qui n'est en rien corrélée à la partie électrofaible de l'interaction, décrite en terme de quarks libres. L'effet hadronique sur lequel on focalise la propriété précédente peut trouver une source de brisure dans les termes $A_{5/2,2}$ des relations 3.36, sachant que ces derniers n'ont pas de transposition diagrammatique. De telles contributions sont associées à des effets de rediffusion à longue distance couplés à des transitions $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$, mais dont l'impact est attendu supprimé. Supposer la symétrie exacte conduit à négliger de tels termes [68].
- Il existe une hiérarchie entre les deux classes de diagrammes pingouins, la catégorie électrofaible peut être en première approximation supposée négligeable par rapport aux pingouins forts. Cette hiérarchie, de l'ordre $O(10^{-1})$, traduit celle des constantes de couplage impliquées mais son effet doit être pondéré par les corrections quadratique en masse du quark top issues des diagrammes électrofaibles.

Le point clef, est que dans ces deux hypothèses utilisées conjointement, les contributions pingouins aux \mathcal{A}^{ij} sont alors purement $|\Delta I| = \frac{1}{2}$. En négligeant les termes $A_{5/2,2}$ dans 3.36, on peut déjà tirer profit des cinq relations existantes (pentagonales) pour écrire :

$$\sqrt{2}(\mathcal{A}^{+0} + \mathcal{A}^{0+}) = \mathcal{A}^{+-} + \mathcal{A}^{-+} + 2\mathcal{A}^{00} \quad (3.37)$$

avec une expression analogue pour les canaux \mathbf{CP} conjugués.

Notre attention se porte à présent sur les canaux de désintégration des B neutres car ceux-ci constituent le coeur de l'approche. En combinant la paramétrisation générale 3.36 avec l'écriture adoptée en 3.16 il vient, en considérant les contributions pingouins comme purement $|\Delta I| = \frac{1}{2}$:

$$\begin{aligned} e^{i\beta}\mathcal{A}^{+-}(B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}^{+-} + \mathcal{P}^{+-} \\ e^{i\beta}\mathcal{A}^{-+}(B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}^{-+} + \mathcal{P}^{-+} \\ e^{i\beta}\mathcal{A}^{00}(B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}^{00} + \mathcal{P}^{00} \end{aligned} \quad (3.38)$$

où l'on a tiré profit de la condition triangulaire $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ en incluant la phase résiduelle $e^{i\pi}$ dans la définition de l'amplitude correspondante. Le cas des canaux \mathbf{CP} conjugués est quant à lui régi par une forme similaire en vertu du caractère impair des phases faibles associées :

$$\begin{aligned} e^{-i\beta}\bar{\mathcal{A}}^{+-}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^+\pi^-) &= e^{i\alpha}\mathcal{T}^{-+} + \mathcal{P}^{-+} \\ e^{-i\beta}\bar{\mathcal{A}}^{-+}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^-\pi^+) &= e^{i\alpha}\mathcal{T}^{+-} + \mathcal{P}^{+-} \\ e^{-i\beta}\bar{\mathcal{A}}^{00}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0\pi^0) &= e^{i\alpha}\mathcal{T}^{00} + \mathcal{P}^{00} \end{aligned} \quad (3.39)$$

En développant 3.38 selon les composantes d'isospin, on obtient :

$$\begin{aligned}
e^{i\beta} \mathcal{A}^{+-}(B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-) &= \frac{1}{2\sqrt{3}} T_{3/2,2} e^{-i\alpha} + \frac{1}{2} T_{3/2,1} e^{-i\alpha} + \frac{1}{2} (T_{1/2,1} e^{-i\alpha} + P_{1/2,1}) \\
&\quad + \frac{1}{\sqrt{6}} (T_{1/2,0} e^{-i\alpha} + P_{1/2,0}) \\
e^{i\beta} \mathcal{A}^{-+}(B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+) &= \frac{1}{2\sqrt{3}} T_{3/2,2} e^{-i\alpha} - \frac{1}{2} T_{3/2,1} e^{-i\alpha} - \frac{1}{2} (T_{1/2,1} e^{-i\alpha} + P_{1/2,1}) \\
&\quad + \frac{1}{\sqrt{6}} (T_{1/2,0} e^{-i\alpha} + P_{1/2,0}) \\
e^{i\beta} \mathcal{A}^{00}(B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0) &= \frac{1}{\sqrt{3}} T_{3/2,2} e^{-i\alpha} - \frac{1}{\sqrt{6}} (T_{1/2,0} e^{-i\alpha} + P_{1/2,0})
\end{aligned} \tag{3.40}$$

et l'on peut ainsi identifier :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}^{+-} &= \frac{1}{2} P_{1/2,1} + \frac{1}{\sqrt{6}} P_{1/2,0} \\
\mathcal{P}^{-+} &= -\frac{1}{2} P_{1/2,1} + \frac{1}{\sqrt{6}} P_{1/2,0} \\
\mathcal{P}^{00} &= -\frac{1}{\sqrt{6}} P_{1/2,0}
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Une réécriture équivalente conduit alors à la relation d'isospin :

$$-\frac{1}{2} (\mathcal{P}^{+-} + \mathcal{P}^{-+}) = \mathcal{P}^{00} \tag{3.42}$$

dont le caractère complexe induit 2 relations associées aux amplitudes et aux phases correspondantes, et que l'on eût obtenues de manière analogue à partir de 3.39. Cet abaissement du nombre de degrés de liberté ne fait que traduire la suppression des termes $P_{3/2,I_f}$ dans les relations 3.36. Nous verrons par la suite que l'existence d'une telle relation ouvre simultanément l'accès à la détermination des termes \mathcal{A}^{ij} et à la phase faible α via la mesure des observables correspondantes. Pour clore cette partie, et sans entrer pour l'instant dans le détail d'un modèle particulier concernant le calcul des amplitudes $\mathcal{A}^{ij}(B_d^0 \rightarrow \rho\pi)$, il est néanmoins utile de mentionner qu'en tant que conséquence des effets de rediffusion dans l'état final (Final State Interactions FSI), l'existence de phases fortes (désignées par Φ^{ij} et δ^{ij} , \mathbf{CP} invariantes et respectivement associées aux diagrammes en arbre et pingouin) doit être considérée dans notre écriture initiale au travers des expressions $\mathcal{T}^{ij} = T^{ij} e^{i\Phi^{ij}}$ et $\mathcal{P}^{ij} = P^{ij} e^{i\delta^{ij}}$.

3.2.2.2 Corrélogramme de Dalitz pour $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Du point de vue purement cinématique, l'état final de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ se traduit par un nombre de degrés de liberté effectifs non nuls pour l'espace de phase correspondant. La valeur de cette dimension effective résulte ainsi de deux propriétés :

- La conservation du quadrivecteur impulsion-énergie entre le méson B initial et ses produits introduit quatre relations entre les composantes correspondantes. La nature de ces produits étant donnée, la définition de leurs masses invariantes adjoint trois relations supplémentaires.
- La nature scalaire du méson B amène une invariance par rotation qui autorise toute reparamétrisation globale de l'orientation de l'événement selon trois angles d'Euler.

Parmi les $(n = 3) \times 4 = 12$ paramètres cinématiques de la désintégration, 10 sont donc inessentiels et 2 suffisent ainsi à une description complète de la dynamique de l'état final. Conventionnellement nous choisissons les deux masses invariantes $s^+ = m_{\pi^+\pi^0}^2$ et $s^- = m_{\pi^-\pi^0}^2$ pour paramétrer l'espace de phase correspondant. On peut définir une troisième combinaison $s^0 = m_{\pi^+\pi^-}^2$ non indépendante des deux autres, et telle que $s^0 = m_{B^0}^2 + 2m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^0}^2 - s^+ - s^-$, en vue de repérer la position de chacun des états de charge des $\rho^{(0,+,-)}$ dans le plan (s^+, s^-) .

3.2.2.3 Densité de probabilité dans l'espace de phase

A la désintégration $B \rightarrow \rho\pi$, succède donc le processus purement QCD $\rho \rightarrow \pi\pi$ conduisant à l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$. En vertu des limitations théoriques imposées par le volet non perturbatif mentionné précédemment, la modélisation de cette transition résonante s'appuie essentiellement sur un compromis entre théorie et expérience. L'argumentation en faveur de la prédominance du ρ sur les autres états résonants est fragile et doit être confirmée. Deandrea et Polosa [49] ont souligné l'impact d'une contribution significative du méson $\sigma(f_0(400 - 1200))$ telle que $B \rightarrow \sigma\pi \rightarrow \pi\pi\pi$, qui pourrait alors nécessiter un raffinement crucial de l'analyse d'isospin. Une analyse en espace de phase des canaux similaires $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ indique une évidence forte pour une contribution du mode σ [50] et une composante non résonante ne peut être exclue. Si des exigences de symétrie généralistes permettent certes de restreindre les classes de facteurs de formes accessibles, le recours aux données existantes ou futures s'avère primordial et la maîtrise phénoménologique de l'ensemble constitue la difficulté formelle majeure attachée à l'approche de Snyder et Quinn. Quant au ρ lui-même, le spectre des excitations radiales mises en jeu nécessite une description sur laquelle nous reviendrons en détail au moment de l'étude de sensibilité du chapitre 7.

Cette remarque étant posée, l'amplitude totale du processus $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ peut être écrite comme la somme de chacune des trois amplitudes individuelles relatives aux canaux $B_d^0 \rightarrow \rho^{(+,-,0)}\pi^{(-,+,0)} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et telle que :

$$\mathcal{A}_{3\pi} = \sum_{i,j\{i+j=0\}} f^i \mathcal{A}^{ij} \quad (3.43)$$

avec $i, j = +, 0, -$; et concernant les modes CP conjugués :

$$\bar{\mathcal{A}}_{3\pi} = \sum_{i,j\{i+j=0\}} f^i \bar{\mathcal{A}}^{ij} \quad (3.44)$$

Les termes f^i tiennent à la fois compte des facteurs de forme proprement dits F^i et de la distribution angulaire issue du spin non nul du méson vecteur ρ . Le problème est ici simplifié par le spin 0 du méson B initial et le caractère pseudo-scalaire des pions qui impliquent un unique état de polarisation $\lambda = 0$ pour le ρ . Dans le repère d'hélicité, associé à un référentiel où le ρ est au repos, la distribution angulaire sera donc guidée par les éléments de matrice de Wigner $D_{0,0}^j(\theta, \phi)$, où j traduit le spin du méson ρ considéré et θ repère l'angle entre la direction de vol du ρ , définie selon le référentiel propre du méson B , et l'un des pions issus de la résonance. Le choix du pion est pseudo-arbitraire dans la mesure où toute convention de signe doit demeurer cohérente avec la logique imposée par les relations de Clebsch-Gordan entre les trois modes $\rho\pi$, et nous associons ici le π^+ avec le ρ^+ , le π^+ avec le ρ^0 et le π^0 avec le ρ^- . La dépendance en θ est ainsi portée par l'harmonique sphérique Y^{j0} telle que $f^i = F^i Y^{j0}(\cos\theta)$. Cette dépendance explicite dans la cinématique de désintégration aura dès lors une implication directe dans la densité d'événements dans le plan (s^+, s^-) . A titre d'illustration, la figure 3.4 présente le corrélogramme de Dalitz pour des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simulés dans le cadre de la seule présence arbitraire du $\rho(770)$ dans le facteur de forme. Le spin 1 du ρ induit un facteur d'hélicité directement proportionnel à $\cos\theta$ qui provoque le dépeuplement du centre des bandes.

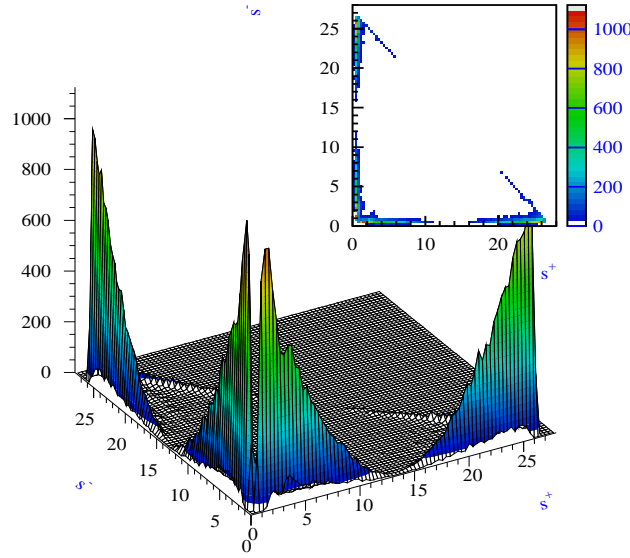


FIG. 3.4: Corrélogramme de Dalitz pour les événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. La bande correspondant au ρ neutre repose sur la diagonale. Le dépeuplement du centre des bandes est dû au facteur d'hélicité en $\cos\theta$.

Considérant les relations 3.30, 3.43 et 3.44, il est possible de dériver l'expression de l'amplitude dans l'espace de phase dépendant du temps pour un méson B étiqueté B^0 à $t = 0$, on obtient ainsi l'amplitude totale $\mathcal{M}(t, s^+, s^-)$ telle que (à une phase inessentielle près) :

$$\mathcal{M}(t, s^+, s^-) = e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \left\{ \cos \frac{\Delta mt}{2} \mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-) + i \frac{q}{p} \sin \frac{\Delta mt}{2} \bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-) \right\} \quad (3.45)$$

Et pour un méson B étiqueté \bar{B}^0 à $t = 0$ l'amplitude correspondante s'écrit :

$$\bar{\mathcal{M}}(t, s^+, s^-) = e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \left\{ \cos \frac{\Delta mt}{2} \bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-) + i \frac{p}{q} \sin \frac{\Delta mt}{2} \mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-) \right\} \quad (3.46)$$

où la dépendance en coordonnées d'espace de phase (s^+, s^-) provient des facteurs de forme f^i incluant les termes d'hélicité et l'on rappelle que l'approximation standard conduit à $\frac{q}{p} = e^{-2i\beta} + O(10^{-2})$.

3.2.3 Mise en oeuvre expérimentale

Considérer distinctement les trois modes $B \rightarrow \rho\pi$ menant à l'état final $\pi^+\pi^-\pi^0$ de leurs homologues \mathbf{CP} conjugués, suppose de pouvoir étiqueter la saveur du méson beau à sa production. Dans ce cas, l'on est alors en présence de 12 quantités observables a priori : 6 amplitudes et 6 phases mélangeant de manière aveugle les composantes QCD et électrofaibles mais sans oublier que la phase absolue des amplitudes est inobservable ce qui ramène l'ensemble au nombre de 11 en incluant la largeur de désintégration $B \rightarrow 3\pi$.

En parallèle, la paramétrisation introduite précédemment conduit à distinguer 13 entités a priori indépendantes : 3 amplitudes à l'arbre T^{ij} , 3 amplitudes pingouins P^{ij} , les 6 phases fortes associées désignées respectivement par Φ^{ij} et δ^{ij} , définies telles que $\mathcal{T}^{ij} = T^{ij}e^{i\Phi^{ij}}$ et $\mathcal{P}^{ij} = P^{ij}e^{i\delta^{ij}}$, et enfin la phase faible α sachant que l'expression complexe 3.42 issue de la symétrie d'isospin introduit 2 relations de contrainte entre les termes \mathcal{P}^{ij} , ce qui laisse en définitive 11 paramètres indépendants. Cette limite permet a priori de contraindre complètement le système en gardant à l'esprit que c'est une condition nécessaire mais non suffisante quant à sa solvabilité. L'extraction de ces paramètres à partir des données est possible en maximisant une fonction de vraisemblance \mathcal{L} construite à partir de chaque événement et la densité de probabilité en phase et en temps propre est déterminée sur la base du module des éléments de matrice invariants 3.45 et 3.46. Fixer la normalisation globale au travers de la largeur de désintégration implique que l'un des modules des amplitudes devienne arbitraire, nous choisissons de considérer $T^{+-} = 1$, de même, nous fixons la phase correspondante à la valeur de référence nulle en vue d'ajuster ainsi les 9 paramètres dynamiques $\vec{\alpha}$ suivant :

- $T^{-+}, T^{00}, P^{+-}, P^{-+}$ pour les amplitudes,
- $\Phi^{-+}, \Phi^{00}, \delta^{+-}, \delta^{-+}$ pour les phases fortes associées,
- α lui-même.

Plusieurs autres paramétrisations sont envisageables, cette dernière conduit à une extraction directe pour α et nous la retenons pour notre étude de sensibilité, en gardant à l'esprit qu'une analyse sur des vraies données conduira nécessairement à optimiser ce choix. Pour montrer les spécificités de la méthode, il est utile de passer en revue les

différentes sources d'interférence à l'origine de l'information que l'on extrait.

Dans les équations 3.45 et 3.46, la contribution $\frac{q}{p} \simeq e^{-2i\beta}$ compense exactement (dans l'approximation standard) l'introduction du facteur relatif $e^{2i\beta}$ entre les canaux \mathbf{CP} conjugués 3.38 et 3.39. Aussi, si nous considérons un rephasage des amplitudes individuelles via $e^{\pm i\beta}$ et tel que $\mathcal{A}^{ij} = e^{-i\alpha}\mathcal{T}^{ij} + \mathcal{P}^{ij}$ et $\bar{\mathcal{A}}^{ij} = e^{i\alpha}\mathcal{T}^{ji} + \mathcal{P}^{ji}$, le facteur $\frac{q}{p}$ devient inessential dans les expressions analytiques 3.45 et 3.46 et peut être occulté par la suite.

La probabilité de désintégration d'un méson de saveur B_d^0 est donc reliée au module $|\mathcal{M}(t, s^+, s^-)|^2$, le développement des équations 3.45 et 3.46 conduit à :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(t, s^+, s^-)|^2 &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(|\mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 + |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 \\ &\quad + (|\mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 - |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2) \cos(\Delta mt) \\ &\quad - 2\text{Im} \{ \bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-) \mathcal{A}_{3\pi}^*(s^+, s^-) \} \sin(\Delta mt)) \end{aligned} \quad (3.47)$$

et pour un méson de saveur \bar{B}_d^0 :

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}(t, s^+, s^-)|^2 &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(|\mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 + |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 \\ &\quad - (|\mathcal{A}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2 - |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-)|^2) \cos(\Delta mt) \\ &\quad + 2\text{Im} \{ \bar{\mathcal{A}}_{3\pi}(s^+, s^-) \mathcal{A}_{3\pi}^*(s^+, s^-) \} \sin(\Delta mt)) \end{aligned} \quad (3.48)$$

Ce développement analytique complet permet d'isoler deux classes de termes :

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}_{3\pi}|^2 \pm |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}|^2 &= \sum_{i \in \{+, -, 0\}} |f^i|^2 U_{\pm}^{ij} + 2 \sum_{i < k \in \{+, -, 0\}} (\text{Re}\{f^i f^{k*}\} U_{\pm Re}^{ijkl} - \text{Im}\{f^i f^{k*}\} U_{\pm Im}^{ijkl}) \\ \text{Im}\{\bar{\mathcal{A}}_{3\pi} \mathcal{A}_{3\pi}^*\} &= \sum_{i \in \{+, -, 0\}} |f^i|^2 I^{ij} + 2 \sum_{i < k \in \{+, -, 0\}} (\text{Re}\{f^i f^{k*}\} I_{Im}^{ijkl} + \text{Im}\{f^i f^{k*}\} I_{Re}^{ijkl}) \end{aligned} \quad (3.49)$$

où sont définis :

$$U_{\pm}^{ij} = |\mathcal{A}^{ij}|^2 \pm |\bar{\mathcal{A}}^{ij}|^2 \quad (3.50)$$

$$U_{\pm Re(Im)}^{ijkl} = \text{Re(Im)}\{\mathcal{A}^{ij} \mathcal{A}^{kl*} \pm \bar{\mathcal{A}}^{ij} \bar{\mathcal{A}}^{kl*}\} \quad (3.51)$$

$$I^{ij} = \text{Im}\{\bar{\mathcal{A}}^{ij} \mathcal{A}^{ij*}\} \quad (3.52)$$

$$I_{Re}^{ijkl} = \text{Re}\{\bar{\mathcal{A}}^{ij} \mathcal{A}^{kl*} - \bar{\mathcal{A}}^{kl} \mathcal{A}^{ij*}\} \quad (3.53)$$

$$I_{Im}^{ijkl} = \text{Im}\{\bar{\mathcal{A}}^{ij} \mathcal{A}^{kl*} + \bar{\mathcal{A}}^{kl} \mathcal{A}^{ij*}\} \quad (3.54)$$

La variété des processus observables impliqués par cet ensemble de contributions ouvre ainsi l'accès à la détermination des valeurs des neuf paramètres dynamiques mentionnés précédemment. L'intérêt majeur de l'approche repose en particulier sur les termes 3.53 et 3.54 qui traduisent entre autres une interférence entre deux résonances ρ de charges différentes, l'une provenant d'un B^0 et l'autre d'un \bar{B}^0 . Considérant la forme des amplitudes $\mathcal{A}^{ij} = e^{-i\alpha}\mathcal{T}^{ij} + \mathcal{P}^{ij}$ et $\bar{\mathcal{A}}^{ij} = e^{i\alpha}\mathcal{T}^{ji} + \mathcal{P}^{ji}$, la sensibilité simultanée entre les facteurs

$\cos 2\alpha$ et $\sin 2\alpha$ obtenue au travers des contributions à l'arbre \mathcal{T}^{ij} , lève théoriquement de fait toute dégénérescence entre les valeurs⁹ situées entre 0 et π , et l'ambiguïté $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2} - \alpha$ perd son pouvoir de nocivité en comparaison d'une approche classique à deux corps.

L'ensemble ainsi présenté porte en lui les avantages mais aussi les faiblesses de la prescription de Snyder et Quinn : accéder à une détermination de α non ambiguë, indépendante des paramètres QCD en contrepartie d'une maîtrise poussée de la connaissance du profil des facteurs de formes $f^i(s^+, s^-)$ dans l'espace de phase, mais aussi dans l'hypothèse où les diagrammes pingouins sont purement de type $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

Il reste maintenant à confronter cette procédure à un contexte réaliste où les statistiques disponibles sont par essence de taille finie, pouvant brouiller les levées de dégénérescence théoriques, et où la détection induit fatalement des distorsions de l'amplitude initiale. L'objet du chapitre suivant concerne ainsi la description du cadre de l'expérience LHCb.

⁹La transformation $\alpha \rightarrow \pi + \alpha$ et $\mathcal{T}^{ij} \rightarrow -\mathcal{T}^{ij}$ demeure une symétrie de l'amplitude.

Chapitre 4

Le collisionneur LHC et l'expérience LHCb

Le Large Hadron Collider (LHC) du CERN est un collisionneur hadronique en charge de succéder au LEP (Large Electron Positron Collider) à partir de 2007. Une nouvelle ère de prospection dans les tests de cohérence du Modèle Standard va ainsi s'ouvrir (en particulier sur l'existence ou non d'un secteur scalaire), sachant que la communauté y attend aussi fébrilement les signes de l'existence de cette hypothétique nouvelle physique, qui relèquerait alors définitivement ce modèle au rang de simple théorie effective. Si les détecteurs généralistes ATLAS et CMS ont été pensés dans cette optique, le LHC pourra aussi investir le domaine des collisions d'ions lourds avec l'expérience ALICE.

*Parallèlement, une formidable opportunité de recherche basée sur la violation de **CP** se présente via le nombre et la variété de mésons (mais aussi de baryons) beaux produits à l'issue des collisions proton-proton. Pour tenter d'atteindre le plus haut niveau de précision possible, l'expérience LHCb y sera entièrement dédiée. Nous présentons ici les principales caractéristiques de cette expérience de seconde génération dans ce domaine qui constitue le contexte du travail effectué dans cette thèse concernant l'analyse du corrélogramme de Dalitz dépendant du temps pour le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.*

Sommaire

4.1	Le large Hadron Collider : une usine à beauté	47
4.1.1	Caractéristiques	47
4.1.2	Production de hadrons beaux au LHC	48
4.2	Présentation de l'expérience LHCb	50
4.2.1	Caractéristiques propres	50
4.2.2	Description de LHCb	51

4.1 Le large Hadron Collider : une usine à beauté

4.1.1 Caractéristiques

Le *LHC* fonctionnera en tant que collisionneur de faisceaux de protons de 7 TeV, correspondant ainsi à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV. Il prendra

place dans l'infrastructure initialement occupée par le LEP et son tunnel circulaire de 27 km de circonférence. La préférence par rapport à la configuration proton-antiproton provient de la nécessité impérative d'atteindre une haute luminosité pour les expériences généralistes devant y prendre part. Plus précisément, les faisceaux seront constitués de paquets ("bunches") d'environ 10^{11} protons, se croisant toutes les 25 ns, la fréquence correspondante étant de 40 MHz. La luminosité instantanée maximale accessible après une à quatre années de fonctionnement est estimée à $\mathcal{L}^I = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. En raison de la structure non triviale du système d'injection et d'accélération, les entités que l'on appelle "bunches" peuvent être associées à des séquences de paquets vides, cela entraîne alors un abaissement de la fréquence effective de croisement, et par conséquent de la luminosité. Nous verrons par la suite que cet état de fait n'est en rien malvenu pour LHCb au niveau de ses conséquences sur l'analyse des données puisqu'un taux de collisions trop élevé nuit à la qualité des reconstructions.

4.1.2 Production de hadrons beaux au LHC

Pour LHCb, le niveau de précision atteint dans les mesures dépend du nombre de hadrons beaux produits. Dans notre optique d'étude de faisabilité, il faut par conséquent avoir accès à la probabilité de production de saveurs belles au cours d'une collision proton-proton. Aux énergies du LHC, la production de ces saveurs lourdes est dominée par l'interaction de gluons rayonnés à partir des condensats de partons incidents, produisant ainsi une paire quark-antiquark. Ce problème, qui relève de la Chromodynamique Quantique, n'est pas trivial et les questions de fond sont multiples :

- Le contexte associé à QCD impose une distinction entre degrés de liberté durs et mous. Le contrôle des aspects perturbatifs n'est supposé légitime que si la masse de la saveur lourde mise en jeu est suffisamment importante (ici m_b). L'amplitude des processus élémentaires est calculée actuellement à l'ordre $O(\alpha_s^3)$. A titre d'exemple, les classes de diagrammes dont le poids apparait dominant dans le cadre des collisions du LHC sont illustrées sur la figure 4.1, sachant que l'on dispose d'une connaissance peu précise de la constante de couplage aux énergies impliquées. Le désaccord avec les données expérimentales disponibles (TeVatron) suggère que le traitement à ce niveau de troncature n'est pas optimal et que les corrections radiatives doivent davantage être maîtrisées.
- La paramétrisation des densités partoniques et des paramètres cinématiques associés souffre d'incertitudes importantes.
- Il est délicat de modéliser précisément la cascade non perturbative associée à la fragmentation du quark b. A ce niveau, des effets de corrélation de saveur avec les quarks initiaux peuvent potentiellement conduire à une asymétrie de production entre les mésons B et \bar{B} , effet dont il faudra tenir compte dans le développement ultérieur de notre analyse.

La section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ dans une collision proton-proton à 14 TeV est ainsi estimée comme appartenant à l'intervalle $\sigma_{b\bar{b}} \in [175, 950] \mu\text{b}$ [53], sachant que la section efficace inélastique totale correspondante est attendue à une valeur de l'ordre de 80 mb, modulo les limitations invoquées précédemment, et où la contribution du charme est telle que : $\sigma_{c\bar{c}} \simeq 3.5 \text{ mb}$. Avec le débit considérable de données résultant

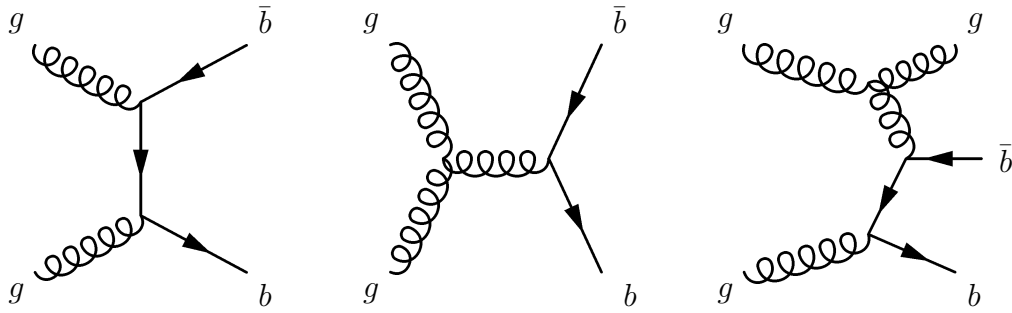


FIG. 4.1: Exemples de processus gouvernant la production de paires $b\bar{b}$ aux ordres $O(\alpha_S^2)$ et $O(\alpha_S^3)$. En allant de la gauche vers la droite, trois topologies sont distinguées à savoir fusion de gluons, clivage de gluons et excitation de saveur.

de cet environnement hadronique, la présence d'un système de déclenchement signant efficacement le quark b apparaît donc essentielle.

En vertu des incertitudes venant d'être soulignées, nous considérerons par la suite la section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ en prenant la valeur moyenne standard retenue par la collaboration LHCb, à savoir $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ sachant que le démarrage du collisionneur LHC et les premières données disponibles permettront sans nul doute de réduire significativement l'incertitude attachée à ces valeurs.

Le spectre des principaux hadrons beaux ainsi produits au LHC et leurs propriétés intrinsèques sont résumés dans le tableau 4.1 en sachant que les fractions $b \rightarrow X_b$ proviennent principalement des résultats du LEP et du TeVatron et que la connaissance des valeurs mises en jeu au LHC s'affinera avec l'arrivée des véritables données.

Hadron X_b	Fraction $b \rightarrow X_b$ (HFAG)	Masse (MeV/ c^2)	Temps de vie ($\times 10^{-12}$ s)
B_u^+ (ub)	0.397 ± 0.010	5279.0 ± 0.5	1.671 ± 0.018
B_d^0 (db)	0.397 ± 0.010	5279.4 ± 0.5	1.536 ± 0.014
B_s^0 (sb)	0.107 ± 0.011	5369.6 ± 0.5	1.461 ± 0.057
Λ_b^0 (udb) + baryons	0.099 ± 0.017	5624 ± 9	1.229 ± 0.08
B_c^+ (cb)	$\simeq 0.0005$	6400 ± 400	0.46 ± 0.18

TAB. 4.1: Caractéristiques des principaux hadrons beaux produits au LHC [11]. La composition en quarks constituants est précisée.

Soulignons enfin le fait que la cohérence mutuelle (du point de vue quantique) de la paire de quarks $b\bar{b}$, initialement produite, est détruite¹ au cours des processus d'hadronisation individuels. Cet effet trouvera un écho au travers des performances de la procédure d'étiquetage.

¹Contrairement aux dispositifs fonctionnant à l' $\Upsilon(4S)$ où la cohérence subsiste jusqu'à la désintégration de l'un des mésons B car la paire de mésons $B\bar{B}$ est directement affiliée à l'état résonnant.

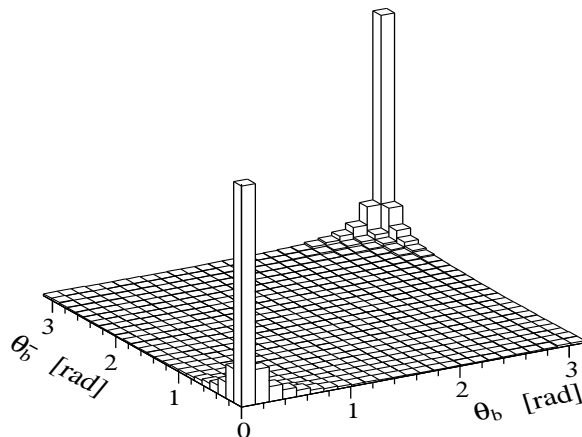


FIG. 4.2: *Distribution simulée par le générateur PYTHIA[54] des angles polaires des hadrons b et \bar{b} obtenue à partir d'une collision proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Le référentiel d'étude est celui du centre de masse p - p .*

4.2 Présentation de l'expérience LHCb

4.2.1 Caractéristiques propres

Pour comprendre la conception initiale du détecteur reposant sur une structure en spectromètre à un seul bras, il est utile de rappeler les points clefs, issus d'un calcul complet basé sur QCD, qui caractérisent la topologie de production d'une paire de quarks beaux dans les collisions hadroniques du LHC. Dans le domaine d'énergie considéré, la probabilité d'interaction entre gluons conduisant à une paire $b\bar{b}$ est d'autant plus élevée que l'écart d'impulsion entre ces gluons est important. Le centre de masse relatif à la paire $b\bar{b}$ est donc porté par la poussée du gluon le plus dur. Cette poussée est attendue importante dans le référentiel du centre de masse des deux protons incidents et, par conséquent, les angles d'ouvertures des quarks b et \bar{b} sortants présenteront ainsi de faibles valeurs par rapport à l'axe de collision initial. Comme l'illustre la figure 4.2, la vertu de la physique mise en jeu ne s'arrête pas là, puisqu'il en résulte une corrélation angulaire importante pour la paire $b\bar{b}$. Cette caractéristique va ainsi conduire à n'instrumenter qu'une région limitée de l'espace de phase.

Le méson beau, candidat potentiel d'étude, et le hadron conjugué (utilisé dans la procédure d'étiquetage) vont donc être majoritairement produits dans une zone commune d'extension spatiale limitée. Cette configuration permet de concevoir un détecteur à structure ouverte (simple bras) et longitudinalement asymétrique, l'idée étant d'exploiter de manière optimale les caractéristiques précédemment évoquées en minimisant coût et encombrement. Comme déjà souligné, la luminosité disponible se trouve affectée par un certain nombre de facteurs. Loin d'être un handicap pour LHCb, cette propriété doit même être renforcée pour limiter le nombre de collisions multiples par croisement de paquets. En particulier, avec une densité de traces élevée, l'information essentielle provenant des temps de vie, caractéristiques des hadrons beaux, devient dans ce cas beaucoup plus délicate à extraire (voire complètement dégradée) si le nombre de vertex primaires reconstruits est en moyenne trop important. Une estimation basée sur une section effi-

cace de collision proton-proton totale inélastique de valeur 80 mb^2 conduit à requérir une luminosité instantanée réduite $\mathcal{L}^I \simeq 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour maximiser la probabilité d'événements à une seule interaction. Les faisceaux du LHC seront ainsi défocalisés au point d'interaction de LHCb quand l'accélérateur atteindra graduellement sa luminosité nominale.

Il convient de préciser que la chronologie de la mise en fonctionnement du collisionneur a été transposée dans un scénario qui indique que les années 2008 et 2009 devraient déjà permettre d'accumuler 1 fb^{-1} chacune (l'apport de l'année 2007 étant supposé dans un premier temps négligeable pour être réservé à une compréhension plus fine du système de détection). Ce même scénario doit conduire à l'obtention d'une luminosité nominale intégrée de 2 fb^{-1} annuels à partir de 2010. Cette valeur de 2 fb^{-1} servira ainsi de référence à la définition de l'année canonique de prise de données dans la suite, sachant qu'une augmentation telle que $\mathcal{L}^I \simeq 4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est envisagée dès 2012 en vue de conduire à la valeur $\int \mathcal{L}^I dt = 20 \text{ fb}^{-1}$ fin 2015 [55].

Pour clore ce paragraphe, il est utile de justifier la dénomination précitée d'usine à beauté : le nombre "annuel" attendu de paires $b\bar{b}$ peut être estimé comme $N_{b\bar{b}} = \int \mathcal{L}^I \sigma_{b\bar{b}} dt \simeq 10^{12}$, valeur qui dépasse de quatre ordres de grandeur les dispositifs fonctionnant à l' $\Upsilon(4S)$.

4.2.2 Description de LHCb

L'objectif d'une expérience de physique des hautes énergies comme LHCb est de mesurer les propriétés des mésons beaux et de leurs conjugués CP à partir de leurs produits de désintégration. Il faut donc identifier, étiqueter la saveur correspondante, déterminer les quadri-vecteurs associés à ces produits, mesurer alors des temps de vie par la localisation précise des points de désintégration, et bien sûr rejeter efficacement les événements qui ne correspondent pas à la physique que l'on désire étudier. Pour illustrer ces points, nous décrivons à partir de la figure 4.3 le principe des sous-détecteurs associés et les procédures adoptées. Pour une présentation plus détaillée le lecteur pourra se reporter à la référence [56].

4.2.2.1 Détecteur de vertex

Comme son nom l'indique, le détecteur de vertex VELO (VErtexLOcator) a pour objectif de localiser avec précision les vertex de production (primaires) et de désintégrations (secondaires) des hadrons beaux ou charmés. Cette information est essentielle pour une détermination aussi rigoureuse que possible des temps de vie associés. Le VELO est constitué d'une succession, sur une longueur de 1 mètre, de 21 stations de détecteurs à pistes de silicium orientées perpendiculairement à l'axe du faisceau. En vertu de la symétrie cylindrique, chaque station est dédoublée pour permettre une localisation radiale (variable r) et azimuthale (variable ϕ) de l'impact correspondant. Deux stations supplémentaires à sensibilité en ϕ (Pile-Up System) sont dédiées à l'identification des événements à empiement requise pour appréhender au mieux l'environnement hadronique. La résolution moyenne attendue sur la position du vertex primaire est de $44 \mu\text{m}$ pour la coordonnée longitudinale z et de $8 \mu\text{m}$ dans le plan transverse (x, y) . Associée aux performances attendues de reconstruction du point de désintégration des hadrons

²Dans une collision p-p à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

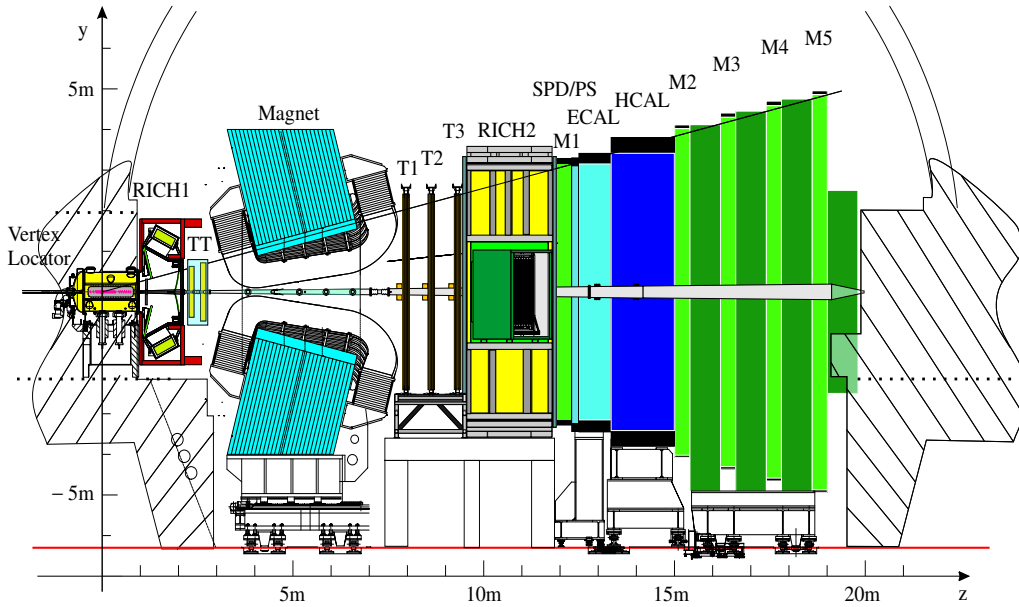


FIG. 4.3: Coupe longitudinale du détecteur LHCb.

considérés, la résolution en temps propre doit atteindre $\simeq 40$ fs pour certains modes chargés tels que $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$. Cette valeur autorise ainsi une sensibilité aux oscillations temporelles du B_s^0 jusqu'à potentiellement atteindre des valeurs telles que $x_s = \frac{\Delta m_s}{\Gamma_s} = 100$ bien supérieures aux limites issues du Modèle Standard.

4.2.2.2 Trajectographe

Ce système est dévolu à la reconstruction des trajectoires de particules chargées et à la mesure de leur impulsion et de leur charge. Les informations sont utilisées en connexion avec les données issues du VELO et peuvent être enrichies par un raccordement avec les dépôts calorimétriques et les chambres à muons. Le principe exploité repose sur la courbure des trajectoires de particules chargées en présence d'un champ magnétique dont le module de la composante verticale atteint une valeur maximale de 1.1 T. Il est important de noter que, dans la configuration actuelle, ce champ présente des valeurs non-nulles au niveau du VELO et, par conséquent, influe dès ce niveau sur la géométrie des traces. 4 stations sont prévues. La première, dénommée TT ("Trigger Tracker"), est située en amont de la source de champ \vec{B} , les 3 autres T1, T2 et T3 étant placées en aval. Plusieurs facteurs influent sur le passage des traces dans chaque catégorie de station :

- Le spectre d'impulsion associé aux traces. Si celles-ci sont suffisamment molles, la courbure du champ magnétique les conduit à sortir de l'acceptance géométrique et il n'existe dans ce cas aucun point de mesure dans T1,2,3, voire à l'extrême dans TT (et donc uniquement dans le VELO). Les traces correspondant aux particules traversant l'ensemble du trajectographe depuis le point d'interaction sont dites de type *Long*, celles qui ne parviennent qu'aux stations TT à partir du VELO sont dénommées *Upstream*.

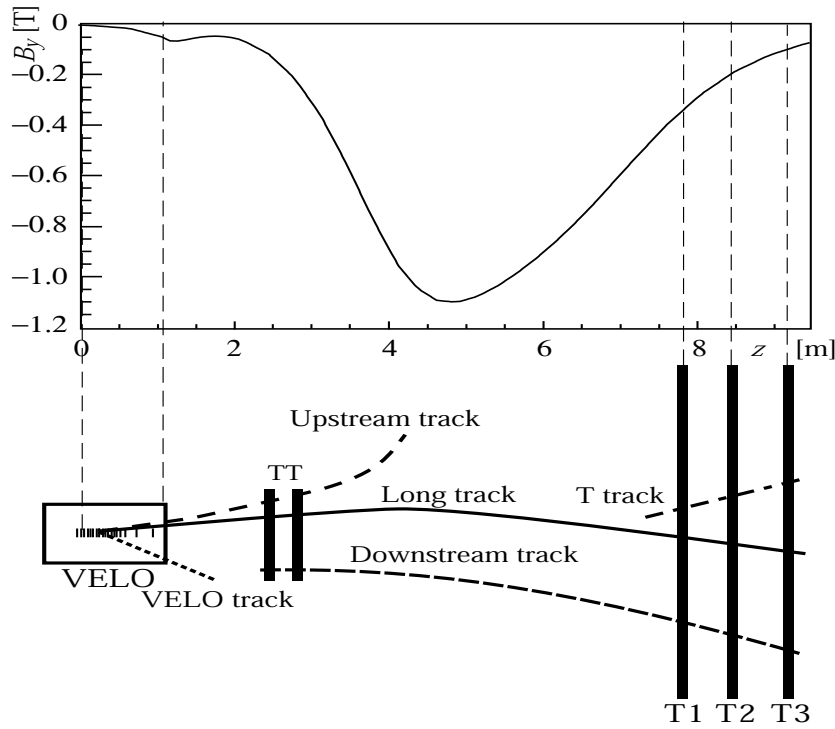


FIG. 4.4: Distinction des catégories de traces chargées dans la procédure de reconstruction. La composante B_y du champ magnétique est présentée comme fonction de la coordonnée longitudinale z [56].

Ce sont ces deux catégories ³ qui seront fondamentales dans la reconstruction des pions chargés π^\pm intervenant dans notre analyse.

- La longueur de vol des particules neutres à l'origine des traces chargées. Dans le cas des mésons B^0 , ceux-ci se désintègrent majoritairement dans l'acceptance du VELO. A titre de contre-exemple, les canaux impliquant des $K_{L,S}^0$ (ou des Λ) voient une importante fraction de ceux-ci se désintégrer à l'extérieur, et par conséquent n'y laissent aucun point de mesure. Il faut donc développer une procédure de reconstruction dédiée à cette configuration désignée sous le nom *downstream* sachant que celles qui produisent uniquement des points de mesure dans les stations T1,2,3 sont appelées traces T . La figure 4.4 permet de visualiser l'ensemble des caractéristiques introduites.

La recherche s'opère sur la base d'algorithmes de reconnaissance de forme spécifiques en débutant par les traces de type *Long*, puis celle relative aux catégories *Upstream* et *Downstream* lui succède à partir des points de mesures non exploités, enfin les paramètres correspondants sont ajustés au moyen d'un filtre de Kalman [57] [56]. Le principe de cette opération de filtrage repose sur une approche itérative qui combine "pas à pas" paramètres calculés et mesurés au cours de la progression dans les points de mesure. Les corrélations induites par l'interaction avec la matière du détecteur (au cours des processus stochastiques de diffusion) sont ainsi prises en compte à chaque étape. On attend en moyenne une résolution relative en impulsion $\frac{\delta p}{p} = 0.37\%$ pour les traces de type *Long* et $\frac{\delta p}{p} = 15\%$

³Les traces qui n'ont de matérialisation que dans le VELO sont utilisées pour la reconstruction des vertex primaires

pour les traces de type *Upstream*.

4.2.2.3 Détecteurs Cherenkov (RICH)

La pertinence des analyses envisagées passe en particulier par une discrimination efficace entre kaons et pions abondamment produits dans l'environnement hadronique des collisions $p - p$. Cette nécessité est présente aussi bien au niveau de la réjection des bruits de fond que de l'étiquetage de la saveur. La démarche employée au niveau des RICHs (Ring Imaging CHerenkov) est basée sur l'effet Cherenkov qui se manifeste lorsqu'une particule chargée massive se déplace dans un milieu matériel d'indice n avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Il en résulte un phénomène d'onde de choc optique qui se traduit par un rayonnement de photons dans un cône d'ouverture caractéristique θ_c et axé sur la ligne de passage de la particule. L'angle θ_c est appelé angle Cherenkov et pour une particule de masse m il est tel que :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (4.1)$$

où n désigne l'indice du milieu traversé et p l'impulsion de la trace reconstruite.

Dans le cadre du détecteur associé, pour une trace considérée, la distribution angulaire observée des photons Cherenkov est supposée gaussienne, centrée sur la valeur θ_c correspondant à la masse impliquée et avec une déviation standard σ_{θ_c} estimée à partir des imperfections optiques du système. A partir des photons détectés, on peut dès lors calculer une densité de probabilité pour une hypothèse de masse donnée et y associer une fonction de vraisemblance individuelle $\mathcal{L}_{hyp=K,\pi,\mu,e,p}$. La contribution à l'identification issue du RICH se base donc sur la valeur de cette fonction de vraisemblance dans chacune des 5 hypothèses de masses relatives aux particules chargées : $K^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm, p$. C'est entre autres à partir des ces informations que seront établis les critères de séparation kaons-pions chargés pour l'analyse du mode $B \rightarrow 3\pi$. A titre d'illustration, un exemple de séparation de topologies à deux corps faisant intervenir des pions, des kaons et des protons est présenté sur la figure 4.5.

En vue de couvrir efficacement un spectre d'impulsion allant de 1 GeV/c à 150 GeV/c, l'introduction de deux RICHs utilisant trois milieux d'indices différents est nécessaire. Le premier RICH, situé en amont de l'aimant du trajectographe, a la charge d'identifier les particules d'impulsions inférieures à 80 GeV. Il comprend deux milieux radiateurs d'indices optiques respectifs $n = 1.03$ et $n = 1.0014$. Le second, dédié au domaine d'impulsion complémentaire, s'accommode de la nécessité de ne pas dégrader la reconstruction des particules en étant placé entre l'aimant et les calorimètres, ceci d'autant mieux qu'il bénéficie ainsi d'une meilleure séparation angulaire. Comme le domaine d'action est celui des hautes impulsions, l'exploitation de l'effet Cherenkov requiert dans ce cas un milieu d'indice très voisin de 1 ($n = 1.00005$). Dans les deux systèmes, les photons rayonnés sont focalisés au moyen de miroirs sphériques sur des détecteurs hybrides de photons (HPD), placés en dehors de l'acceptance du détecteur. La présence de champ magnétique au niveau du premier RICH rend nécessaire une prise en compte adéquate de la courbure des trajectoires dans le rayonnement Cherenkov.

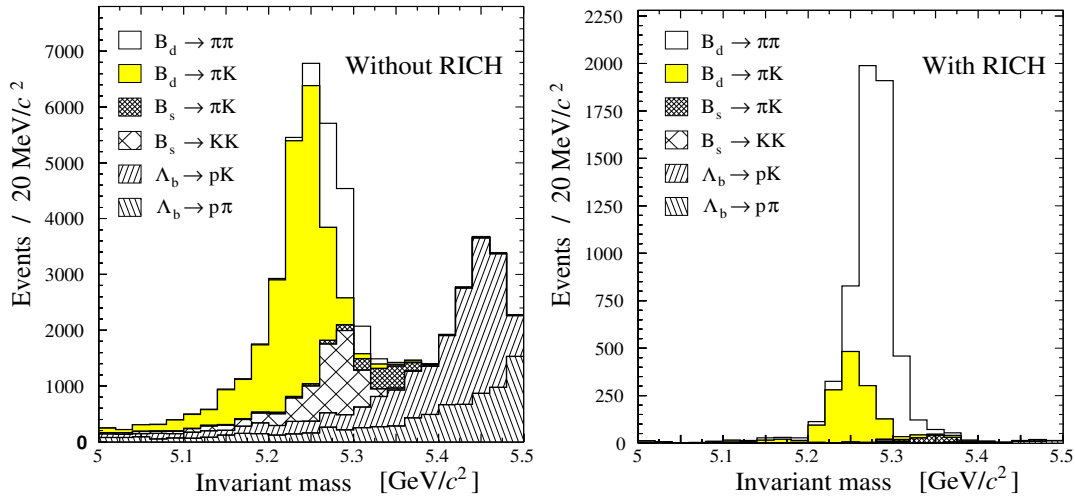


FIG. 4.5: Spectre de masse invariante pour un cocktail d'états finals à deux traces chargées, avant (gauche) et après (droite) application de critères d'identification en pions basés sur les informations des RICHs [56].

4.2.2.4 Système calorimétrique

Le système calorimétrique a pour fonction d'identifier hadrons, électrons et photons en fournissant par ailleurs une mesure de leur énergie et de leur position. Le système de déclenchement de premier niveau y puise une source importante d'information. Dans le cadre de notre étude cet intérêt est amplifié par un besoin de reconstruction hors-ligne efficace et suffisamment précise des photons et pions neutres énergiques issus des désintégrations de hadrons beaux. Le dispositif utilise communément la propriété de dépôt d'énergie dans la matière dense sous la forme de gerbes de particules que l'on recueille à l'aide d'un matériau actif scintillant. La lumière collectée est acheminée vers des photo-multiplicateurs via des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. L'ensemble est constitué d'un pavage de cellules élémentaires et les paramètres géométriques sont déduits en utilisant cette structure granulaire dans le plan transverse.

Quatre parties composent successivement le système calorimétrique le long de l'axe du faisceau en respectant une configuration projective :

- Un plan de détection de traces chargées (SPD, Scintillator Pad Detector) dont la fonction est de différencier électrons et photons provenant d'un bruit de fond important de π^0 .
- Un détecteur de pied de gerbe (PreShower PS) qui comme son nom l'indique initie le processus de gerbe au moyen d'une épaisseur de plomb d'environ 2.5 longueurs d'interaction X_0 . Cet ajout d'une pseudo-segmentation longitudinale permet ainsi une discrimination entre électrons et pions.
- Le calorimètre électromagnétique proprement dit (ECAL) dont la longueur correspond à 25 X_0 . La structure retenue, dite de type "shashlik" et consistant en une succession de couches de plomb de 2 mm d'épaisseur et de plaques de scintillateurs de 4 mm, n'autorise pas à ce niveau la connaissance du profil longitudinal de la gerbe électromagnétique. Dans le plan transversal par rapport au faisceau, en raison d'une variation importante de

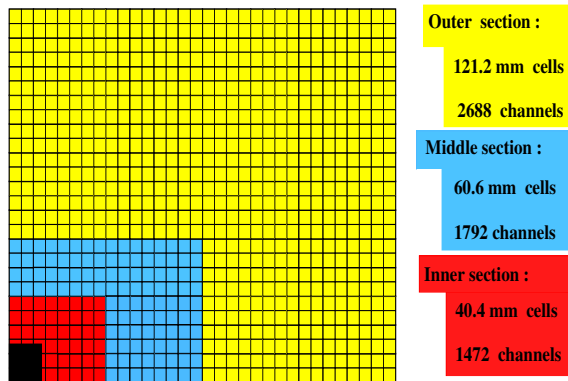


FIG. 4.6: *Segmentation latérale du calorimètre électromagnétique [56]. Un quart du plan transverse est représenté.*

la densité de particules (étalée sur deux ordres de grandeur) la segmentation est divisée en trois régions. Le trou central défini par une ouverture angulaire de 30 mrad est non instrumenté en raison d'une trop forte densité de radiations et de la présence du tube du faisceau. La taille des cellules du ECAL est déterminée de manière à être proche du rayon de Molière pour celles de la zone interne sachant que pour chacune des 3 zones, la taille est respectivement de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $12 \times 12 \text{ cm}^2$ en allant du centre vers l'extérieur telles que l'illustre la figure 4.6.

La résolution en énergie est estimée à partir de données réelles et conduit à la loi de comportement :

$$\frac{\sigma_E^{ECAL}}{E} = \frac{(10.2 \pm 0.3)\%}{\sqrt{E_{GeV}}} \oplus (1.6 \pm 0.1\%)$$

Sachant que les pions neutres constituent l'un des piliers du travail qui suit via l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, nous consacrerons le chapitre suivant à la procédure traitant de leur reconstruction et de leur identification dans le cadre du détecteur LHCb.

- Le calorimètre hadronique. Sa longueur correspond à 5.6 longueurs d'interaction λ_I . Le dépôt d'énergie provient ici des interactions inélastiques des hadrons avec le matériau du détecteur (ici le fer). Il se développe une gerbe hadronique (qui a pu débuter dans le ECAL) sur le même modèle que précédemment. La résolution en énergie correspondante est quant à elle estimée telle que :

$$\frac{\sigma_E^{HCAL}}{E} = \frac{(80\%)}{\sqrt{E_{GeV}}} \oplus (10\%)$$

Soulignons que le processus de gerbe électromagnétique débute dès le PS et peut se poursuivre dans le HCAL, de même pour les gerbes hadroniques qui sont majoritairement initiées dans la matière du ECAL, il est donc nécessaire d'effectuer les corrections adéquates sur les énergies mesurées individuellement dans chaque sous-détecteur.

4.2.2.5 Chambres à muons

L'intérêt de la détection des muons est multiforme, d'une part ceux-ci se retrouvent dans les états finals de nombreux canaux d'intérêt majeur, comme $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_S^0$

ou $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\Phi$, $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\eta$ et $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, d'autre part, leur association à certaines désintégrations semi-leptoniques de B en fait un outil précieux pour l'étiquetage, et la haute impulsion transverse associée est un critère essentiel pour le système de déclenchement de premier niveau.

La position terminale des chambres de détection est guidée par le pouvoir de pénétration élevé des muons. Le dispositif comporte 5 stations (M1,2,3,4,5) avec la particularité pour la première d'être placée à l'avant du système calorimétrique. Les chambres les plus éloignées du point d'interaction sont dévolues aux muons les plus énergétiques.

4.2.2.6 Système de déclenchement

Les taux d'interactions élevés du LHC vont conduire à des quantités primaires de données qu'il ne sera pas matériellement possible ni nécessaire d'enregistrer au regard des techniques de stockage et de transmission disponibles. Sachant que l'échelle des rapports d'embranchement correspondant aux désintégrations de hadrons beaux dignes d'intérêt n'apparaît qu'en dessous de valeurs proches de $\simeq 10^{-3}$, la présence et le rôle d'un système de déclenchement (dit "trigger") sont incontournables. Avec un événement $b\bar{b}$ attendu toutes les 200 collisions p-p, ce système devra donc sélectionner rapidement et minutieusement une petite fraction d'événements rares présentant une topologie caractéristique de saveur belle. Les concepteurs du système de déclenchement l'ont voulu flexible pour couvrir un spectre de désintégrations aussi large que possible.

Trois niveaux de déclenchement ont ainsi été définis ($L0$, $L1$ et High Level Trigger, HLL) pour utiliser au mieux les informations disponibles :

- Le premier niveau $L0$, de temps de latence 4μ s, est un système "hardware" dédié et synchronisé sur le rythme des croisements de paquets (40 MHz) avec deux fonctions principales :
 - Effectuer un premier tri pour retenir en priorité les événements contenant des hadrons beaux. L'information utilisée se base sur la masse élevée du méson B qui conduit à distribuer l'impulsion transverse suivant une valeur moyenne supérieure aux autres topologies. Les détecteurs les plus rapides, calorimètres et chambres à muons, vont donc se concentrer sur la recherche de hadrons, électrons, muons, photons et pions neutres de haute énergie transverse.
 - Rejeter les événements à empilement et juguler une saturation des niveaux supérieurs de déclenchement par application de coupures globales. En addition des sous-systèmes déjà mentionnés, cet objectif procède également à partir des informations fournies par le VELO.

Une reconstruction et une identification sommaires sont effectuées sur la base des données en provenance de l'électronique frontale des SPD, PS, ECAL, HCAL et des chambres à muons en vue de fournir une liste de candidats exclusifs classifiés suivant chacun des types suivant : hadrons, muons, électrons, photons ou pions neutres. La considération des π^0 dans le système de déclenchement est essentiellement portée par l'intérêt du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$ étudié dans cette thèse et conduit à considérer deux types de candidats π^0 , désignés respectivement par π^0 local et global selon le nombre de cartes électroniques

impliquées [58].

Les coupures globales concernent des seuils de multiplicités mesurées dans le SPD et la partie dédiée du VELO (système dit “Pile-Up”). Ces critères sont assortis d’une condition d’énergie transverse minimale déposée dans le HCAL destinée à rejeter les événements sans interactions ou les halos de muons issus des interactions du faisceau avec le gaz résiduel de l’enceinte. L’événement est retenu par le niveau L0 si au moins l’un des candidats listés satisfait à une coupure spécifique en énergie transverse après le passage des coupures globales. Le tableau 4.2 recense les seuils ainsi optimisés [56] et présente les taux de déclenchement inclusifs correspondant obtenus sur un échantillon d’événements génériques produits par des collisions pp à 14 TeV (événements dits de biais minimum (mb)). Cette optimisation (réalisée sans les événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) n’est pas figée et demeure appelée à évoluer.

Seuil en E_T	Valeur (GeV)	Taux mb (kHz)
hadron	3.6	705
electron	2.8	103
photon	2.6	126
π^0 local	4.5	110
π^0 global	4.0	145
muon	1.1	110
$\sum p_T^\mu$	1.3	145

TAB. 4.2: Liste des seuils optimisés en E_T appliqués au niveau L0 sur des événements de biais-minimum et taux de déclenchement inclusifs correspondants. L’effet des coupures globales est inclus. [56].

Pour ne pas risquer une réjection excessive d’événements rares tels $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, la satisfaction du critère $\sum p_T^\mu > 1.3\text{ GeV}$, relatif aux deux muons de plus haut p_T , occulte l’application des coupures globales. A l’issue de ce niveau, il faudra atteindre une réduction globale du flux de données qui réduise la fréquence à 1 MHz.

- Le second niveau L1 (auquel est alloué une durée de $1024\ \mu\text{s}$) exploite les temps de vie moyens élevés du hadron beau et la présence d’un vertex déplacé par rapport au vertex primaire. Une reconstruction partielle est effectuée au moyen de l’information disponible dans le VELO et la station TT de concert avec les systèmes du premier niveau pour rechercher au moins deux traces de haut paramètre d’impact et de grande impulsion transverse. Une réduction globale supplémentaire d’un facteur 25 est réalisée, le flux de données devant s’abaisser à 40 kHz. Enfin, contrairement au niveau L0, qui fonctionnera selon une unité de décision implémentée in situ, les niveaux supérieurs se verront attribuer une ferme de calcul commune pour évaluer les critères de déclenchement.
- Le dernier niveau (HLT) doit tirer profit de l’ensemble des informations disponibles pour confirmer puis raffiner cette présélection et permettre ainsi le rejet de hadrons beaux inintéressants pour une étude spécifiquement envisagée. Le taux final d’événements soumis à l’analyse hors-ligne doit ainsi tomber à 2 kHz. Dans cette plage d’enregistrement, en addition des 200 Hz réservés à la sélection de canaux exclusifs de désintégrations de B,

1.8 kHz seront alloués, d'une part, à des événements dédiés aux études de calibrations et de biais engendrés par le système de déclenchement, et d'autre part, aux mésons D^* , ouvrant ainsi la porte à la physique du charme. Soulignons qu'à l'heure actuelle le système HLT est encore en cours de développement mais que les critères employés pour le mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ seront essentiellement calqués sur la présélection hors-ligne développée au chapitre 6 avec des objets calorimétriques reconstruits et des informations RICH disponibles à ce niveau. De ce fait un recouvrement supérieur à 90% avec la sélection hors-ligne est attendu.

4.2.2.7 Etiquetage de la beauté

Dans le cadre de LHCb, une étude de violation de CP typique traitant des mésons beaux neutres ⁴ nécessite la détermination de la saveur initiale de ce méson beau au moment de sa production (de type B^0 ou \bar{B}^0). Les états finals étant neutres du point de vue de la charge électrique, l'information ne peut pas directement être extraite des produits de la désintégration puisque ceux-ci ne correspondent pas forcément à des états propres de saveur caractéristiques et que l'information est aussi diluée par le mélange $B^0 - \bar{B}^0$. Il faut donc définir un algorithme d'étiquetage utilisant les spécificités associées au reste de l'événement. Dans LHCb la procédure d'étiquetage repose sur deux principes :

- Une méthode dite d'étiquetage par le côté opposé, où sont recherchés des leptons ou des kaons chargés provenant de la désintégration du hadron beau dit compagnon de celui d'étude. Ces canaux correspondent aux deux catégories de rapports d'embranchement majoritaires exploitables, à savoir les leptons issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux et les kaons en provenance de la cascade $b \rightarrow c \rightarrow s$. La procédure s'effectue en considérant la topologie spécifique des désintégrations de hadrons beaux. Celle-ci se traduit en effet par des produits présentant à la fois une impulsion transverse élevée et de grandes valeurs de paramètres d'impact. La saveur du méson considéré est alors déduite⁵ de la charge des kaons ou des leptons identifiés comme résultant du hadron beau compagnon.
- Une méthode basée sur l'exploitation de l'événement de signal lui-même et principalement dévolue aux B_s^0 . Cette approche utilise les propriétés dans l'espace de phase du hadron issu du quark résiduel de la paire $q\bar{q}$ induite par la fragmentation du quark beau. Cette corrélation avec le méson B correspondant amène à rechercher des kaons (voire des pions) issus du vertex primaire et dotés des caractéristiques topologiques du jet initié par le quark b .

Au cours de la procédure, les variables relatives (P_T , paramètres d'impact...) aux particules portant l'information de l'étiquetage sont alors soumises à des critères de coupures individuels. L'algorithme employé dans l'analyse du chapitre 6 correspond à cette configuration mais il convient de souligner que des développements récents conduisent à combiner ces variables dans un réseau neuronal afin d'optimiser la pureté de leur sélection.

⁴Incluant les analyses en espace de phase comme celle de $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

⁵Plusieurs approches sont possibles : directe ou indirecte à partir d'une reconstruction inclusive de vertex.

Dans l'optique de quantifier les performances de l'algorithme d'étiquetage, on introduit deux grandeurs : ϵ_{tag} l'efficacité d'étiquetage qui indique le nombre de mésons beaux ayant conduit à une décision quant à la saveur associée au méson B , et ω_{tag} la fraction de mauvais étiquetage traduisant le poids de l'erreur commise quand cette décision a effectivement eu lieu. Du point de vue expérimental la connaissance de ces grandeurs est de la plus haute importance puisque celles-ci interviennent directement en tant que paramètres essentiels dans l'extraction d'informations sur la violation de CP (en particulier soulignons que l'ajustement de ω_{tag} sur des données réelles n'est pas trivial). Dans le cadre général des études d'asymétries temporelles envisagées dans l'expérience LHCb, la dilution correspondante $D = 1 - 2\omega_{tag}$ induit une efficacité effective d'étiquetage ϵ_{eff} telle que $\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega_{tag})^2$. Pour le méson B_d^0 , on attend ainsi $\epsilon_{eff} \simeq 5\%$ avec la procédure classique et l'emploi d'un réseau de neurones conduirait à $\epsilon_{eff} \simeq 9\%$, limites qui peuvent se retranscrire dans l'analyse temporelle du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Comparées aux quelques 30% d'efficacité effective des usines à B [66], ces valeurs soulignent la difficulté inhérente à l'étiquetage dans un environnement hadronique comme celui du LHC.

Plusieurs facteurs se conjuguent pour limiter le pouvoir d'étiquetage, en particulier la procédure de reconstruction des traces qui peut ainsi conduire à ne pas repérer le compagnon étiquetant. Il existe par ailleurs des biais issus de la corrélation entre algorithmes de déclenchement et d'étiquetage, puisqu'il faut considérer l'occurrence où le B compagnon signe à lui-seul l'événement d'intérêt. Nous examinerons dans notre analyse les conséquences d'une telle corrélation sur les performances obtenues. Enfin, rappelons que dans la méthode basée sur le côté opposé, le phénomène d'oscillations des B neutres induit une dilution temporelle dans la connaissance de la saveur qui est d'autant plus forte que la période d'oscillation est faible.

4.2.2.8 Simulation de l'expérience

La simulation d'une expérience de physique des hautes énergies repose d'une part sur le besoin d'évaluer le potentiel du détecteur pour la physique envisagée mais d'autre part sur la nécessité d'assurer la cohérence des analyses quand les données réelles seront là. Les outils de calcul distinguent ainsi deux parties : la simulation de l'événement proprement dite à partir de la collision pp et sa reconstruction avec la contrainte de traiter sur le même pied d'égalité les futures véritables données. La stratégie retenue par la collaboration LHCb consiste à simuler régulièrement une grande quantité d'événements complètement reconstruits dans le détecteur en vue de réaliser tout type d'étude de prospective, chaque nouvelle session assimilant les améliorations issues du développement continu des outils logiciels. Le travail de thèse présenté ici est totalement basé sur la production simulée dans l'année 2003 (appelée DC03 par la suite) sachant qu'une production de plus grande statistique, initialement prévue pour l'année 2004 (DC04), n'est pas, à l'heure actuelle, encore suffisamment étoffée pour être directement exploitable. Mentionnons cependant que la stabilité des résultats obtenus selon DC03 est mise à l'épreuve dans le chapitre 8 avec les premières données DC04 disponibles.

L'architecture qui conduit à la génération des données utilisées dans ce travail repose sur l'organisation suivante :

- La génération des collisions protons-protons⁶ est effectuée en employant *PYTHIA 6* [54] qui fournit entre-autres la nature et les caractéristiques cinématiques des particules résultantes. En vue de reproduire les spectres de multiplicité en traces chargées observés sur des données à basse énergie, une coupure sur l'impulsion transverse minimale de l'interaction parton-parton est appliquée.
- La désintégration des particules instables est ensuite assurée⁷ par le logiciel *QQ* lui-même complété par la bibliothèque spécifique *SYMPGEN* pour les modes envisagés par l'expérience LHCb.
- L'interaction des produits de désintégration avec la matière du détecteur est alors simulée par la version 3 du logiciel *GEANT* [75].

A ce stade, l'on dispose ainsi de l'information relative à l'ensemble des dépôts d'énergie dans chaque sous-détecteur et vient alors l'étape de modélisation de la réponse de LHCb. Celle-ci se doit d'être aussi réaliste que possible en incluant toute source de bruit intrinsèque. L'ensemble de ces opérations est regroupé dans la plateforme *SICBMC*, écrite en *FORTTRAN*. Soulignons qu'à partir de la production de masse 2004, le contexte ainsi décrit, hormis *PYTHIA*, adopte une approche purement orientée objet⁸ développée en langage C++ en considérant l'implémentation du générateur spécifique *EVTGEN* [74] en remplacement de *QQ* allant de pair avec le passage à la version 4 du code *GEANT*.

Après leur discrétisation⁹, les informations résultantes sont traitées à l'identique des données réelles et c'est le programme *BRUNEL* qui a la charge de la procédure de reconstruction en vue de fournir des objets appelés proto-particules, point de départ des analyses dans le logiciel *DAVINCI*.

Pour développer l'analyse du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans LHCb, on dispose ainsi des échantillons simulés complètement reconstruits suivants :

- Un échantillon de 3×10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ incluant les interférences entre les états ρ intermédiaires résonnants.
- Un échantillon de 10.5×10^6 événements $b\bar{b}$ inclusifs constitués d'un mélange de désintégrations de hadrons beaux de rapports d'embranchement supérieurs à 10^{-4} .
- Un ensemble d'échantillons spécifiques de désintégrations non charmées de mésons $B_{u,d,s}$ dans l'optique d'une étude approfondie du bruit de fond.

Le choix de considérer essentiellement la dualité signal-bruit de fond à partir d'échantillons simulés de désintégrations de hadrons beaux est guidé par le critère de plus haute similarité concernant les topologies résultantes, et ce, conjointement à un rapport d'embranchement de l'ordre de 25×10^{-6} pour le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

⁶Tenant compte de l'effet d'empilement.

⁷De manière automatique dès que le rapport d'embranchement est supérieur à 10^{-4} .

⁸Désignée par le programme *GAUSS*.

⁹Réalisée par le programme *BOOLE*.

Le travail d'étude de faisabilité qui suit est organisé selon deux principes : dans un premier temps mettre en place une procédure de sélection en vue d'évaluer le niveau et la nature du bruit de fond résiduel et les distorsions induites sur le signal, et, par la suite quantifier, aussi exhaustivement que possible, l'impact de ces effets sur la procédure d'extraction de α proprement dite.

Chapitre 5

Reconstruction et identification des pions neutres

Préliminairement à toute conjecture concernant la précision attendue sur la mesure du paramètre CKM α , le point de départ de la procédure dans une expérience telle que LHCb est assujéti à la contrainte suscitée par la question suivante : est-on en mesure de reconstruire efficacement des pions neutres dans un environnement hadronique tel que celui du LHC avec les potentialités de détection disponibles. La vocation de ce chapitre est de fournir les éléments de réponse qui déboucheront sur la conclusion de faisabilité que cette thèse défend.

Sommaire

5.1	Reconstruction des photons	63
5.2	Application aux pions neutres	65
5.2.1	Reconstruction et identification des π^0 résolus	65
5.2.2	Reconstruction et identification des π^0 mélangés	67

5.1 Reconstruction des photons

Majoritairement issus de l'interaction des photons et des électrons avec la matière du ECAL, les dépôts d'énergie dans les cellules du calorimètre sont regroupés sous la forme d'amas en utilisant un algorithme de type automate cellulaire [59]. L'on identifie ainsi des maxima locaux qui constituent le coeur de l'impact de la particule incidente et dont l'existence effective au-delà d'une fluctuation de bruit est régie par une condition d'énergie transverse supérieure à 50 MeV. Au cours de ce processus, quand une cellule appartient communément à plusieurs amas, sa contribution à un amas particulier résulte d'un partage qui tient compte de l'énergie de cet amas par rapport à l'ensemble.

Point central de toute information cinématique, la détermination des quadrivecteurs associés aux particules qui ont initié la gerbe amène à considérer l'énergie complète de l'amas de même que les coordonnées transverses reconstruites de son barycentre x_b et y_b définies comme :

$$\epsilon = \sum_{i \in N_{cell}} \epsilon_i \quad x_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_{i \in N_{cell}} x_i \epsilon_i \quad y_b = \frac{1}{\epsilon} \sum_{i \in N_{cell}} y_i \epsilon_i \quad (5.1)$$

où ϵ_i représente l'énergie mesurée par une cellule.

Parallèlement à la contribution aux critères de déclenchement, les performances du système calorimétrique trouvent un écho majeur dans le potentiel de physique de l'expérience LHCb sachant que la reconstruction et l'identification des photons constitue une étape cruciale aussi bien pour la reconstruction des pions neutres (qui sont au coeur de l'étude du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (\gamma\gamma)$), que pour l'analyse des canaux radiatifs tels que $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$. En terme d'identification, la condition de neutralité de la particule à l'origine de la gerbe électromagnétique examine la possibilité de raccordement de l'amas correspondant avec des traces chargées reconstruites dans le trajectographe. Dans cette optique, la procédure repose sur la définition d'un χ^2 bidimensionnel tel que :

$$\chi_{neutre}^2(\vec{R}^\perp) = (\vec{R}_{tr}^\perp - \vec{R}^\perp)^T C_{tr}^{-1} (\vec{R}_{tr}^\perp - \vec{R}^\perp) + (\vec{R}_{cl}^\perp - \vec{R}^\perp)^T S^{-1} (\vec{R}_{cl}^\perp - \vec{R}^\perp) \quad (5.2)$$

où \vec{R}_{tr}^\perp repère l'extrapolation de l'impact de la trace chargée dans le plan calorimétrique, C_{tr} désigne la matrice de covariance associée, \vec{R}_{cl}^\perp repère quant à lui la position du barycentre de l'amas reconstruit dans ce même plan avec S la matrice des moments du second ordre de l'amas. Le χ_{neutre}^2 est minimisé selon la variable \vec{R}^\perp et la valeur minimale obtenue est utilisée comme critère de neutralité pour l'amas¹. Sachant que le dépôt d'énergie est initié dès le détecteur de pied de gerbe, la fraction mesurée dans un amas calorimétrique doit ainsi être corrigée de la quantité déposée antérieurement. Par ailleurs, la constitution granulaire du calorimètre proprement dit introduit une perte intrinsèque qu'il est nécessaire de compenser. La structure projective étant choisie de telle sorte que les cellules du SPD, du PS et du ECAL se correspondent une à une, l'on adopte ainsi la forme conduisant à la valeur de l'énergie corrigée ϵ_c :

$$\epsilon_c = \alpha \epsilon + \beta \epsilon_{Ps} \quad (5.3)$$

Les coefficients α et β sont ajustés par simulation sachant que ϵ_{Ps} désigne l'énergie correspondante déposée au niveau du détecteur de pied de gerbe.

Comme la dépendance spatiale du profil énergétique transverse de la gerbe n'est pas linéaire, le barycentre calculé ne correspond pas à la position latérale véritable du point d'impact de la particule. On tient compte de cet effet en appliquant une correction dite de *S-shape* qui suppose que la gerbe se développe latéralement selon un profil exponentiel de constante caractéristique b . Dans le cadre d'une simple exponentielle², les coordonnées corrigées x_c et y_c sont ainsi reliées aux coordonnées initiales x_b et y_b par la relation [60] :

¹Les électrons issus de photons dont la conversion est antérieure au passage dans le trajectographe sont donc exclus par cette procédure.

²Le besoin d'une modélisation précise du profil transverse de la gerbe nécessite cependant l'inclusion de composantes exponentielles distinctes et conduit à adopter une correction associant des contributions de *S-shape* individuellement dédiées [61].

$$(x_c, y_c) = \mathcal{S}_0[(x_b, y_b), b] = b \sinh^{-1} \left[\frac{(x_b, y_b)}{\Delta} \cosh \frac{\Delta}{b} \right] \quad (5.4)$$

Δ désignant la demi-extension spatiale d'une cellule du calorimètre électromagnétique. Le paramètre b est ajusté par simulation pour que la position du barycentre ainsi estimée soit optimalement raccordée à l'information Monte-Carlo vraie correspondant à l'impact de la particule considérée.

Une autre contribution dite de type *L-correction* doit être incluse pour conduire à une localisation longitudinale tenant compte de la pénétration de la gerbe selon un angle d'inclinaison donné. La correction longitudinale considérée est choisie selon :

$$z_c = z_{ECAL} + \alpha' \ln(\epsilon) + \beta' \quad (5.5)$$

z_{ECAL} traduisant la position du calorimètre électromagnétique selon l'axe du faisceau de protons. Soulignons que le cas des amas issus des conversions de photons $\gamma \rightarrow e^+e^-$ au-delà de l'aimant, repérées par le SPD, correspond à une évaluation distincte des paramètres de correction.

5.2 Application aux pions neutres

Avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 99% pour le canal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la signature du pion neutre est systématiquement attachée à la présence d'un photon ou à celle de ses produits de conversion détectés dans le calorimètre électromagnétique (ECAL). La granularité de ce dernier, associée au spectre d'impulsion transverse des objets neutres, implique deux configurations géométriques distinctes pour les π^0 que l'on cherche à reconstruire :

- Une configuration dite résolue (Resolved), où les photons contribuent séparément à deux amas distincts spatialement.
- Une configuration dite mélangée (Merged), où une importante poussée de Lorentz associée au π^0 conduit les photons à contribuer mutuellement à un amas commun, en vertu de la faible séparation angulaire correspondante, aboutissant ainsi à la pénétration mutuelle des gerbes associées.

Indépendamment de toute procédure de réjection de bruit de fond, l'impulsion transverse des pions neutres provenant du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est en moyenne de l'ordre de 3 GeV/c. La figure 5.1 montre que la catégorie mélangée marque une présence significative à partir d'une limite en P_T supérieure à 2 GeV/c et qu'en moyenne 30% des π^0 issus des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ peuvent être reconstruits dans la configuration mélangée.

5.2.1 Reconstruction et identification des π^0 résolus

Pour limiter l'impact des fluctuations de bruit, les quadrivecteurs des objets considérés dans l'hypothèse neutre, sont déterminés à partir d'amas restreints à une extension 3×3

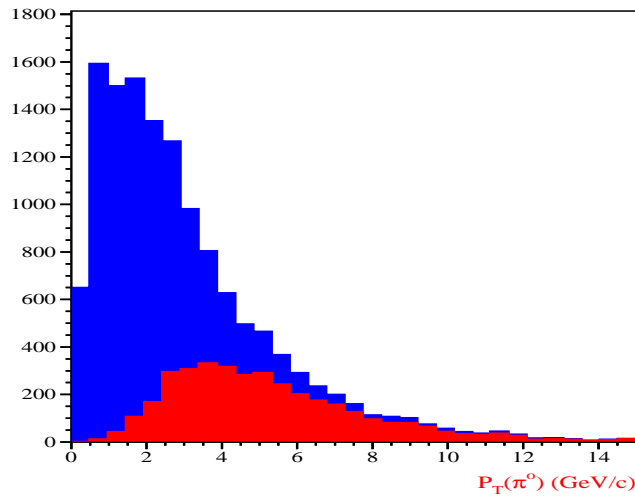


FIG. 5.1: Impulsion transverse des pions neutres reconstituables provenant des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Les contributions des configurations résolues et mélangées correspondent respectivement aux histogrammes bleu (foncé) et rouge (clair).

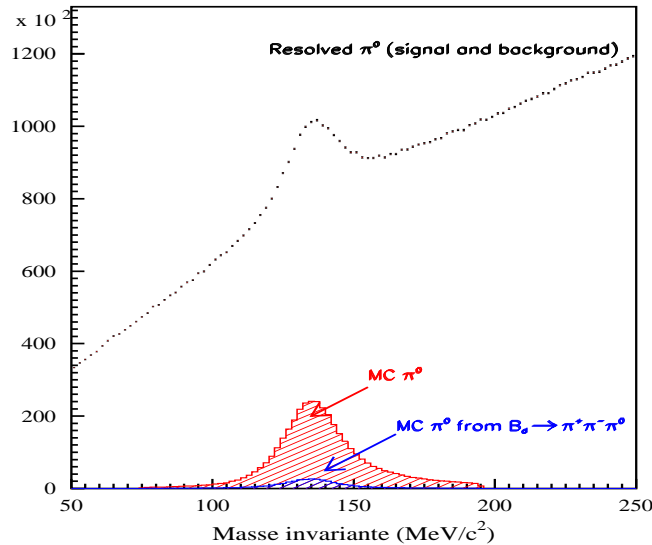


FIG. 5.2: Masse invariante des paires d'amas neutres résultant de l'hypothèse résolue pour des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simulés. Le cas des véritables π^0 est distingué du fond combinatoire.

et les pions neutres résolus sont reconstruits par appariement de ces candidats photons. On obtient ainsi une résolution en masse $\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \simeq 10 \text{ MeV}/c^2$ pour les π^0 provenant du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ comme le montre le diagramme 5.2.

Ces photons sont identifiés par une coupure sur la variable χ_{neutre}^2 telle que $\chi_{neutre}^2 > 4$. Une telle coupure élimine ainsi la majorité des hadrons et des électrons. Par ailleurs, en vue de limiter la composante combinatoire résiduelle on impose :

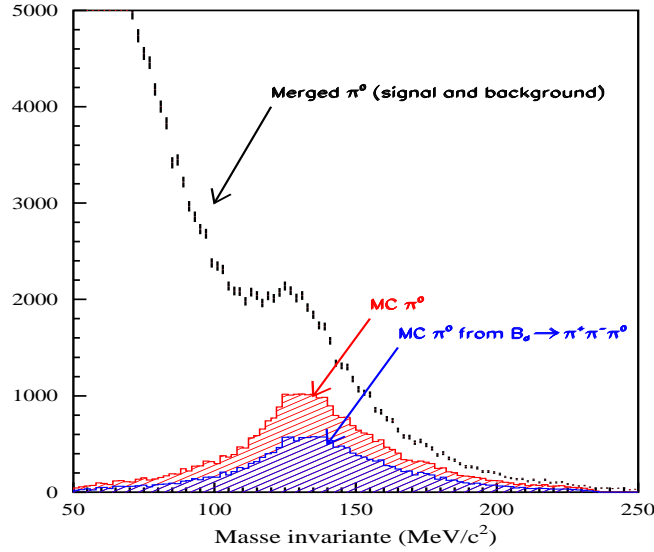


FIG. 5.3: Masse invariante des amas neutres résultant de l'hypothèse mélangée pour des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ simulés. Le cas des véritables π^0 est distingué du fond combinatoire.

- Une impulsion transverse pour chaque candidat photon telle que $P_T^\gamma > 200$ MeV/c.
- Une masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ restreinte à l'intervalle $[105 - 165]$ MeV/c².

Avec ces critères, environ 32.8% des pions neutres provenant des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, et correspondant à des γ d'impulsion transverse supérieure à 200 MeV/c émis dans l'acceptance géométrique du ECAL, sont reconstruits et identifiés comme des π^0 résolus. Une grande part de cette inefficacité apparente provient du poids important de la configuration mélangée dans ce type d'évènements au spectre d'impulsion transverse translaté vers les hautes valeurs moyennes.

5.2.2 Reconstruction et identification des π^0 mélangés

Le développement de cette procédure fut au départ principalement dédié à l'analyse de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et à ses pions neutres énergiques sachant que, depuis peu, son champ d'application s'est étendu à la reconstruction des modes $B \rightarrow \rho\rho$.

La méthode est initiée en scindant chaque amas calorimétrique en deux parties. La détermination des sous-amas virtuels associés aux deux photons résulte d'un partage de l'énergie présente dans la zone de recouvrement des cellules communes. Cette répartition est guidée itérativement par un profil transverse de référence pour les gerbes de photons. La procédure est autocohérente dans son principe et converge vers la détermination des deux barycentres pour chacun des sous-amas, fournissant ainsi la cinématique associée aux deux γ . La résolution en masse résultante est de l'ordre de $\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \simeq 15$ MeV/c² pour

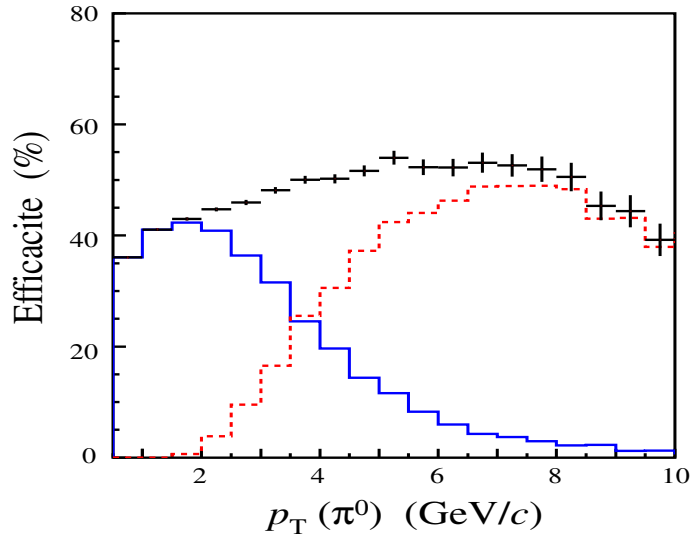


FIG. 5.4: *Efficacité globale de reconstruction et d’identification des pions neutres en fonction de leur impulsion transverse. L’ensemble est associé à la courbe avec barres d’erreur. La distribution de gauche (trait plein) est relative à la configuration résolue et celle de droite (pointillés) représente les π^0 mélangés.*

les π^0 associés aux événements de signal. Le spectre correspondant est présenté sur la figure 5.3.

L’identification de la configuration mélangée tire parti de la haute impulsion transverse correspondante et de la réjection naturelle de la combinatoire provenant de la considération d’amas uniques. Les critères retenus sont au nombre de trois :

- Avant le début des itérations reconstruisant les deux photons mélangés, on applique une coupure sur la neutralité de l’amas considéré telle que $\chi_{neutre}^2 > 1$.
- La masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ résultante doit alors correspondre à l’intervalle [105 – 175] MeV/ c^2 .
- L’énergie du π^0 reconstruit doit être compatible avec la cinématique conduisant à la désintégration en une paire de photons mélangés. Ainsi la distance minimale inter-photons guidée par cette énergie, désignée par $d_{\gamma\gamma}$ au niveau du ECAL et traduisant la séparation angulaire correspondante dans le référentiel associé, ne doit pas dépasser une valeur critique par rapport à la taille d’une cellule R_{cell} . Le critère retenu est défini de telle sorte que :

$$d_{\gamma\gamma} = 2z_{ECAL} \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} < 1.8 R_{cell} \tag{5.6}$$

où z_{ECAL} désigne la position longitudinale du ECAL le long de l’axe du faisceau.

La figure 5.4 présente l’efficacité de reconstruction et d’identification globale des pions neutres, définie par un critère de présence dans l’acceptance géométrique du ECAL pour

des photons d'impulsion transverse supérieure à 200 MeV/c, en fonction de leur impulsion transverse.

A partir de la convolution de cette distribution avec le spectre de la figure 5.1, on obtient une valeur moyenne de 52.8% pour les π^0 issus des évènements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Les contributions respectives sont de 32.8% pour la configuration résolue et de 20% pour le cas mélangé. La perte d'efficacité résiduelle provient essentiellement de la conversion des photons.

Chapitre 6

Stratégie pour l'analyse du canal $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

L'objectif de ce chapitre est l'étude de la faisabilité de la reconstruction de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ dans le contexte du détecteur LHCb. La question de la pertinence de l'analyse se pose en particulier au travers de la présence d'un pion neutre dans l'état final mais aussi de la quantité d'événements qui doivent survivre à une réjection de bruit de fond qu'on attend délicate en vertu du rapport d'embranchement modeste de ce canal¹. Après avoir développé les différentes étapes de la sélection, nous montrons l'intérêt d'une approche multivariable pour ce type d'analyse tout en quantifiant l'impact de cette approche sur le signal.

Sommaire

6.1	Sélection de l'état final $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	71
6.1.1	Constitution des lots de pions	72
6.1.2	Reconstruction et identification des pions chargés	72
6.1.3	Sélection des candidats B_d^0	76
6.1.4	Préselection des candidats B_d^0	77
6.1.5	Sélection finale et analyse multivariable	82
6.2	Performances de la sélection par maximum de vraisemblance	95
6.2.1	Nombre annuel d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	95
6.2.2	Résolutions et acceptances	99
6.2.3	Distorsions induites : fonctions d'acceptances	101
6.2.4	Impact du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif	104
6.2.5	Impact des bruits de fond spécifiques	108

6.1 Sélection de l'état final $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

La reconstruction du canal à trois corps $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ présente la particularité de faire intervenir simultanément des régimes cinématiques individuellement distincts

¹Les dernières mesures fournissent $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)^{mes} = (24.0 \pm 2.5) \times 10^{-6}$ [51].

pour chacun des pions constituant l'état final. Cet effet trouve son extrême dans les coins du corrélogramme de Dalitz car ces zones correspondent au cas où l'un des trois pions est produit quasiment au repos dans le référentiel propre du méson B , ceci de concert avec des compagnons hautement plus énergiques. Cette caractéristique va donc se refléter directement dans la non-uniformité du contexte et, par conséquent, des performances de détection des éléments du triplet $\pi^+ \pi^- \pi^0$. Soulignons qu'une telle particularité a d'ailleurs déjà été pleinement abordée au travers de la considération des deux configurations résolues et mélangées associées aux pions neutres dans le chapitre précédent.

6.1.1 Constitution des lots de pions

La procédure visant à fournir des lots de pions neutres reconstruits et identifiés comme tels a été détaillée dans le paragraphe précédent, nous nous attachons ici à présenter le soin particulier qu'il faut accorder au cas des traces chargées dans l'étape préliminaire de reconstruction et d'identification des objets utilisés pour la sélection.

6.1.2 Reconstruction et identification des pions chargés

La reconstruction des traces chargées, présentée dans le chapitre consacré à la description du détecteur, a mis en lumière deux catégories essentielles pour l'analyse $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$: les traces de type *Long* (L) et de type *Upstream* (U). La présence de deux pions chargés dans l'état final autorise différents modes combinatoires entre ces catégories : LL, LU et UU. Les traces L correspondent aux pions les plus énergiques et 80% des paires $\pi^+ \pi^-$ provenant de $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ sont reconstruites dans l'appariement LL. Les traces U, associées à une faible impulsion, vont essentiellement se retrouver dans les deux coins supérieurs du plan ($s^+ = m_{\pi^+ \pi^0}^2$, $s^- = m_{\pi^- \pi^0}^2$) puisque les extréma cinématiques de ces zones correspondent à l'un des pions émis au repos dans le référentiel propre du méson B . Sachant que le poids des combinaisons UU ne représente que moins de 1% des paires $\pi^+ \pi^-$, seules seront considérées dans l'analyse les combinaisons LL et LU.

L'identification des particules chargées procède via la combinaison des informations provenant des sous-détecteurs RICHs, calorimètres et chambres à muons. Un ensemble d'estimateurs est ainsi construit en se basant sur les différences entre les fonctions de vraisemblance correspondant aux hypothèses respectives électron, muon, kaon et proton et celle correspondant à l'hypothèse pion, cette dernière étant choisie ici comme référence implicite.

$$\Delta LL(X - \pi) = \ln(\mathcal{L}_X) - \ln(\mathcal{L}_\pi) \quad (6.1)$$

où \mathcal{L}_X désigne la fonction de vraisemblance associée à l'hypothèse $X = (e^\pm, \mu^\pm, K^\pm, p)$.

La distribution des quatre estimateurs $\Delta LL(X - \pi)$ issue des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est présentée dans les figures 6.1 et 6.2 pour les pions de signal, de fragmentation et pour la particule $X = (e^\pm, \mu^\pm, K^\pm, p)$ correspondante dans le cas des traces L et U. Remarquons que dans le cas des traces longues, le spectre énergétique des pions issus du signal conduit à une différenciation moindre avec les hypothèses relatives aux traces e^\pm, μ^\pm, K^\pm et proton en comparaison des traces provenant de la fragmentation.

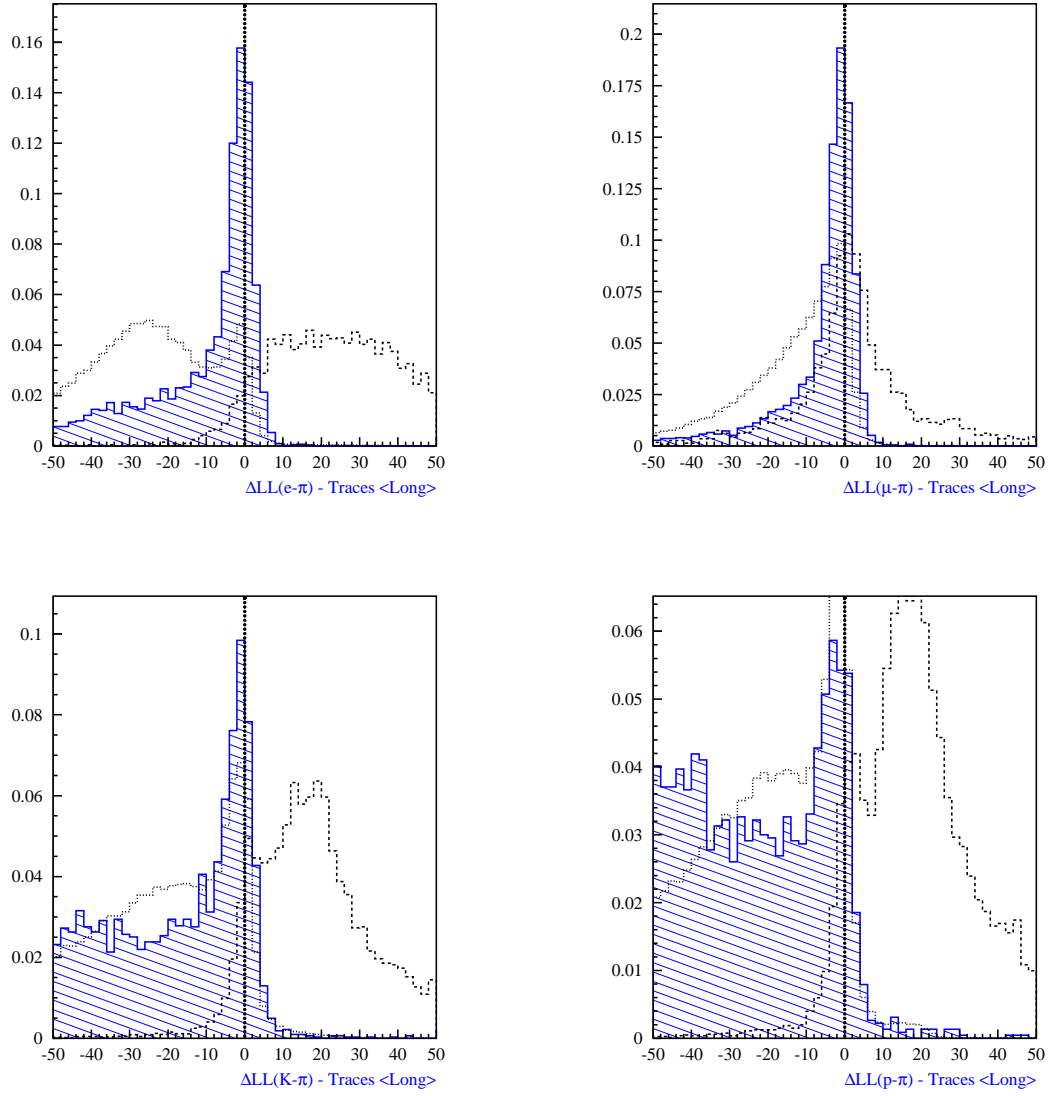


FIG. 6.1: Distributions respectives des estimateurs $\Delta LL_{e\pi}$, $\Delta LL_{\mu\pi}$, $\Delta LL_{K\pi}$, $\Delta LL_{p\pi}$ pour des traces de type long. L'histogramme grisé est relatif aux pions de signal, celui en pointillés fins est associé aux pions issus de la fragmentation et celui en pointillés gras représente la distribution de l'estimateur pour les traces dont l'identité Monte-Carlo est respectivement e^\pm , μ^\pm , K^\pm et p .

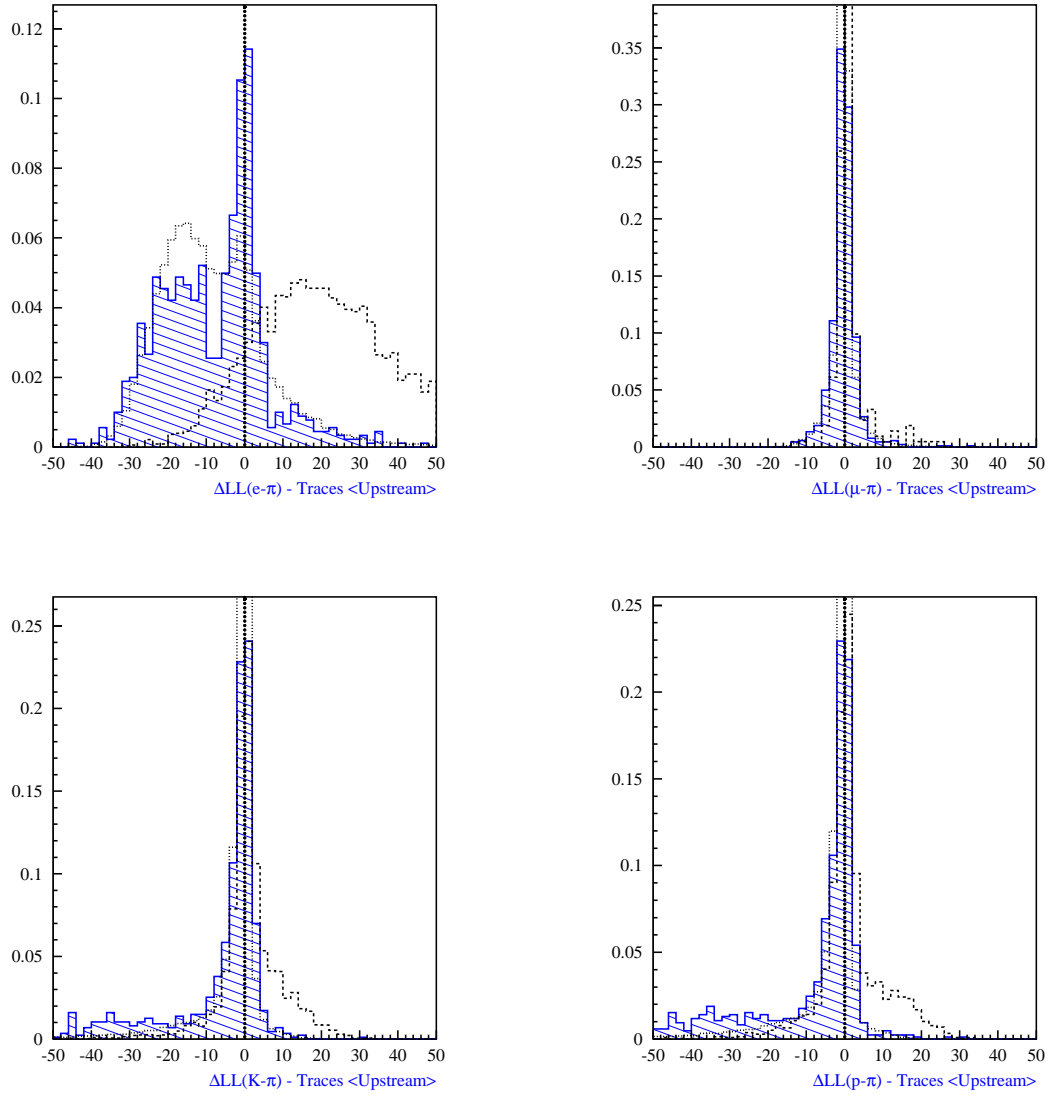


FIG. 6.2: Distributions respectives des estimateurs $\Delta LL_{e\pi}$, $\Delta LL_{\mu\pi}$, $\Delta LL_{K\pi}$, $\Delta LL_{p\pi}$ pour des traces de type *Upstream*. L'histogramme grisé est relatif aux pions de signal, celui en pointillés fins est associé aux pions issus de la fragmentation et celui en pointillés gras représente la distribution de l'estimateur pour les traces dont l'identité Monte-Carlo est respectivement e^\pm , μ^\pm , K^\pm et p .

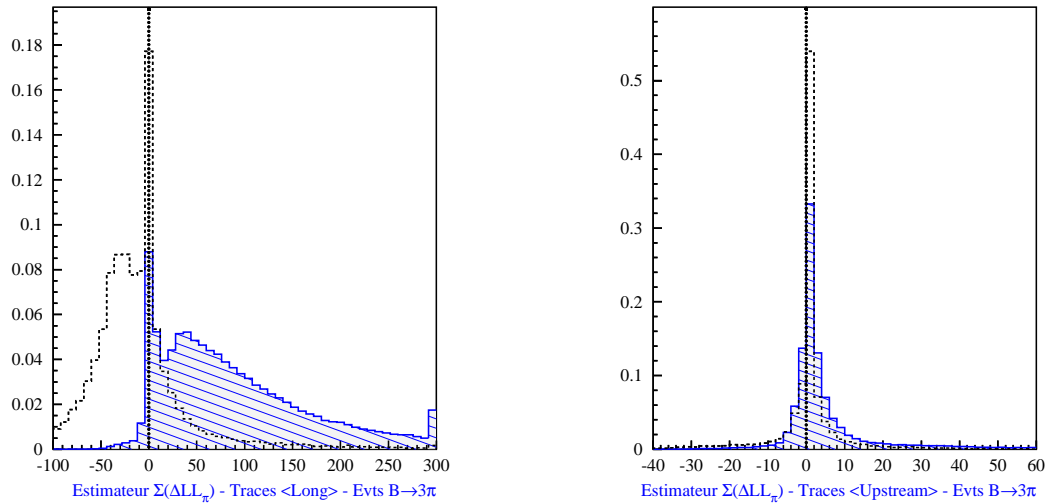


FIG. 6.3: Distribution des estimateurs globaux $\sum \Delta LL_\pi$ dans le cas de traces L (figure de gauche) et U (figure de droite). L'histogramme grisé correspond au cas des véritables pions alors que celui en traits plein est relatif à tout autre type de particules.

La constitution d'un lot de pions chargés pour la sélection $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ résulte de l'optimisation d'une série de procédures dont nous ne présentons ici que la formulation finale [73]. Nous définissons ainsi un estimateur global comme la somme des quatre estimateurs $\Delta LL_{X\pi}$ pondérée par la réponse binaire du détecteur principal associé à l'identification de la trace X et tel que :

$$\sum \Delta LL_\pi = - \sum_{X=e,\mu,K,p} \Delta LL(X - \pi) \mathcal{D}_X \quad (6.2)$$

où $\mathcal{D}_X = 0, 1$ traduit la réponse binaire du détecteur principal pour la trace X .

La philosophie de l'approche consiste à rejeter les composantes où le sous-détecteur n'a pas été en mesure de fournir une information² ($\mathcal{D}_X = 0$). L'association considère les calorimètres pour les électrons, les chambres dédiées pour les muons et les RICHs pour les kaons et les protons. Les distributions utilisées pour constituer le lot de pions sont présentées sur la figure 6.3

L'identification des traces chargées procède ainsi via une coupure sur la variable globale $\sum \Delta LL_\pi$. Cette approche a été adoptée en raison de la haute efficacité associée à la sélection des pions en comparaison d'autres méthodes disponibles. A titre d'illustration, la figure 6.4 présente les efficacités d'identification des traces en fonction de leur impulsion en comparant deux critères correspondant à un même niveau de combinatoire $\pi\pi$ identifiés dans l'événement :

- Une coupure définissant les pions comme les traces telles que $\sum \Delta LL_\pi > 20$.

²A titre d'illustration, la séparation $\mu - \pi$ peut être biaisée par les RICHs, au vu de la proximité des valeurs des masses, si l'information des chambres à muons est absente.

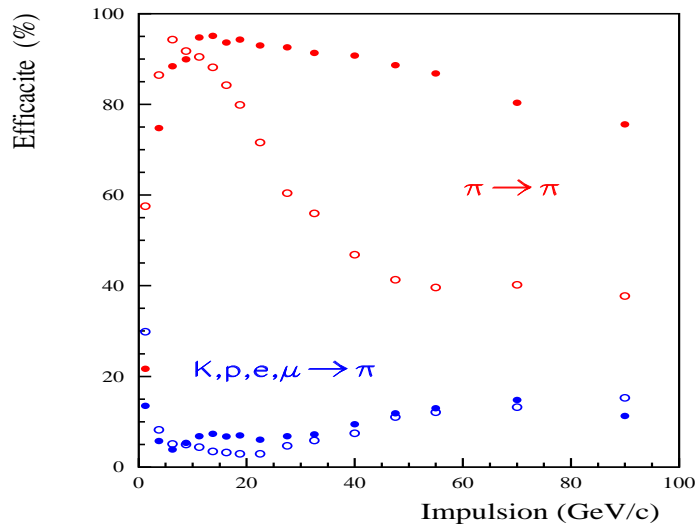


FIG. 6.4: Efficacité d'identification des pions chargés (points rouges supérieurs) et de mauvaises identifications de traces (points bleus inférieurs) toutes catégories de traces confondues. Le critère associé à la coupure sur la variable globale $\sum \Delta LL_\pi > 20$ correspond aux cercles pleins et le critère “Best PiD” aux cercles évidés.

- Le choix de l'identité de la particule selon la valeur la plus élevée parmi les quatre estimateurs individuels $\Delta LL(X - \pi)$ (Procédure “Best PiD”). La trace est alors identifiée en tant que pion si et seulement si : $\Delta LL(X - \pi)^{max} < 0$

Pour les domaines couvrant les hautes impulsions, on constate que l'emploi de la variable globale est le plus efficace tout en conservant un taux de mauvaises identifications comparable. Ainsi, pour des impulsions allant au-delà de 40 GeV/c, l'efficacité d'identification des pions de la procédure “Best PiD” s'effondre pour atteindre un palier de l'ordre de $\simeq 40\%$ alors que l'emploi de l'estimateur global $\sum \Delta LL_\pi$ maintient cette efficacité à un niveau voisin de $\simeq 80\%$ sachant que le taux de mauvaises identifications ne dépasse jamais $\simeq 20\%$. Dans la suite, ce que nous appellerons pions pour la préselection, proviendra de la coupure relâchée $\sum \Delta LL_\pi > 0$.

6.1.3 Sélection des candidats B_d^0

La reconstruction des candidats B_d^0 pour l'analyse Dalitz complète considère un état final à trois corps et doit par conséquent éviter de privilégier un mode $\rho\pi$ particulier.

Le point de départ consiste à rechercher l'ensemble des combinaisons impliquant un π^+ , un π^- et un π^0 reconstruits et identifiés en tant que tels. Comme déjà mentionné, la configuration du signal et du bruit de fond dépend de l'impulsion relative des trois pions et se voit fortement corrélée à la localisation de l'événement dans le plan Dalitz. Nous définissons ainsi deux zones cinématiques distinctes par la limite $m_{\pi^+\pi^0}^2 + m_{\pi^-\pi^0}^2 < 10 \text{ GeV}^2/c^4$ pour la zone basse dite *Lower* et $m_{\pi^+\pi^0}^2 + m_{\pi^-\pi^0}^2 \geq 10 \text{ GeV}^2/c^4$ pour la zone haute dite *Upper*. Dans le domaine *Lower*, le pion neutre est produit quasiment au repos dans le référentiel propre du méson B et par conséquent le signal est principalement

formé de combinaisons $\pi^+\pi^-$ de type *Long-Long* couplées à un π^0 de configuration essentiellement résolue en vertu de la très faible statistique correspondant au cas mélangé dans cette zone et que nous négligeons par la suite. Dans cette région, la difficulté repose sur le rejet de bruit de fond associé aux pions neutres mous issus de la fragmentation. La répartition est plus complexe dans la partie *Upper* puisque les combinaisons de traces chargées *Long-Long* et *Long-Upstream* cohabitent avec des π^0 pouvant être reconstruits en tant qu'amas résolus ou mélangés. Afin d'exploiter au mieux les spécificités du signal sur l'ensemble du plan Dalitz, on introduit alors cinq configurations à chacune desquelles une analyse spécifique est dédiée et qui sont présentées dans le tableau 6.1. La procédure de sélection elle-même est scindée en deux étapes que nous développons successivement dans la suite :

- Une préselection globale, indépendante de la configuration, est appliquée pour rejeter les contributions de bruit de fond les plus triviales et qui sont basées essentiellement sur la combinatoire des traces chargées produites en grand nombre dans un environnement hadronique comme celui des collisions protons-protons. La taille des échantillons d'analyse s'en trouve ainsi significativement réduite pour que les temps de calcul gardent des valeurs réalistes.
- La sélection proprement dite, pour chaque catégorie, qui là encore résulte de l'optimisation de procédures ayant conduit à adopter une approche multivariable pour combattre efficacement le bruit de fond le plus dangereux issu des désintégrations de hadrons beaux.

Localisation dans le corrélogramme de Dalitz	$\pi^+\pi^-$	π^0	Label
Zone <i>Upper</i> $m_{\pi^+\pi^0}^2 + m_{\pi^-\pi^0}^2 \geq 10 \text{ GeV}^2/c^4$	<i>Long-Long</i>	Résolu	LLR-Upper
	<i>Long-Long</i>	Mélangé	LLM-Upper
	<i>Long-Upstream</i>	Résolu	LUR-Upper
	<i>Long-Upstream</i>	Mélangé	LUM-Upper
Zone <i>Lower</i> : $m_{\pi^+\pi^0}^2 + m_{\pi^-\pi^0}^2 < 10 \text{ GeV}^2/c^4$	<i>Long-Long</i>	Résolu	LLR-Lower

TAB. 6.1: Configurations des états finaux $\pi^+\pi^-\pi^0$ considérés dans l'analyse $B \rightarrow 3\pi$. La dernière colonne fournit la syntaxe correspondante utilisée ultérieurement dans la suite de cette thèse.

Comme il a déjà été souligné auparavant, la restriction actuelle de l'étude des classes de bruit de fond aux désintégrations de hadrons beaux (inclusives ou non) est motivée d'une part, par les caractéristiques communes issues du quark beau initial, et, d'autre part par l'ordre de grandeur de $\simeq 24 \times 10^{-6}$ du rapport d'embranchement du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

6.1.4 Préselection des candidats B_d^0

Les critères de préselection peuvent être classifiés en trois catégories, qui constitueront toujours par la suite le socle de l'analyse finale, et dont on rappelle ici les spécificités :

6.1.4.1 Identification des pions

La constitution des lots de pions π^+ , π et π^0 repose sur l'application des coupures suivantes :

- Pions neutres (π^0 résolus) :
 - $m_{\gamma\gamma} \in [105,165] \text{ MeV}/c^2$
 - $\chi_{neutre}^2 > 4$
 - $p_{\perp}^{\gamma} > 200 \text{ MeV}/c$

- Pions neutres (π^0 mélangés) :
 - $m_{\gamma\gamma} \in [105,175] \text{ MeV}/c^2$
 - $\chi_{neutre}^2 > 1$
 - $d_{\gamma\gamma} < 1.8 \times \text{taille unitaire de cellule.}$

- Pions chargés (traces *Long* et *Upstream*) :
 - $\sum \Delta LL_{\pi}(\pi^{\pm}) > 0$
 - Dans l'optique de la réjection des Kaons énergiques présentant une topologie similaire au signal, on adjoint une coupure supplémentaire dans le plan des estimateurs individuels des deux traces chargées telle que $\Delta LL(K - \pi^+) < 0$ et $\Delta LL(K - \pi^-) < 0$. La figure 6.5 présente l'effet comparé d'une telle coupure sur un lot d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et sur des lots d'événements $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\pi^0$ et $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\gamma$ auxquels la coupure $\sum \Delta LL_{\pi}(\pi^{\pm}) > 0$ est conjointement appliquée.

6.1.4.2 Préselection cinématique

La cinématique des hadrons beaux porte en elle les caractéristiques propres de l'évolution du quark b initial. Par rapport à un quark plus léger, ce quark b (ou \bar{b}) voit d'une part un rayonnement gluonique moindre au cours de la phase perturbative qui précède l'hadronisation, et, d'autre part, emporte une fraction d'énergie plus importante au cours du processus de fragmentation qui suit, laissée alors en héritage au méson résultant. Combinées à une plus grande ouverture d'espace de phase, ces considérations conduisent à associer aux produits du B un spectre d'impulsion transverse de valeur moyenne plus élevée que celle relative au cas des saveurs légères, ceci selon la direction portée par le jet correspondant mais aussi selon l'axe du faisceau. Ces spécificités conduisent ainsi à définir des coupures préliminaires sur :

- L'impulsion transverse pour les pions chargés : $P_{\perp}(\pi^{\pm}) > 150 \text{ MeV}/c$.
- L'impulsion transverse pour les pions neutres : $P_{\perp}(\pi^0) > 1.0 \text{ GeV}/c$.
- L'impulsion transverse du candidat B ainsi constitué : $P_{\perp}(B_d^0) > 2 \text{ GeV}/c$.
- La somme des impulsions transverses relatives à l'axe porté par l'impulsion du B : $\sum P_{\perp}^B(\pi) > 1.0 \text{ GeV}/c$.

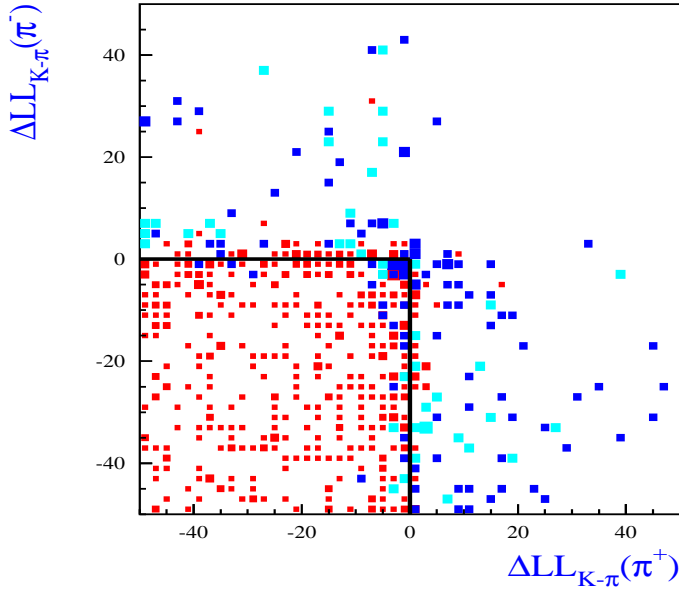


FIG. 6.5: Distribution des estimateurs $\Delta LL(K - \pi^-)$ en fonction de $\Delta LL(K - \pi^+)$. Les événements de signal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ sont représentés en rouge, ceux provenant de $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \pi^0$ en bleu clair et ceux issus de $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \gamma$ en bleu foncé. La coupure bidimensionnelle est appliquée selon les lignes représentées en noir.

Ces grandeurs sont considérées dans le centre de masse de la collision proton-proton. En parallèle, on demande à l'état final à trois pions d'être compatible avec un mode $\rho\pi$. Une telle condition consiste à requérir que la masse invariante de l'une des trois combinaisons $m_{\pi^+\pi^0} = \sqrt{s^+}$, $m_{\pi^-\pi^0} = \sqrt{s^-}$ ou $m_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{s^0}$ soit inférieure à $1.2 \text{ GeV}/c^2$, prescription qui tend à mettre l'accent sur la seule composante $\rho(770)$ pour limiter l'influence des modèles de facteurs de forme. Soulignons qu'il ne s'agit pas de privilégier un état résonant de charge particulière et que cette condition implique de rejeter toute variable directement relative aux distributions angulaires issues de l'hélicité du ρ , en vue de limiter le biais de la procédure de reconstruction sur l'extraction de l'angle α .

L'objectif final étant la sélection de mésons B_d^0 , on ne retient in-fine que l'ensemble des combinaisons de quadrivecteurs de pions qui appartiennent à l'intervalle lâche de masse invariante : $M(\pi^+\pi^-\pi^0) = \sqrt{(\sum_{i=1,3} E_i^2 - \sum_{i=1,3} \vec{P}_i^2)} \in 5279 \pm 1000 \text{ MeV}/c^2$. Par la suite, nous considérerons dans la sélection proprement dite une coupure plus stricte associée à trois déviations standards $\pm 3\sigma$ déduites de l'ajustement du spectre en masse invariante.

6.1.4.3 Etiquetage relatif à la saveur belle

Les temps de vie élevés caractéristiques des hadrons beaux conduisent à l'existence de vertex secondaires de désintégration déplacés par rapport au vertex primaire (dit de production). Trois points sont de la plus haute importance pour la détection :

- L'accès aux coordonnées spatiales \vec{R}_V du vertex primaire V d'où est originaire le méson B considéré.
- L'accès aux coordonnées spatiales \vec{R}_{V_B} du vertex de désintégration correspondant V_B .
- La détermination de paramètres d'impact (IP) définis comme la distance minimale d'approche d'une trace extrapolée par rapport au point de production du quark b . Une valeur moyenne élevée signe une longueur de vol marquée sachant que le paramètre d'impact est peu sensible à l'énergie de la particule et donc, en première approximation, au mécanisme de fragmentation du quark b .

Dans tous les cas, les résolutions associées, qui dépendent elles-mêmes de la cinématique, guident la pertinence des informations fournies et une exploitation optimale se base sur la signification des paramètres d'impact. Il faut également tenir compte du fait qu'environ 30% des événements présentent plusieurs vertex primaires reconstruits candidats au titre d'origine du méson B comme le montre la figure 6.6.

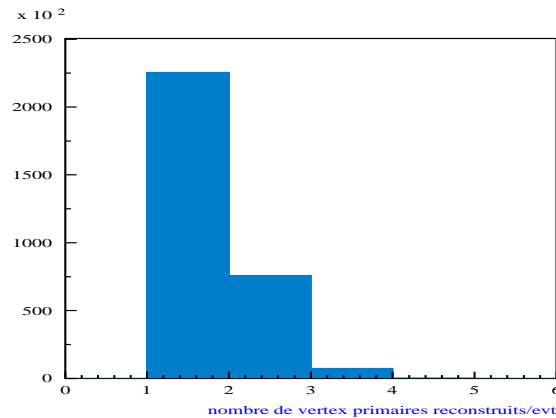


FIG. 6.6: Nombre de vertex primaires reconstruits par événement.

Nous définissons le vertex secondaire V_B à partir de la combinaison géométrique des deux traces chargées conduisant à l'ajustement de la position spatiale sans contrainte de masse. Les coordonnées \vec{R}_{V_B} résultant de la procédure de minimisation sont soumises au critère de qualité : $\chi^2_{vertex} < 5$.

Pour chaque événement, nous retenons comme vertex de production, celui qui minimise l'angle θ entre la direction définie par le vecteur $\vec{L} = \vec{R}_{V_B} - \vec{R}_V$ et \vec{P}_B la partie spatiale du quadrivecteur du candidat B formé à partir des trois pions considérés. Ce principe est illustré sur la figure 6.7

Par ailleurs, dans l'optique de s'affranchir du bruit de fond combinatoire mêlant traces originaires des différents vertex primaires, on impose une condition sur la valeur minimale de la signification des paramètres d'impact des traces chargées par rapport à n'importe quel vertex reconstruit comme primaire et telle que :

$$\left(\frac{IP(\pi^\pm)}{\sigma} \right) > 2.0$$

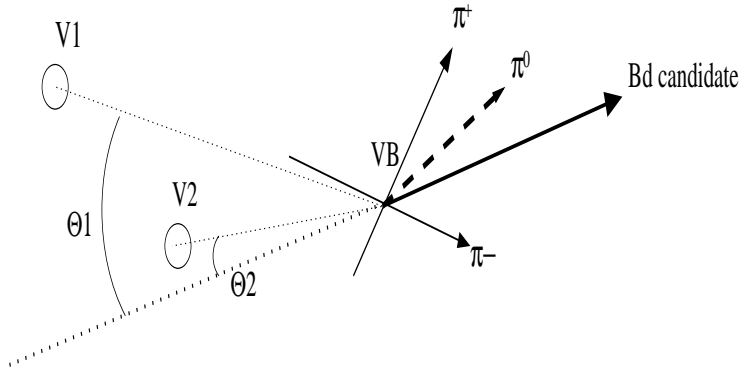


FIG. 6.7: Procédure de choix du vertex primaire, dans le cas où plusieurs V_i sont reconstruits, définie à partir de la minimisation de l'angle θ auquel on applique le critère $\theta(\vec{P}_B, \vec{L}) < 20$ mrad.

Nous prenons le parti de ne négliger aucune contribution de signal tant que la configuration n'induit pas une reconstruction trop délicate. Pour cette raison, nous considérerons dans la suite les combinaisons à trois pions appartenant aux catégories LUM-Upper et LUR-Upper uniquement dans le cadre des événements à un seul vertex primaire reconstruit, eut égard aux grandes erreurs attachées à la reconstruction des traces molles.

Une fois les deux vertex définis, nous sommes à présent en mesure de tirer profit des valeurs moyennes élevées associées aux temps de vol de B . Nous appliquons alors une série de critères dédiés :

- L'angle $\theta(\vec{P}_B, \vec{L})$, défini précédemment dans le choix du point de production, est de nouveau considéré via la coupure : $\theta(\vec{P}_B, \vec{L}) < 20$ mrad demandant l'alignement de l'impulsion reconstruite sur la direction de vol associée.
- Le vertex $\pi^+\pi^-$ est supposé être déplacé par rapport au point de production. On définit $\Delta Z_{vertex} = \vec{e}_Z \cdot (\vec{R}_{V_B} - \vec{R}_V)$, et l'on requiert $\Delta Z_{vertex} > 0.5$ mm.
- La constitution d'un vertex suppose la proximité spatiale des traces impliquées. On définit ainsi d_{3D} la distance (signée) spatiale entre les droites portées respectivement par l'impulsion du candidat B reconstruit et celle de l'un des deux pions chargés. Il est nécessaire de disposer de la coordonnée d'un point particulier en plus des vecteurs directeurs $\vec{e}_B = \frac{\vec{P}_B}{|\vec{P}_B|}$ et $\vec{e}_{\pi^\pm} = \frac{\vec{P}_{\pi^\pm}}{|\vec{P}_{\pi^\pm}|}$. On choisit le vertex primaire pour \vec{P}_B et le point où \vec{P}_{π^\pm} est elle-même évaluée à la coordonnée \vec{R}_{π^\pm} , ce qui conduit à :

$$d_{3D} = \frac{\det[(\vec{R}_{\pi^\pm} - \vec{R}_V), \vec{e}_B, \vec{e}_{\pi^\pm}]}{|\vec{e}_B \wedge \vec{e}_{\pi^\pm}|}$$

En raison de la disparité des spectres cinématiques présents dans l'état final à trois corps, nous distinguerons par la suite les deux traces π^+, π^- non plus au niveau de leur charge électrique mais en fonction de la hiérarchie de leur impulsion. On a ainsi $(\pi^+, \pi^-) \rightarrow (\pi^{max}, \pi^{min})$. Au niveau de la présélection le traitement demeure toutefois symétrique et l'on rejette les traces qui ne satisfont pas au critère :

$$d_{3D}(\pi^{max}, \pi^{min}) < 200 \mu m$$

6.1.4.4 Impact de la présélection sur le signal

Pour quantifier l'efficacité de la procédure de présélection globale sur les événements de signal, le tableau 6.2 détaille l'effet obtenu sur chacune des catégories de combinaisons à partir d'une application sur 305000 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Configuration	Statistique de signal Monte-Carlo (fraction du total)
LLR-Upper	2800 (35%)
LLM-Upper	3500 (43%)
LUR-Upper	450 (5.5%)
LUM-Upper	450 (5.5%)
LLR-Lower	900 (11%)
Total	8100

TAB. 6.2: Nombre de combinaisons de signal présélectionnées à partir d'un échantillon de 305000 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Concernant l'échantillon de 10^6 désintégrations $b\bar{b}$ inclusives de B, la présélection réduit le nombre d'événements correspondant d'un facteur 100 environ.

A ce stade, il convient de souligner que les échantillons de signal sont simulés de telle sorte que, parmi les deux hadrons issus de la paire $b\bar{b}$, celui correspondant à la désintégration d'intérêt soit généré dans une ouverture angulaire de 400 mrad autour de l'axe du faisceau. Dans le cas des événements inclusifs $b\bar{b}$, la condition appliquée consiste à ce qu'au moins l'un des deux hadrons soit produit dans cette même acceptation géométrique. Un facteur correctif ϵ_{Θ} doit donc être appliqué afin de renormaliser le taux d'événements à une acceptation de 4π et ce en vue d'estimer toute efficacité réelle. Ce facteur vaut $\epsilon_{\Theta}^{sig} = 34.71\%$ pour les événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $\epsilon_{\Theta}^{b\bar{b}} = 43.21\%$ pour le bruit $b\bar{b}$. La dissymétrie dans ces valeurs traduit celle qui existe au niveau de la génération des configurations d'acceptance.

Appliquée sur l'ensemble du corrélogramme de Dalitz, la présélection des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ conduit ainsi à une efficacité $\epsilon_{presel} \simeq 1.0\%$. Cette valeur inclut aussi bien les effets liés à la reconstruction et à l'identification des pions que ceux provenant de l'acceptance du détecteur. La partie haute du plan Dalitz est telle que $\epsilon_{presel}^{UPPER} = 1.6\%$, alors que l'effet est plus sévère dans la partie basse avec $\epsilon_{presel}^{LOWER} = 0.2\%$, conséquence de la coupure $P_{\perp}(\pi^0) > 1.0$ GeV/c appliquée aux pions neutres.

A l'issue de la présélection, la limitation du bruit de fond aux topologies les plus délicates à combattre laisse ce dernier à un niveau élevé comparé aux événements de signal, déjà eux-mêmes bien entamés par la procédure, sans oublier, par ailleurs, que l'on traite d'un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-5} . Une telle caractéristique nous conduit à envisager l'emploi d'une méthode multivariable pour réaliser la sélection finale qui est décrite dans le paragraphe suivant.

6.1.5 Sélection finale et analyse multivariable

Le problème présenté ici est binaire puisqu'il considère deux classes d'événements, à savoir signal et bruit de fond, qu'il s'agit de séparer au mieux. Une procédure reposant sur l'application de coupures séquentielles laisse sur le bord du chemin les informations

associées à la forme des distributions et à leurs corrélations, conduisant de-facto à limiter les performances d'extraction des événements de signal. Nous avons donc dans un premier temps envisagé deux types de procédures multivariées pour traiter de la sélection finale : une méthode de maximum de vraisemblance (Probability Density Function (PDF)) et une méthode basée sur un réseau de neurones de type perceptron multicouches. Les deux approches tirent profit des distributions d'événements dans l'espace des variables et, dans le cadre de corrélations correspondantes marquées, l'emploi du réseau de neurones conduit, en théorie, aux meilleures performances de par son principe exploitant de telles corrélations. Dans les faits, nous travaillons sur des événements simulés avec une statistique disponible modeste. A l'issue de la présélection, nous disposons d'une quantité d'événements de bruit de fond "nocifs" (de topologie très similaire à celle de signal) trop faible pour pouvoir conduire à une phase d'apprentissage correcte. Une étude préliminaire que nous avons réalisée conduit ainsi à des performances au mieux équivalentes à celle de la méthode de maximum de vraisemblance. Pour cette raison nous avons bâti l'analyse en considérant une PDF tout en gardant à l'esprit que nous sommes en phase d'étude de faisabilité et que le développement ultérieur de la statistique disponible pourra exploiter le bénéfice des informations fournies par un réseau de neurones.

6.1.5.1 Analyse par maximum de vraisemblance

Soit \vec{x} , repérant la position d'un événement dans l'espace ϵ_N des N variables discriminantes. Si $S(\vec{x})$ et $B(\vec{x})$ désignent les densités de probabilité *a priori* respectivement pour les classes signal et bruit de fond supposées connues, on peut alors définir la variable $X_{PDF}(\vec{x})$ comme :

$$X_{PDF}(\vec{x}) = \frac{S(\vec{x})}{S(\vec{x}) + B(\vec{x})} \quad (6.3)$$

La distribution de $X_{PDF}(\vec{x})$, comprise entre 0 et 1, permet une séparation optimale entre les deux classes précitées. En effet, la sélection repose sur une coupure basée sur la variable $X_{PDF}(\vec{x})$ définissant ainsi un domaine Ω dans ϵ_N et l'on montre que l'efficacité au bruit de fond $\int_{\Omega} B(\vec{x})d\vec{x}$ est alors minimale [62] comparée à celle issue d'une procédure conduisant à un domaine distinct Ω' de ϵ_N laissant l'efficacité au signal invariante telle que $\int_{\Omega} S(\vec{x})d\vec{x} = \int_{\Omega'} S(\vec{x})d\vec{x}$. Du point de vue pratique, il faut déterminer les densités de probabilité $S(\vec{x})$ et $B(\vec{x})$ à N dimensions. La difficulté technique de l'opération, bien souvent rédhibitoire, conduit à adopter un compromis qui s'éloigne du caractère optimal initial en supposant de fait les variables non corrélées, mais cette hypothèse permet ainsi d'obtenir une expression pour les densités de probabilité construites sous la forme de produits individuels à partir des distributions issues de la simulation complète et tels que :

$$\begin{aligned} S(\vec{x}) &= \prod_{i=1}^N s_i(x_i) \\ B(\vec{x}) &= \prod_{i=1}^N b_i(x_i) \end{aligned} \quad (6.4)$$

où $s_i(x_i)$ et $b_i(x_i)$ désignent les profils individuels des N variables discriminantes. Il est important de noter qu'une variable potentiellement inessentielle ne dégrade pas l'information issue des autres variables.

6.1.5.2 Choix des variables discriminantes

Au cours du développement de l'analyse, il est apparu qu'un grand nombre d'événements $b\bar{b}$ à topologie similaire au signal trouvaient leur origine dans des désintégrations de mésons beaux à hautes multiplicités en traces, engendrant ainsi un nombre élevé de candidats combinatoires présentant toutes les caractéristiques d'une désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Pour combattre ces configurations, notre optique est de renforcer l'isolation du vertex $\pi^+\pi^-$ en introduisant trois variables dédiées dans la sélection en addition de celles introduites au cours de la présélection :

- Nous définissons la variable globale (associée à chaque événement) $N^{IP/\sigma > 3}$ comme la multiplicité en traces chargées dont la signification du paramètre d'impact par rapport à tout vertex primaire reconstruit présente une valeur supérieure à trois. La distribution obtenue est représentée sur la figure 6.8.

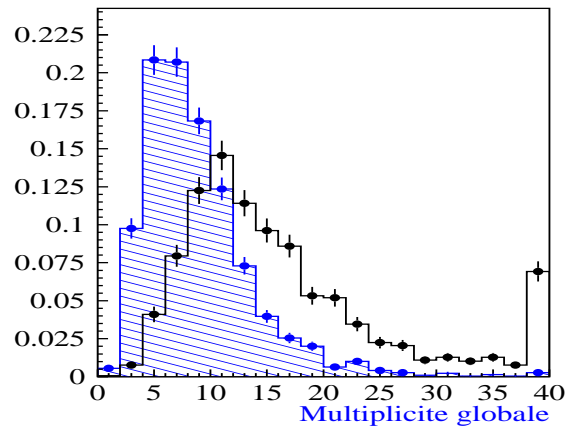


FIG. 6.8: Variable de multiplicité globale en trace chargées telles que $IP/\sigma > 3$ par rapport à tout vertex primaire reconstruit. Le signal est représenté par l'histogramme coloré, l'autre histogramme est relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs et la dernière cellule tient compte de toutes les contributions hors échelle.

- Pour quantifier l'isolation spatiale du vertex $\pi^+\pi^-$, nous recherchons parmi toute les traces³ telles que $IP/\sigma > 3$ par rapport à tout vertex primaire reconstruit, celle qui minimise la distance spatiale L entre la direction portée par l'impulsion associée et le point ajusté du vertex $\pi^+\pi^-$. Nous désignons ainsi par L_{min} la valeur correspondant à cette distance minimale qui peut être vue comme un paramètre d'impact par rapport au vertex secondaire V_B et s'exprime en fonction des grandeurs définies

³En excluant les deux traces utilisées dans l'ajustement du vertex $\pi^+\pi^-$.

au paragraphe précédent comme : $L_{min} = \text{Min}(\frac{|\vec{R}_{\pi^\pm} - \vec{R}_V \wedge \vec{P}_{\pi^\pm}|}{|\vec{P}_{\pi^\pm}|})$. Le pouvoir discriminant de la variable L_{min} est illustré sur la figure 6.9.

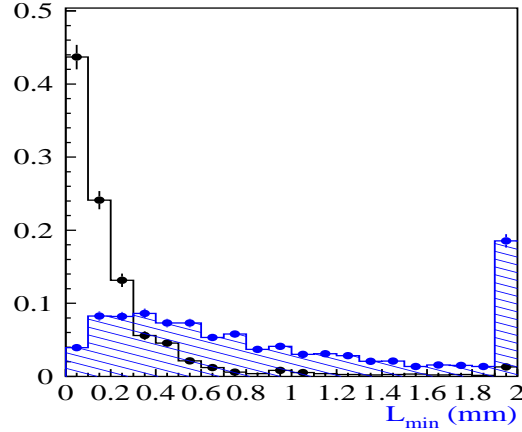


FIG. 6.9: Distribution de la variable L_{min} correspondant au plus petit paramètre d'impact par rapport au vertex $\pi^+\pi^-$ choisi parmi les traces incompatibles avec tout vertex primaire ($IP/\sigma > 3$). Le signal est représenté par l'histogramme coloré, l'autre histogramme est relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs et la dernière cellule tient compte de toutes les contributions hors échelle.

- A partir de la procédure précédente, nous définissons une multiplicité locale $N_{d < 100 \mu m}^{IP/\sigma > 3}$. Pour chaque vertex $\pi^+\pi^-$ nous recensons le nombre de traces satisfaisant au critère de signficance $IP/\sigma > 3$ par rapport à tout vertex primaire et qui sont compatibles avec la condition $L < 100 \mu m$. A partir de la distribution présentée sur la figure 6.10, on constate que 95% des événements de signal présélectionnés sont exempts de traces dans le voisinage ainsi défini contre seulement 55% pour le bruit $b\bar{b}$.

La réjection du bruit de fond repose sur la variable combinée X_{PDF} construite à partir des distributions des 19 variables suivantes :

- Impulsions transverses : $V(1) = P_\perp(\pi^{max})$, $V(2) = P_\perp(\pi^{min})$, $V(3) = P_\perp(\pi^0)$, $V(4) = P_\perp(B_d^0)$, $V(5) = \sum P_\perp^B(\pi)$
- Masse des pions neutres : $V(6) = m_{\pi^0}$
- Variables d'identification : $V(7) = \sum \Delta LL_\pi(\pi^{max})$, $V(8) = \sum \Delta LL_\pi(\pi^{min})$
- Paramètres d'impact : $V(9) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{max})$, $V(10) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{min})$
- Variables de qualité de vertex : $V(11) = \chi_{vtx}^2$, $V(12) = d_{3D}(\pi^{max})$, $V(13) = d_{3D}(\pi^{min})$, $V(14) = \Delta Z_{vtx}$, $V(15) = \frac{L_{vtx}}{\sigma_L}$, $V(16) = \theta(\vec{P}_B, \vec{L})$

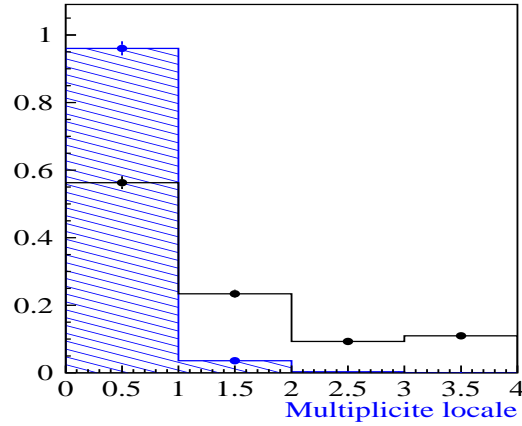


FIG. 6.10: *Multiplicité locale en traces chargées telles que $IP/\sigma > 3$ et $L < 100\mu m$. Le signal est représenté par l'histogramme coloré, l'autre histogramme est relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs et la première cellule correspond à la valeur nulle.*

- Variables d'isolation de vertex : $V(17) = L_{min}$, $V(18) = N^{IP/\sigma > 3}$, $V(19) = N_{d < 100\mu m}^{IP/\sigma > 3}$

où l'on rappelle que la désignation $\pi^{max/min}$ classe les deux pions chargés en fonction de leur impulsion. L'ensemble des figures 6.11, 6.12 et 6.13 illustrent les distributions individuelles des variables $V(1 - 19)$ dans le cas de la configuration LLM-Upper (la résolution sur m_{π^0} y est la plus défavorable). Les deux classes de référence utilisent respectivement des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $b\bar{b}$ inclusifs.

6.1.5.3 Corrélations des variables et pouvoir discriminant

Nous avons précédemment mentionné que, dans le contexte statistique actuel, l'emploi d'un réseau de neurones s'avère inefficace pour améliorer les performances de la sélection. Pour toute information relative aux concepts connexes, le lecteur pourra se reporter à la référence [52]. Il est néanmoins possible de tirer profit de cette approche pour extraire un certain nombre d'informations sur les variables individuelles utilisées dans la construction de la fonction de vraisemblance dans l'idée d'une optimisation ultérieure lorsque les véritables données seront là.

Nous avons considéré un perceptron multicouches dans lequel les neurones de la couche d'entrée sont associés aux variables définissant la catégorie à classer. L'optimisation du choix de l'architecture a conduit à adopter la structure $20 - 20 - 10 - 1$ où la vingtième variable introduite est la masse du méson B candidat. Le neurone j de la couche $k > 1$ est connecté au i^{eme} neurone de la couche qui le précède par un poids $W_{ij}^{k-1 \rightarrow k}$ et la réponse du neurone k , O_j^k est une fonction non linéaire de la réponse I_j^k de l'ensemble des neurones de la couche $k - 1$ telle que :

$$I_j^k = \sum_i W_{ij}^{k-1 \rightarrow k} O_i^{k-1} \quad (6.5)$$

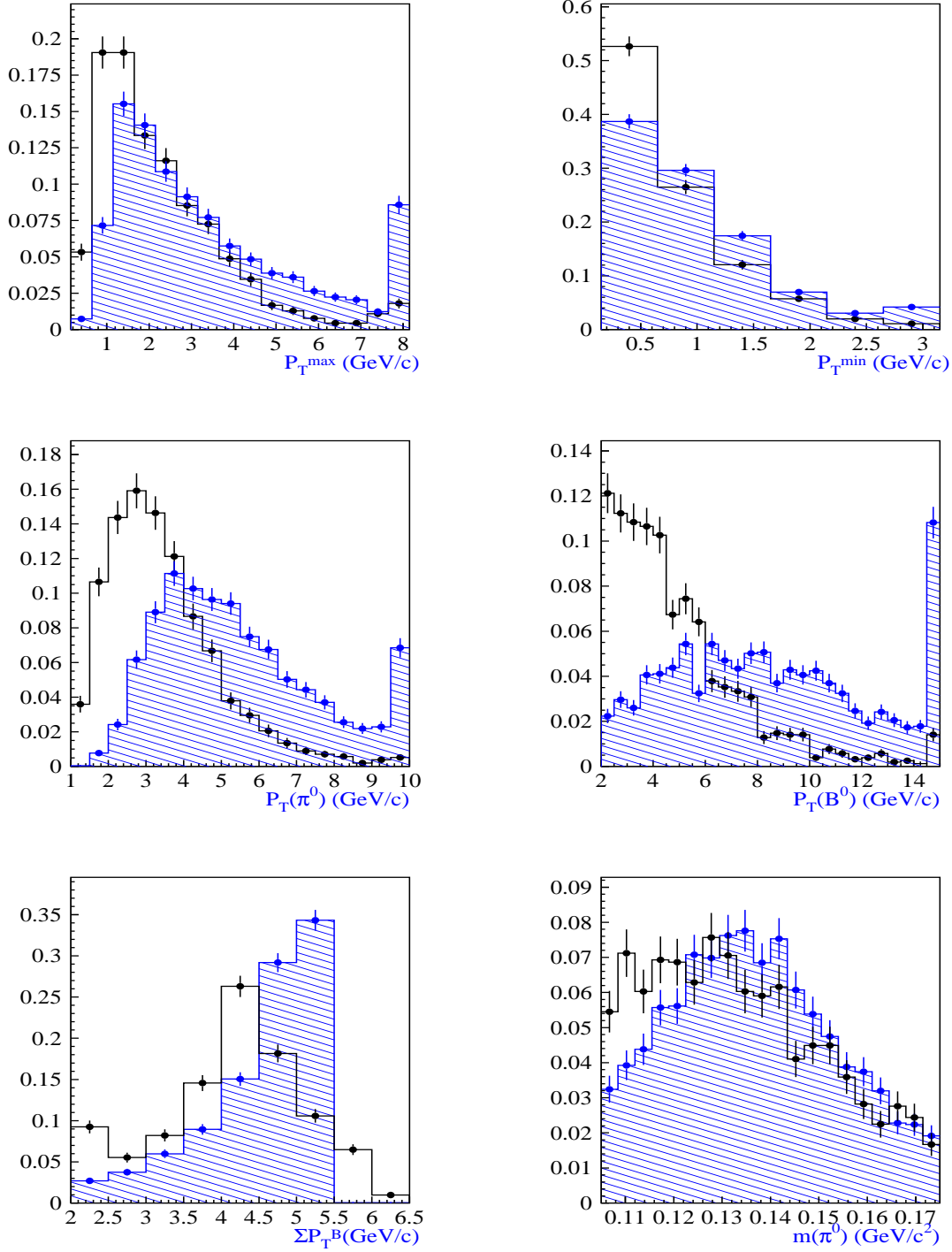


FIG. 6.11: Distributions des variables $V(1) = P_{\perp}(\pi^{max})$, $V(2) = P_{\perp}(\pi^{min})$, $V(3) = P_{\perp}(\pi^0)$, $V(4) = P_{\perp}(B_d^0)$, $V(5) = \sum P_{\perp}^{B^0}(\pi)$, $V(6) = m_{\pi^0}$ pour la configuration LLM-Upper. La contribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est représentée par l'histogramme plein, l'autre histogramme étant relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs. Les deux distributions sont normalisées à la même surface.

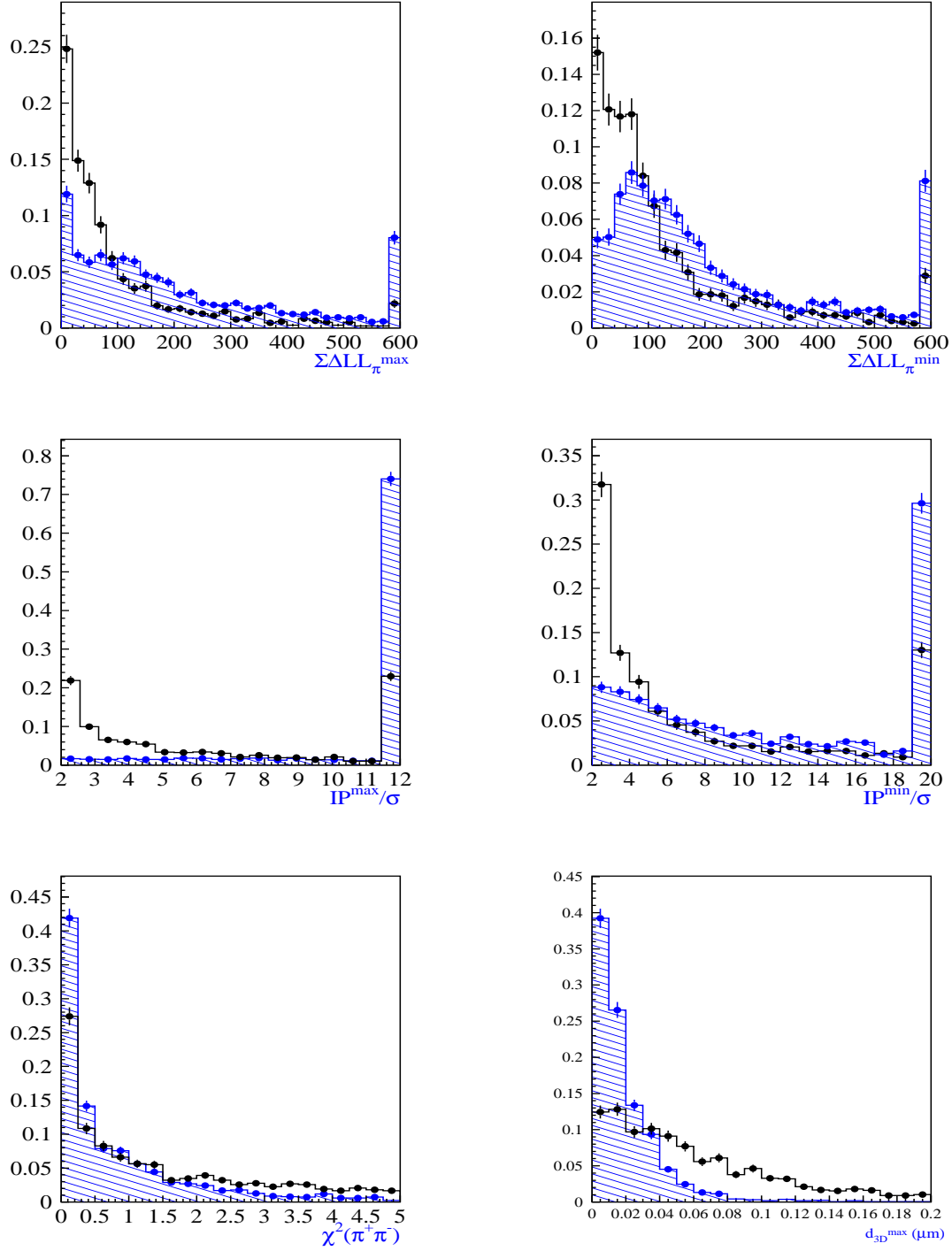


FIG. 6.12: Distributions des variables $V(7) = \sum \Delta LL_\pi(\pi^{max})$, $V(8) = \sum \Delta LL_\pi(\pi^{min})$, $V(9) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{max})$, $V(10) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{min})$, $V(11) = \chi^2_{vtx}$, $V(12) = d_{3D}(\pi^{max})$ pour la configuration LLM-Upper. La contribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est représentée par l'histogramme plein, l'autre histogramme étant relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs. Les deux distributions sont normalisées à la même surface.

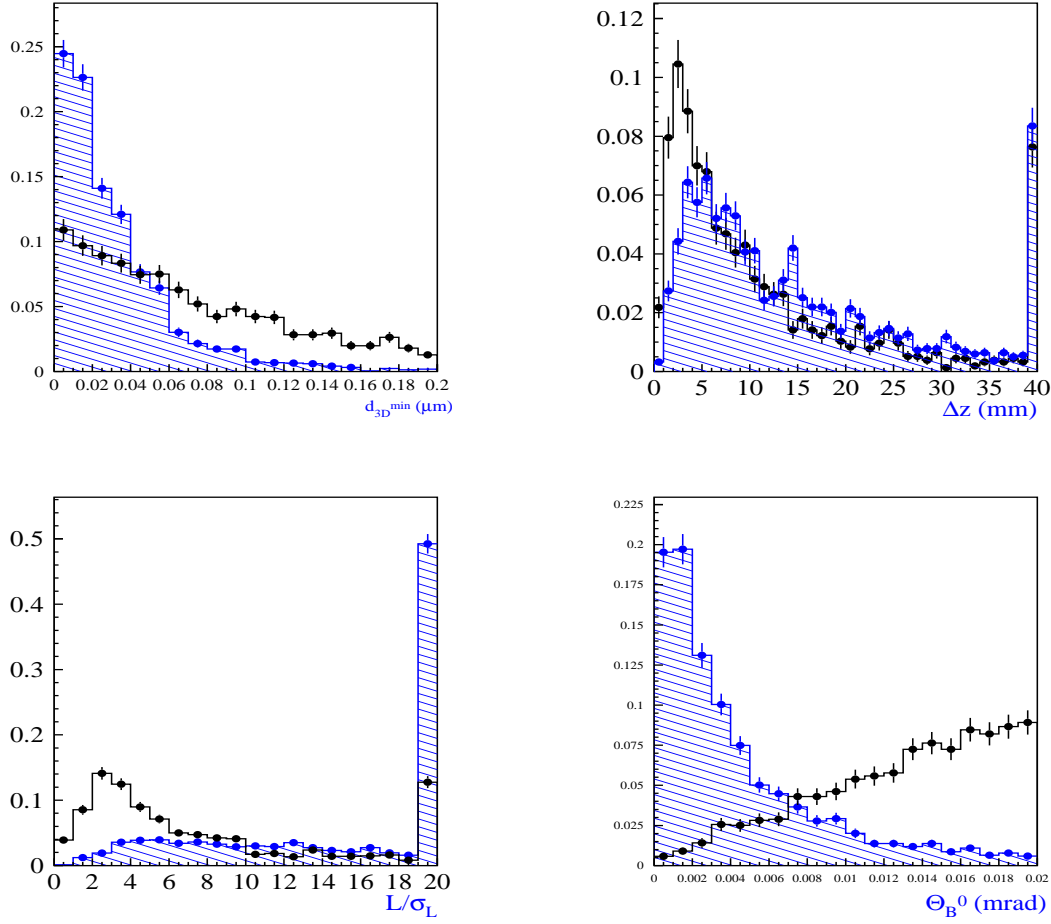


FIG. 6.13: Distributions des variables $V(13) = d_{3D}(\pi^{min})$, $V(14) = \Delta Z_{vtx}$, $V(15) = \frac{L_{vtx}}{\sigma_L}$, $V(16) = \theta(\vec{P}_B, \vec{L})$ pour la configuration LLM-Upper. La contribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est représentée par l'histogramme plein, l'autre histogramme étant relatif aux événements $b\bar{b}$ inclusifs. Les deux distributions sont normalisées à la même surface.

De par sa construction, un réseau de neurones traite des corrélations inter-variables conjointement à une autre propriété intéressante qui réside dans la possibilité d'évaluer le pouvoir discriminant des distributions utilisées à partir du calcul des parts d'inertie S_i associées aux variables $V(i)$. Chacune de ces parts d'inertie étant définie comme l'estimateur :

$$S_i = \frac{\sum_i \sum_j W_{ij}^{1 \rightarrow 2}}{\sum_i W_{ij}^{1 \rightarrow 2}} \quad (6.6)$$

où les poids $W_{ij}^{1 \rightarrow 2}$ relient les variables d'entrées $V(i)$ au j -*eme* neurone de la première couche cachée. L'information est certes partielle, car elle ne tient pas compte du comportement complet au travers des couches successives, et nécessite de plus un apprentissage complet, mais l'avantage repose sur le fait de pouvoir traiter les corrélations et de ne pas être pas limité à un certain type de discrimination au contraire d'un test de Fisher.

Le tableau 6.3 recense les valeurs des parts d'inertie évaluées pour les différentes configurations cinématiques présentes dans le corrélogramme de Dalitz, et ce, pour chacune des variables considérées dans la sélection. Le réseau de neurones employé est basé sur un apprentissage utilisant deux lots d'événements, respectivement constitués selon les classes d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ et de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif, résultant de la préselection. A chaque zone du corrélogramme de Dalitz est dédié un réseau spécifique, de même que les cas des π^0 résolus et mélangés sont traités séparément. La taille retenue pour les lots d'apprentissage, limitée par les contraintes de statistique disponible, est de 1700 événements pour la catégorie LLM-Upper, 2000 pour la catégorie LLR-Upper et 700 pour la catégorie LLR-Lower.

Dans le cas de la partie haute du corrélogramme de Dalitz, l'on constate une nette prédominance du rôle de la multiplicité globale en traces de significances de paramètre d'impact supérieures à trois. Dans l'état, et sachant qu'une telle variable est hautement sensible aux incertitudes de modélisation QCD, les déviations systématiques associées devront par conséquent être strictement contrôlées. Environ 15% de l'information utilisée par le réseau est contenue dans deux des variables cinématiques faisant intervenir le pion neutre ($P_{\perp}(\pi^0)$ et $P_{\perp}(B_d^0)$) et l'on observe conjointement un impact plus prononcé de la cinématique des traces chargées pour la catégorie relative aux π^0 résolus.

La partie basse fait intervenir la masse invariante $M(B_d^0)$ au premier plan mais la multiplicité globale en traces de significances de paramètre d'impact supérieures à trois reste d'importance majeure. La cinématique des pions neutres conserve un rôle non négligeable dans le pouvoir discriminant du réseau.

Soulignons que ces conclusions ne sont pas directement transposables à la variable de maximum de vraisemblance dédiée à l'analyse finale menée dans cette thèse mais qu'elles constituent une étape préliminaire à tout développement ultérieur visant à l'emploi d'un réseau neuronal. Il est par contre possible d'estimer directement les corrélations inter-variables utilisées dans la sélection et la matrice éponyme peut être déduite de la réponse du réseau. Le tableau 6.12 illustre les coefficients relatifs à la configuration LLM-Upper. Nous occultons, à ce niveau de prospective, les effets fins liés à une distinction entre signal et bruit de fond et le calcul est réalisé en considérant indistinctement les deux classes⁴.

⁴En considérant d'autre-part que la procédure de préselection tend à isoler des événements aux propriétés très similaires.

Variable $V(i)$	$S(i)$ (%) LLM-Upper	$S(i)$ (%) LLR-Upper	$S(i)$ (%) LLR-Lower.
$V(1) = P_{\perp}(\pi^{max})$	3.2	3.6	4.0
$V(2) = P_{\perp}(\pi^{min})$	2.5	6.8	3.2
$V(3) = P_{\perp}(\pi^0)$	8.3	7.3	4.7
$V(4) = P_{\perp}(B_d^0)$	8.3	7.4	5.2
$V(5) = \sum P_{\perp}^{B^0}(\pi)$	3.9	8.4	4.0
$V(6) = m_{\pi^0}$	2.7	3.0	3.0
$V(7) = \sum \Delta LL(\pi^{max})$	5.6	4.5	3.7
$V(8) = \sum \Delta LL(\pi^{min})$	3.8	3.9	3.9
$V(9) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{max})$	8.7	4.3	4.3
$V(10) = \frac{IP}{\sigma}(\pi^{min})$	3.0	3.5	3.0
$V(11) = \chi_{vtx}^2$	3.3	2.7	3.1
$V(12) = d_{3D}(\pi^{max})$	4.9	7.0	5.7
$V(13) = d_{3D}(\pi^{min})$	3.1	2.8	7.8
$V(14) = \Delta z$	4.7	4.1	3.3
$V(15) = \frac{L}{\sigma_L}$	3.7	4.0	4.2
$V(16) = \theta_{B^0}$	5.0	4.5	6.3
$V(17) = L_{min}$	3.1	2.1	2.6
$V(18) = N^{IP/\sigma>3}$	16.2	12.8	11.9
$V(19) = N_{d<100\mu m}^{IP/\sigma>3}$	2.7	2.9	2.9
$V(20) = M_{B^0}$	3.0	3.1	13.4

TAB. 6.3: Classement des 20 variables $V(i)$ selon les parts d'inertie correspondantes estimées à partir du réseau de neurones dédié. Les deux zones du corrélogramme de Dalitz sont distinguées de même que la configuration des pions neutres dans la partie supérieure. La valeur maximale est indiquée en gras.

Quelques variables sont corrélées à plus de 50% mais leur nombre reste limité. Comme attendu, l'effet est le plus marqué entre l'impulsion transverse du B_d^0 et celles des pions individuels, du même point de vue que pour la signification des paramètres d'impact vis-à-vis de la longueur de vol. Par ailleurs, l'on observe que les variables d'isolation spatiale de vertex ($V(i = 17, 18, 19)$) sont peu, voire très faiblement corrélées à l'ensemble. Mentionnons que ces spécificités sont globalement dupliquées à des degrés voisins dans les cas traitant des autres configurations.

6.1.5.4 Procédure de sélection

L'étendue relativement modeste de la statistique disponible pour optimiser la sélection finale conduit inévitablement à des biais qu'il faut s'efforcer de minimiser. Pour éviter une plage de coupures trop serrées sur X_{PDF} nous adoptons une définition modifiée qui élargit l'échelle des profils considérés :

$$X_{PDF}(\vec{x}) = \frac{\ln(B(\vec{x})) - \ln(S(\vec{x}))}{\ln(B(\vec{x})) + \ln(S(\vec{x}))} \quad (6.7)$$

sachant que le choix d'une telle forme ne conserve alors plus fondamentalement le ca-

ractère optimal de l'expression 6.3.

Pour chacune des configurations, la procédure de sélection repose alors sur les étapes suivantes :

- Nous construisons une variable de maximum de vraisemblance dédiée sur la base commune des 19 variables définies précédemment en dérivant les termes $B(\vec{x})$ et $B(\vec{\bar{x}})$ sur la base des expressions 6.4. Le pouvoir discriminant est illustré sur les figures 6.14 pour chacune des configurations. Sachant que nous avons choisi l'option préliminaire de ne pas rejeter la partie inférieure du corrélogramme de Dalitz (où interviennent essentiellement des π^0 de type résolu), nous y adoptons une approche analogue et la distribution de la variable combinée correspondante est montrée sur la figure 6.15. L'impact d'une coupure globale en X_{PDF} sur le nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et $b\bar{b}$ est présenté sur la figure 6.16 dans le cas de la configuration LLM-Upper. On y constate par ailleurs une nette amélioration des performances de réjection du bruit de fond $b\bar{b}$ par la prise en compte des variables d'isolation de vertex.
- Dans l'optique de limiter le biais de la sélection, la variable combinée X_{PDF} est construite en considérant les distributions individuelles relatives au quart de la statistique de bruit $b\bar{b}$ inclusif disponible (2.7×10^6 événements). Une coupure spécifique est alors déterminée pour rejeter la totalité des événements de bruit $b\bar{b}$ et la performance de la sélection est évaluée par application aveugle de ce critère à l'ensemble de l'échantillon de bruit inclusif (10.5×10^6 événements).
- En raison de la statistique limitée de ces échantillons, la sélection est optimisée en ne considérant ni l'impact du système de déclenchement, ni les effets de la procédure d'étiquetage. Les efficacités correspondantes seront déduites ultérieurement en appliquant indistinctement l'ensemble des critères requis sur les événements issus de la sélection.
- Quand plusieurs candidats B_d^0 sont sélectionnés dans un même événement, nous retenons celui présentant la valeur maximale pour la variable X_{PDF} . Une telle configuration est cependant rare et concerne moins de 1% des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.
- La masse invariante $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ est utilisée comme une variable additionnelle (non incluse dans X_{PDF}) et un critère de compatibilité avec la masse nominale du méson B_d^0 est appliqué séparément en requérant : $|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - 5.279| \leq 0.2 \text{ GeV}/c^2$ pour estimer le nombre annuel attendu d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans cette fenêtre de masse. Nous verrons dans le paragraphe suivant que l'amplitude de cette fenêtre serrée en masse correspond à un nombre de déviations standards tel que $\pm 3 \sigma_{M_B}$. Le cas du taux de bruit de fond est plus délicat à traiter en vertu du très faible (voire nul) nombre de candidats survivant à la sélection. Nous faisons dans ce cas l'hypothèse conservatrice d'un profil de masse invariante linéaire pour les événements de bruit de fond sélectionnés et l'estimation s'effectuera à partir du nombre entrant dans une fenêtre en masse élargie à $\pm 1 \text{ GeV}/c^2$, ramenée dans la fenêtre serrée par le facteur 0.2.

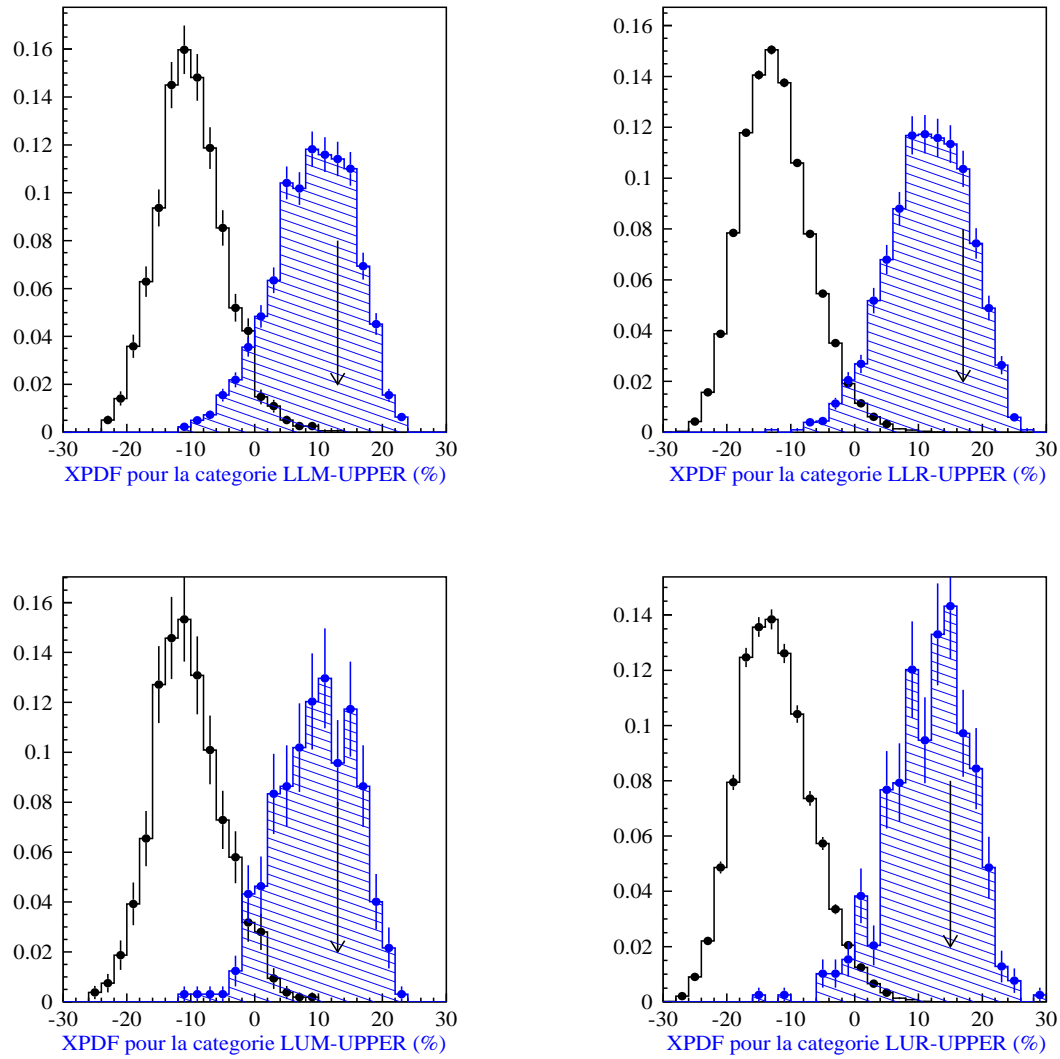


FIG. 6.14: Variables de maximum de vraisemblance pour la zone haute du corrélogramme de Dalitz. Les deux figures supérieures sont relatives aux combinaisons incluant deux traces long, celles du bas présentent le cas où une trace de type upstream intervient. La configuration du pion neutre est mélangée pour les figures de gauche et résolue pour celles de droite. La contribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est représentée par l'histogramme plein et les deux distributions sont normalisées à la même surface.

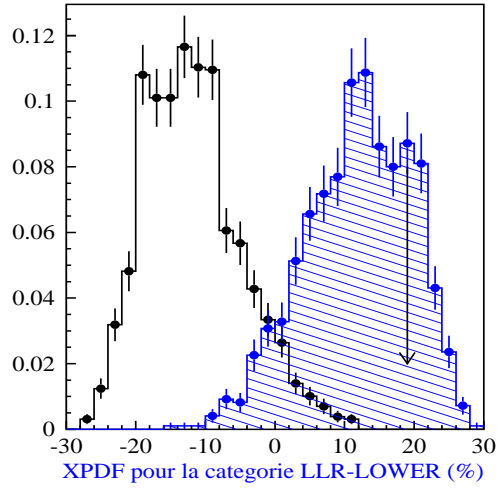


FIG. 6.15: Variable de maximum de vraisemblance pour la zone basse du corrélogramme de Dalitz. La contribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est représentée par l'histogramme plein et les deux distributions sont normalisées à la même surface.

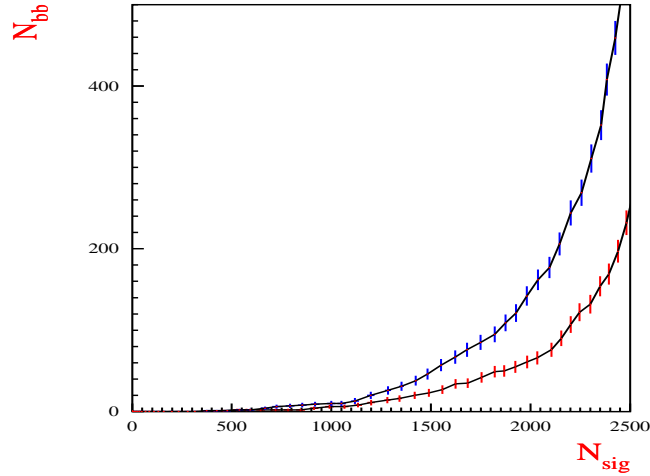


FIG. 6.16: Nombre d'événements $b\bar{b}$ sélectionnés en fonction du nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ correspondant estimés à partir d'une coupure sur X_{PDF} pour la configuration LLM-Upper. La courbe supérieure ne tient pas compte des trois variables d'isolation de vertex.

6.2 Performances de la sélection par maximum de vraisemblance

6.2.1 Nombre annuel d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Nous discutons ici du nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ attendus pour une année de prise de données $N_{B \rightarrow 3\pi}^{an}$ et ce après application de l'analyse multivariable sur les échantillons de signal et de bruit simulés. La figure 6.17 présente la répartition des combinaisons ainsi sélectionnées dans les 305000 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ initiaux en fonction de la nature mélangée ou résolue du π^0 associé et de leur localisation dans le corrélogramme de Dalitz.

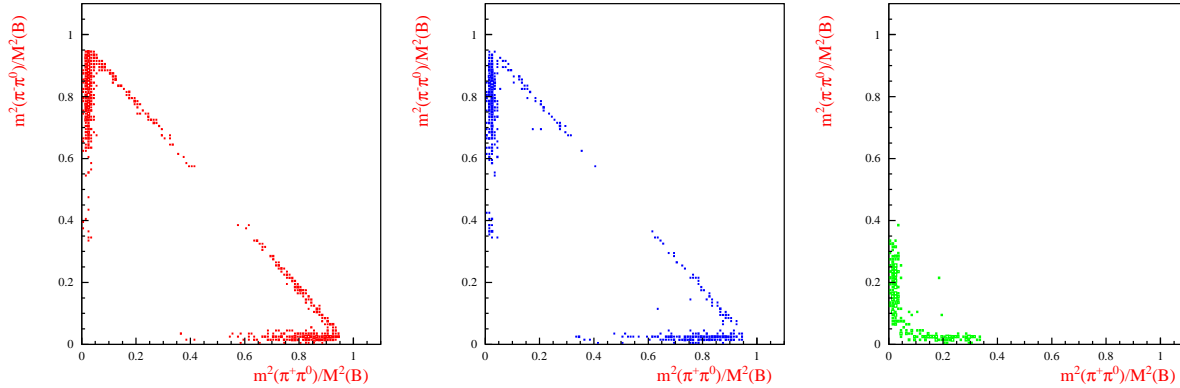


FIG. 6.17: *Corrélogrammes de Dalitz pour les événements de signal. Le graphique de gauche est relatif au cas global des π^0 mélangés dans la partie haute, celui du centre au cas global des π^0 résolus dans cette même partie haute et celui de droite au cas relatif à la partie basse. Les coordonnées $s^+ = m^2(\pi^+ \pi^0)$ et $s^- = m^2(\pi^- \pi^0)$ sont renormalisées par le terme de masse invariante $M^2(\pi^+ \pi^- \pi^0)$.*

Concernant l'évaluation du nombre d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ attendus par année effective de prise de données, indépendamment de l'impact du système de déclenchement, la valeur $N_{B \rightarrow 3\pi}^{an}$ est définie par :

$$N_{B \rightarrow 3\pi}^{an} = \left[\int \mathcal{L}^I \sigma_{b\bar{b}} dt \right] 2f_{B_d^0} \epsilon_{\theta}^{sig} BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \epsilon_{selection}^{sig} \quad (6.8)$$

et les termes introduits reposent sur les caractéristiques suivantes :

- Avec les valeurs fournies au chapitre 4 telles que $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ pour la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ et $\mathcal{L}^I = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour la luminosité instantanée moyenne, le nombre de paires de quarks beaux produites par an est estimé à $\int \mathcal{L}^I \sigma_{b\bar{b}} dt = 10^{12}$ en supposant une durée de prise de données de 10^7 s.
- $2.f_{B_d^0} = 2 \times 0.388$ [11] représente le taux d'hadronisation en méson B_d^0 (ou \bar{B}_d^0) par doublet $b\bar{b}$.

- $\epsilon_{\theta}^{sig} = (34.71 \pm 0.04)\%$ est relatif à la prise en compte des contraintes d'acceptance dans 400 mrad.
- $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ est le rapport d'embranchement du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Nous lui attribuons la valeur conservatrice 2.0×10^{-5} pour compenser un scénario de génération trop optimiste pour le mode $B_d^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ conduisant à surévaluer la quantité de signal sélectionné d'un facteur 0.12. Ce choix est effectué à partir des valeurs mesurées aux usines à B [51] telles que :
 $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)^{mes} = (24.0 \pm 2.5) \times 10^{-6}$.
- $\epsilon_{selection}^{sig}$ représente l'efficacité totale au signal de la sélection définie comme le rapport du nombre d'événements de signal ayant survécu à toute la chaîne de réjection N_{sel}^{sig} sur la taille de l'échantillon de départ ($N_{MC}^{sig} = 305000$ événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ générés) .

L'on constate que la configuration d'un pion neutre mélangé avec deux traces *long* est de poids dominant à l'issue de la sélection et représente près de la moitié de la quantité totale annuelle de signal $N_{B \rightarrow 3\pi}^{an} = 30.7 \times 10^3$ (déclenchement non pris en compte) simulée dans le cadre du générateur QQ . Il faut garder à l'esprit que le nombre d'événements de signal retenus est présenté dans le tableau 6.4 indépendamment de toute considération d'identité vraie Monte-Carlo : comme il s'agit de données simulées, nous sommes en mesure d'effectuer le raccordement pour déterminer la véritable nature des combinaisons sélectionnées dans l'échantillon des 305000 $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

- Dans la région haute du corrélogramme de Dalitz, 97% des combinaisons sélectionnées sont directement raccordées aux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Les 3% restant correspondent à un raccordement partiel où l'un des trois pions associés ne possède aucun lien de parenté apparent avec le méson B_d^0 . Néanmoins, la plupart des traces chargées mal identifiées correspond au cas de muons engendrés par la désintégration du véritable pion issu du B_d^0 , et qu'une mauvaise identification réintroduit vertueusement, rendant ainsi ce lien sous-jacent.
- Dans la partie basse, le taux de raccordement vrai est plus faible et atteint une valeur de l'ordre de 73%. Cet effet provient majoritairement d'une limitation inhérente à la méthode d'association du logiciel elle-même pour les photons de très basse impulsion sachant que le raccordement des traces chargées est quant à lui plus efficace.

Constituant le coeur des événements mal-identifiés, les raccordements partiels sont ainsi liés au signal puisqu'ils contiennent tout ou partie de l'histoire des éléments de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, justifiant leur contribution dans l'évaluation de la quantité de signal attendue annuellement. Il faudra cependant veiller à comprendre l'impact de ce type d'événements dans l'extraction de α , en particulier au travers de l'amplitude des variations de position de l'événement induites à l'intérieur du corrélogramme de Dalitz.

Le tableau 6.4 résume les performances de la sélection pour chacune des configurations. En préambule d'une étude plus détaillée, on y présente en addition le nombre

configuration	coupure PDF	N_{sig}^{MC}	$\epsilon_{sel/presel}$	$N_{B \rightarrow 3\pi}^{an}$	N_{bb}^{MC} large (serrée)
LLM-Upper	13%	794	23%	14.5×10^3	2 (0)
LLR-Upper	17%	475	17%	8.7×10^3	1 (0)
LUM-Upper	13%	92	20%	1.7×10^3	1 (0)
LUR-Upper	15%	104	23%	1.9×10^3	1 (0)
LLR-Lower	19%	213	24%	3.9×10^3	0 (0)
TOTAL		1678	21%	30.7×10^3	5 (0)

TAB. 6.4: Performance de la sélection pour chacune des 5 configurations. $\epsilon_{sel/presel}$ désigne l'efficacité relative à la préselection. Le nombre d'événements de signal est restreint à la fenêtre serrée en masse $M(\pi^+\pi^-\pi^0) \in 5.28 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$ alors que celui de bruit inclusif est donné dans les fenêtres larges et serrées (entre parenthèses) et l'impact du système de déclenchement n'est pas considéré.

d'événements $b\bar{b}$ inclusifs entrant dans les fenêtres large ($\pm 1 \text{ GeV}/c^2$) et serrée ($\pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$) de $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ à partir de l'échantillon complet simulé.

6.2.1.1 Impact du système de déclenchement

$\pi^+\pi^-$	π^0	N_{PV}^{rec}	Zone de Dalitz	ϵ_{L0}	$\epsilon_{L0 \oplus L1}$	$B \rightarrow 3\pi$ annuels	N_{bb}^{MC}
LL	Merged	=1	Upper	$(88 \pm 1)\%$	$(41 \pm 2)\%$	4.6 k	1
LL	Resolved	=1	Upper	$(67 \pm 2)\%$	$(35 \pm 2)\%$	2.3 k	0
LL	Merged	> 1	Upper	$(47 \pm 4)\%$	$(25 \pm 3)\%$	0.8 k	0
LL	Resolved	> 1	Upper	$(37 \pm 4)\%$	$(19 \pm 4)\%$	0.4 k	0
LU	Merged	=1	Upper	$(88 \pm 3)\%$	$(28 \pm 4)\%$	0.5 k	0
LU	Resolved	=1	Upper	$(59 \pm 5)\%$	$(19 \pm 3)\%$	0.3 k	0
LL	Resolved	≥ 1	Lower	$(72 \pm 4)\%$	$(50 \pm 3)\%$	1.9 k	0
TOTAL				$(72 \pm 1)\%$	$(35 \pm 1)\%$	10.8k	1

TAB. 6.5: Efficacités des premier et second niveaux du système de déclenchement pour les événements de signal passant la sélection. Le cas des événements à empilement ($N_{PV} > 1$) est distingué. En addition, l'on donne le nombre correspondant d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ attendus à l'issue d'une année de prise de données ainsi que le nombre d'événements $b\bar{b}$ sélectionnés dans la fenêtre large en masse invariante $M(\pi^+\pi^-\pi^0) \in 5.28 \pm 1 \text{ GeV}/c^2$.

En vertu de l'argument statistique mentionné précédemment, l'algorithme relatif au système de déclenchement est appliqué sur des événements sélectionnés par maximum de vraisemblance en distinguant les deux premiers niveaux $L0$ et $L1$ sachant que la contribution du $HLLT$ n'est pas encore implémentée. Les résultats sont détaillés dans le tableau 6.5 pour l'ensemble des configurations présentes dans le corrélogramme de Dalitz et mettent l'accent sur les caractéristiques suivantes⁵ :

⁵Nous employons dans la suite le terme d'efficacité du système de déclenchement pour désigner la fraction d'événements qui satisfont aux critères associés.

- La configuration avec les π^0 mélangés présente une plus grande efficacité de premier niveau par rapport aux configurations impliquant des π^0 résolus, comme attendu au regard des spectres en impulsion transverse. A l’opposé, la hiérarchie est inversée pour le second niveau en vertu des traces chargées plus molles associées à la configuration mélangée.
- Pour le second niveau, les combinaisons impliquant des traces de type *Upstream* ont une efficacité moindre comparée au cas de celles considérant uniquement des traces *Long*, ceci à l’image des performances de reconstruction associées. L’abaissement du nombre d’événements faisant suite à l’impact des deux niveaux du système de déclenchement conduit à un total de moins de 1000 configurations LU par année de prise de données. Compte tenu de l’absence d’événements de bruit inclusifs dans cette même configuration à l’issue de la sélection, il est pour l’instant prématuré de conclure quant à l’intérêt des traces de type *Upstream* dans l’analyse.
- Les événements à empilement $N_{PV} > 1$ présentent les plus petites valeurs concernant l’efficacité de premier niveau, conformément au critère de rejection associé.
- La partie basse du corrélogramme de Dalitz, où rappelons-le la configuration résolue est associée à des pions neutres peu énergiques, présente les plus grandes efficacités individuelles de premier et second niveaux, en parfait accord avec des traces chargées de grande impulsion transverse pouvant satisfaire simultanément aux critères respectifs de ces deux niveaux. Là encore, compte tenu de la taille de la statistique générée et du nombre nul d’événements de bruit inclusif sélectionnés, il est difficile d’estimer la compétitivité de cette zone vis-à-vis des configurations de la partie haute. Il convient néanmoins de souligner que la contribution au nombre total d’événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ atteint la valeur de 20%. L’étude de sensibilité menée ultérieurement traitera de l’ensemble du corrélogramme mais devra aussi envisager le cas où le maintien du bruit de fond à un niveau raisonnable pourrait, le cas échéant, imposer la suppression brutale de la zone basse.

Ainsi, l’efficacité globale des deux premiers niveaux du système de déclenchement est de $(35 \pm 1)\%$ et se traduit par un nombre total moyen d’événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ attendus⁶ par année de prise de données tel que :

$$\bar{N}_{B \rightarrow 3\pi}^{\text{an}} = 10.8 \times 10^3 \text{ événements annuels}^7.$$

6.2.1.2 Performances de la procédure d’étiquetage

Ce paragraphe présente les résultats de l’algorithme d’étiquetage de la saveur, décrit dans le chapitre 4 (n’incluant pas le développement avec réseau neuronal), et appliqué sur les événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ sélectionnés. Les grandeurs caractéristiques sont déduites ici de l’information Monte-Carlo vraie. En vue de souligner d’éventuelles corrélations avec

⁶Précisons par anticipation que cette valeur constitue une estimation conservative quant aux résultats de prospective basés sur les premières données DC04 disponibles faisant l’objet du chapitre 8.

⁷Valeur estimée sur la base d’une luminosité intégrée annuelle de 2 fb^{-1}

le système de déclenchement, le cas où les critères correspondants sont appliqués est distingué de la situation qui en est exempte. Par ailleurs, la non-uniformité de la réponse dans le corrélogramme de Dalitz est ici approchée en particulierisant la zone supérieure par la coupure sur la variable $s^+ + s^- > 10 \text{ GeV}^2/c^4$. L'ensemble des résultats obtenus est présenté dans les tableaux 6.6 et 6.7 en utilisant les grandeurs définies au chapitre 4. L'efficacité effective ϵ_{eff} traduit le nombre d'événements parfaitement étiquetés équivalent à l'ensemble de l'échantillon réel et sa valeur est telle que $\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega_{tag})^2$.

Diagramme de Dalitz complet	ϵ_{tag}	ω_{tag}	$\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag} \cdot (1 - 2\omega_{tag})^2$
Pas de critères de déclenchement	$(33 \pm 1)\%$	$(33 \pm 2)\%$	$(3.7 \pm 0.8)\%$
Critères de déclenchement appliqués	$(40 \pm 2)\%$	$(31 \pm 3)\%$	$(5.9 \pm 1.8)\%$

TAB. 6.6: *Efficacité d'étiquetage, ϵ_{tag} , fraction de mauvais étiquetage, ω_{tag} , et efficacité d'étiquetage effective, $\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega_{tag})^2$ pour tous les événements de signal sélectionnés avec et sans critères de déclenchement (indépendamment de la localisation dans le corrélogramme de Dalitz).*

Modulo les incertitudes statistiques apparentes, l'application des critères du système de déclenchement semble améliorer les performances de l'algorithme d'étiquetage avec un effet plus marqué dans la partie haute du corrélogramme de Dalitz, où l'efficacité effective atteint la valeur de $(8.1 \pm 2.3)\%$ comme illustré dans le tableau 6.6. Cet aspect peut-être vu comme une conséquence des corrélations existant entre système de déclenchement et algorithme d'étiquetage. Dans la zone haute, les traces chargées issues de $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ présentent un spectre relativement mou et le système de déclenchement tire plutôt profit des produits du B compagnon, qui par là-même offre sa disponibilité pour l'étiquetage. Cette interprétation est cohérente avec une efficacité effective d'étiquetage chutant vers un ordre de grandeur de 1% dans la partie basse.

Zone Upper	ϵ_{tag}	ω_{tag}	$\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag} \cdot (1 - 2\omega_{tag})^2$
Pas de critères de déclenchement	$(33 \pm 1)\%$	$(32 \pm 2)\%$	$(4.2 \pm 1.0)\%$
Critères de déclenchement appliqués	$(42 \pm 2)\%$	$(28 \pm 3)\%$	$(8.1 \pm 2.3)\%$

TAB. 6.7: *Efficacités du tableau 6.6 évaluées dans la partie haute du corrélogramme de Dalitz.*

6.2.2 Résolutions et acceptances

- Résolutions en masses invariantes

La distribution en masse pour les mésons beaux, reconstruits et sélectionnés, est présentée sur la figure 6.18. Chacune des configurations est distinguée et les résolutions correspondantes, estimées à partir d'un ajustement gaussien, sont détaillées dans le tableau 6.8. Comme attendu, la meilleure résolution est obtenue dans la partie basse du corrélogramme de Dalitz où l'effet est dominé par la cinématique de la paire $\pi^+\pi^-$.

- Résolutions sur les coordonnées du corrélogramme de Dalitz

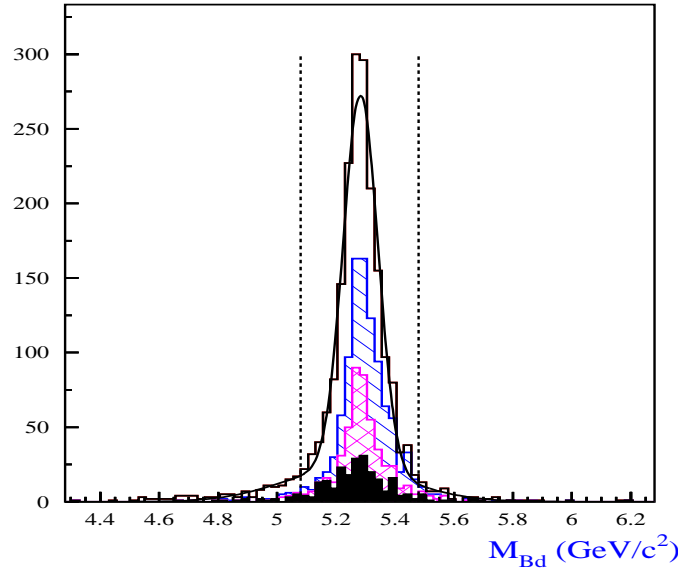


FIG. 6.18: Masse reconstruite du méson B_d^0 . Les histogrammes blancs et simplement hachurés correspondent respectivement aux configurations LLM-Upper et LLR-Upper. La partie basse du corrélogramme de Dalitz est associée aux hachures croisées alors que les configurations incluant une trace Upstream sont regroupées indistinctement dans l'histogramme noir. La fenêtre serrée en masse de $\pm 200 \text{ MeV}/c^2$ est matérialisée par les lignes verticales.

Configuration	σ_{M_B}
LLR-Lower	$45 \text{ MeV}/c^2$
LLR-Upper	$60 \text{ MeV}/c^2$
LLM-Upper	$70 \text{ MeV}/c^2$
LUR-Upper et LUM-Upper	$95 \text{ MeV}/c^2$

TAB. 6.8: Résolutions en masse pour les événements B_d^0 sélectionnés pour chaque configuration.

Par définition, la résolution sur les coordonnées $s^+ = m_{\pi^+\pi^0}^2$ et $s^- = m_{\pi^-\pi^0}^2$ présente une dépendance marquée selon la localisation bi-dimensionnelle considérée. La figure 6.19 illustre la distribution obtenue pour la plus petite des coordonnées s^+ et s^- et un ajustement gaussien fournit la valeur de $\sigma_{s^+,s^-}^{\min} = 0.035 \text{ GeV}^2/c^4$. Le choix de caractériser ainsi la résolution principale dans le plan Dalitz repose sur le fait que cette dernière correspond au cas où la fluctuation est attachée au voisinage du pôle de la résonance du ρ , et peut dès-lors influencer fortement la valeur de la densité en phase. D'autre part, il faut garder à l'esprit que les résolutions obtenues sont corrélées mutuellement et la matrice de corrélation est déterminée par la forme de l'équation 6.9 :

$$\rho_{\{s_{Vraie}^i - s_{Rec}^i\}\{s_{Vraie}^k - s_{Rec}^k\}} = \begin{pmatrix} 1 & 0.22 \\ 0.22 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

- Résolution en temps propre

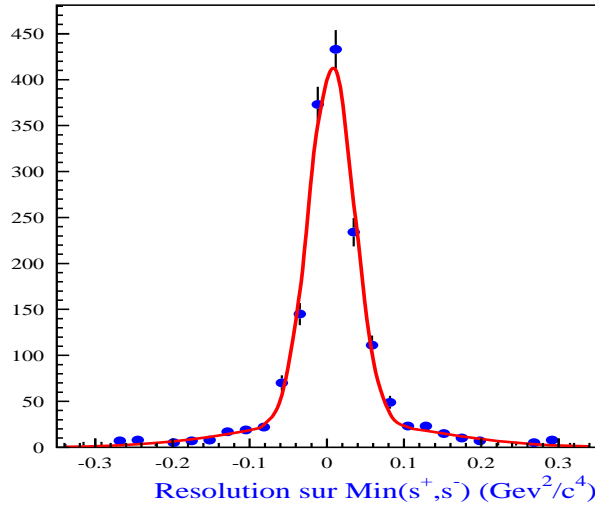


FIG. 6.19: Résolution sur la plus petite des coordonnées Dalitz du couple (s^+, s^-) .

La résolution en temps propre a été calculée pour chaque configuration de traces chargées à partir du temps propre mesuré τ issu de la relation cinématique :

$$\tau = M_{B^0} \frac{\vec{L}_{flight} \cdot \vec{P}_{B^0}}{|\vec{P}_{B^0}|^2}$$

où $\vec{L}_{flight} = \vec{R}_{V_B} - \vec{R}_V$ représente le vecteur associé à la longueur de vol du méson B_d^0 . \vec{P}_{B^0} et M_{B^0} traduisent quant à elles respectivement l'impulsion et la masse invariante correspondantes. La résolution globale pour l'ensemble du corrélogramme de Dalitz est estimée à partir d'un ajustement gaussien, présenté sur la figure 6.20, et conduit à la valeur $\sigma_\tau = 58$ fs. Cette vue d'ensemble ne doit pas cacher les disparités existantes selon la localisation dans le corrélogramme de Dalitz. La zone supérieure avec des combinaisons de traces purement *long* correspond à une résolution de 70 fs contre 100 fs quand une entité *Upstream* intervient. La meilleure valeur est atteinte dans la partie basse, conformément au spectre d'impulsion des traces chargées correspondant, avec 40 fs. Par ailleurs, les événements à empilement sont sans influence notable sur ces profils de résolution en temps propre.

6.2.3 Distorsions induites : fonctions d'acceptances

Les figures 6.21 illustrent l'impact direct de la sélection multivariable observable sur le corrélogramme de Dalitz.

En raison des coupures cinématiques imposées au travers de la présélection et de l'analyse par maximum de vraisemblance, la distribution des événements dans l'espace de phase, mais aussi en temps propre, est soumise à de multiples distorsions qui risquent de brouiller irréversiblement l'information initiale issue de l'angle α si aucune prise en compte n'est introduite. Dans l'optique de modéliser les fonctions d'acceptance associées,

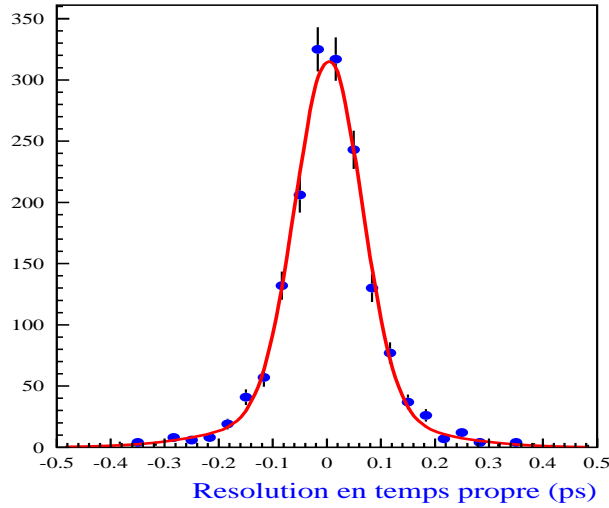


FIG. 6.20: *Résolution en temps propre (ps) pour l'ensemble des événements sélectionnés par maximum de vraisemblance.*

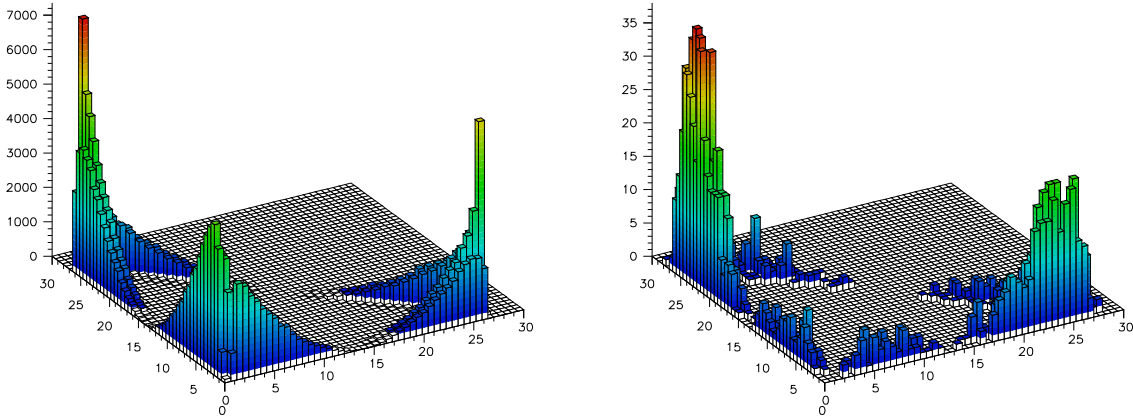


FIG. 6.21: *Effet de la sélection multivariable sur la distribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ dans l'espace de phase. Le diagramme de gauche correspond à la génération Monte-Carlo alors que celui de droite est relatif au profil des événements reconstruits et sélectionnés. Le scénario de génération adopté dans QQ inclut une dissymétrie entre les deux bandes de ρ chargés.*

une cartographie bidimensionnelle de l'espace de phase pertinente (par discrétisation), implique une statistique Monte-Carlo inaccessible avec les données simulées dans la production de masse 2003. Dans ce contexte, nous adopterons en première approximation l'hypothèse de l'invariance de l'analyse sous la symétrie de permutation $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ et nous définissons une fonction d'acceptance pour le corrélogramme de Dalitz $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ rapportée à l'expression monodimensionnelle $\epsilon^\Phi(s^+, s^-) = \epsilon^\Phi(\chi = s^+ + s^-)$. Cette procédure

permet d'augmenter ainsi le degré de précision attaché à chaque pas de discrétisation. Les figures 6.22 présentent les fonctions d'acceptance correspondantes, respectivement en espace de phase et en temps propre, calculées à partir de l'information initiale vraie Monte-Carlo incluse dans les événements simulés.

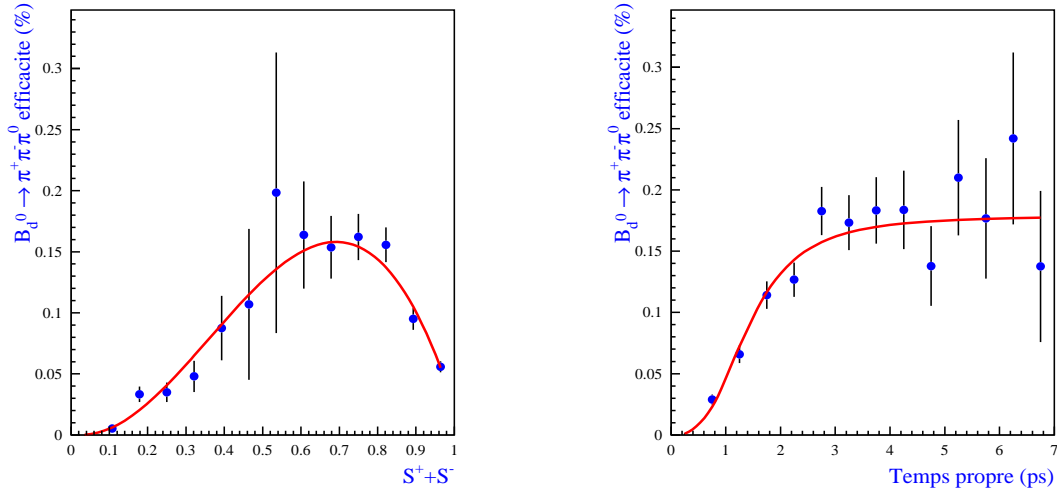


FIG. 6.22: *Fonctions d'acceptance normalisées au nombre d'événements de signal produits dans 4π stéradians. L'effet des deux niveaux du système de déclenchement est pris en compte. La fonction de droite est relative au temps propre et celle de gauche présente la forme monodimensionnelle de l'acceptance en espace de phase. Les coordonnées correspondantes sont renormalisées au carré de la masse invariante $M(B_d^0)^2$.*

Les paramétrisations des fonctions d'acceptance sont déterminées à partir d'un ajustement polynômial des distributions obtenues. Pour le temps propre, désormais communément désigné par t dans la suite, on obtient ainsi :

$$\epsilon^\tau(t) = \frac{a_1 t^3}{1 + a_2 t^3} \quad (6.10)$$

L'ajustement fournit les valeurs : $a_1 = 0.062 \pm 0.006 \text{ ps}^{-3}$ et $a_2 = 0.35 \pm 0.03 \text{ ps}^{-3}$. Pour l'espace de phase, le polynôme d'ajustement est choisi d'ordre 3 tel que :

$$\epsilon^\Phi(\chi = S^+ + S^-) = b_1 + b_2 \chi + b_3 \chi^2 + b_4 \chi^3 \quad (6.11)$$

Les coefficients ajustés en fonction de $\chi = S^+ + S^-$ prennent alors les valeurs : $b_1 = 0.001 \pm 0.005$, $b_2 = -0.07 \pm 0.04 \text{ GeV}^{-1}$, $b_3 = 1.19 \pm 0.06 \text{ GeV}^{-2}$ et $b_4 = -1.1 \pm 0.05 \text{ GeV}^{-3}$.

⁸Les termes S^i désignent les coordonnées s^i renormalisées au carré de la masse invariante $M(B_d^0)^2$.

6.2.4 Impact du bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif

L'environnement hadronique implique une multiplicité élevée de candidats pour l'analyse dont il faut parvenir à extraire le véritable signal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Rappelons que le danger provient du mimétisme que présente bon nombre de combinaisons issues pour tout ou partie des hadrons beaux produits à profusion dans les collisions proton-proton.

$M(\pi^+\pi^-\pi^0)$	Origine Monte-Carlo des $\pi^+\pi^-\pi^0$	Configuration	PDF (coupure)
4.55 GeV	$\pi^+\pi^-$ issus de Λ_b + faux π^0 résolu	LLR-Upper	18.8% (17%)
5.53 GeV	$\pi^+\pi^-$ issus de B^- + faux π^0 résolu	LUR-Upper	16.0% (15%)
4.42 GeV	$B^+ \rightarrow D^*\rho^+ \rightarrow X\pi^+\pi^-\pi^0$	LLM-Upper	15.2% (13%)
4.54 GeV	$B_d^0 \rightarrow D^+\rho^- \rightarrow X\pi^+\pi^-\pi^0$	LLM-Upper	14.8% (13%)
4.74 GeV	$B_d^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+ \rightarrow X\pi^+\pi^-\pi^0$	LUM-Upper	14.0% (13%)

TAB. 6.9: *Origine Monte-Carlo des événements de bruit de fond $b\bar{b}$. Les configurations associées sont spécifiées et l'unique candidat qui subsiste après application des critères du système de déclenchement est indiqué en caractères gras.*

La procédure de sélection laisse entrer cinq candidats⁹ dans la fenêtre large en masse invariante de B (± 1 GeV/ c^2) parmi les 10.4×10^6 événements $b\bar{b}$ inclusifs analysés, sachant que tous sont rejetés au delà des limites de la fenêtre serrée (± 0.2 GeV/ c^2). La caractéristique commune de ces événements est de présenter un profil hautement similaire au signal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (grandes valeurs de paramètres d'impact et d'impulsions transverses pour des traces chargées identifiées comme pions, vertex $\pi^+\pi^-$ isolé et déplacé) et, par conséquent, les valeurs de la fonction de vraisemblance sont fortement décalées au-delà de la coupure nominale. Par ailleurs tous ces événements correspondent au cas d'un seul vertex primaire reconstruit. Comme nous avons accès à l'origine Monte-Carlo des trois pions formant la combinaison sélectionnée, il est possible de remonter à la généalogie correspondante présentée dans le tableau 6.9. L'unique candidat qui subsiste après application des critères du système de déclenchement provient de la désintégration $B^+ \rightarrow D^*\rho^+ \rightarrow X\pi^+\pi^-\pi^0$. Il apparaît par ailleurs que nous sélectionnons essentiellement des appariements impliquant des fragments de désintégrations charmées de hadrons beaux. Les candidats $B_d^0 \rightarrow D\pi$ et $B_d^0 \rightarrow D\rho$ conduisent cependant à un état final du type $X\pi^+\pi^-\pi^0$ et, par conséquent, à une masse invariante partiellement reconstruite qui n'est pas susceptible de contribuer à l'intérieur de la fenêtre serrée de ± 0.2 GeV/ c^2 . Dans une optique conservatrice, nous avons pris le parti, quitte à fournir une estimation pessimiste, de prendre néanmoins en compte ce type d'occurrence dans l'estimation du rapport bruit sur signal qui va suivre.

6.2.4.1 Evaluation du rapport bruit sur signal attendu

Pour tenter d'aller au-delà des incertitudes statistiques induites par la valeur nulle du nombre d'événements de bruit de fond résultant de l'analyse de l'échantillon considéré, le nombre d'événements observé dans la fenêtre serrée en masse invariante (± 0.2 GeV/ c^2 sous le pic du B) est estimé à partir d'une extrapolation linéaire de la distribution associée.

⁹Les échantillons de type $b\bar{b}$ inclusif ont été simulés en omettant les rapports d'embranchement inférieurs à la valeur 10^{-4} et ne contiennent par conséquent aucun événement $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Cette hypothèse va dans le sens d'une valeur conservative puisque un relachement des coupures sur les fonctions de vraisemblance montre que ces événements ont tendance à s'accumuler dans la partie inférieure de la fenêtre large correspondante comme illustré sur la figure 6.23.

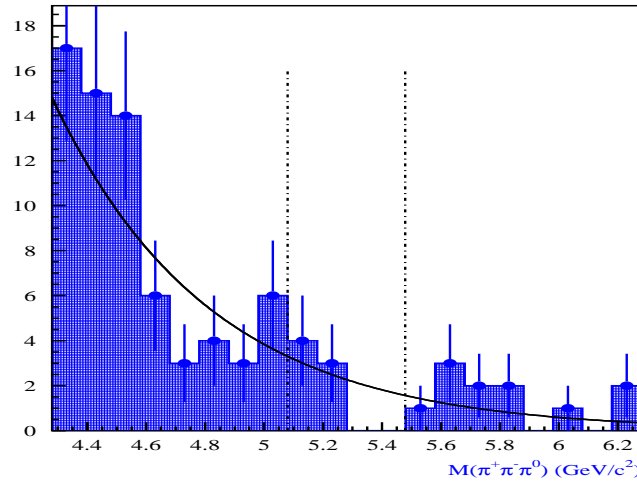


FIG. 6.23: *Distribution en masse invariante $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ pour les combinaisons issues des événements $b\bar{b}$ inclusifs et sélectionnées par une coupure relâchée sur la fonction de vraisemblance. La fenêtre serrée est limitée par les deux lignes en pointillés et l'ajustement présenté est exponentiel.*

Une approche poissonnienne fournit alors les valeurs limites du nombre d'événements attendus ν_1 et ν_2 correspondant à un intervalle de confiance unifié. A partir d'un niveau de confiance tel que $CL = 90\%$, le nombre d'événements observés dans la fenêtre large en masse invariante conduit à un intervalle tel que :

$$[\nu_1 = 1.84, \nu_2 = 9.99]$$

sans considération du système de déclenchement.

$$[\nu_1 = 0.11, \nu_2 = 4.36]$$

avec considération du système de déclenchement.

Le rapport $\frac{B}{S}$ est alors estimé considérant l'expression :

$$\frac{B}{S} = \frac{\epsilon_{\Theta}^{b\bar{b}}}{\epsilon_{\Theta}^{sig}} \frac{1}{BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot 2 \cdot f_{B_d^0}} \frac{N_{sel}^{bkg}}{N_{sel}^{sig}} \cdot \frac{N_{tot}^{sig}}{N_{tot}^{bkg}} \cdot \theta_{win} \quad (6.12)$$

où :

- N_{sel}^{sig} représente le nombre de d'événements de signal sélectionnés dans la fenêtre serrée en masse invariante ($\pm 200 \text{ MeV}/c^2$).

- N_{sel}^{bkg} représente le nombre de d'événements $b\bar{b}$ sélectionnés dans la fenêtre large en masse invariante ($\pm 1 GeV/c^2$).
- N_{tot}^{sig} est le nombre d'événements de signal générés initialement.
- N_{tot}^{sig} est le nombre d'événements $b\bar{b}$ générés initialement.
- θ_{win} est la pondération issue de la taille relative des fenêtres en masse invariante considérées ($200/1000=1/5$).
- $2f_{B_d^0} = 2 \times 38.8\%$ est le taux de production de mésons B_d^0 (ou \bar{B}_d^0) par paire de quarks $b\bar{b}$.
- $\frac{\epsilon_{\Theta}^{b\bar{b}}}{\epsilon_{\Theta}^{sig}} = \frac{43.21\%}{34.71\%}$ traduit les corrections d'acceptance définies au paragraphe 6.2
- $BR(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ est le rapport d'embranchement du méson B_d^0 vers l'état final $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

L'on parvient ainsi à la limite :

$$\boxed{\frac{B}{S} < 3} \quad (6.13)$$

avec un degré de confiance de 90%.

Les valeurs directement estimées, avant et après application de l'algorithme de déclenchement, sont respectivement $\frac{B}{S} = 1.2$ et $\frac{B}{S} = 0.8$, ces deux rapports étant statistiquement compatibles. Il faut garder à l'esprit que cette estimation est effectuée globalement sur l'ensemble du corrélogramme de Dalitz et qu'une procédure d'extraction de l'angle α par maximum de vraisemblance (telle que celle développée au chapitre 7) doit aussi traduire la dépendance dans les coordonnées s^+ et s^- du processus de sélection du bruit de fond. La statistique simulée insuffisante ne permet pas d'estimer en l'état une quelconque loi de comportement et une hypothèse additionnelle devra être formulée le moment venu.

Même si la statistique employée ne permet pas de conclure définitivement quant à la pertinence de chacune des configurations étudiées, le tableau 6.10 détaille les valeurs individuelles de la fraction $\frac{B}{S}$ estimées à 90% de degré de confiance et montre qu'il faudra peut-être à l'avenir reconsidérer l'utilité des combinaisons faisant intervenir la configuration *Upstream* au vu de leur faible contribution au nombre d'événements total de signal.

Zone supérieure		$\frac{B}{S}$ (90%)
Combinaisons <i>Long-Long</i> \oplus π^0 mélangés		< 1.6
Combinaisons <i>Long-Long</i> \oplus π^0 résolus		< 1.8
Combinaisons <i>Long-Upstream</i> \oplus π^0 mélangés		< 11.0
Combinaisons <i>Long-Upstream</i> \oplus π^0 résolus		< 14.6
Zone inférieure		$\frac{B}{S}$ (90%)
Combinaisons <i>Long-Long</i> \oplus π^0 résolus		< 2.5

TAB. 6.10: Limites supérieures du rapport $\frac{B}{S}$ estimées à 90% de confiance pour chacune des catégories intervenant dans la sélection multivariable.

6.2.4.2 Profil des événements $b\bar{b}$ inclusifs dans le corrélogramme de Dalitz

Au vu du très faible nombre résiduel d'événements $b\bar{b}$ inclusifs, il est peu aisé de définir un profil global pour le bruit de fond après sélection. Nous extrapolons ici les effets de distorsion induits dans l'espace de phase par la fonction de vraisemblance suivant les seules coupures cinématiques que ce type de sélection considère implicitement, négligeant en première approximation l'influence des coupures topologiques sur les profils résultants et ouvrant ainsi l'accès à une statistique élargie. A partir de l'étude des spectres individuels en provenance du signal, il apparaît que la sélection multivariable implique les coupures suivantes :

- $P_{\perp}(\pi^0) > 1.0 \text{ GeV}/c$
- $P_{\perp}(\pi^{\pm}) > 0.5 \text{ GeV}/c$
- $P_{\perp}^{max}(\pi^{\pm}) > 1.0 \text{ GeV}/c$
- $P_{\perp}(B^0) > 2.0 \text{ GeV}/c$

auxquelles on associe l'appartenance à la fenêtre serrée en masse invariante :

$$M(\pi^+\pi^-\pi^0) \in 5.28 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$$

Les distributions de la figure 6.24 présentent la distribution des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ issues des événements $b\bar{b}$ inclusifs dans le corrélogramme de Dalitz avant toute sélection et après application des coupures cinématiques, données ci-dessus, reproduisant l'impact de l'analyse multivariable.

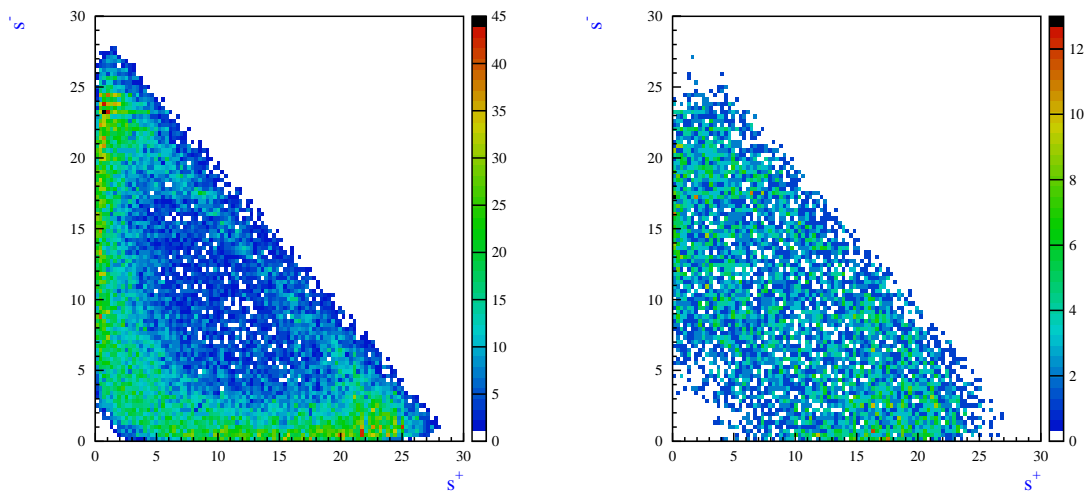


FIG. 6.24: Distributions dans le corrélogramme de Dalitz des combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ issues des événements $b\bar{b}$ inclusifs. Figure de gauche : avant tout type de sélection à l'exception des critères d'identification-reconstruction des pions et d'une appartenance à la fenêtre large en masse invariante $M(\pi^+\pi^-\pi^0) \in 5.28 \pm 1.0 \text{ GeV}/c^2$. Figure de droite : dans le même contexte après application des coupures cinématiques et de la fenêtre serrée en masse invariante.

L'on constate ainsi qu'avant sélection, le bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif se concentre dans les zones cinématiques où l'un des trois pions est mou sans que l'effet soit plus particulièrement prononcé dans la zone basse. Le critère de masse invariante élevée combiné à l'identification des pions neutres permet déjà de s'affranchir d'un haut niveau de combinatoire. Ainsi le danger de cette zone apparaît non pas spécifiquement dans le niveau de bruit de fond à combattre mais dans l'effet de mauvaise reconstruction des événements de signal induit par un pion neutre peu énergétique pouvant modifier la localisation de l'événement dans le plan s^+, s^- .

Il est par ailleurs délicat de tirer des conclusions définitives sur le profil de ce bruit après sélection, compte-tenu des approximations effectuées, néanmoins la distribution en espace de phase obtenue nous conduit à envisager par la suite un modèle axé sur un développement en composantes plates et résonantes à la masse du ρ .

Enfin, après application des coupures cinématiques reproduisant la sélection multivariable, la distribution monodimensionnelle selon la coordonnée $\chi = s^+ + s^-$ des événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs, illustrée sur la figure 6.25, laisse augurer, en première approximation, un profil similaire aux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ bien qu'à ce niveau une telle conclusion demeure hautement approximative.

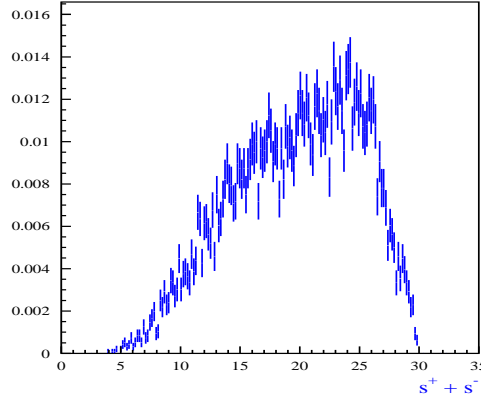


FIG. 6.25: *Distribution monodimensionnelle selon la coordonnée $\chi = s^+ + s^-$ des événements de bruit de fond $b\bar{b}$ inclusifs après application des coupures cinématiques mimant la sélection multivariable. L'histogramme est normalisé à l'unité.*

6.2.5 Impact des bruits de fond spécifiques

L'échantillon précédent de désintégrations inclusives de mésons beaux a été simulé avec un seuil inférieur de 10^{-4} pour les rapport d'embranchement des canaux considérés. Dans l'optique d'une compréhension plus exhaustive du bruit de fond potentiellement sélectionné à l'issue de l'analyse multivariable, nous considérons à présent les classes de désintégrations spécifiques simulées et reconstruites suivant :

- 152×10^3 événements $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \gamma$.
- 50×10^3 événements $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \pi^0$.
- 244×10^3 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

- 290×10^3 événements $B_d^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$.
- 100×10^3 événements $B_u^0 \rightarrow \rho^+ \rho^0$.
- 12.5×10^3 événements $B_u \rightarrow \pi^+ \pi^0$.
- 50×10^3 événements $B_u \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$.
- 21.5×10^3 événements $B_s \rightarrow \phi(K^+ K^-) \pi^0$.

Par ailleurs, deux mélanges combinant des désintégrations non-charmées (“Charmless Cocktail”) respectivement de mésons B^0 (90×10^3 événements) et B^+ (86.5×10^3 événements) sont également considérés, incluant pour la plupart des composantes de rapport d’embranchement là-encore inférieures à 10^{-4} , ces cocktails étant élaborés selon une contribution d’environ 70 modes distincts.

Canal spécifique	Rapport d’embranchement (10^{-5})	N_{sel}^{spec}	B_{spec}/S
152 k $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \gamma$	4.3 ± 0.4	32	7%
50 k $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \pi^0$	~ 2	14	5%
244 k $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.49 ± 0.06	8	0.1%
290 k $B_d^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$	$2.7 \pm 0.7 \pm 0.6$	60	12%
100 k $B_d^0 \rightarrow \rho^+ \rho^0$	$2.3 \pm 0.6 \pm 0.6$	6	1%
12.5 k $B_u \rightarrow \pi^+ \pi^0$	0.62 ± 0.1	2	1%
50 k $B_u \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	0.85 ± 0.5	2	0.3%
21.5 k $B_s \rightarrow \phi(K^+ K^-) \pi^0$	~ 1	7	1%
90 k B_d^0 Cocktail non-charmé	72.6	0	< 15%
86.5 k B_u^+ Cocktail non-charmé	86.8	1	8%

TAB. 6.11: Performance de la sélection multivariable sur les échantillons spécifiques de bruit de fond. Pour les cocktails non charmés, les événements de signal présents ne sont pas considérés dans l’évaluation du rapport bruit sur signal.

L’application de l’analyse par maximum de vraisemblance conduit alors aux résultats détaillés dans le tableau 6.11 où le rapport signal sur bruit est estimé selon la même prescription que celle du paragraphe précédent. L’on constate ainsi que les niveaux de contamination les plus élevés atteignent un ordre de grandeur de $\simeq 10\%$ et les désintégrations les plus dangereuses sont logiquement les plus similaires au signal, conduisant à une présence dominante de candidats dans la fenêtre serrée en masse invariante. Ainsi les canaux $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \gamma$ et $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+ \pi^-) \pi^0$ voient une masse de résonance consistante avec celle du ρ lorsque le kaon est identifié comme un pion, sachant par ailleurs, que l’inefficacité relative de la coupure de préselection sur l’estimateur $\Delta LL(K - \pi)$ est liée à l’appartenance des produits finaux à un domaine de haute impulsion. Le mode $\rho\rho$ est quant à lui tout aussi toxique et sa sélection ne doit rien à une quelconque erreur d’identification des traces chargées. La gémélité très marquée avec le mode $\rho\pi$ est encore plus renforcée en présence de pions mous. Au regard de ce qui vient d’être présenté, le contrôle de tels bruits de fonds dans la procédure d’extraction de α devra, à défaut de pouvoir abaisser davantage le niveau résiduel dans une optimisation ultérieure de l’analyse, passer par une modélisation aussi réaliste que possible des profils correspondant dans l’espace de phase.

Variable	V(1) V(11)	V(2) V(12)	V(3) V(13)	V(4) V(14)	V(5) V(15)	V(6) V(16)	V(7) V(17)	V(8) V(18)	V(9) V(19)	V(10) V(20)
V(1)	1.00									
V(2)	-0.04	1.00								
V(3)	0.13	0.12	1.00							
V(4)	0.50	0.58	0.72	1.00						
V(5)	0.17	0.22	-0.01	0.13	1.00					
V(6)	-0.02	0.08	0.09	0.10	0.00	1.00				
V(7)	-0.08	-0.06	0.15	0.01	0.03	0.04	1.00			
V(8)	0.11	0.13	0.08	0.16	0.15	-0.02	0.12	1.00		
V(9)	0.06	0.07	0.19	0.18	0.06	0.01	0.14	0.01	1.00	
V(10)	0.00	-0.03	0.00	-0.01	-0.26	-0.02	-0.02	-0.02	0.09	1.00
V(11)	-0.07 1.00	-0.08	-0.13	-0.15	-0.05	0.00	-0.08	-0.06	-0.11	-0.01
V(12)	-0.14 0.20	-0.19 1.00	-0.23	-0.30	-0.16	-0.05	-0.14	-0.11	-0.05	0.07
V(13)	-0.11 0.22	-0.13 0.33	-0.25 1.00	0.21	-0.12	-0.02	-0.16	-0.15	-0.04	0.05
V(14)	0.04 -0.03	0.05 0.11	-0.02 0.12	0.04 1.00	0.00	-0.04	-0.09	-0.01	0.21	0.24
V(15)	0.05 -0.05	0.06 0.00	0.14 0.00	0.14 0.33	-0.21 1.00	0.00	0.03	0.02	0.42	0.81
V(16)	-0.19 0.18	-0.25 0.39	-0.31 0.38	-0.41 -0.10	-0.13 -0.25	0.01 1.00	-0.10	-0.17	-0.36	-0.10
V(17)	-0.01 0.00	0.00 -0.05	0.01 -0.03	0.00 -0.01	0.02 0.00	-0.02 -0.06	0.08 1.00	0.09	0.01	-0.01
V(18)	-0.08 0.07	-0.10 0.23	-0.17 0.16	-0.19 0.01	-0.15 0.02	-0.03 0.24	-0.19 -0.11	-0.20 1.00	-0.05	0.10
V(19)	-0.04 0.04	-0.04 0.18	-0.20 0.13	-0.18 -0.04	-0.10 -0.07	-0.02 0.33	-0.09 -0.06	-0.08 0.28	-0.12 1.00	0.00
V(10)	0.10 0.04	0.08 -0.11	0.09 -0.08	0.09 0.03	0.41 0.09	0.07 -0.12	0.03 0.01	0.07 -0.03	0.07 -0.06	0.01 1.00

TAB. 6.12: Matrice de corrélation pour les 20 variables d'entrées du réseau de neurones dans la configuration LLM-Upper.

Chapitre 7

Sensibilité sur la mesure de l'angle α

L'objectif de ce chapitre est double : d'une part élaborer et exploiter une procédure permettant d'estimer la sensibilité attendue sur la mesure de l'angle CKM α via l'analyse présentée dans le chapitre précédent dans le contexte expérimental de LHCb, d'autre part réaliser une étude prospective en vue d'identifier les sources de déviations systématiques, phénoménologiques ou expérimentales, susceptibles d'introduire un biais non-négligeable dans l'exploitation des véritables données.

Sommaire

7.1	Simulation du contexte expérimental	112
7.1.1	Modèles de génération	113
7.1.2	Simulation globale des effets expérimentaux	117
7.2	Elaboration de la fonction de vraisemblance	118
7.2.1	Composante associée aux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	119
7.2.2	Contributions du bruit de fond	120
7.2.3	Impact des résolutions dans la fonction de vraisemblance	122
7.2.4	Informations issues de la procédure d'ajustement	123
7.3	Extraction de α à partir d'un échantillon $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ pur	124
7.3.1	Ajustement sur l'ensemble du corrélogramme de Dalitz	124
7.3.2	Influence de la partie basse du corrélogramme de Dalitz	128
7.4	Etude de sensibilité en présence de bruit de fond à deux composantes	129
7.4.1	Résultats pour la valeur nominale du rapport $\frac{B}{S}$	129
7.4.2	Impact de la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S}$	137
7.4.3	Sensibilité au rapport $\frac{P}{T}$: une porte ouverte à une physique nouvelle ?	139
7.4.4	Phases fortes des diagrammes pingouins	142
7.5	Cas d'un bruit de fond dépendant des paramètres CKM	144
7.5.1	Description du modèle	144
7.5.2	Procédure d'ajustement	146

7.6	Impact du scénario choisi	153
7.6.1	Cas des paramètres \mathcal{T} et \mathcal{P}	153
7.6.2	Influence de la valeur de α	153
7.7	Analyse préliminaire des effets systématiques	154
7.7.1	Modélisation dans l'espace de phase	155
7.7.2	Incertitudes expérimentales	159
7.8	Contexte pour l'ajustement des données	161
7.8.1	Niveau de confiance dans le plan $(\bar{\rho} - \bar{\eta})$	161
7.9	Sommaire des résultats obtenus	162

7.1 Simulation du contexte expérimental

Du point de vue expérimental, l'ensemble des neuf paramètres dynamiques $\vec{\alpha}$ (dont la phase faible α elle-même) définis au chapitre 3 peut être estimé en maximisant une fonction de vraisemblance construite à partir des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ auxquels on attribue une fonction de densité de probabilité qui se doit d'être aussi réaliste que possible. De la même manière, un certain nombre de paramètres additionnels, attachés à la contamination issue du bruit de fond, est ajustable dans la mesure où l'on est capable de modéliser correctement le profil impliqué. L'étude de sensibilité qui suit repose sur un ensemble de simulations d'expériences de taille finie, statistiquement indépendantes, et appelées "Gedanken Experiments" tout au long de ce document. A partir d'un modèle dynamique donné, sont alors incluses les distorsions résultant de la détection, de même que la contamination induite par le bruit de fond. Ces effets sont modélisés à partir des informations obtenues au chapitre précédent que l'on désignera par la suite comme simulation complète ("Full Simulation"). La précision attendue de la mesure est alors quantifiée au niveau statistique à partir de la distribution des résultats de l'ajustement appliqué aux événements simulés ("Toys Monte Carlo"). Par cette approche nous explorons également le volet des déviations systématiques provenant de la connaissance partielle (voire nulle) des paramètres théoriques, phénoménologiques et expérimentaux mis en jeu. Le principe de l'étude réalisée repose ainsi sur trois étapes successives :

- Simulation de la dynamique guidant la désintégration $B \rightarrow 3\pi$ avec inclusion de la violation de la symétrie \mathbf{CP} . Pour ce faire, nous choisissons la procédure issue du générateur *EVTGEN* [74]. Les facteurs de forme des résonances intermédiaires ainsi que les distributions angulaires des produits correspondants sont adaptés selon le contexte d'étude et différents profils de bruit de fond y sont adjoints.
- Introduction des dilutions expérimentales au travers des effets de résolutions, de l'impact des fonctions d'acceptance et de l'efficacité d'étiquetage sur les données précédemment générées. En raison d'un critère de réalisme imposé par des temps de calcul raisonnables, un ensemble de contraintes représentatives est dérivé de l'analyse complète en vue d'une implémentation dans une procédure de simulation "rapide".

- Ajustement des données résultantes événement par événement à l’aide du programme *MINUIT* [76]. Quand une classe de bruit de fond est présente, nous choisissons d’ajuster les fractions relatives ce qui amène autant de paramètres libres additionnels.

Chaque expérience simulée considère un échantillon de 10^4 événements $B_d \rightarrow 3\pi$. Le choix de cette valeur est associé au nombre d’événements attendus après analyse complète qui a été déterminé dans le paragraphe 6.2.1.1 du chapitre précédent et ce pour une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$ correspondant à une année nominale de prise de données. La valeur retenue de 10^4 est supposée, en première approximation, absorber l’efficacité du dernier niveau du système de déclenchement, non simulé à ce jour, sachant que sa valeur est attendue élevée en vertu du nombre limité de traces impliquées. Soulignons que ce nombre inclut la fraction d’événements non étiquetés. Dans l’idée d’obtenir un pouvoir statistique suffisant, les distributions des paramètres ajustés sont déterminées en considérant 10^3 expériences simulées et ce pour chaque étude spécifique. La taille de l’échantillon de bruit de fond contaminant est à l’image de la fraction $\frac{B_{tot}}{S}$ associée sachant que le nombre N_k de chaque classe k d’événements (signal inclus) est généré en introduisant une fluctuation gaussienne d’écart type $\sqrt{N_k}$.

7.1.1 Modèles de génération

7.1.1.1 Dynamique de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Nous retenons le scénario ”Pingouins Forts” comme contexte de référence pour la description de la dynamique $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$. Cette prescription [65] [66] est implémentée dans la version de *EVTGEN* utilisée par la collaboration LHCb pour les productions de masse postérieures à 2004. Les valeurs des éléments de matrices complexes, introduits au paragraphe 3.1.2.1, tels que $\mathcal{A}^{ij}(B_d^0 \rightarrow \rho^i\pi^j) = e^{-i\alpha}T^{ij}e^{i\Phi^{ij}} + P^{ij}e^{i\delta^{ij}}$ sont détaillées dans le tableau 7.1 sachant qu’une étude dédiée à l’influence du scénario sera menée par ailleurs. Soulignons que cette configuration Pingouins Forts traduit une approche pragmatique et hybride qui adapte les résultats d’un calcul basé sur l’hypothèse de factorisation dite ”naïve” des courants des opérateurs locaux [67] aux exigences des données disponibles. Il convient de garder à l’esprit que la factorisation ”naïve” demeure peu satisfaisante dans le sens où elle brise l’invariance d’échelle en μ des amplitudes \mathcal{A}^{ij} , et que l’hypothèse consistant à occulter les contributions non-factorisables est invalidée par le contexte de rediffusion dans l’état final (Final State Interactions FSI). Un traitement plus consistant des FSI introduit la présence de phases fortes (où les termes δ^{ij} sont dominants) dont la détermination doit se départir de la mixité des échelles d’énergie spécifiques à QCD. Par conséquent, en l’absence d’une évaluation théorique précise et stable¹, les valeurs des phases fortes considérées ici sont tempérées par un caractère pseudo-aléatoire.

7.1.1.2 Facteur de forme du ρ

Dans le chapitre 3 nous avons décomposé l’amplitude de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ sur la base des trois processus transitant selon l’un des états de charge du ρ et tels

¹La référence [78] fournit un développement basé sur une factorisation plus avancée (factorisation QCD).

Paramètre	Valeur
T^{-+}	0.47
ϕ^{-+}	0.0
T^{00}	0.14
ϕ^{00}	0.0
P^{+-}	-0.2
δ^{+-}	-0.5
P^{-+}	0.15
δ^{-+}	2.0

TAB. 7.1: Valeurs des paramètres du scénario “Pingouins forts”. Les phases fortes sont supposées être globalement absentes au niveau de l’arbre et les valeurs de T^{+-} et ϕ^{+-} sont fixées respectivement à 1 et 0 conformément aux hypothèses du chapitre 2.

que :

$$\mathcal{A}_{3\pi} = \sum_{i,j\{i+j=0\}} f^i \mathcal{A}^{ij} \quad (7.1)$$

avec une relation similaire pour le mode \mathbf{CP} -conjugué.

Dans ce cadre, la difficulté majeure consiste à fournir un modèle décrivant les facteurs de forme f^i , associés à la transition résonante $\rho \rightarrow \pi\pi$, où la part non perturbative de QCD rend irréaliste toute approche purement analytique et ce d’autant plus que l’on ignore la composition exacte de la liste des résonances actives. Nous avons souligné que le recours aux données provenant de profils similaires s’avère essentiel pour tirer le maximum d’informations, en gardant à l’esprit que la pertinence de leur transposition à l’environnement considéré n’est pas établie de manière exacte. La contribution des distributions angulaires est transparente avec la connaissance du spin des composantes impliquées et nous avons utilisé comme contexte d’étude la paramétrisation de Kuhn et Santamaria [69]. Couplé à un développement sur une base d’ondes p , ce modèle inclut trois composantes de spin 1 : le ρ_{770} et deux de ses excitations radiales ρ_{1450} et ρ_{1700} , dont le spectre (facteur d’hélicité exclu) est modélisé sur la figure 7.1 et tels que :

$$f^i = (\mathcal{B}_{\rho_{770}}(s^i) + C_I \mathcal{B}_{\rho_{1450}}(s^i) + C_{II} \mathcal{B}_{\rho_{1700}}(s^i)) \frac{\cos \Theta^i}{1 + C_I + C_{II}} \quad (7.2)$$

(s^i désigne le carré de la masse invariante associée à la paire de pions formant la résonance i et Θ^i se rapporte à l’angle d’hélicité dans la convention précédemment définie au chapitre 3.

La forme des propagateurs, de type Breit-Wigner relativiste, est basée sur :

$$\mathcal{B}(s^i) = \frac{1}{s^i - m_\rho^2 + i\Pi(s^i)} \quad (7.3)$$

avec :

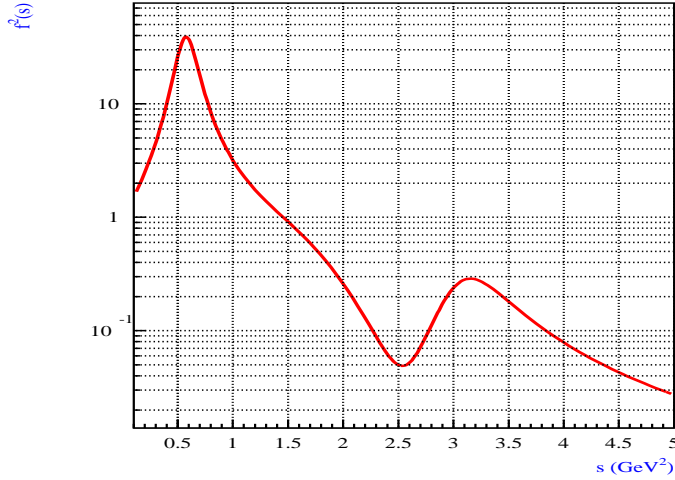


FIG. 7.1: *Distribution en masse invariante du module au carré du facteur de forme (facteur d'hélicité exclu) modélisé selon la paramétrisation de Kuhn et Santamaria.*

$$\Pi(s^i) = \frac{m_\rho^2}{\sqrt{s^i}} \left(\frac{p^*(s^i)}{p^*(m_\rho^2)} \right)^3 \Gamma_\rho(m_\rho^2) \quad (7.4)$$

Γ_ρ traduit la largeur de la résonance impliquée et les impulsions dans le centre de masse $p^*(s^i)$ sont telles que : $p^*(s^i) = \frac{1}{2}\sqrt{s^i}\beta_\pi(s^i)$. Le terme $p^*(m_\rho^2)$ "On shell" correspond à la valeur calculée pour la masse nominale de la résonance ρ et les coefficients C_I et C_{II} sont déduits expérimentalement d'un ajustement sur les fonctions spectrales issues des données e^+e^- combinées avec celles provenant des désintégrations de τ [70]. Les valeurs obtenues sont supposées réelles et nous considérons : $C_I = 0.229e^{i\pi}$ and $C_{II} = 0.075e^{i0}$. Il convient d'insister sur le fait que ces valeurs triviales ne constituent qu'une vision plus ou moins approximative de l'environnement hadronique associé. Au vu de la figure 7.2, la transition du diagramme d'Argand bâti selon le propagateur unique du ρ_{770} vers celui considérant la sommation directe des propagateurs y associant les deux excitations radiales ρ_{1450} et ρ_{1700} illustre une violation d'unitarité explicite.

Dans l'optique d'un traitement plus approfondi, il sera nécessaire d'inclure le formalisme de la matrice K [71], qui permet de restaurer l'unitarité attachée à la description du processus résonant. La particularité de cette approche est d'introduire des coefficients de pondération dont les phases ne sont plus triviales et un écart systématique au modèle initial doit donc être envisagé. Soulignons par ailleurs que factoriser cette forme selon les équations 7.1 pour chacun des trois sous-processus implique de considérer un rapport $\frac{P}{T}$ invariant entre chacune des composantes radiales, hypothèse qui apparaît réaliste dans un contexte de factorisation des courants.

7.1.1.3 Modèles de bruits de fond

L'objectif étant d'adjoindre une contamination en bruit de fond aux événements générés, l'on doit tenter d'estimer la distribution correspondante en temps propre et

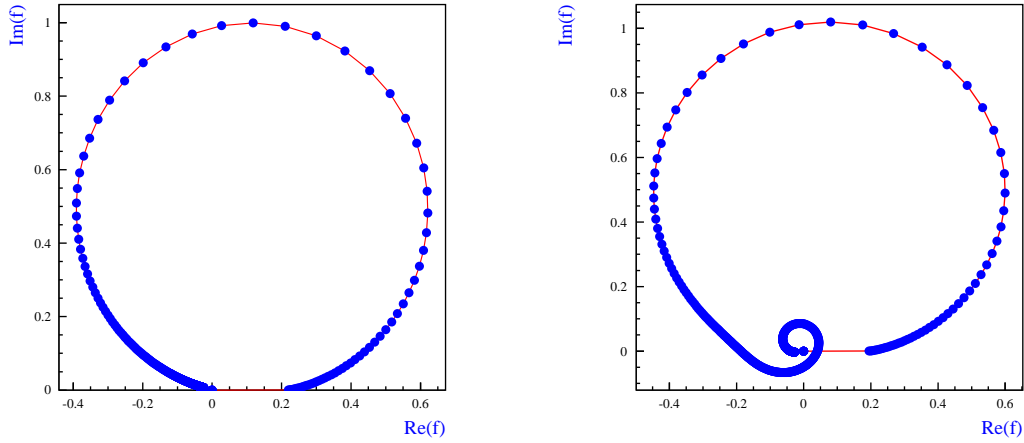


FIG. 7.2: *Figure de gauche : diagramme d'Argand associé au propagateur unique du ρ_{770} . Figure de droite : diagramme d'Argand considérant la somme des propagateurs des ρ_{770} , ρ_{1450} et ρ_{1700} dans la paramétrisation de Kuhn-Santamaria. Les deux coordonnées ont été renormalisées au pic de la distribution globale.*

en espace de phase à partir des informations que la simulation complète nous fournit. Dans une première étape, si nous considérons les résultats issus du bruit $b\bar{b}$ inclusif, une limitation intrinsèque est imposée par la fraction d'événements très modeste survivant à la sélection. Malgré le relâchement des coupures, la faible statistique nous laisse dans l'impossibilité de faire émerger un profil caractéristique quant à l'origine de ces événements puisqu'un bon nombre combine des pions eux mêmes issus de fragments partiellement (voire totalement) incorrélés entre eux. A partir des estimations du paragraphe 6.2.4.2, cette connaissance lacunaire peut néanmoins être partiellement contournée en adoptant l'hypothèse d'une paramétrisation basée sur deux types de composantes génériques :

- Une distribution plate en espace de phase cinématiquement compatible avec la désintégration d'un méson B_d^0 .
- Une contribution résonante contrainte par la requête que deux des trois pions de l'état final aient transité selon un état de type Breit-Wigner présentant un pôle singulier à la masse du ρ_{770} . La compatibilité cinématique avec la désintégration d'un méson B_d^0 est incluse. Concernant la dynamique associée, aucune dépendance en paramètres CKM n'est considérée et les éléments de matrices sont de normes identiques pour chacun des trois modes $\rho\pi$.

La distribution en espace de phase pour les deux catégories de bruit de fond comparée à celle des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est illustrée sur la figure 7.3 et l'addition au profil de signal est traitée de manière incohérente² sachant que le triplet final $\pi\pi\pi$ ne présente

²En particulier la composante plate de bruit de fond ne peut être identifiée au continuum de signal négligé dans cette étude.

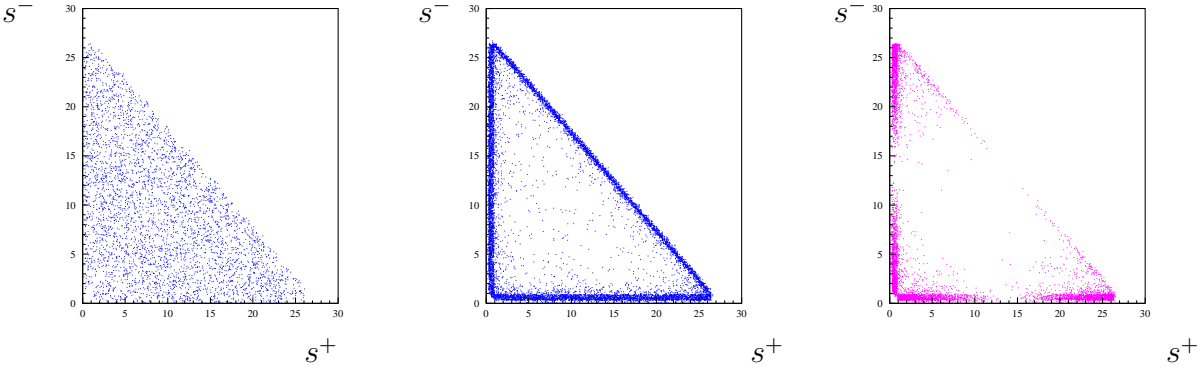


FIG. 7.3: Profils générés dans l'espace $\{s^+, s^-\}$. Le graphique de gauche est relatif à la composante de bruit plate, celui du centre au bruit de fond résonant et celui de droite rappelle la distribution des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

a priori aucune relation univoque avec l'état initial $|B_d^0\rangle$.

Le phénomène d'oscillation temporelle $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ est pour l'instant ignoré au niveau de ce type de contamination et la distribution exponentielle en temps propre est choisie de telle sorte que le temps de vie moyen des événements de bruit de fond soit identique à celui du méson B_d^0 . Une telle hypothèse est supposée conservatrice dans la mesure où elle abolit toute discrimination potentielle par le processus d'ajustement. Enfin la saveur des combinaisons $\pi\pi\pi$ ainsi générées résulte d'un partage égal entre les valeurs associées aux quarks b et \bar{b} .

En complément de cette modélisation, l'étape suivante consistera à analyser les effets des classes spécifiques de bruits de fond identifiées comme potentiellement nocives. Dans une telle configuration, le profil est directement l'image d'un modèle connu, pouvant inclure une brisure de symétrie CP et nous consacrerons un paragraphe entièrement dédié à cette étude.

7.1.2 Simulation globale des effets expérimentaux

Par raison de coût excessif en temps de calcul, une procédure de simulation rapide des effets de détection est adjointe à la suite de la génération décrite précédemment, notre objectif étant d'inclure aussi exhaustivement que possible les caractéristiques fortes dégagées par l'analyse des échantillons complètement simulés.

- La résolution intrinsèque du détecteur est prise en compte au niveau de chaque événement en y imposant une dispersion basée sur les paramètres des distributions normales des données issues de la simulation complète, et qui sont détaillées au paragraphe 6.2.2, sachant que ces résolutions sont supposées uniformes dans le corrélogramme de Dalitz en première approximation. Une gaussienne mono-dimensionnelle de déviation standard $\sigma_t = 70$ fs est utilisée pour le temps propre t et le cas des coordonnées d'espace de phase est traité séparément par une gaussienne bi-dimensionnelle corrélée qui considère une valeur de résolution fixée sur la dispersion irréductible minimale de l'ana-

lyse³ $\sigma_{s_i=\pm} = 0.035 \text{ GeV}^2/c^4$.

• L'ensemble des fonctions d'acceptance et la dilution d'étiquetage sont simulées selon la méthode de réjection de Von-Neumann [72]. Les paramètres décrivant $\epsilon^\tau(t)$ et $\epsilon^\Phi(\chi = S^+ + S^-)$ résultent de l'ajustement présenté au paragraphe 6.2.3. Les grandeurs attachées à l'efficacité d'étiquetage ϵ_{tag} , et la fraction d'erreur associée ω , se rapportent là-encore à la valeur moyenne estimée sur la totalité du corrélogramme de Dalitz et qui est présentée dans le tableau 6.6.

7.2 Elaboration de la fonction de vraisemblance

Considérons de manière générale $\frac{\mathcal{P}(t, s^+, s^-, tag)}{N_{\mathcal{P}}}$ une densité de probabilité, normalisée à l'unité, définie dans l'espace de phase et dépendant par ailleurs du temps propre et du résultat de la procédure d'étiquetage du méson beau. L'estimation d'un groupe de paramètres $\{\vec{\alpha}\}$ attachés à cette densité à partir de données expérimentales est alors possible au moyen de la maximisation de la fonction de vraisemblance associée, ou de manière équivalente, par la minimisation de la fonction $\mathcal{L} \rightarrow \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{\alpha}} = 0$ définie telle que :

$$\mathcal{L} = -2 \ln \prod_{k=1 \dots N_{event}} \mathcal{L}_k(\{\vec{\alpha}\}) = -2 \sum_{k=1 \dots N_{event}} \ln \mathcal{L}_k(\{\vec{\alpha}\}) \quad (7.5)$$

où la fonction densité de probabilité est construite en combinant chacune des mesures indépendantes associées à un événement k ("toy" pour ce qui nous concerne) particulier. On a ainsi :

$$\mathcal{L}_k = \left\{ \frac{\mathcal{P}(t_k, s_k^+, s_k^-, tag_k, \{\vec{\alpha}\})}{N_{\mathcal{P}\{\vec{\alpha}\}}} \right\} \quad (7.6)$$

expression qui traduit la dépendance explicite selon les grandeurs directement mesurables sur les données, à savoir :

- Les deux coordonnées $\{s_k^+, s_k^-\}$ retenues pour la description de l'espace de phase.
- Le temps propre t_k du méson beau.
- La saveur du méson $B^0(\bar{B}^0)$ étiqueté à $t = 0$, désignée ici par la variable tag_k .

Le facteur $N_{\mathcal{P}\{\vec{\alpha}\}}$ assure la normalisation de la fonction de vraisemblance et dépend implicitement des paramètres $\{\vec{\alpha}\}$ à ajuster. L'expression générale associée s'écrit :

$$N_{\mathcal{P}\{\vec{\alpha}\}} = \sum_{tag} \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \int_t \mathcal{P}(t, s^+, s^-, tag, \{\vec{\alpha}\}) dt ds^+ ds^- \quad (7.7)$$

³Rappelons que c'est cette valeur qui présente l'influence la plus notable au voisinage du pôle d'une résonance.

L'intégration correspondante est réalisée sur les coordonnées d'espace de phase, ceci conjointement au temps propre, de telle sorte que la cinématique impliquée soit compatible avec l'état initial B_d^0 amenant alors à considérer le domaine \mathcal{D}_p d'intégration sur le corrélogramme de Dalitz défini tel que $s^+ \in \{s_{min}^+, s_{max}^+\}$ et $s^- \in \{s_{min}^-(s^+), s_{max}^-(s^+)\}$ avec :

$$s_{min}^+ = 4m_\pi^2 \quad (7.8)$$

$$s_{max}^+ = (M_{B_d^0} - m_\pi)^2 \quad (7.9)$$

$$s_{min}^-(s^+) = Max((E^+ + E^-)^2 - (\sqrt{E^{+2} - m_\pi^2} + \sqrt{E^{-2} - m_\pi^2})^2, 4m_\pi^2) \quad (7.10)$$

$$s_{max}^-(s^+) = Min((E^+ + E^-)^2 - (\sqrt{E^{+2} - m_\pi^2} - \sqrt{E^{-2} - m_\pi^2})^2, (M_{B_d^0} - m_\pi)^2) \quad (7.11)$$

et considérant par ailleurs

$$E^+ = \frac{\sqrt{s^+}}{2} \quad (7.12)$$

$$E^- = \frac{M_{B_d^0} - s^+ - m_\pi^2}{2\sqrt{s^+}} \quad (7.13)$$

7.2.1 Composante associée aux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Dans cette première approche qui se justifiera par la suite, nous n'introduisons pas la contrepartie des résolutions dans la fonction de vraisemblance \mathcal{L}_k et la composante associée au signal est définie comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_k = \epsilon^s(s_k^+, s_k^-, t_k) \cdot \left\{ \left(\frac{f_B(1 - \omega_{tag}) |\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2 + f_{\bar{B}} \omega_{tag} |\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha (f_B(1 - \omega_{tag}) + f_{\bar{B}} \omega_{tag})} \right) \delta_{tag_k, b} \right. \\ \left. + \left(\frac{f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) |\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2 + f_B \omega_{tag} |\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha (f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) + f_B \omega_{tag})} \right) \delta_{tag_k, \bar{b}} \right. \\ \left. + \left(f_B \frac{|\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha} + f_{\bar{B}} \frac{|\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha} \right) \delta_{tag_k, 0} \right\} \quad (7.14) \end{aligned}$$

Le symbole de Kronecker traite des trois réponses potentielles de la procédure d'étiquetage : $tag_k = b$ pour un méson B^0 , $tag_k = \bar{b}$ pour le méson conjugué \bar{B}^0 , et $tag_k = 0$ pour le cas non-étiqueté. Le facteur N_α désignant la normalisation de la densité de probabilité considérée ici. La forme analytique des éléments de matrice $\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)$ et $\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)$ coïncide avec les équations 3.47 et 3.48. La fonction d'acceptance correspondante $\epsilon^s(s_k^+, s_k^-, t_k)$ est supposée factorisable (en négligeant les corrélations entre t et le couple s^+, s^-) en accord avec l'approximation qui fournit un paramétrage à partir de la simulation complète, et l'on réinvesti les expressions ainsi déterminées dans la forme $\epsilon^s(s_k^+, s_k^-, t_k) = \epsilon^{s, \tau}(t_k) \otimes \epsilon^{s, \Phi}(s_k^+, s_k^-)$.

f_B et $f_{\bar{B}} = 1 - f_B$ désignent les fractions de saveurs respectives relatives à la production du méson beau. Comme mentionné au chapitre 4, une faible asymétrie de production

est attendue dans l'environnement hadronique de LHC, en première approximation nous ne considérons pas cet effet et les valeurs sont fixées à $\frac{1}{2}$ simultanément dans les processus de génération et d'ajustement.

Dans ces conditions particulières, le facteur de normalisation peut être redéfini par séparation des variables de temps propre et d'espace de phase. L'intégration en temps introduit ainsi un préfacteur constant, inessentiel⁴ pour la minimisation de \mathcal{L} , tel que :

$$\int_0^{+\infty} e^{-\Gamma t} \epsilon^{s,\tau}(t) dt \quad (7.15)$$

La coupure sur les temps négatifs étant implicite.

On peut ainsi isoler la partie pertinente de N_α :

$$N_\alpha = \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \epsilon^{s,\Phi}(s^+, s^-) \frac{1}{2} (|\mathcal{A}_{3\pi}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}_{3\pi}|^2) ds^+ ds^- \quad (7.16)$$

expression pouvant être développée en distinguant amplitudes et facteurs de forme :

$$\begin{aligned} N_\alpha = & \left(|\mathcal{A}^{+-}|^2 + |\mathcal{A}^{-+}|^2 \right) \langle |f^+|^2 \rangle + |\mathcal{A}^{00}|^2 \langle |f^0|^2 \rangle \\ & + 2.\text{Re} \left(\mathcal{A}^{+-} \mathcal{A}^{-+*} \langle f^+ f^{-*} \rangle + \mathcal{A}^{+-} \mathcal{A}^{00*} \langle f^+ f^{0*} \rangle + \mathcal{A}^{-+} \mathcal{A}^{00*} \langle f^- f^{0*} \rangle \right) \\ & + \left(|\bar{\mathcal{A}}^{+-}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}^{-+}|^2 \right) \langle |f^+|^2 \rangle + |\bar{\mathcal{A}}^{00}|^2 \langle |f^0|^2 \rangle \\ & + 2.\text{Re} \left(\bar{\mathcal{A}}^{+-} \bar{\mathcal{A}}^{-+*} \langle f^+ f^{-*} \rangle + \bar{\mathcal{A}}^{+-} \bar{\mathcal{A}}^{00*} \langle f^+ f^{0*} \rangle + \bar{\mathcal{A}}^{-+} \bar{\mathcal{A}}^{00*} \langle f^- f^{0*} \rangle \right) \end{aligned} \quad (7.17)$$

Les facteurs $\langle f^i f^{j*} \rangle$ portent en eux la seule dépendance en espace de phase indépendamment des paramètres à estimer contenus dans les amplitudes \mathcal{A}^{ij} , ainsi les termes

$$\langle f^i f^{j*} \rangle = \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \epsilon^{s,\Phi}(s^+, s^-) f^i f^{j*} ds^+ ds^- \quad (7.18)$$

sont calculés une fois pour toute au moyen d'une intégration bi-dimensionnelle à la Simpson.

7.2.2 Contributions du bruit de fond

Lorsque s'impose la prise en compte de la contamination issue d'une ou plusieurs classes de bruit de fond, la composante de vraisemblance totale \mathcal{L}_k doit rendre compte pour l'événement k des probabilités d'appartenance à des catégories mutuellement disjointes, à savoir signal, bruit résonant ou bruit uniforme. On peut ainsi écrire :

$$\mathcal{L}_k = \mathcal{L}_k^{sig} + \mathcal{L}_k^{bkg(res)} + \mathcal{L}_k^{bkg(plat)} \quad (7.19)$$

⁴Nous verrons que cette propriété, naturelle pour une classe d'événement unique, ne l'est plus quand du bruit de fond est introduit.

où l'expression de \mathcal{L}_k est prise de la forme :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_k = & (1 - F) \cdot \left\{ \left(\frac{f_B(1 - \omega_{tag}) |\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2 + f_{\bar{B}} \omega_{tag} |\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha (f_B(1 - \omega_{tag}) + f_{\bar{B}} \omega_{tag})} \right) \delta_{tag,b} \right. \\
 & + \left(\frac{f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) |\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2 + f_B \omega_{tag} |\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha (f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) + f_B \omega_{tag})} \right) \delta_{tag,\bar{b}} \\
 & \left. + \left(f_B \frac{|\mathcal{M}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha} + f_{\bar{B}} \frac{|\bar{\mathcal{M}}(t_k, s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha} \right) \delta_{tag,0} \right\} \\
 & + F.R. \left\{ \epsilon_{res}^b(s_k^+, s_k^-, t_k) \frac{|\mathcal{B}(s_k^+, s_k^-) e^{-\frac{\Gamma_{res}^b}{2} t_k}|^2}{N_{res}^b} (\delta_{tag_k,b} + \delta_{tag_k,\bar{b}} + \delta_{tag_k,0}) \right\} \\
 & + F.(1 - R) \cdot \left\{ \epsilon_{plat}^b(s_k^+, s_k^-, t_k) \frac{e^{-\Gamma_{plat}^b t_k}}{N_{plat}^b} (\delta_{tag_k,b} + \delta_{tag_k,\bar{b}} + \delta_{tag_k,0}) \right\} \quad (7.20)
 \end{aligned}$$

Il apparaît dans cette écriture générique une pondération par des fonctions d'acceptance a priori distinctes pour le signal et le bruit de fond. Eu égard aux limitations statistiques déjà mentionnées, le comportement du bruit de fond, quelle que soit sa nature, souffre d'un haut niveau d'indétermination. En première hypothèse (attendue conservative) nous considérons ainsi l'invariance de ces fonctions selon la classe d'événement impliquée pour introduire une loi de comportement associée à ce bruit de fond telle que :

$$\epsilon_{res}^b(s_k^+, s_k^-, t_k) = \epsilon_{plat}^b(s_k^+, s_k^-, t_k) = \epsilon^s(s_k^+, s_k^-, t_k)$$

L'expression de \mathcal{L} introduit deux paramètres additionnels, F et R, qui représentent respectivement la fraction globale de bruit de fond et la fraction de bruit résonant relative à l'ensemble de la contamination. La méthode ainsi implémentée permet d'ajuster ces quantités, conduisant alors à 11 paramètres libres sachant qu'il est aussi possible de fixer individuellement chacune de ces deux valeurs dans l'optique où l'on disposerait d'une évaluation précise et indépendante. Le propagateur relativiste $\mathcal{B}(s_k^+, s_k^-)$ traduit fidèlement le modèle adopté pour la description de la composante résonante de bruit de fond.

Le traitement de la normalisation de la fonction de vraisemblance est de la plus haute importance, car si le cas du signal reste identique à ce qui est résumé dans l'équation 7.18, l'on doit garder à l'esprit la dépendance spécifique en temps propre du bruit de fond (associée en particulier à la fonction d'acceptance) qui introduit de facto un poids via l'intégration temporelle et l'argument qui esquivaient cette contribution ne tient plus. Cependant, dans l'hypothèse de similarité des temps propres et des fonctions d'acceptance vis-à-vis des différentes classes, alors le caractère inessentiel du facteur temporel retrouve sa pertinence dans la minimisation puisque les valeurs sont factorisables et l'on peut écrire :

$$N_{res}^b = \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \epsilon_{res}^{b,\Phi}(s_k^+, s_k^-) |\mathcal{B}(s_k^+, s_k^-)|^2 ds^+ ds^- \quad (7.21)$$

$$N_{flat}^b = \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \epsilon_{plat}^{b,\Phi}(s_k^+, s_k^-) ds^+ ds^- \quad (7.22)$$

Il faut cependant préciser que tout futur développement passant par une modélisation plus concise de l'évolution temporelle du bruit de fond ne pourra faire l'impasse sur un calcul complet des termes d'intégration associés au temps propre si l'objectif est l'ajustement absolu des fractions contaminantes.

7.2.3 Impact des résolutions dans la fonction de vraisemblance

Jusqu'à présent, l'influence des diverses résolutions dans la conception de la fonction de vraisemblance a été occultée dans une logique d'économie de temps de calcul. Leur prise en compte rigoureuse passe par la convolution de la densité de probabilité intervenant dans \mathcal{L}_k avec une fonction de résolution adéquate \mathcal{G} telle que :

$$\mathcal{P}_{res}(s^+, s^-, t, tag) = \mathcal{P}(s^+, s^-, t, tag) \otimes \mathcal{G}(s^+, s^-, t) \quad (7.23)$$

En cohérence avec l'approche adoptée pour les données complètement simulées, nous prenons la factorisation $\mathcal{G}(s^+, s^-, t) = \mathcal{G}^\Phi(s^+, s^-) \cdot \mathcal{G}^\tau(t)$ comme hypothèse de travail, conduisant ainsi à distinguer le temps propre des coordonnées d'espace de phase par le biais d'intégrations indépendantes. Pour les coordonnées s^+ et s^- , il est toujours possible de garder cette même philosophie consistant à isoler les formes bi-linéaires qui portent en elles toute la dépendance en espace de phase, et, qu'il s'agisse du signal ou du bruit résonant, l'effet de convolution se concentre donc sur le calcul des termes du type :

$$\int \int_{u,v \in \mathcal{D}_p} \epsilon(u, v) f^i f^{j*} \mathcal{G}^s(s^+ - u, s^- - v) dudv \quad (7.24)$$

La fonction de résolution en espace de phase $\mathcal{G}^\Phi(s^+, s^-)$ est choisie comme une distribution normale des deux variables corrélées s^+ et s^- avec des paramètres fixés aux valeurs du paragraphe 6.2.2 :

$$\mathcal{G}^\Phi(s^+ - u, s^- - v) = \frac{1}{2\pi\sigma_{s^+}\sigma_{s^-}\sqrt{1-\rho^2}} e^{-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left\{\frac{(s^+-u)^2}{\sigma_{s^+}^2} + \frac{(s^--v)^2}{\sigma_{s^-}^2} - 2\rho\frac{(s^+-u)(s^--v)}{\sigma_{s^+}\sigma_{s^-}}\right\}} \quad (7.25)$$

La grandeur ρ désignant le terme non-diagonal de la matrice de corrélation.

Concilier normalisation et convolution dans la fonction de vraisemblance n'est en rien trivial puisque le procédé induit la réplication d'une intégration quadridimensionnelle (en dehors de toute considération de temps propre) dans l'espace de phase et dont la convergence nécessite un temps de calcul hautement prohibitif. Nous adoptons le point de vue équivalent qui consiste à renormaliser la fonction de résolution utilisée pour la convolution du numérateur de \mathcal{L}_k événement par événement en vue d'assurer l'invariance de la contribution du dénominateur initial. La forme employée pour \mathcal{G} est ainsi calculée telle que :

$$\hat{\mathcal{G}}^\Phi(s^+ - u, s^- - v) = \frac{\mathcal{G}^\Phi(s^+ - u, s^- - v)}{\int \int_{u,v \in \mathcal{D}_p} \mathcal{G}^\Phi(s^+ - u, s^- - v) dudv} \quad (7.26)$$

Le cas du temps propre peut quant à lui être traité de manière similaire pour signal et bruit de fond puisqu'il requiert l'évaluation des termes du type :

$$\int_0^{+\infty} \epsilon(\tau) \mathcal{G}^\tau(t - \tau) e^{-\Gamma\tau} \cdot \Phi(\tau) d\tau \quad (7.27)$$

où la fonction générique $\Phi(\tau)$ retranscrit si elle existe la contribution du mélange $B^0 - \bar{B}^0$. On a ainsi :

- $\Phi(\tau) = \cos^2(\frac{\Delta m \tau}{2})$, $\sin^2(\frac{\Delta m \tau}{2})$ et $\cos(\frac{\Delta m \tau}{2}) \cdot \sin(\frac{\Delta m \tau}{2})$ pour la composante $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.
- $\Phi(\tau) = 1$ pour l'ensemble des contributions de bruit.

$\mathcal{G}^t(t - \tau)$ est choisie comme une simple gaussienne telle que $\mathcal{G}^t(t - \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\tau}} e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma_\tau^2}}$ avec là encore un recours aux paramètres issus de la simulation complète.

Au vu du contexte de génération, la convolution ainsi détaillée est encore excessivement consommatrice en ressources de calcul et nous en présenterons seulement l'influence dans une étude dédiée tout en ne systématisant pas son emploi dans les paragraphes qui vont suivre, assumant le caractère conservatif d'un tel choix dans l'étude de sensibilité sur α .

7.2.4 Informations issues de la procédure d'ajustement

Sur la base de la variété des effets d'interférences présents dans le mode $B_d \rightarrow 3\pi$, nous avons souligné que la prescription de Snyder et Quinn permet une levée de dégénérescence théorique entre les deux ambiguïtés majeures associées à la correspondance $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2} - \alpha$. Cette propriété vertueuse peut néanmoins se voir balayée par des effets inhérents à la statistique finie des échantillons d'ajustement. Le choix d'effectuer l'étude de sensibilité à partir des résultats fournis par un lot de "Gedanken Experiments" mutuellement indépendantes rend utopique du point de vue du temps de calcul une exploration systématique de la topologie de la fonction \mathcal{L} dans l'ensemble de l'espace des N^5 paramètres $\epsilon_{\{\bar{\alpha}\}}$. Pour cette raison, chaque ajustement est réalisé en initialisant la procédure de minimisation de *MINUIT* au voisinage des valeurs générées. Techniquement, la convergence vers un minimum local est ainsi assurée mais cette procédure ne garantit pas le caractère absolu du minimum atteint. En vertu de ce qui vient d'être dit, on peut dire synthétiquement que :

- La solution fournie par *MINUIT* ne correspond pas nécessairement au puits de \mathcal{L} le plus profond dans $\epsilon_{\{\bar{\alpha}\}}$.
- Par effet de taille finie, le puits le plus profond n'est pas univoquement associé à la valeur que la nature a attribué aux paramètres que l'on veut déterminer.

⁵ $N = 9 \oplus 2$ si les deux fractions de bruit de fond sont ajustées simultanément aux paramètres dynamiques.

L'usage de véritables données ne pourra ainsi en aucune façon faire l'économie de la scrutation de l'ensemble de l'espace des paramètres sachant que le coeur de l'information repose en totalité sur la connaissance du profil de \mathcal{L} dans $\epsilon_{\{\bar{\alpha}\}}$.

Dans l'étude de faisabilité qui suit, notre objectif, au travers du principe des “Gedanken Experiments”, est d'estimer d'une part, la dispersion statistique amenée intrinsèquement par la procédure d'ajustement (ce pourquoi nous pouvons nous limiter au seul voisinage des valeurs générées), et d'autre part, en nous restreignant en première approche à la seule dimension α^{gen} , de quantifier le nombre d'occurrences, que l'on désignera par ϵ^{toy} dans la suite, où le puits de \mathcal{L} attaché à la solution miroir $\frac{\pi}{2} - \alpha^{gen}$ est moins profond que celui issu de la valeur vraie. Cette dernière démarche implique un fixage de la valeur α dans la minimisation de \mathcal{L} vis-à-vis des $N - 1$ autres paramètres libres. On peut ainsi définir la fraction de “Gedanken Experiments” telles que :

$$\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha^{gen}\right) - \mathcal{L}(\alpha^{gen}) > 0 \quad (7.28)$$

qui peut être interprétée comme la probabilité que l'ajustement converge vers la valeur α^{gen} préférentiellement à celle correspondant à la solution miroir $\frac{\pi}{2} - \alpha^{gen}$. In fine, pour chaque expérience simulée, l'ajustement doit donc être en mesure de fournir :

- La valeur correspondant au minimum absolu de \mathcal{L} .
- Les valeurs des paramètres estimés et leurs erreurs associées.
- La valeur de la fonction \mathcal{L} calculée pour les valeurs des paramètres générés.
- La différence $\mathcal{L}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha^{gen}\right) - \mathcal{L}(\alpha^{gen})$ où la valeur α^{gen} est fixée par rapport aux autres paramètres dans la procédure de minimisation (dans l'objectif d'estimer ϵ^{toy}).

Pour quelques expériences, une exploration complète de la dimension α est réalisée. A titre d'illustration la figure 7.4 présente la dépendance en α de la fonction \mathcal{L} obtenue directement à partir des données simulées d'une expérience particulière de 10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ pour une valeur $\alpha^{gen} = 77.35^0$.

7.3 Extraction de α à partir d'un échantillon $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ pur

7.3.1 Ajustement sur l'ensemble du corrélogramme de Dalitz

Dans cette partie nous ne considérons pas encore l'influence du bruit de fond et nous concentrons nos efforts sur l'étude de l'influence spécifique de chacun des effets expérimentaux recensés au paragraphe précédent. Soulignons que nous restons dans l'option implicite consistant à considérer le corrélogramme de Dalitz dans son intégralité en supposant que le bruit de fond reste maîtrisable dans la partie basse comme les résultats de la sélection le laissent supposer et ce malgré le haut niveau d'incertitude qui y est attaché sachant que l'apport propre de cette région sera quantifié séparément.

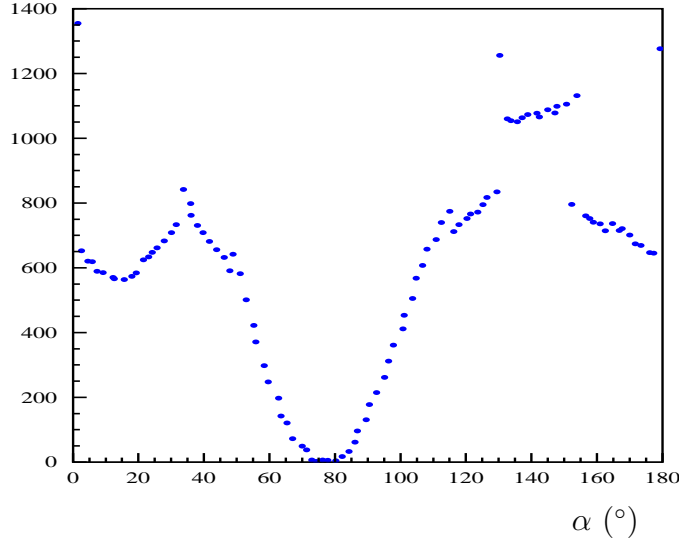


FIG. 7.4: Exemple de la dépendance en α de la fonction \mathcal{L} correspondant à l’ajustement de 10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ générés selon $\alpha = 77.35^\circ$. Aucun effet de nature expérimentale n’est ici considéré. La pseudo-solution miroir apparaît clairement au voisinage de la valeur $90^\circ - \alpha$.

7.3.1.1 Impact d’un échantillon enrichi en longs temps de vie

Au regard de la fonction d’acceptance en temps propre illustrée sur la figure 6.22, il est transparent que la procédure de sélection rejette majoritairement les mésons B_d^0 présentant les plus bas temps de vie, l’origine de cette spécificité étant d’ailleurs due aux coupures imposées sur les paramètres d’impact. Si l’on considère des échantillons de taille invariante, fixée à 10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, les distributions des valeurs ajustées de α présentées sur la figure 7.5 traduisent une déviation standard passant de $\sigma_\alpha \simeq 1.2^\circ$ à $\sigma_\alpha \simeq 0.9^\circ$ suite à l’introduction d’une fonction d’acceptance en temps propre réaliste. Une amélioration effective de la précision de l’ajustement est ainsi observée et cette propriété peut être vue comme la conséquence directe de la façon dont se répartissent les différentes composantes en espace de phase de la densité de probabilité $|\mathcal{M}(s^+, s^-, t)|^2$ ou $|\bar{\mathcal{M}}(s^+, s^-, t)|^2$ par rapport aux termes temporels. En effet, abstraction faite des contributions pingouins, les équations 3.47 et 3.48 et leur développement, montrent que la dépendance dans le paramètre α est concentrée dans la composante précédant le terme oscillant en $\sin(\Delta mt)$. A taille d’échantillon constante, l’influence d’un tel terme est donc renforcée par un enrichissement d’événements à haut temps de vie intervenant via une fonction d’acceptance dont le temps de montée caractéristique $\simeq 2$ ps est petit par rapport à la période d’oscillation d’un méson B_d^0 .

La configuration de référence pour toute étude ultérieure sera donc désormais définie comme l’ajustement d’un échantillon pur en événements $B_d^0 \rightarrow 3\pi$ et exempt de toute dilution expérimentale hormis l’inclusion de la fonction d’acceptance en temps propre $\epsilon^\tau(t)$, supposée implicitement incluse dans toute situation. Rappelons aussi que concernant les résolutions obtenues sur les paramètres CKM ajustés, dont en particulier α , σ_α est définie comme la déviation standard d’un ajustement gaussien appliqué sur la distri-

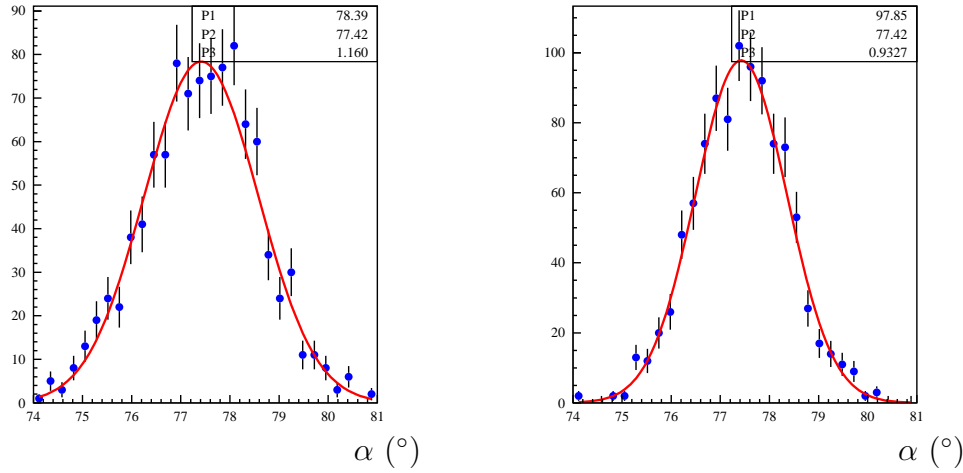


FIG. 7.5: Distributions ajustées du paramètre α (en degrés) obtenues à partir de 10^3 “Gedanken Experiments”, chacune consistant en 10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. La courbe de gauche est relative à une configuration d’acceptance en temps propre uniforme alors que celle de droite introduit l’influence de la forme attachée à l’équation 6.10. L’étiquetage est supposé parfait et aucune autre dilution expérimentale n’est considérée.

bution issue des 10^3 expériences simulées. La valeur centrale $\langle \alpha \rangle$ estimée se rapportant à celle de plus grande probabilité.

En vue de tester les différents biais introduits par la procédure, il est possible, pour une expérience donnée, de définir le rapport de la déviation entre les valeurs générées et ajustées à l’erreur individuelle. On construit ainsi la variable dite de “Pull” telle que :

$$pull = \frac{\alpha_N^{fit} - \alpha_N^{gen}}{\sigma_{\alpha_N}}$$

Pour une approche non biaisée, la distribution du pull doit correspondre à une gaussienne centrée sur 0 avec une déviation standard $\sigma_{pull} = 1$. A titre de test de validité de la méthode d’ajustement, la figure 7.6 présente la distribution du pull obtenue dans le cas de la configuration de référence que l’on vient de spécifier et en montre le recouplement avec les deux critères précédents.

7.3.1.2 Résolutions expérimentales attendues

Munis des prescriptions ainsi définies, nous sommes à présent en mesure d’évaluer la dégradation induite sur la mesure de α par les distorsions expérimentales suivantes :

- $\epsilon_{tag} \oplus \omega_{tag}$ la dilution due à l’étiquetage.
- $\sigma(\tau)$ la résolution en temps propre.
- $\sigma(s^+, s^-)$ la résolution intrinsèque sur les coordonnées d’espace de phase.
- $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ la fonction d’acceptance sur l’ensemble du corrélogramme de Dalitz.

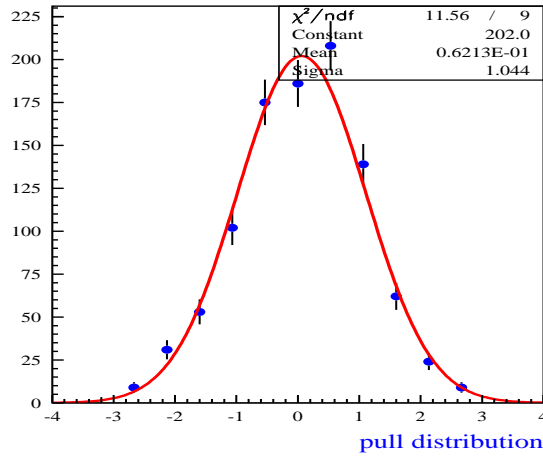


FIG. 7.6: *Distribution de la variable pull dans la configuration de référence.*

L'influence des effets précités est étudiée en les introduisant ou non à l'issue de la génération initiale des événements et les résultats sont synthétisés dans le tableau 7.2. L'élargissement le plus marqué est associé à la dilution d'étiquetage et à l'introduction de la fonction d'acceptance en espace de phase. Il va ainsi sans dire que cette spécificité impliquera une maîtrise soignée des paramètres expérimentaux correspondant lorsque la procédure d'ajustement sera appliquée sur de véritables données.

Configuration	$\langle \alpha \rangle_{fit}(\theta)$	$\sigma_\alpha(\theta)$	$\epsilon^{toy}(\%)$
Référence	77.4 ± 0.1	0.9	100
$\epsilon_{tag} \oplus \omega_{tag}$ avec événements non-étiquetés	77.7 ± 0.1	3.1	100
$\epsilon_{tag} \oplus \omega_{tag} \oplus \sigma(\tau)$ avec événements non-étiquetés	77.4 ± 0.1	3.1	100
$\epsilon_{tag} \oplus \omega_{tag} \oplus \sigma(s^+, s^-)$ avec événements non-étiquetés	77.1 ± 0.1	3.1	100
$\epsilon_{tag} \oplus \omega_{tag} \oplus \epsilon(s^+, s^-)$ avec événements non-étiquetés	77.5 ± 0.2	4.4	98.3
Ensemble combiné-avec événements non-étiquetés	77.2 ± 0.2	4.4	98.7
Ensemble combiné-sans événements non-étiquetés	77.4 ± 0.2	5.6	95.7

TAB. 7.2: *Influence des effets expérimentaux sur l'extraction de α . La valeur générée est de 77.35^θ , la contrepartie de ces dilutions est prise en compte dans la fonction de vraisemblance à l'exception des résolutions.*

L'on constate que même en l'absence de bruit de fond, la fraction ϵ^{toy} , liée à la probabilité de ne pas converger sur la vraie valeur de α , n'est pas rigoureusement nulle ($\simeq 1\%$). Enfin mentionnons que la considération des événements non-étiquetés est du plus haut intérêt dans la précision atteinte par l'ajustement. En ignorant leur usage ϵ^{toy} tombe à $\simeq 5\%$ et la résolution décroît de plus de 1^θ . Bien que toute information sur les oscillations soit perdue, cette partie de l'échantillon conserve encore un potentiel concernant les paramètres associés à QCD, de même que pour la violation de \mathbf{CP} directe, ce qui conduit à l'inclure systématiquement dans toute future analyse. Remarquons enfin que les résolutions n'ont pas été introduites dans la fonction de vraisemblance mais que leur effet demeure non significatif, en accord avec le caractère négligeable de l'ordre de

grandeur des dispersions face aux paramètres pertinents caractéristiques que constituent la largeur principale de la résonance Γ_ρ pour l'espace de phase, et la période d'oscillation des mésons B_d^0 ($\propto \Delta m^{-1}$) pour le temps propre.

7.3.2 Influence de la partie basse du corrélogramme de Dalitz

Dans cette section, nous considérons un scénario où le niveau de bruit de fond effectif correspondant à la partie basse n'est pas en mesure d'être efficacement contrôlé malgré ce que laissent penser les résultats de l'analyse menée dans cette thèse. Si les conclusions déduites de la statistique limitée des simulations pourront être affinées en présence de données réelles, il est pour l'instant prudent d'envisager en dernier recours une suppression directe de la région correspondant à des photons dont le spectre en impulsion est suffisamment mou pour conduire à une dilution excessivement marquée des événements de signal dans des effets combinatoires.

La zone dite basse est ainsi rejetée par une coupure \mathcal{C} sur les coordonnées d'espace de phase telle que $s^+ + s^- \geq 10 \text{ GeV}^2/c^4$ et qui est illustrée sur la figure 7.7. Il convient alors de modifier l'expression de la fonction de vraisemblance et la normalisation associée pour demeurer en accord avec cette nouvelle configuration. La taille de l'échantillon est adaptée au niveau de la génération pour correspondre aux 8×10^3 événements attendus à l'issue de la simulation complète et satisfaisant additionnellement à la coupure \mathcal{C} . La distribution résultant de l'ajustement de α est présentée sur la courbe à droite de la figure 7.7. Toutes les dilutions d'origine expérimentale ont été considérées et la fraction d'événements non étiquetés est adjointe dans l'échantillon ajusté. Le résultat essentiel conduit à un écart standard tel que $\sigma_\alpha = 6.2^0$ qui doit être comparé à la valeur $\sigma_\alpha = 4.4^0$ obtenue pour l'intégralité du corrélogramme de Dalitz.

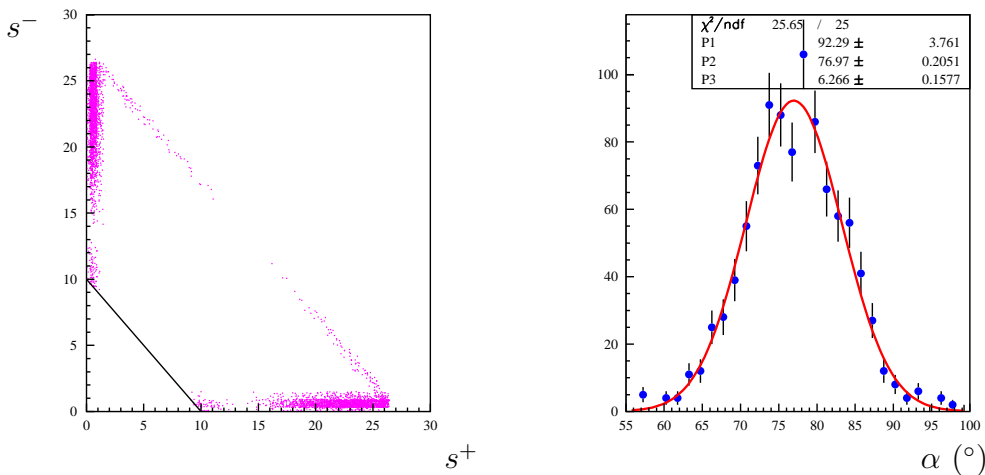


FIG. 7.7: La figure de gauche illustre la distribution en espace de phase des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ quand la zone inférieure est supprimée en addition de la simulation des effets expérimentaux. La figure de droite présente la distribution correspondant à l'ajustement du paramètre α .

Cette étude montre ainsi que dans le cas où le signal ne peut être extrait du bruit de fond dans la zone inférieure, une importante, mais néanmoins non-essentielle, source

d'interférence est perdue dans la mesure où la coupure d'espace de phase \mathcal{C} préserve une région où le niveau d'interférence est élevé (centre des bandes de ρ).

7.4 Etude de sensibilité en présence de bruit de fond à deux composantes

Nous convergeons à présent vers une description plus consistante de ce que sera la future réalité expérimentale en considérant les effets d'une contamination par diverses sources de bruit de fond. En guise d'état des lieux sur les informations partielles relatives à cette contamination, rappelons que nous avons séparé notre approche selon deux points de vue complémentaires à savoir une description générique en terme de composantes plates et résonantes, et une description par un modèle spécifique. Nous traitons ici de la première hypothèse en rappelant les points forts qui ont guidé à l'élaboration du modèle.

7.4.1 Résultats pour la valeur nominale du rapport $\frac{B}{S}$

7.4.1.1 Hypothèses additionnelles

La procédure de simulation rapide est appliquée sur les événements de bruit de fond générés que l'on soumet par ailleurs aux contraintes suivantes :

- Les fonctions d'acceptance sont supposées identiques à celles du signal, cette propriété concerne à la fois le temps propre et l'espace de phase et s'inspire, au niveau du degré de connaissance que l'on possède, des conclusions du paragraphe 6.2.4.2.
- La dispersion gaussienne appliquée aux coordonnées $\{s^+, s^-\}$ et au temps propre se réfère aux paramètres adoptés pour le signal.
- Les performances d'étiquetage sont considérées inchangées et aucune dépendance de celle-ci en espace de phase n'est préliminairement supposée.
- L'ensemble des événements non-étiquetés est pris en compte dans l'ajustement.

Pour chacune des classes d'événements (signal inclus), la distribution en espace de phase résultant de la simulation rapide est présentée sur la figure 7.8 dans l'hypothèse $\frac{B}{S} = 0.8$.

7.4.1.2 Ajustement de la phase faible en présence de bruit de fond

L'étude est réalisée en considérant une fraction globale $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$ qui correspond à la valeur nominale attendue à partir des résultats provenant de la simulation complète. Le mélange des composantes uniformes et résonantes est répliqué en faisant varier les deux fractions relatives générées $1 - R$ et R . Pour le signal nous considérons deux scénarii associés respectivement aux valeurs des paramètres $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et $\alpha_{gen} = 106.0^0$, ce dernier étant plus proche des valeurs mesurées actuellement. Le point commun de tous les résultats obtenus repose sur le profil plus ou moins asymétrique des distributions des grandeurs ajustées avec un effet particulièrement prononcé dans le cas de $\alpha_{gen} = 106.0^0$ comme l'illustre l'ensemble des figures 7.9.

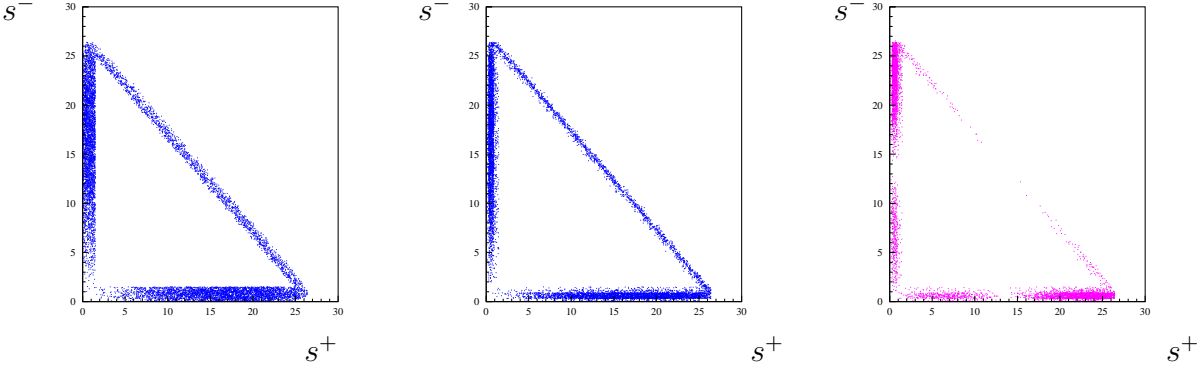


FIG. 7.8: *Distribution en espace de phase des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ après application de la simulation rapide, la composante plate est relative à la figure de gauche, la résonante à la figure centrale et le cas du signal est illustré à droite. L'augmentation apparente de densité de la composante uniforme provient de la méthode d'acceptance-réjection qui inclut la coupure en compatibilité avec la masse du ρ .*

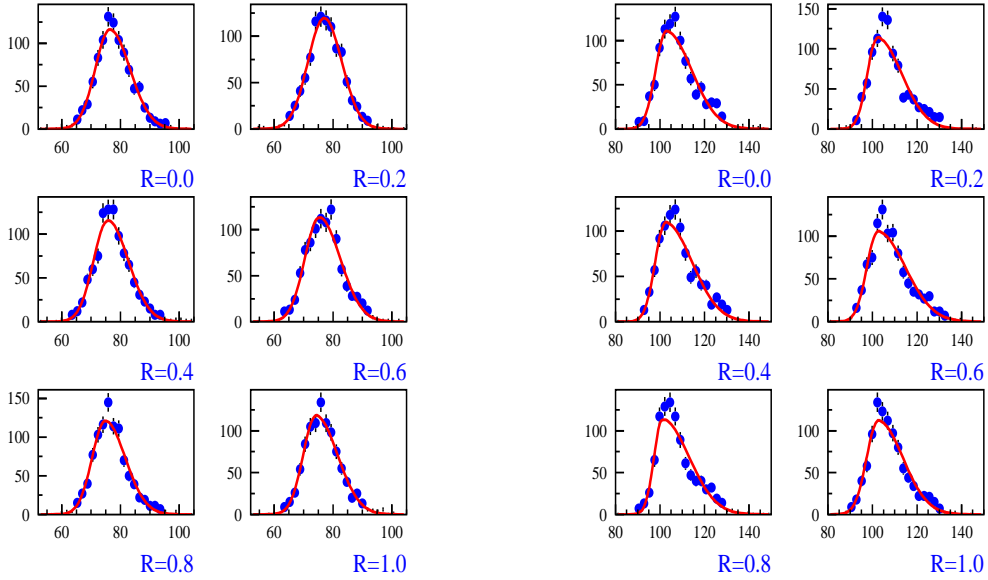


FIG. 7.9: *Distributions des valeurs ajustées pour l'angle α considérant la fraction globale $B/S = 0.8$ et où 11 paramètres sont considérés comme libres. R désigne la fraction résonante relative de bruit de fond. $\alpha_{gen} = 77.35^0$ est associée aux six courbes de gauche, et $\alpha_{gen} = 106.0^0$ aux six distributions de droite.*

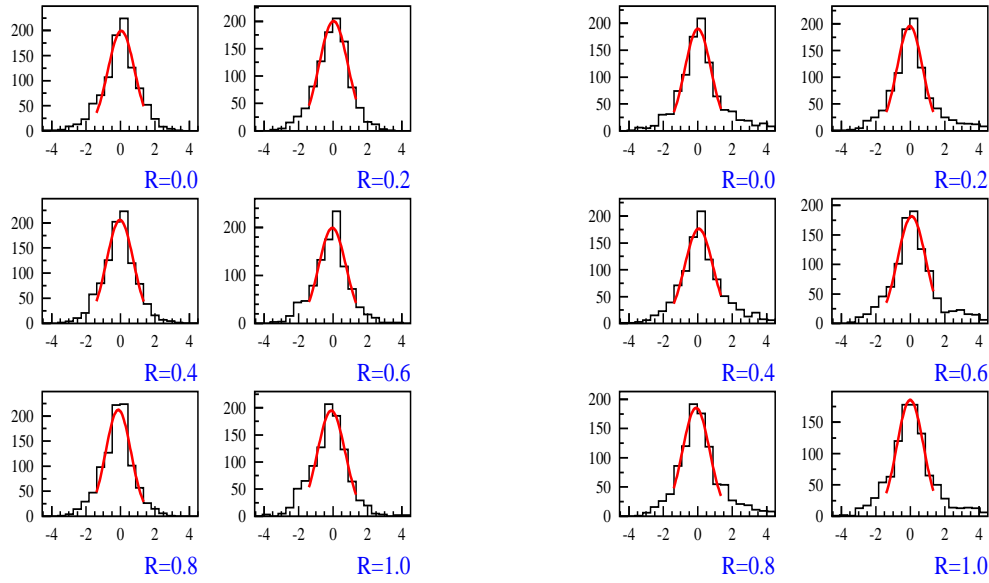


FIG. 7.10: Distributions des valeurs de la fonction de pull pour l'angle α correspondant aux configurations présentées dans la figure 7.9. $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$ est associée aux six courbes de gauche, et $\alpha_{gen} = 106.0^\circ$ aux six distributions de droite.

$\alpha_{gen} = 77.35^\circ$		9 paramètres		11 paramètres	
Fraction R	Fraction $(1 - R)$	$\langle \alpha \rangle_{fit}(\circ)$	$\sigma_\alpha(\circ)$	$\langle \alpha \rangle_{fit}(\circ)$	$\sigma_\alpha(\circ)$
0.0	1.0	76.2 ± 0.2	+6.9 -5.0	76.4 ± 0.2	+6.9 -5.0
0.2	0.8	77.4 ± 0.2	+5.9 -5.5	77.0 ± 0.2	+6.0 -5.5
0.4	0.6	76.3 ± 0.2	+6.9 -5.0	75.7 ± 0.2	+7.0 -4.9
0.6	0.4	76.6 ± 0.2	+6.8 -5.6	75.3 ± 0.2	+7.2 -6.8
0.8	0.2	75.9 ± 0.2	+6.9 -4.9	74.9 ± 0.2	+6.8 -4.5
1.0	0.0	75.2 ± 0.2	+7.3 -4.8	74.2 ± 0.2	+7.3 -4.3

TAB. 7.3: Résultats de l'ajustement pour $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$ en présence d'un bruit de fond à deux composantes.

En tant que contrôle de la procédure, la distribution des variables de pull correspondante est donnée par la figure 7.10. Dans le but de fournir une évaluation de la déviation standard σ , la distribution des paramètres est elle-même ajustée selon une forme gaussienne asymétrique, fournissant ainsi deux écarts standards $\pm\sigma$ distincts par leur orientation par rapport à la valeur la plus probable.

Les tableaux 7.3 et 7.4 synthétisent l'ensemble des résultats relatifs aux différentes fractions de composantes résonantes et uniformes. La distinction des 9 et 11 paramètres libres signifie que, dans le second cas, l'ensemble des fractions de bruit de fond est laissé libre dans l'ajustement au contraire de la première configuration où ces grandeurs sont fixées à leur valeur nominale supposée connue.

Dans tous les cas, on observe un déplacement systématique de la valeur centrale de

$\alpha_{gen} = 106.0^0$		9 paramètres		11 paramètres	
Fraction R	Fraction $(1 - R)$	$\langle \alpha \rangle_{fit} (^0)$	$\sigma_\alpha (^0)$	$\langle \alpha \rangle_{fit} (^0)$	$\sigma_\alpha (^0)$
0.0	1.0	107.8 ± 0.3	+11.4 -5.0	108.4 ± 0.3	+11.3 -4.8
0.2	0.8	108.1 ± 0.3	+11.2 -4.4	107.8 ± 0.3	+11.0 -4.4
0.4	0.6	109.0 ± 0.3	+12.0 -4.8	108.4 ± 0.3	+12.0 -4.6
0.6	0.4	108.8 ± 0.3	+11.6 -5.1	108.2 ± 0.3	+12.4 -4.8
0.8	0.2	108.4 ± 0.3	+12.1 -4.0	107.6 ± 0.3	+12.0 -3.0
1.0	0.0	108.2 ± 0.3	+11.6 -5.2	107.4 ± 0.3	+11.1 -5.1

TAB. 7.4: Résultats de l'ajustement pour $\alpha_{gen} = 106.0^0$ en présence d'un bruit de fond à deux composantes.

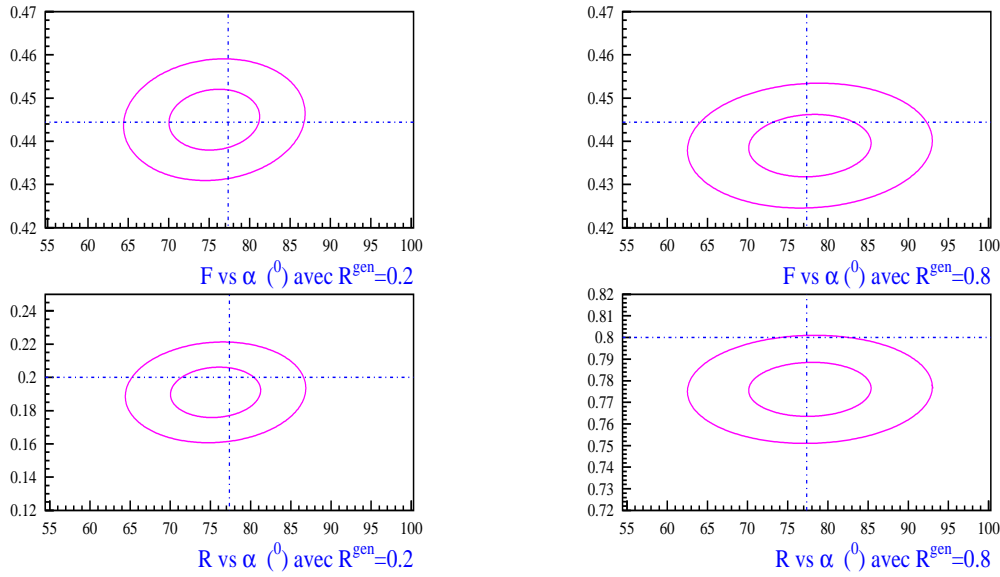


FIG. 7.11: Ellipses d'erreur standards pour l'ajustement à 11 paramètres. Les rayons sont associés par taille croissante respectivement à une et deux déviations standard. $F = \frac{B_{tot}}{B_{tot}+S}$ désigne la fraction globale de bruit de fond et $R = \frac{B_{res}}{B_{tot}}$ la fraction relative de la composante résonante. La valeur de σ_α est celle fournie par l'ajustement.

l'angle α qui s'avère un peu moins prononcé lorsque seuls les paramètres dynamiques sont laissés libres dans l'ajustement mais il convient de remarquer que ce déplacement reste toujours en deçà de la déviation standard σ_α . Les ellipses de la figure 7.11 traduisent les corrélations entre les valeurs ajustées pour α et les fractions F et R associées au bruit de fond selon la valeur générée $\alpha_{gen} = 77.35^0$. Seule la première des 10^3 expériences simulées est considérée et les paramètres d'erreur utilisés proviennent directement de l'ajustement lui-même.

Deux configurations spécifiques, où l'une des deux composantes de bruit de fond domine l'autre, sont ainsi présentées. Toutes les valeurs générées se situent à l'intérieur du contour attaché à une déviation standard à l'exception du cas où l'on ajuste la fraction de bruit résonant majoritaire, sachant que cette observation est généralisable à toutes les

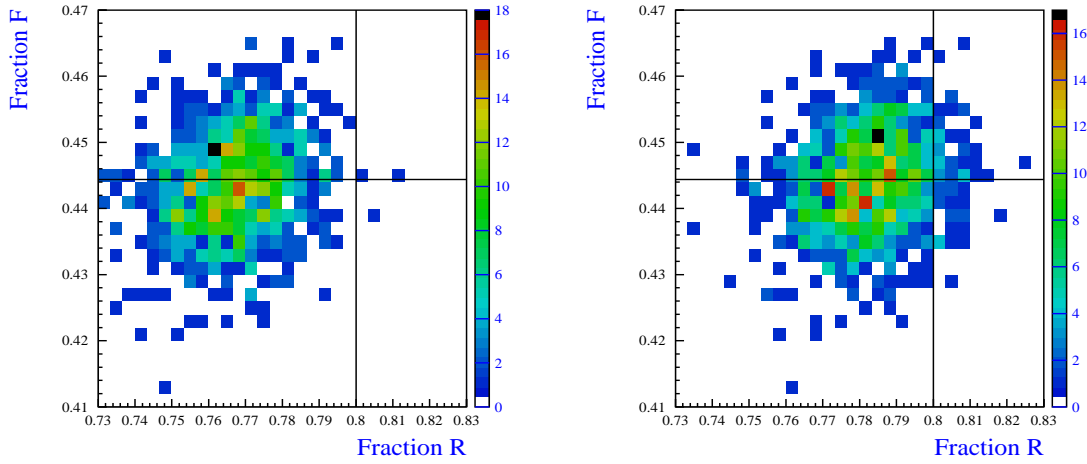


FIG. 7.12: . Distributions de l’ajustement de la fraction résonante R de bruit de fond en fonction de la fraction globale F . Le processus de génération considère $R_{gen} = 0.8$ et $F = 0.444$. La figure de gauche ne tient pas compte des effets de convolution au contraire de celle de droite.

“Gedanken Experiments”. Ce désaccord peut trouver une origine dans la construction de la fonction de vraisemblance qui, jusqu’à présent, a fait abstraction des convolutions nécessaires à la prise en compte des effets de résolutions en temps propre et en espace de phase. Dans la situation précise des coordonnées d’espace de phase, si pour l’extraction de la phase faible α nous n’avons constaté aucun effet notable concernant les pôles des Breit-Wigner, l’élargissement correspondant contribue néanmoins à accroître le poids de la composante uniforme de manière à induire une sous-estimation de la contribution résonante par l’ajustement, et ce d’autant plus fortement que la proportion de cette dernière est importante.

7.4.1.3 Prise en compte des résolutions dans la fonction de vraisemblance

Les distributions de la figure 7.12 traduisent l’évolution de la fraction résonante du bruit de fond R en fonction de la fraction globale F , toutes deux ajustées successivement avant et après que la convolution soit introduite dans la fonction de vraisemblance. Si l’inclusion de la résolution en temps propre est globale, pour des raisons techniques de temps de calcul, cette procédure ne concerne que les termes \mathcal{L}_k^{sig} et $\mathcal{L}_k^{bkg(res)}$ dans le cadre de l’espace de phase. La contamination en bruit de fond est générée telle que $R_{gen} = 0.8$ avec $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$.

La correction introduite rapproche clairement la valeur centrale de celle correspondant à R_{gen} , ce qui corrobore en partie l’hypothèse du paragraphe précédent, même si un accord parfait n’est pas complètement atteint sachant que la fonction d’acceptance associée à la contribution uniforme n’est pas corrigée des effets de résolution. Soulignons encore que la procédure est extrêmement coûteuse en temps de calcul pour une influence limitée sur l’extraction de α puisque la valeur centrale obtenue est de $\langle \alpha \rangle = 76.4^0 \pm 0.2^0$ avec convolution, à comparer à la valeur initiale $\langle \alpha \rangle = 75.9^0 \pm 0.2^0$. Il est certain qu’une analyse rigoureuse basée sur de véritables données ne pourra déroger à cette opération mais dans la suite de cette étude simulée, maintenant que les effets sont balisés, une telle correction

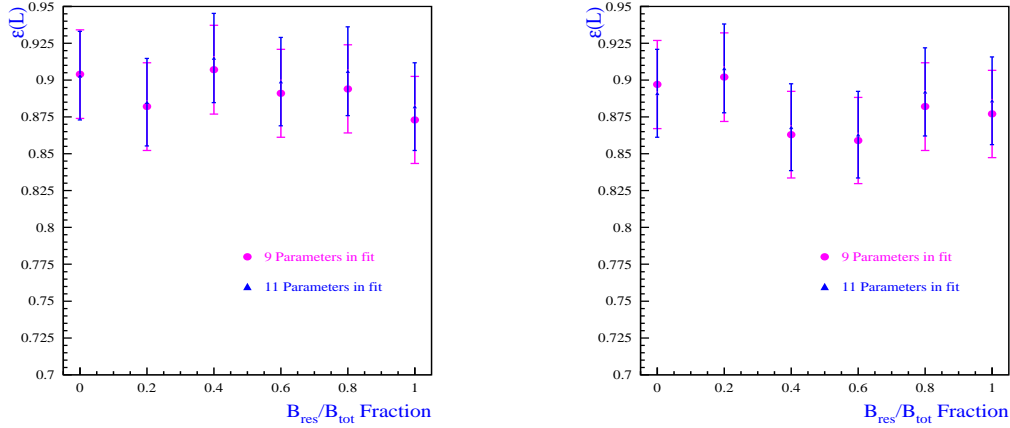


FIG. 7.13: ϵ^{toy} représentée comme fonction de la fraction de bruit résonant. La distribution de gauche correspond à $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et celle de droite à $\alpha_{gen} = 106.0^0$.

se verra occultée par souci d'économie de temps de calcul.

7.4.1.4 Impact de la solution miroir située en $\frac{\pi}{2} - \alpha$

Les deux distributions de la figure 7.13 quantifient ϵ^{toy} la fraction d'expériences dont la valeur de la fonction \mathcal{L} est plus basse pour la coordonnée α_{gen} que pour celle correspondant à $\frac{\pi}{2} - \alpha_{gen}$, ces deux points particuliers étant alors fixés dans l'ajustement. Aucune dépendance significative n'est observée selon que l'on prenne en compte la valeur générée de α elle-même ($\alpha_{gen} = 77.35^0$ ou $\alpha_{gen} = 106.0^0$), le nombre de paramètres libres impliqués (9 ou 11) ou encore la fraction relative R en bruit de fond résonant. Au travers d'une valeur moyenne $\epsilon^{toy} \simeq 90\%$, cette étude indique qu'en présence de bruit de fond, un biais non-négligeable peut apparaître quant au choix du minimum absolu de \mathcal{L} (en gardant à l'esprit que l'on considère une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$ qui définit l'année nominale de prise de données pour LHCb).

En vue de visualiser plus clairement le profil de la fonction \mathcal{L} suivant la dimension associée au paramètre α , nous effectuons, pour 40 expériences statistiquement indépendantes, un balayage individuel compris entre les valeurs 0 et π , chacune étant à chaque fois fixée dans l'ajustement qui conduit à la minimisation de \mathcal{L} . La taille d'une expérience simulée correspond toujours à 10^4 événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et les deux composantes de bruit de fond sont choisies en proportions équivalentes pour un rapport global $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$ ainsi qu'une valeur de phase CKM telle que $\alpha_{gen} = 77.35^0$. Les distributions résultantes sont surperposées dans la figure 7.14 en translatant, pour chaque "Gedanken Experiment", l'origine de la fonction \mathcal{L} à la valeur minimale \mathcal{L}_{min} . En vue d'une interprétation ultérieure en terme de niveau de confiance, l'on constate globalement que même dans la fraction de cas où la véritable valeur de α ne correspond pas au minimum absolu, celle-ci demeure néanmoins toujours associée à un puits marqué de la fonction $\mathcal{L} - \mathcal{L}_{min}$.

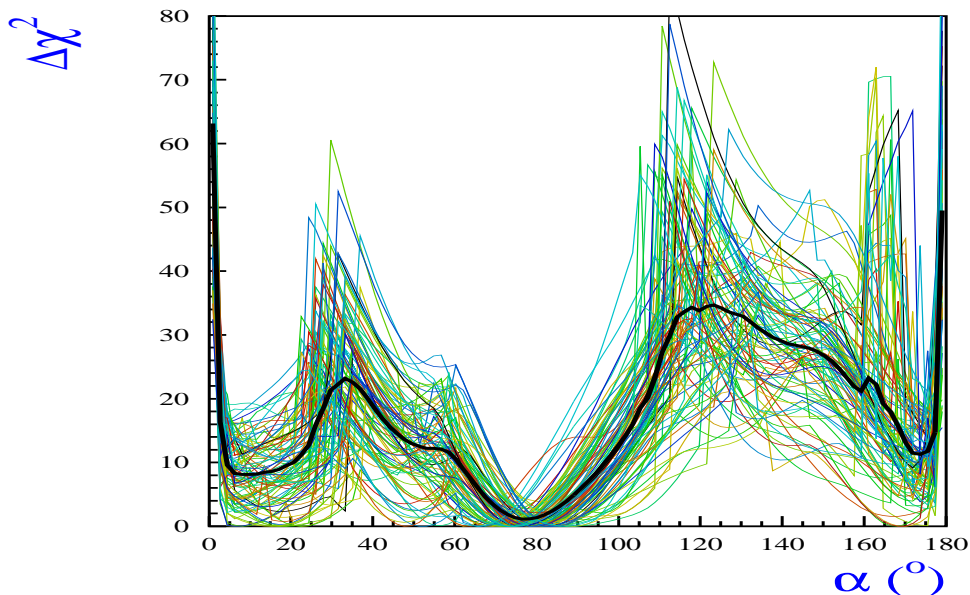


FIG. 7.14: Distribution de la fonction $\Delta\chi^2(\alpha) = \mathcal{L} - \mathcal{L}_{min}$ pour 40 expériences simulées. Le profil moyen est superposé en gras.

7.4.1.5 Estimation pour cinq années nominales de prise de données

Dans cette partie nous réévaluons les sensibilités estimées au paragraphe précédent dans un contexte correspondant à une luminosité intégrée de $5 \otimes 2 \text{ fb}^{-1}$, qui pourrait être atteinte en 2011-2012. En l’absence d’une connaissance affirmée du comportement statistique des résolutions en présence de bruit de fond, nous conservons le cadre des simulations d’expériences statistiquement indépendantes avec une taille d’échantillons adaptée en conséquence. Pour des raisons de temps de calcul, seules 500 “Gedanken Experiments” sont générées. Les résultats sont présentés sur les figures 7.15 et 7.16, ceci pour les deux configurations typiques $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$ et $\alpha_{gen} = 106.0^\circ$. Le contexte retenu est celui d’un mélange des deux contributions de bruit de fond plates et résonnantes dans des proportions égales ($R = 0.5$), de concert avec la valeur nominale $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$. L’ajustement est réalisé en laissant libres les 9 paramètres dynamiques et les 2 fractions de bruits de fond.

Du point de vue quantitatif, on obtient les valeurs recensées dans le tableau 7.5.

Configuration	$\langle\alpha\rangle_{fit}(\circ)$	$\sigma_\alpha(\circ)$	$\epsilon^{toy}(\%)$
$\alpha_{gen} = 77.35^\circ$	76.5 ± 0.1	$+2.6 - 2.2$	99.8
$\alpha_{gen} = 106.0^\circ$	105.8 ± 0.1	$+3.7 - 2.5$	99.8

TAB. 7.5: Sensibilité attendue sur le paramètre α dans un ajustement à 11 paramètres libres après 5 années nominales de prises de données.

L’on constate ainsi que l’augmentation de statistique va de pair avec une symétrisation

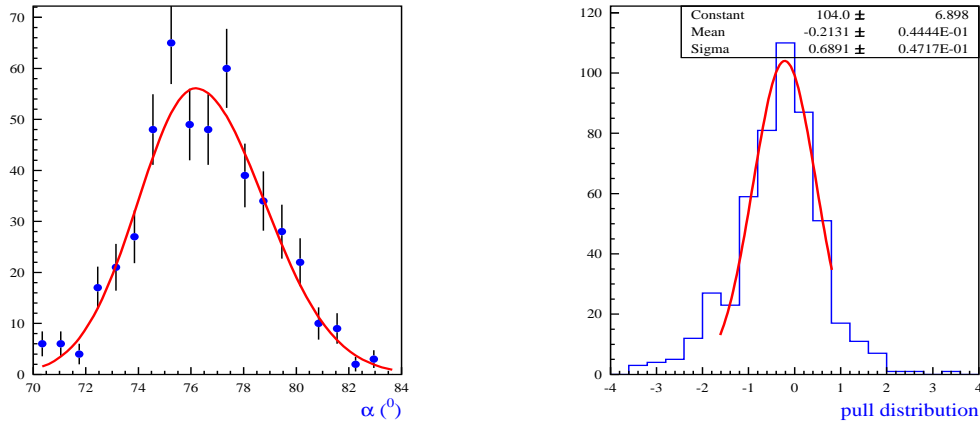


FIG. 7.15: Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} pour le paramètre α telles que $\alpha_{gen} = 77.35^{\circ}$ pour $\int \mathcal{L}^I dt = 5 \otimes 2 \text{ fb}^{-1}$. Figure de droite : distribution de la fonction de pull associée.

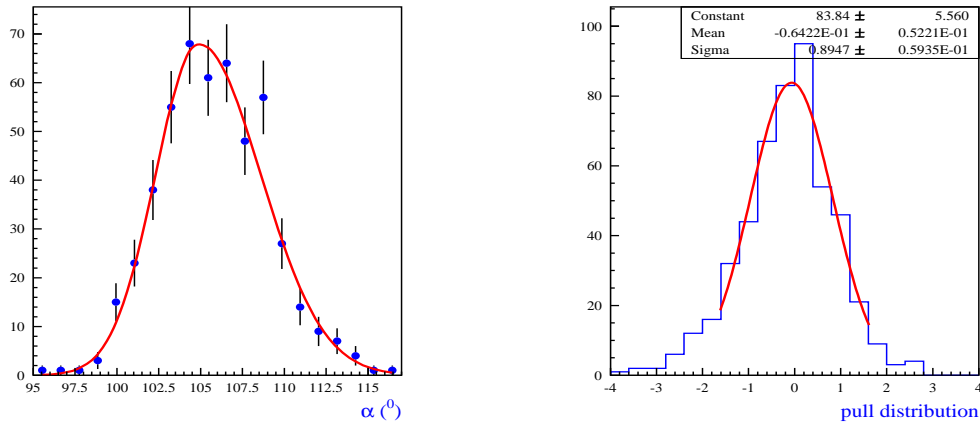


FIG. 7.16: Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} pour le paramètre α telles que $\alpha_{gen} = 106.0^{\circ}$ pour $\int \mathcal{L}^I dt = 5 \otimes 2 \text{ fb}^{-1}$. figure de droite : distribution de la fonction de pull associée.

accrue de la forme gaussienne des distributions et la déviation systématique observée sur la valeur centrale est réduite par rapport à celle issue d'une luminosité cinq fois moindre, observant par ailleurs, que la probabilité de convergence vers la solution miroir devient quasi négligeable. En définitive, dans le cadre des hypothèses formulées dans ce chapitre, la déviation standard d'origine statistique peut ainsi être estimée à la valeur :

$$\boxed{\sigma_{\alpha}^{stat} \simeq 3^0} \quad (7.29)$$

Insistons sur le fait que cette limite suppose une luminosité intégrée telle que $\int \mathcal{L}^I dt = 10 \text{ fb}^{-1}$.

7.4.2 Impact de la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S}$

Le rapport $\frac{B_{tot}}{S}$ a été évalué sur la base d'un échantillon complètement simulé de 10^7 événements $b\bar{b}$ inclusifs. La valeur nominale estimée souffre d'incertitudes statistiques importantes et une limite à 90% de confiance est établie telle que $\frac{B_{tot}}{S} < 3$. Face à cette connaissance limitée, le propos de cette partie est d'étudier l'incidence d'une variation de la valeur du rapport $\frac{B_{tot}}{S}$ sur la précision attendue dans l'estimation du paramètre α . Par raison de consommation excessive en temps de calcul, trois hypothèses sont introduites :

- Le bruit de fond est généré selon une unique composante résonante. Ce choix apparaît conservatif au vu du plus haut degré de similarité qui existe avec la distribution en espace de phase des événements $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, conduisant ainsi à un potentiel de discrimination moindre dans la fonction de vraisemblance. L'ajustement est par conséquent réalisé sur une base de 10 paramètres libres.
- Toutes les distorsions expérimentales sont incluses dans la fonction \mathcal{L} à l'exception des résolutions.
- La fraction $\frac{B_{tot}}{S} = \frac{B_{res}}{S}$ est générée dans l'intervalle $[0.0, 3.0]$.

Le contexte est celui d'une année nominale de prise de données ($\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$) en simulant pour chaque cas 10^3 "Gedanken Experiments". Les distributions concernant la valeur ajustée de α conduisent là-encore à des profils hautement asymétriques résultant dans deux valeurs différentes pour les déviations standard droites et gauches. La valeur centrale $\langle \alpha \rangle$ traduit la moyenne canonique de la distribution ajustée. Les tableaux 7.6 et 7.7 montrent l'évolution de $\langle \alpha \rangle$ et σ_{α} en fonction de la fraction $\frac{B_{tot}}{S}$ pour deux scénarii de la valeur générée de α . Un biais systématique apparaît dans l'évaluation de $\langle \alpha \rangle$ pour les hautes valeurs de $\frac{B_{tot}}{S}$ et l'effet est clairement amplifié avec $\alpha_{gen} = 106.0^0$ puisque la déviation atteint dans ce cas $\simeq 11^0$ avec $\frac{B_{tot}}{S} = 3.0$. Par ailleurs la probabilité de converger préférentiellement vers la solution miroir peut atteindre jusqu'à environ 12% en cohérence avec le fait que la dilution d'information due au bruit de fond a tendance à diminuer l'écart entre les minima de la fonction \mathcal{L} .

Les courbes de la figure 7.17 visualisent l'évolution des valeurs gauches et droites de σ_{α} en fonction du rapport $\frac{B_{tot}}{S}$. Pour $\alpha_{gen} = 77.35^0$ les bornes d'erreur extrêmes appartiennent à l'intervalle $\{-7^0 + 9^0\}$, pour $\alpha_{gen} = 106.0^0$, la déviation est plus marquée et s'accroît jusqu'à environ $\{-6^0 + 23^0\}$. Ces constatations indiquent que la valeur réelle de

$\alpha_{gen} = 77.35^0$								
B/S_{tot}	0.2	0.5	0.8	1.2	1.5	2.0	2.5	3.0
$\langle \alpha \rangle$	77.3	77.0	77.3	77.1	77.2	76.8	77.2	76.8
σ_α	+5.3 -4.7	+6.1 -5.0	+6.5 -5.5	+7.0 -5.7	+7.9 -6.0	+7.7 -6.4	+8.4 -7.4	+8.6 -8.0
$\frac{\sigma_\alpha}{\sqrt{N}}$	± 0.15	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.25	± 0.25	± 0.3
ϵ^{toy}	0.95 ± 0.03	0.92 ± 0.03	0.90 ± 0.03	0.88 ± 0.03	0.87 ± 0.03	0.91 ± 0.03	0.89 ± 0.03	0.91 ± 0.03

TAB. 7.6: Evolution de $\langle \alpha \rangle$ et σ_α obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$ en fonction de la fraction $\frac{B_{tot}}{S}$ avec $\alpha_{gen} = 77.35^0$.

$\alpha_{gen} = 106.0^0$								
B/S_{tot}	0.2	0.5	0.8	1.2	1.5	2.0	2.5	3.0
$\langle \alpha \rangle$	107.5	107.5	107.4	108.4	108.6	110.3	111.3	116.9
σ_α	+9.4 -3.9	+11.8 -4.1	+11.3 -5.1	+12.9 -5.3	+13.9 -6.0	+14.6 -6.8	+17.1 -7.2	+22.5 -7.3
$\frac{\sigma_\alpha}{\sqrt{N}}$	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.3	± 0.35	± 0.4	± 0.5
ϵ^{toy}	0.92 ± 0.03	0.88 ± 0.03	0.89 ± 0.03	0.85 ± 0.03	0.83 ± 0.03	0.88 ± 0.03	0.90 ± 0.03	0.89 ± 0.03

TAB. 7.7: Evolution de $\langle \alpha \rangle$ et σ_α en fonction de la fraction $\frac{B_{tot}}{S}$ avec $\alpha_{gen} = 106.0^0$.

la fraction $\frac{B_{tot}}{S}$ est un paramètre d'influence essentielle pour la sensibilité sur la valeur de α et qu'un contrôle strict du niveau de bruit de fond s'avère nécessaire pour la procédure de sélection.

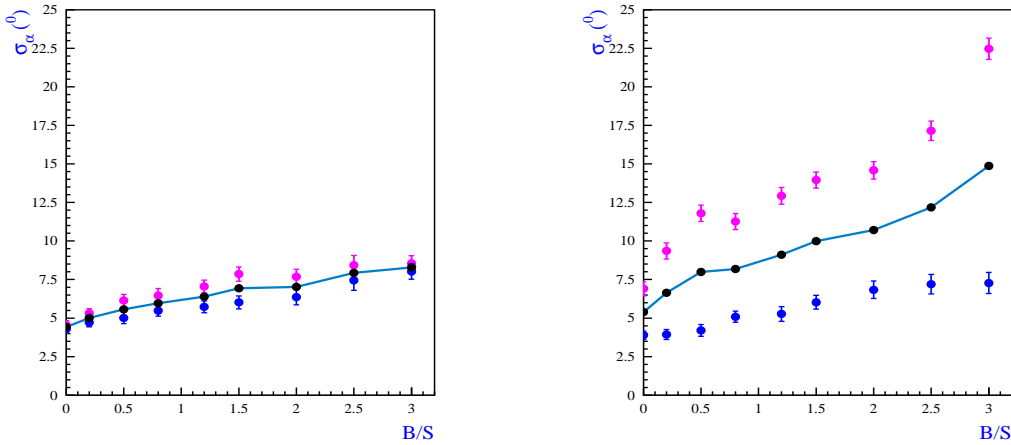


FIG. 7.17: σ_α comme fonction de la fraction B/S pour une année nominale de prise de données (2 fb^{-1}). La courbe de gauche correspond à $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et celle de droite à $\alpha_{gen} = 106.0^0$. Le profil asymétrique des distributions implique l'existence de deux valeurs de déviations standards dont celle de gauche correspond aux points du bas. L'effet moyen est représenté au moyen de la ligne continue.

7.4.3 Sensibilité au rapport $\frac{P}{T}$: une porte ouverte à une physique nouvelle ?

Nous reprenons ici l'argumentation développée par London et Pagé [77] visant à souligner la sensibilité du mode $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$ à une contribution de nouvelle physique au travers de la mesure directe des paramètres dynamiques autres que l'angle CKM α .

La phase faible associée aux contributions pingouins \mathcal{P}^{ij} est du plus haut intérêt puisque dans le contexte du Modèle standard, il a été précédemment souligné que la part apportée par le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ compense totalement cette phase en première approximation. Si une théorie allant au-delà du Modèle Standard se trouve impliquée, comme illustré dans l'exemple des FCNC issus d'une théorie supersymétrique au chapitre 2, il n'existe plus d'argument pour garantir la pérennité de cette propriété de compensation dans la mesure où interviennent de nouvelles structures en saveur en parallèle à l'introduction de nouvelles particules dans ces processus à boucles. De nouveaux degrés de liberté internes peuvent conduire à une modification des coefficients de Wilson de l'hamiltonien effectif tout autant qu'y introduire de nouvelles phases en addition d'une base d'opérateurs locaux élargie. Sans entrer dans une spécificité trop marquée pour un modèle particulier, il est possible de paramétrer l'effet en introduisant une nouvelle phase Ψ_{NP} , CP impaire, indistincte suivant le mode considéré et telle que les amplitudes $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$ se réécrivent :

$$\begin{aligned} e^{i\beta} \mathcal{A}^{+-}(B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-) &= e^{-i\alpha} \mathcal{T}^{+-} + e^{-i\Psi_{NP}} \mathcal{P}^{+-} \\ e^{i\beta} \mathcal{A}^{-+}(B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+) &= e^{-i\alpha} \mathcal{T}^{-+} + e^{-i\Psi_{NP}} \mathcal{P}^{-+} \\ e^{i\beta} \mathcal{A}^{00}(B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0) &= e^{-i\alpha} \mathcal{T}^{00} + e^{-i\Psi_{NP}} \mathcal{P}^{00} \end{aligned} \quad (7.30)$$

Les amplitudes \mathcal{T}^{ij} et \mathcal{P}^{ij} peuvent être elles-mêmes affectées ou pas par cette introduction de nouvelle physique tout en incluant les phases fortes amenées par QCD. Le contexte de sensibilité simultanée à $\sin 2\alpha$ et $\cos 2\alpha$ demeure inchangé au regard des équations 3.47, 3.48, 3.49 et 3.50. Il est alors pertinent de déterminer, en terme de contraintes imposées par les grandeurs observables, la dépendance implicite des fractions $|\frac{\mathcal{P}^{ij}}{\mathcal{T}^{ij}}|$ selon Ψ_{NP} . Avec un peu d'algèbre, on peut écrire en introduisant les modes CP conjugués (et en omettant la phase globale $e^{i\beta}$ qui sera réabsorbée dans le terme de mélange $\frac{q}{p}$) :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{ij} e^{i\Psi_{NP}} - \bar{\mathcal{A}}^{ji} e^{-i\Psi_{NP}} &= -2i \sin(\alpha - \Psi_{NP}) \mathcal{T}^{ij} \\ \mathcal{A}^{ij} e^{i\alpha} - \bar{\mathcal{A}}^{ji} e^{-i\alpha} &= -2i \sin(\alpha - \Psi_{NP}) \mathcal{P}^{ij} \end{aligned}$$

soit en introduisant les observables :

$$a_{ij} = \frac{|\mathcal{A}^{ij}|^2 - |\bar{\mathcal{A}}^{ji}|^2}{|\mathcal{A}^{ij}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}^{ji}|^2} \quad (7.31)$$

et

$$\alpha_{eff}^{ij} = \frac{1}{2} Arg(\bar{\mathcal{A}}^{ji} \mathcal{A}^{ij*}) \quad (7.32)$$

on obtient alors :

$$\left| \frac{P^{ij}}{T^{ij}} \right| = \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - a_{ij}^2} \cdot \cos(2\alpha_{eff}^{ij} - 2\alpha)}{1 - \sqrt{1 - a_{ij}^2} \cdot \cos(2\alpha_{eff}^{ij} - 2\Psi_{NP})}} \quad (7.33)$$

Du point de vue du décompte du nombre de degrés de liberté, on dispose de 11 grandeurs observables et si l'on n'introduit aucune hypothèse additionnelle à la symétrie d'isospin, α , les phases fortes, les amplitudes à l'arbre et pingouins recouvrent entièrement le nombre de grandeurs ajustables et toute distinction du paramètre supplémentaire Ψ_{NP} conduit à un problème sous-contraint. La sensibilité indirecte à Ψ_{NP} passe donc par l'introduction d'une nouvelle hypothèse qui se doit de minimiser les incertitudes impliquées. Pour fournir cette contrainte on peut explorer le volet hadronique et calculer le module $|\frac{P^{ij}}{T^{ij}}|$ avec les ingrédients du Modèle Standard et déterminer ainsi un domaine d'appartenance. Guidée par la contrainte de l'équation 7.33, une déviation significative à cette prédiction dans les mesures pourrait signer la présence de nouvelle physique, à la condition que les incertitudes hadroniques soient suffisamment maîtrisées, ou, dans le cas contraire, une limite pourrait alors être établie. L'intérêt de la prescription de Snyder et Quinn est de permettre une détermination indépendante des paramètres arbres et pingouins et nous estimons ici la sensibilité relative de LHCb aux deux rapports $r^{+-} = |\frac{P^{+-}}{T^{+-}}|$ and $r^{-+} = |\frac{P^{-+}}{T^{-+}}|$. Le mode du ρ neutre n'est pas considéré en raison de la suppression de couleur qui affaiblit le rapport d'embranchement. La figure 7.18 présente l'évolution de $\frac{\sigma_{r^{+-}}}{\sigma_{r^{-+}}}$ et $\frac{\sigma_{r^{-+}}}{\sigma_{r^{+-}}}$ en fonction de la fraction de bruit résonant R dans un contexte identique à celui de l'étude menée dans ce paragraphe, à savoir en particulier, la simulation rapide des dilutions expérimentales, une fraction globale de bruit de fond introduite telle que $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$ et considérant le scénario pingouins forts. Les deux valeurs $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et $\alpha_{gen} = 106.0^0$ sont prises en compte.

L'étude indique qu'une précision relative de $\simeq 40\%$ peut être atteinte après une année nominale de prise de données (obtenue pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 fb^{-1}$) sans qu'aucune dépendance selon le poids de la composante résonante R en bruit de fond soit observable.

A plus long terme, une simulation de 500 "gedanken experiments", se référant à une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$ et considérant un mélange égal de composantes uniformes et résonantes de bruit de fond, fournit les valeurs :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{r^{+-}}}{\sigma_{r^{-+}}} &\simeq 18\% \\ \frac{\sigma_{r^{-+}}}{\sigma_{r^{+-}}} &\simeq 16\% \end{aligned}$$

dans l'hypothèse $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{r^{+-}}}{\sigma_{r^{-+}}} &\simeq 25\% \\ \frac{\sigma_{r^{-+}}}{\sigma_{r^{+-}}} &\simeq 18\% \end{aligned}$$

dans l'hypothèse $\alpha_{gen} = 106.0^0$, sachant que l'évaluation d'une valeur de déviation unique présentée ici repose sur le degré de symétrie accru des profils gaussiens avec $\int \mathcal{L}^I dt = 5 \otimes 2 fb^{-1}$.

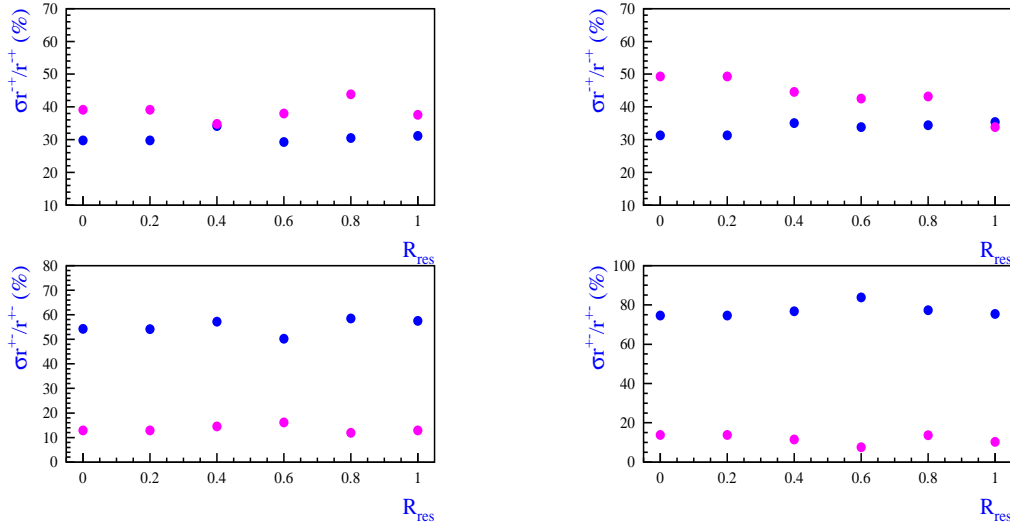


FIG. 7.18: Incertitudes relatives sur les valeurs ajustées $r^{+-} = |\frac{P^{+-}}{T^{+-}}|$ et $r^{-+} = |\frac{P^{-+}}{T^{-+}}|$ obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$. En raison du caractère fortement asymétrique des distributions, la nuance des couleurs distingue les deux résolutions associées. La figure de gauche est relative à $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et celle de droite à $\alpha_{gen} = 106.0^0$.

Il convient de mentionner que dans le cas du mode $B_d \rightarrow 3\pi$, les valeurs estimées par le calcul sont telles que $r_{MS}^{+-} = 0.10_{-0.04}^{+0.06}$ et $r_{MS}^{-+} = 0.10_{-0.05}^{+0.09}$ [78] alors que l'ordre de grandeur atteint $\frac{P}{T} \simeq 30\%$ dans le mode $B_d \rightarrow 2\pi$. Par conséquent, bien qu'il faille tenir compte de l'incertitude intrinsèquement liée à QCD, la faible sensibilité expérimentale obtenue n'exclut pas l'observation d'effets conséquents de nouvelle physique dans la désintégration $B_d \rightarrow \pi\pi\pi$.

Pour aller plus loin dans la prospective, on peut choisir une borne conservative associée aux erreurs de nature théorique telle que $\sigma_{MS}^{ij} = 0.1$ et rechercher dans le contexte de sensibilité de l'expérience LHCb la valeur mesurée r_{mes}^{ij} qui corresponde à un écart d'au moins 3 déviations standards de la valeur r_{MS}^{ij} . Cette déviation standard σ_T est ainsi évaluée comme :

$$\sigma_T = \sqrt{(\sigma_{MS}^{ij})^2 + \left(\frac{\sigma_{r^{ij}}}{r^{ij}} \cdot r_{mes}^{ij}\right)^2} \quad (7.34)$$

et où l'on recherche :

$$r_{mes}^{ij} - r_{MS}^{ij} > 3\sigma_T \quad (7.35)$$

La courbe 7.19 illustre l'évolution de r_{mes}^{ij} soumis à la condition 7.35 en fonction du nombre d'années nominales de prise de données effectives à $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$. En considérant l'hypothèse $\int \mathcal{L}^I dt = 10 \text{ fb}^{-1}$, alors une fraction mesurée $r_{mes}^{ij} \simeq 0.55$ signerait une déviation au modèle standard à 99.73% de degré de confiance, l'étude précédente ayant évalué la sensibilité expérimentale correspondante à $\frac{\sigma_{r^{ij}}}{r^{ij}} \simeq 0.2$.

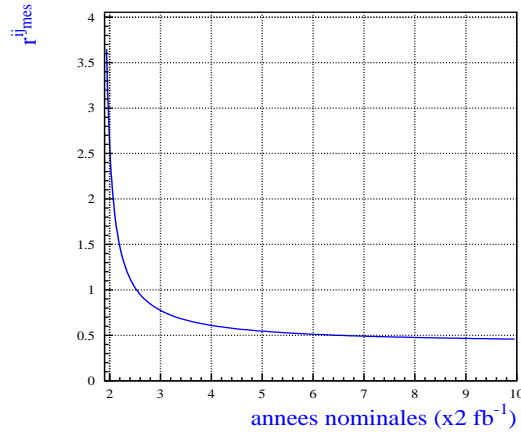


FIG. 7.19: Valeurs de la mesure r_{mes}^{ij} nécessaires pour obtenir un écart de 3 déviations standards à la valeur r_{MS}^{ij} en fonctions du nombre d'années à la luminosité nominale $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$.

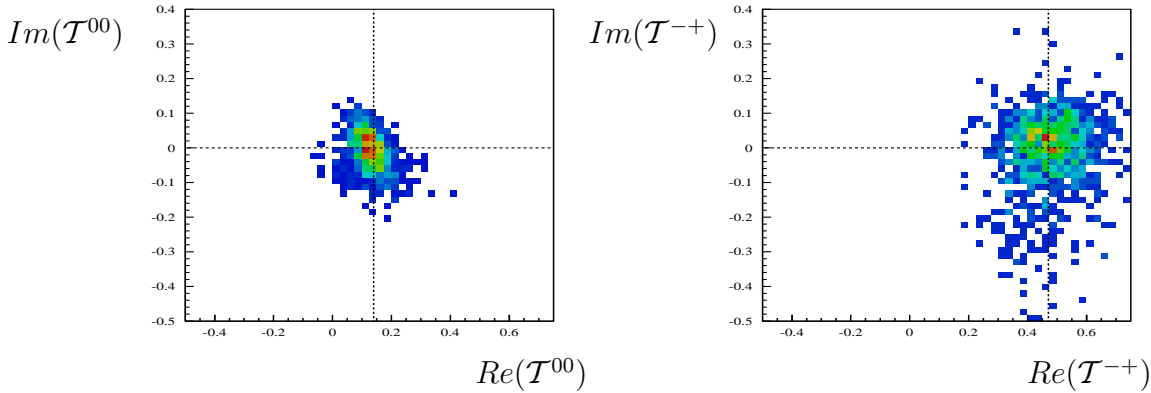


FIG. 7.20: Distributions obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$ des valeurs ajustées des parties imaginaires des paramètres associés aux amplitudes de type \mathcal{T} en fonction des parties réelles correspondantes. Les valeurs générées sont matérialisées par les lignes droites. Le terme \mathcal{T}^{00} est associé à la figure de gauche et le terme \mathcal{T}^{-+} à celle de droite.

7.4.4 Phases fortes des diagrammes pingouins

À titre d'illustration du potentiel d'extraction des paramètres QCD au travers de l'ajustement du corrélogramme de Dalitz, les figures 7.20 et 7.21 illustrent le profil des distributions des parties réelles et imaginaires des termes \mathcal{T}^{00} , \mathcal{T}^{-+} , \mathcal{P}^{+-} et \mathcal{P}^{-+} , issues d'un ajustement à 11 paramètres libres dans l'hypothèse $\alpha_{gen} = 77.35^0$.

Le cas du rapport $\frac{P}{T}$ venant d'être traité, les tableaux 7.8 et 7.9 présentent les résolutions obtenues sur δ^{+-} et δ^{+0} en vue de quantifier la sensibilité obtenue sur les phases fortes des diagrammes pingouins (qui souffrent des plus hautes incertitudes théoriques). Le scénario de génération est toujours celui des pingouins forts, le contexte de distorsions expérimentales et contamination en bruit de fond demeurent inchangés par rapport aux études précédentes et la luminosité intégrée correspond à une année nominale ($\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$).

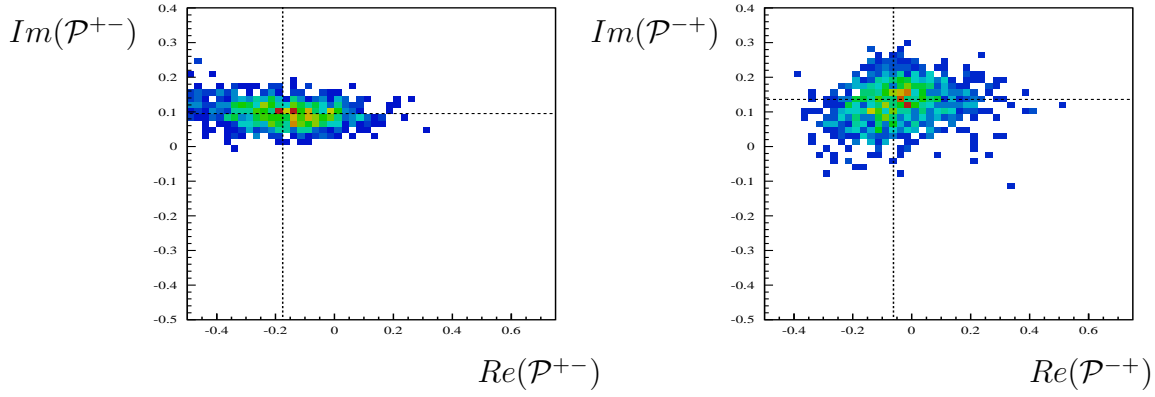


FIG. 7.21: Distributions obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$ des valeurs ajustées des parties imaginaires des paramètres associés aux amplitudes de type \mathcal{P} en fonction des parties réelles correspondantes. Les valeurs générées sont matérialisées par les lignes droites. Le terme \mathcal{P}^{+-} est associé à la figure de gauche et le terme \mathcal{P}^{-+} à celle de droite.

Fraction R	Fraction $(1 - R)$	$\langle \delta^{+-} \rangle_{fit}^{(0)}$	$\sigma_{\delta^{+-}}^{(0)}$	$\langle \delta^{-+} \rangle_{fit}^{(0)}$	$\sigma_{\delta^{-+}}^{(0)}$
0.0	1.0	-32.7 ± 0.5	$+4.0 -24.1$	110.4 ± 1.1	$+18.9 -50.3$
0.2	0.8	-32.1 ± 0.5	$+4.0 -24.1$	111.5 ± 1.1	$+18.9 -49.3$
0.4	0.6	-32.1 ± 0.5	$+4.0 -25.2$	111.2 ± 1.1	$+18.9 -50.1$
0.6	0.4	-32.1 ± 0.5	$+4.0 -23.5$	112.2 ± 1.1	$+17.8 -50.1$
0.8	0.2	-33.2 ± 0.5	$+5.2 -26.9$	112.2 ± 1.1	$+20.0 -47.6$
1.0	0.0	-32.5 ± 0.5	$+4.0 -23.5$	114.8 ± 1.1	$+16.6 -48.7$

TAB. 7.8: Résolutions obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$ à partir d'un ajustement à 11 paramètres sur les phases pingouins fortes δ^{+-} et δ^{-+} avec $\alpha_{gen} = 77.35^0$, $\delta_{gen}^{+-} = -28.65^0$ et $\delta_{gen}^{-+} = 114.6^0$.

Fraction R	Fraction $(1 - R)$	$\langle \delta^{+-} \rangle_{fit}^{(0)}$	$\sigma_{\delta^{+-}}^{(0)}$	$\langle \delta^{-+} \rangle_{fit}^{(0)}$	$\sigma_{\delta^{-+}}^{(0)}$
0.0	1.0	-32.5 ± 0.5	$+4.4 -20.9$	107.4 ± 1.3	$+21.2 -57.8$
0.2	0.8	-32.0 ± 0.5	$+4.0 -22.9$	109.3 ± 1.3	$+20.1 -59.5$
0.4	0.6	-31.8 ± 0.5	$+4.4 -22.9$	109.8 ± 1.3	$+24.0 -57.6$
0.6	0.4	-32.2 ± 0.5	$+4.0 -22.9$	107.3 ± 1.3	$+21.8 -55.8$
0.8	0.2	-30.7 ± 0.5	$+4.8 -23.9$	109.4 ± 1.3	$+20.1 -55.8$
1.0	0.0	-30.4 ± 0.5	$+4.4 -22.9$	110.6 ± 1.3	$+23.8 -55.3$

2

TAB. 7.9: Résolutions obtenues pour $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$ à partir d'un ajustement à 11 paramètres sur les phases pingouins fortes δ^{+-} et δ^{-+} avec $\alpha_{gen} = 106.0^0$, $\delta_{gen}^{+-} = -28.65^0$ et $\delta_{gen}^{-+} = 114.6^0$.

Les distributions de ces paramètres sont encore fortement asymétriques et rendent délicates la définition de la valeur centrale. Sur la considération de la valeur la plus probable, des déviations atteignant jusqu'à $\simeq 4^0$ pour δ^{+-} et $\simeq 7^0$ pour δ^{-+} peuvent être observées.

7.5 Cas d'un bruit de fond dépendant des paramètres CKM

7.5.1 Description du modèle

Nous nous plaçons à présent dans le cadre d'une modélisation spécifique d'une classe de bruit de fond basée sur les résultats de l'étude de contamination menée au paragraphe 6.2.5 sur des échantillons dédiés. Il peut en être déduit en particulier que les événements potentiellement dangereux possèdent la caractéristique commune de présenter une dépendance par rapport aux paramètres CKM . Le tableau 7.10 rappelle les niveaux attendus à l'issue de la sélection multivariable pour deux exemples typiques de ces bruits de fond spécifiques.

Echantillon	Rapport d'embranchement (10^{-5})	N_{sel}^{spec}	B_{spec}/S
152 k $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\gamma$	4.3 ± 0.4	32	7%
50 k $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\pi^0$	~ 2	14	5%

TAB. 7.10: Performances de la sélection multivariable sur deux types d'échantillons de bruit de fond spécifiques.

En guise d'étude générique, nous nous restreignons ici au cas des désintégrations non-charmées telles que $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ et dont l'analyse de la composante $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\pi^0$ a montré que le kaon énergétique mal identifié en pion peut tromper la procédure de sélection. Ce choix préliminaire repose sur la très forte similitude des distributions angulaires⁶ avec celles des événements de signal et qui restreint dès-lors l'étendue du potentiel de discrimination au sein de la fonction de vraisemblance. Du point de vue le plus général, trois modes de désintégration du méson B_d^0 peuvent conduire à l'état final $K^+\pi^-\pi^0$:

$$B_d^0 \rightarrow K^{*+}\pi^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^0 \quad (7.36)$$

$$B_d^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0 \quad (7.37)$$

$$B_d^0 \rightarrow \rho^- K^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^0 \quad (7.38)$$

De manière analogue au canal $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, l'obtention de cet état final à trois corps procède via les interférences dans l'espace de phase des états hadroniques intermédiaires résonants K^{*+} , K^{*0} et ρ^- . Cependant, la caractéristique auto-étiquetante du canal implique que les modes CP conjugués ne correspondent pas au même état final⁷ $K^-\pi^+\pi^0$

⁶La dépendance en angle d'hélicité est en $\sin\theta$ pour l'amplitude associée à $B_d^0 \rightarrow K^*(K^+\pi^-)\gamma$.

⁷Rien n'interdit cependant à un méson de saveur \bar{B}_d^0 à $t=0$ de conduire à l'état final $K^+\pi^-\pi^0$ par l'oscillation temporelle $B^0 - \bar{B}^0$.

Paramètre	Valeur
\mathcal{T}_K^{+-}	0.22
\mathcal{P}_K^{+-}	-1.2
\mathcal{T}_K^{00}	0.015
\mathcal{P}_K^{00}	0.85
\mathcal{T}_K^{-+}	0.13
\mathcal{P}_K^{-+}	0.16

TAB. 7.11: Valeurs correspondant au scénario de génération des événements $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ [65].

et les deux états de charge du kaon doivent être considérés a priori de manière distincte dans le processus de génération. En première approximation, nous supposons la symétrie de charge $K^+ - K^-$ pour l'ensemble du processus et seuls les événements $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ sont simulés en tant que classe spécifique dans la procédure des "gedanken experiments". La dépendance en phase faible est illustrée par l'expression des amplitudes :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-) &= e^{i\gamma}\bar{\mathcal{T}}_K^{+-} + \bar{\mathcal{P}}_K^{+-} \\
\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow \rho^-K^+) &= e^{i\gamma}\bar{\mathcal{T}}_K^{-+} + \bar{\mathcal{P}}_K^{-+} \\
\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0) &= e^{i\gamma}\bar{\mathcal{T}}_K^{00} + \bar{\mathcal{P}}_K^{00}
\end{aligned} \tag{7.39}$$

En utilisant la relation triangulaire $\alpha + \beta + \gamma = \pi$, une autre convention de phase permet de faire apparaître une dépendance en α :

$$\begin{aligned}
e^{i\beta}\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}_K^{+-} + e^{i\beta}\mathcal{P}_K^{+-} \\
e^{i\beta}\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow \rho^-K^+) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}_K^{-+} + e^{i\beta}\mathcal{P}_K^{-+} \\
e^{i\beta}\mathcal{A}_K(B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0) &= e^{-i\alpha}\mathcal{T}_K^{00} + e^{i\beta}\mathcal{P}_K^{00}
\end{aligned} \tag{7.40}$$

avec $\bar{\mathcal{T}}^{ij} = -\mathcal{T}^{ij}$ et $\bar{\mathcal{P}}^{ij} = \mathcal{P}^{ij}$.

Concernant la génération, les valeurs des paramètres \mathcal{T}_K^{ij} and \mathcal{P}_K^{ij} sont fixées selon le scénario initial inclu dans *EVTGEN* [65] présenté dans le tableau 7.11 et la valeur de α est imposée en cohérence avec celle du mode $B \rightarrow 3\pi$. L'évolution en temps propre est calculée sur ce même mode (en occultant l'amplitude \mathbf{CP} conjuguée) et l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ est traitée dans l'approximation où $\frac{q}{p}$ est une phase pure.

La valeur de la phase faible β est quant à elle choisie telle que $\beta_{gen} = 20.8^\circ$. La contribution du spin 1 de la résonance intermédiaire qui implique un facteur d'hélicité identique aux trois modes est décrit par l'harmonique sphérique $\mathcal{Y}^{01}(\cos \Theta)$. Les facteurs de forme des états K^* sont modélisés au moyen de propagateurs de type Breit-Wigner relativistes à une composante alors que le ρ^- est décrit par la paramétrisation de Kuhn et Santamaria utilisée pour le signal.

A l'issue de l'étape de génération, la simulation rapide des effets expérimentaux est appliquée en considérant un ensemble de distorsions supposées préliminairement identiques à celles associées au signal, avec cependant l'ajout d'une correction additionnelle qui consiste à prendre en compte l'effet de mauvaise identification sur le kaon. Dans cette

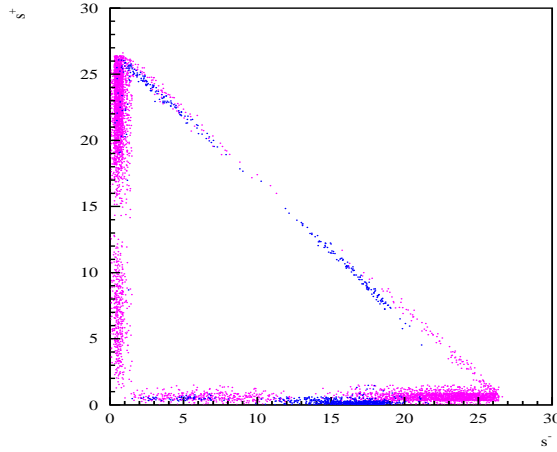


FIG. 7.22: *Corrélogramme de Dalitz en tant que fonction des deux coordonnées invariantes d'espace de phase $\{s^+, s^-\}$ obtenue à l'issue de la simulation rapide. La distribution de couleur claire illustre le mode $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ avec $s^+ = m_{\pi^+\pi^0}^2$ et $s^- = m_{\pi^-\pi^0}^2$. La distribution sombre traduit la contamination $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ considérant $s^+ = m_{K^+\pi^0}^2$ et $s^- = m_{\pi^-\pi^0}^2$ où la correction du quadri-vecteur du K^+ est incluse.*

optique, la partie temporelle du quadri-vecteur du K^+ est alors modifiée pour que la norme soit en accord avec la masse invariante nominale du pion. La figure 7.22 illustre la distribution en espace de phase des événements $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ superposée à celle du signal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et ce dans un rapport relatif en nombre d'événements de 10%.

7.5.2 Procédure d'ajustement

Le contexte de simulation reste celui de 10^3 "gedanken experiments" statistiquement indépendantes, se référant à une année nominale de prise de données, et pouvant cette fois inclure la classe supplémentaire précédemment décrite. Le niveau de contamination en événements $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ est choisi tel que $\frac{B_{K\pi\pi}}{S} = 10\%$ en accord avec l'ordre de grandeur estimé au paragraphe 6.2.5.

7.5.2.1 Cas d'une composante pure de bruit de fond $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$

Dans cette première étape, nous testons la réponse de l'ajustement en considérant uniquement des événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. La fonction de vraisemblance doit donc être modifiée telle que :

$$\mathcal{L}_k = \mathcal{L}_k^{B \rightarrow \pi\pi\pi} + \mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi} \quad (7.41)$$

Dans l'hypothèse $f_B = f_{\bar{B}} = \frac{1}{2}$, $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$ prend la forme :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi} &= R_K \cdot \epsilon^s(s_k^+, s_k^-, t_k) \cdot e^{-\Gamma t_k} \cdot \frac{|\mathcal{M}^K(s_k^+, s_k^-)|^2}{N_\alpha^K} \\
 &\left\{ \delta_{tag_k, b} \cdot \left(\frac{f_B(1 - \omega_{tag})}{f_B(1 - \omega_{tag}) + f_{\bar{B}}\omega_{tag}} \cos^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right) + \frac{f_{\bar{B}}\omega_{tag}}{f_B(1 - \omega_{tag}) + f_{\bar{B}}\omega_{tag}} \sin^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right) \right) \right. \\
 &+ \delta_{tag_k, \bar{b}} \cdot \left(\frac{f_{\bar{B}}\omega_{tag}}{f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) + f_B\omega_{tag}} \cos^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right) + \frac{f_B(1 - \omega_{tag})}{f_{\bar{B}}(1 - \omega_{tag}) + f_B\omega_{tag}} \sin^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right) \right) \\
 &\left. + \delta_{tag_k, 0} \cdot (f_B \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right) + f_{\bar{B}} \sin^2\left(\frac{\Delta mt_k}{2}\right)) \right\} \quad (7.42)
 \end{aligned}$$

Le facteur R_k indique que la fraction de bruit de fond spécifique est considérée comme un paramètre libre de l'ajustement. La densité de probabilité pure en espace de phase $\mathcal{M}^K(s_k^+, s_k^-)$ est calculée comme :

$$\mathcal{M}^K(s_k^+, s_k^-) = \sum_{i,j\{i+j=0\}} \cos \Theta^i(s_k^+, s_k^-) \cdot f_{K,\rho}^i(s_k^+, s_k^-) \cdot (e^{-i\alpha} \mathcal{T}_K^{ij} + e^{i\beta} \mathcal{P}_K^{ij}) \quad (7.43)$$

où $f_{K,\rho}^i(s_k^+, s_k^-)$ désignent les propagateurs associés aux facteurs de forme respectifs des résonances $K^{*(+,0)}$ et ρ^- dans lesquels la coordonnée de Dalitz s^+ se voit corrigée de l'effet de mauvaise identification K/π introduit dans la génération de la fraction $B \rightarrow K\pi\pi$. Le quadri-vecteur du hadron de charge positive H^+ doit ainsi satisfaire à la condition de normalisation $P_{H^+}^2 = m_{K^+}^2$. Le scénario retenu considère $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$ et tous les effets expérimentaux recensés et simulés sont pris en compte dans \mathcal{L} à l'exception des résolutions $\sigma_{s^+,-}, \sigma_\tau$ par raison de ressources de temps de calcul.

Dans l'hypothèse $f_B = f_{\bar{B}}$, le facteur de normalisation s'exprime tel que :

$$N_\alpha^K = \int \int_{s^+, s^- \in \mathcal{D}_p} \int_t \epsilon^s(s^+, s^-, t) \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} |\mathcal{M}^K(s^+, s^-)|^2 dt ds^+ ds^- \quad (7.44)$$

Cette expression est évaluée au moyen d'une intégration de Simpson qui se limite à l'espace de phase dans l'hypothèse où la fonction d'acceptance en temps propre est choisie identique à celle du signal à partir de l'expression 6.11.

La formulation de l'équation 7.40 exprime les amplitudes \mathcal{A}^{ij} dans la même convention de phase que celle utilisée pour $B_d^0 \rightarrow 3\pi$ sachant que la dépendance intrinsèque reste associée à l'angle γ . Deux conceptions de l'ajustement sont alors envisageables sans augurer pour l'instant de leur pertinence respective vis-à-vis du contexte expérimental :

- Supposer, sur la base de l'équation 7.39, que la valeur de γ est connue dans un intervalle de précision donné à l'issue d'une analyse indépendante .
- En gardant le même nombre de degrés de liberté effectifs, utiliser la relation de contrainte $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ pour ajuster simultanément α à partir des événements $B_d^0 \rightarrow 3\pi$ et $B_d^0 \rightarrow K\pi\pi$. En considérant une valeur fixe, supposée connue, pour l'angle β , l'on explore ainsi un domaine de sensibilité relatif à γ .

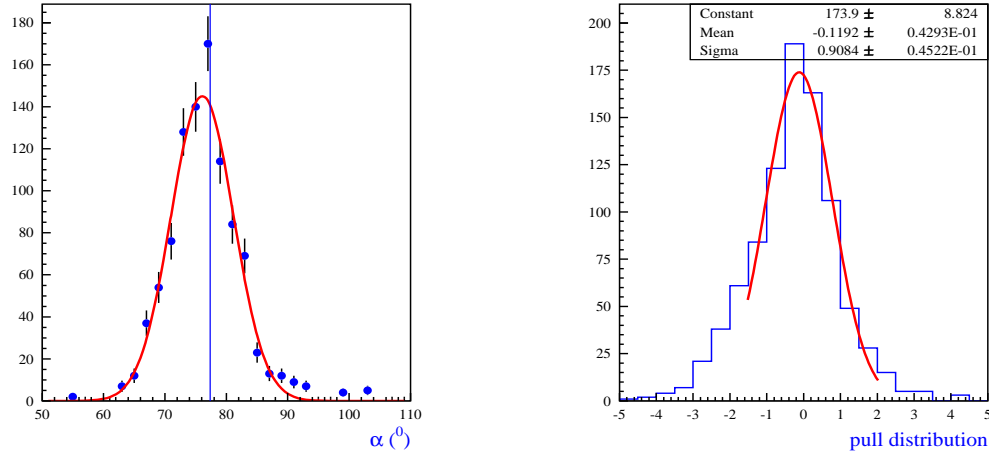


FIG. 7.23: Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} à partir de 10^4 "gedanken experiments" simulées en incluant une contamination globale de 10% en événements $B \rightarrow K\pi\pi$. Les valeurs de α et $\gamma = \pi - \alpha - \beta$ sont fixées dans la composante dédiée de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$. Figure de droite : distribution de la fonction de pull correspondante.

- Valeur de γ fixée dans l'ajustement

Nous vérifions dans cette approche préliminaire l'acuité de la convergence de l'ajustement d'un échantillon de signal contaminé par 10% de bruit $B_d^0 \rightarrow K\pi\pi$. La figure 7.23 présente la distribution résultante du paramètre α .

L'hypothèse d'un profil symétrique gaussien de la distribution α_{fit} , conduit à une valeur centrale telle que $\langle \alpha \rangle_{fit} = 76.1 \pm 0.2^0$ associée à une résolution $\sigma_\alpha = 5.1^0$. Un tel ordre de grandeur est comparable à celui obtenu dans une configuration supposant une fraction de bruit purement résonante avec $\frac{B_{tot}}{S} = 20\%$. La valeur centrale de la fonction de pull est quant-à-elle estimée à $\sigma_{pull} = -0.2 \pm 0.04$. Du point de vue des variations de la fonction de vraisemblance, une fraction $\epsilon^{toy} \simeq 14\%$ d'expériences exhibe un minimum plus profond au point $\frac{\pi}{2} - \alpha_{gen}$ que celui situé à la position α_{gen} . Il est important d'avoir à l'esprit que cette première étude des performances de l'ajustement suppose une connaissance parfaite de la valeur de l'angle γ . Abstraction faite des mesures actuelles, l'expérience LHCb espère obtenir une résolution $\sigma_\gamma \leq 10^0$ par l'analyse des données collectées avec une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$ [56]. Cette incertitude devra par conséquent être propagée dans la procédure d'extraction de α employée par la suite.

- Ajustement simultané de α à partir des événements $B \rightarrow \pi\pi\pi$ et $B \rightarrow K\pi\pi$

Les résultats sont traduits par les distributions de la figure 7.24.

Un ajustement gaussien symétrique fournit la valeur centrale $\langle \alpha \rangle_{fit} = 74.3 \pm 0.2^0$ avec une résolution $\sigma_\alpha = 5.0^0$. Cette déviation systématique plus marquée se retrouve dans la valeur centrale de la fonction de pull $\sigma_{pull} = -0.6 \pm 0.05$. Concernant la fraction qui convergerait préférentiellement vers la solution miroir, l'étude fournit la valeur $\epsilon^{toy} \simeq 13\%$.

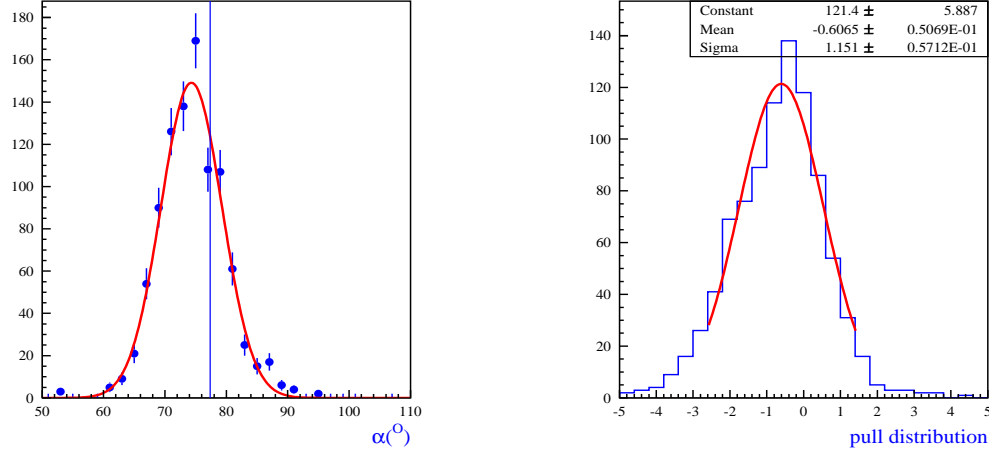


FIG. 7.24: *Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} à partir de 10^4 "gedanken experiments" simulées en incluant une contamination globale de 10% en événements $B \rightarrow K\pi\pi$. La valeur de β reste fixée dans la composante dédiée de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$ au contraire de α laissé libre dans l'ajustement simultané des événements $B \rightarrow \pi\pi\pi$ et $B \rightarrow K\pi\pi$. Figure de droite : distribution de la fonction de pull correspondante.*

À ce niveau de contrainte, le contrôle d'un bruit de fond dépendant des paramètres CKM semble possible dans un contexte comme celui de LHCb. Néanmoins, pour être confirmés, ces résultats doivent être transposés dans le cas d'une contamination plus générale incluant plusieurs classes de bruit de fond.

7.5.2.2 Impact d'un bruit de fond multi-classes

Nous nous plaçons à présent dans une perspective où la contamination en bruit de fond est multiforme et procède via l'ensemble des composantes précédemment étudiées menant à l'état final $B_d \rightarrow \pi\pi\pi$ (mauvaises identifications de hadrons incluses), à savoir un mélange comportant simultanément :

- Une composante $B_d \rightarrow \pi\pi\pi$ uniforme.
- Une composante $B_d \rightarrow \pi\pi\pi$ résonante.
- Une composante $B_d \rightarrow K\pi\pi$ spécifique par sa dépendance en phase CKM.

La fonction de vraisemblance est ainsi étendue à la forme générale :

$$\mathcal{L}_k = \mathcal{L}_k^{B \rightarrow \pi\pi\pi} + \mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi} + \mathcal{L}_k^{flat} + \mathcal{L}_k^{res} \quad (7.45)$$

où chacune des composantes relatives à la classe considérée introduit chaque fraction correspondante $\frac{B_{class}}{S}$ comme un paramètre libre de l'ajustement, conduisant ainsi à 12 grandeurs à déterminer. Le contexte des distorsions expérimentales demeure inchangé

avec une fraction globale en bruit de fond telle que $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$, valeur nominale estimée à l'issue de la sélection multivariable. Pour respecter la proportion des contaminations attendues, l'échantillon de bruit de fond est généré selon un mélange de répartition 12.5% ($K\pi\pi$) + 43.75% (*uniforme*) + 43.75% (*resonnant*). Dans l'optique de prendre en compte l'incertitude attendue sur la valeur de γ quand celle-ci est supposée fixée, une discordance de 10^0 sur γ (transposée sur $\alpha = \pi - \gamma - \beta$) est alors imposée entre les étapes de génération et d'ajustement. Les résultats présentés dans la suite se rapportent à une année nominale de prise de données considérant $\int \mathcal{L} dt = 2 fb^{-1}$.

• Valeur de γ fixée dans l'ajustement

Les distributions des valeurs ajustées α_{fit} sont présentées sur les figures 7.25 et 7.26 ainsi que celles relatives à la fonction de pull avec l'introduction de deux scénarii de génération tels que $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et $\alpha_{gen} = 106.0^0$. Les profils obtenus présentent un caractère asymétrique marqué, ce qui résulte dans un désaccord entre les valeurs moyennes canoniques et celles de plus haute probabilité estimées par un ajustement gaussien tenant compte de cette dissymétrie. Dans le premier cas, si l'on considère la moyenne canonique, on obtient respectivement pour les deux scénarii $\bar{\alpha}_{fit} = 76.0 \pm 0.3^0$ et $\bar{\alpha}_{fit} = 108.0 \pm 0.3^0$, alors que le point de vue de plus haute probabilité conduit à $\langle \alpha \rangle_{fit} = 71.2 \pm 0.3^0$ et $\langle \alpha \rangle_{fit} = 100.0 \pm 0.3^0$. Les résolutions correspondantes atteignant les valeurs $\sigma_\alpha = {}^{+9.7^0}_{-4.6^0}$ pour $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et $\sigma_\alpha = {}^{+15.2^0}_{-5.4^0}$ pour $\alpha_{gen} = 106.0^0$.

Ainsi, même si le contrôle d'une contamination dépendante des paramètres CKM $B \rightarrow K\pi\pi$ est envisageable en présence d'autres classes de bruit de fond, cette étude souligne sa dangerosité potentielle et la nécessité d'en limiter drastiquement le niveau dans la sélection. Cette conclusion se trouve appuyée par la déviation systématique de la valeur centrale associée à une courbe de vraisemblance aux minima faiblement différenciés puisque la fraction ϵ^{toy} atteint ici 24.5%.

• Ajustement simultané de α à partir des événements $B \rightarrow \pi\pi\pi$ et $B \rightarrow K\pi\pi$

La procédure s'avère ici beaucoup plus délicate en conséquence de l'apparition d'une solution miroir secondaire située en $\pi - \alpha$. Les figures de corrélations entre les valeurs ajustées des paramètres δ^{+-} et P^{+-} et α , illustrées sur la figure 7.27 dans le scénario $\alpha_{gen} = 77.35^0$, soulignent l'existence de cette dégénérescence. Les résultats associés aux expériences piégées par un tel minimum dégradent notablement la résolution obtenue sur l'angle α à tel point qu'une définition non-ambigüe de la résolution σ_α n'est plus envisageable. Une tentative d'ajustement gaussien asymétrique appliqué indistinctement sur l'ensemble de la distribution présentée sur la figure 7.28 conduit à $\langle \alpha \rangle = 82.8 \pm 0.4^0$ avec $\sigma_\alpha = {}^{+15.2^0}_{-6.7^0}$.

Au delà de la compréhension de l'origine de cette solution biaisée, la limitation intrinsèque mise en lumière ici renforce encore un peu plus les arguments en faveur d'un contrôle sans faille pour ce type de contamination.

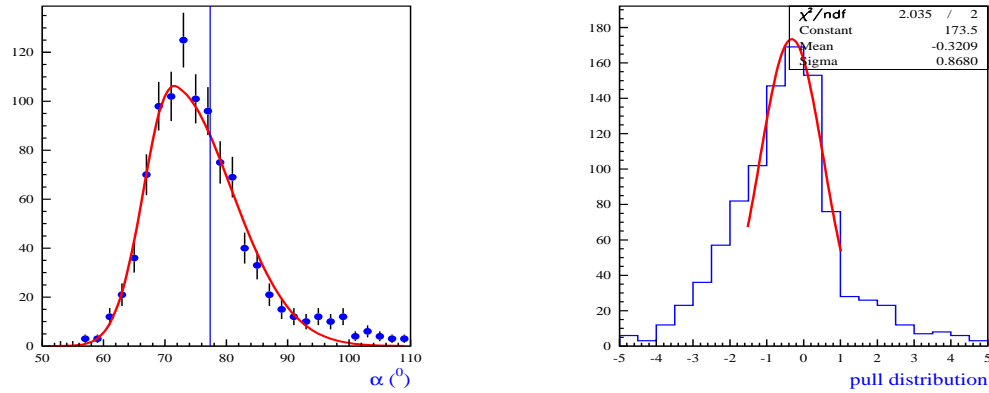


FIG. 7.25: *Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} dans le scénario $\alpha_{gen} = 77.35^0$ en incluant 10% de contamination relative par des événements $B \rightarrow K\pi\pi$ dans un cocktail à trois classes de bruit de fond. Les valeurs de α et β sont fixées dans la composante dédiée de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$. Figure de droite : distribution de la fonction de pull correspondante.*

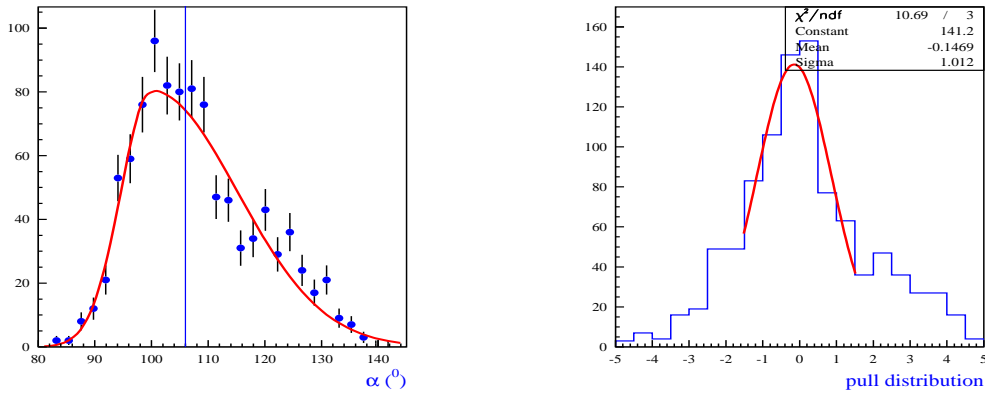


FIG. 7.26: *Figure de gauche : distribution des valeurs ajustées α_{fit} dans le scénario $\alpha_{gen} = 106.0^0$ en incluant 10% de contamination relative par des événements $B \rightarrow K\pi\pi$ dans un cocktail à trois classes de bruit de fond. Les valeurs de α et β sont fixées dans la composante dédiée de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$. Figure de droite : distribution de la fonction de pull correspondante.*

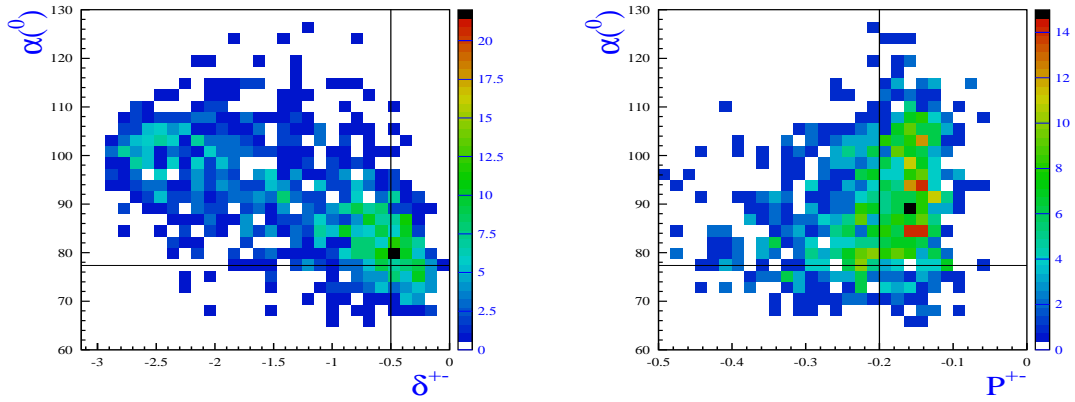


FIG. 7.27: *Figure de gauche : corrélations entre les valeurs ajustées de α_{fit} et de la phase forte δ_{fit}^{+-} . Figure de droite : corrélations entre les valeurs ajustées de α_{fit} et de l'amplitude P_{fit}^{+-} .*

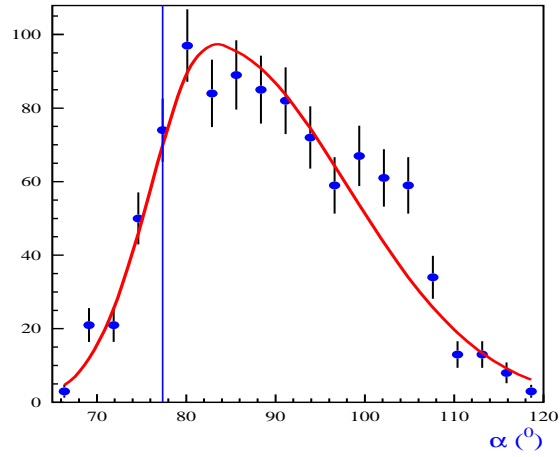


FIG. 7.28: *Distribution des valeurs ajustées α_{fit} à partir de 10^4 "gedanken experiments" simulées en incluant 10% de contamination relative par des événements $B \rightarrow K\pi\pi$ dans un cocktail à trois classes de bruit de fond. La valeur de β reste fixée dans la composante dédiée de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_k^{B \rightarrow K\pi\pi}$ au contraire de α laissé libre dans l'ajustement simultané des événements $B \rightarrow \pi\pi\pi$ et $B \rightarrow K\pi\pi$.*

7.6 Impact du scénario choisi

7.6.1 Cas des paramètres \mathcal{T} et \mathcal{P}

Les incertitudes hadroniques concernant le calcul des éléments de matrice \mathcal{T} et \mathcal{P} demeurent trop importantes à l'heure actuelle pour assurer complètement la solidité du scénario retenu. En combinant l'optimisation attendue du traitement de QCD par l'approche sur réseau avec la future synthèse des résultats des usines à B en fonctionnement et des données collectées dans les machines hadroniques, il est clair qu'un bon nombre de progrès peut être espéré. Dans l'attente, même si la méthode de Snyder et Quinn certes minimise le recours à ce type d'informations, il reste à évaluer l'impact d'une variation de modélisation dans la sensibilité obtenue sur l'angle α . Nous envisageons ici trois scénarii distincts dans une configuration réaliste qui inclut simultanément toutes les distorsions expérimentales ainsi qu'une contamination par un cocktail de bruits de fond plats et résonants en proportions égales à l'intérieur de la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$. Le tableau 7.12 résume les résultats obtenus en comparant le scénario initial "Pingouins forts" aux deux contextes suivants :

- Une configuration sans contribution de type \mathcal{P} .
- Une contribution intermédiaire qui réduit significativement le poids des termes \mathcal{P} en les associant systématiquement à des phases fortes de valeur nulle (*Weak Penguins Scenario* [65]).

$\alpha_{gen} = 77.35^0$	\mathcal{T}^{-+}	Φ^{-+}	\mathcal{T}^{00}	Φ^{00}	\mathcal{P}^{+-}	δ^{+-}	\mathcal{P}^{-+}	δ^{-+}	$\langle \alpha \rangle_{fit} \pm \sigma_\alpha (^0)$
Pingouins forts	0.47	0.0	0.14	0.0	-0.2	-0.5	0.15	2.0	76.2^{+7}_{-5}
Pingouins faibles	0.47	0.0	0.14	0.0	-0.09	0.0	0.01	0.0	77.3^{+6}_{-6}
Pingouins nuls	0.47	0.0	0.14	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	78.1^{+6}_{-7}

TAB. 7.12: Résultats de l'ajustement pour trois scénarii comparés. L'ajustement qui mène au paramètre d'erreur est choisi gaussiennement asymétrique et la valeur centrale $\langle \alpha \rangle_{fit}$ correspond à la plus probable .

En présence de bruit de fond, la valeur des résolutions semble au premier ordre indépendante du scénario choisi, caractéristique qui disparaît si l'on considère le cas de la valeur centrale $\langle \alpha \rangle_{fit}$ puisque seul le scénario pingouins faibles ne produit pas de déviation systématique. Au vu des sources variées d'interférences présentes dans les équations 3.47 et 3.48, l'ajustement tire profit du déphasage relatif de α entre les termes \mathcal{P} et \mathcal{T} et la figure 7.29, qui traduit le profil de la fonction \mathcal{L} en α , confirme que les termes \mathcal{P} contribuent à la levée de certaines ambiguïtés. Remarquons néanmoins que cet effet est compensé en partie avec l'accroissement des amplitudes mais surtout par la présence des phases fortes associées.

7.6.2 Influence de la valeur de α

Nous conservons un contexte expérimental identique à l'étude précédente ($\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$) en fixant cette fois le scénario pingouins forts et envisageant plusieurs valeurs pour la

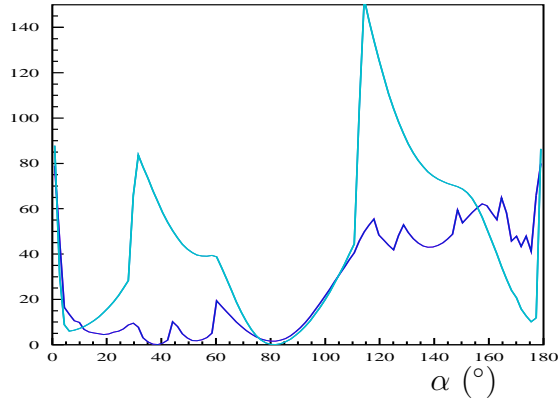


FIG. 7.29: Profil de la fonction \mathcal{L} suivant la paramètre α . La courbe claire correspond au cas du scénario pingouins forts et la courbe foncée est relative au scénario pingouins nuls. L'origine des ordonnées est placée à la valeur minimale absolue de \mathcal{L} .

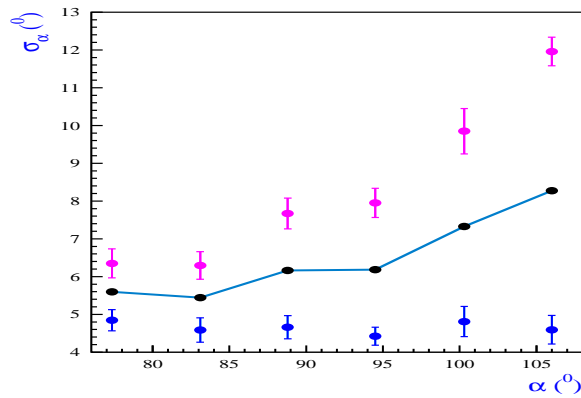


FIG. 7.30: Evolution de la déviation standard σ_α en fonction de $\langle \alpha \rangle_{gen}$. Les valeurs asymétriques proviennent d'un ajustement gaussien éponyme.

valeur générée α_{gen} . La courbe de la figure 7.30 traduit l'évolution de la sensibilité via la détermination de σ_α en fonction de $\langle \alpha \rangle_{gen}$ entre les valeurs 77.35° et 106.0° .

Il existe ainsi une dépendance apparente à l'issue d'une année nominale de prise de données qui tend à augmenter σ_α avec $\langle \alpha \rangle_{gen}$ tout en dissymétrisant davantage le profil de la distribution des valeurs ajustées.

7.7 Analyse préliminaire des effets systématiques

L'objectif de ce paragraphe est d'explorer différentes hypothèses résumant la possible inadéquation entre la connaissance que l'on possède des ingrédients théoriques ou expérimentaux introduits dans la modélisation du système, et la réalité de ce que sont vraiment ces ingrédients, ceci afin d'en quantifier l'impact sur l'extraction de α . Toutes les études menées par la suite considèrent la base d'une année nominale de prise de donnée à

une luminosité intégrée de $2 fb^{-1}$ et les grandeurs caractéristiques sont évaluées à partir de la simulation de 10^3 "gedanken experiments" statistiquement indépendantes.

7.7.1 Modélisation dans l'espace de phase

7.7.1.1 Impact des résonances de haut spin

Le scénario retenu jusqu'à présent a supposé la dominance de trois composantes $\rho \rightarrow \pi\pi$ de spin 1 via le choix de la paramétrisation de Kuhn et Santamaria. Comme déjà souligné auparavant, la présence de tout autre type de résonance (se désintégrant dans le mode $\pi\pi$) dans le corrélogramme de Dalitz du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, ne peut, à l'heure actuelle, être totalement exclue, cette remarque s'appliquant aussi au cas d'une contribution non-résonante. Le tableau 7.13 recense ainsi de manière non-exhaustive les résonances $(\pi\pi)^*$ pouvant potentiellement contribuer au facteur de forme global.

Résonance $X = (\pi\pi)^*$	J^{PC}	$\mathcal{B}(X \rightarrow \pi\pi)$ (%)	Largeur (MeV)
$f_0^0(400 - 1200)$	0^{++}	dominant	600 - 1000
$f_0^0(980)$	0^{++}	dominant	40 - 100
$f_2^0(1270)$	2^{++}	$84.8_{-1.3}^{+2.5}$	$185.5_{-2.7}^{+3.8}$
$\rho_3^{\pm,0}(1690)$	3^{--}	23.6 ± 1.3	160 ± 10
$f_4^0(2050)$	4^{++}	17.0 ± 1.5	206 ± 13

TAB. 7.13: Principales caractéristiques des résonances non-charmées $X = (\pi\pi)^*$ autres que $\rho_{770}^{\pm,0}$, $\rho_{1450}^{\pm,0}$ et $\rho_{1700}^{\pm,0}$ pouvant potentiellement contribuer au corrélogramme de Dalitz du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Seuls les rapports d'embranchement significatifs sont pris en compte.

En tant que test de la sensibilité de l'ajustement, notre propos ici consiste à étudier l'effet d'une contribution du $\rho_3^{\pm,0}(1690)$ dans la paramétrisation du propagateur résonant. Ce choix est guidé par la valeur non-négligeable du rapport d'embranchement couplée à l'existence des trois états de charge $+, -, 0$ de manière analogue aux composantes de spin 1. En vertu du spin $J = 3$ correspondant, le facteur associé à l'angle d'hélicité Θ se déduit de l'harmonique sphérique :

$$\mathcal{Y}^{03}(\Theta) = \sqrt{\frac{7}{12}} \cdot (5 \cos \Theta^3 - 3 \cos \Theta) \quad (7.46)$$

Modulo les déviations à l'unitarité évoquées en début de chapitre qui sont négligées en première approximation, les facteurs décrivant les propagateurs peuvent être ainsi modifiés tels que [65] :

$$f^i = (\mathcal{B}_{\rho_{770}}(s^i) + C_I \mathcal{B}_{\rho_{1450}}(s^i) + C_{II} \mathcal{B}_{\rho_{1700}}(s^i)) \frac{\mathcal{Y}^{01}(\Theta^i)}{1 + C_I + C_{II}} + \kappa \cdot \mathcal{Y}^{03}(\Theta^i) \cdot \mathcal{B}_{\rho_{1691}}(s^i) \quad (7.47)$$

La valeur du coefficient κ est arbitrairement fixée à une valeur de 0.2. Ce modèle suppose par ailleurs implicitement l'invariance du rapport $\frac{P}{T}$ entre les deux composantes de spin sans que les fondations d'une telle hypothèse soient clairement établies. Une

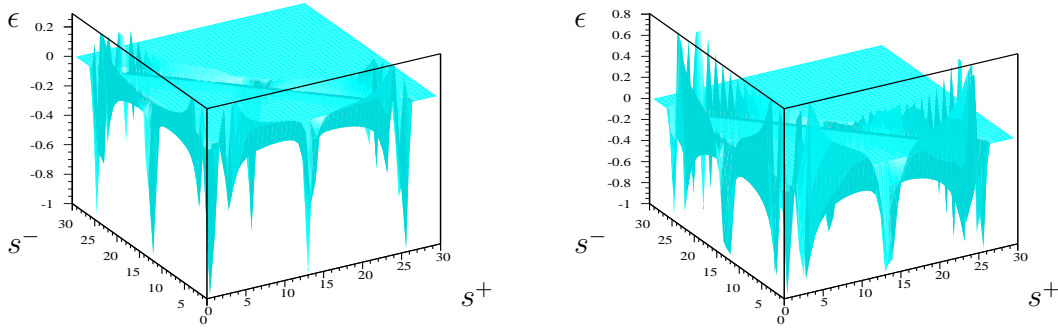


FIG. 7.31: *Distribution de la fonction d'interférence ϵ dans l'espace de phase. La figure de gauche est relative à la paramétrisation de Kuhn-Santamaria initiale alors que celle de droite considère un propagateur défini par l'équation 7.47. En addition la coupure de compatibilité avec la masse du ρ_{770} est incluse dans les deux cas.*

méthode permettant de quantifier l'impact en espace de phase de l'introduction du ρ_3 consiste à déterminer le profil de la fonction d'interférence ϵ définie comme :

$$\epsilon = \frac{|\sum f_i|^2}{\sum |f_i|^2} - 1 \quad (7.48)$$

où les f^i désignent les trois facteurs de forme ($i = +-, 00, -+$) intervenant dans l'amplitude totale $A_{3\pi} = \sum f_i A^{ij}$. Les distributions correspondantes sont présentées sur la figure 7.31.

L'on constate ainsi que l'introduction d'une composante $\kappa = 0.2$ de ρ de spin 3 augmente singulièrement le niveau d'interférence dans le corrélogramme de Dalitz. Pour en évaluer l'impact sur les performances de l'ajustement, une étude sans bruit de fond est réalisée à partir du modèle de génération de l'équation 7.47 et nous y incluons l'ensemble des distorsions expérimentales recensées dans le contexte du détecteur LHCb. Une procédure comparative est menée entre les cas où la fonction de vraisemblance considère ou non la prise en compte⁸ de la contribution $\kappa = 0.2$ du ρ_3 avec $\alpha_{gen} = 77.35^0$. Les résultats sont illustrés sur la figure 7.32. La convergence de l'ajustement est entièrement biaisée lorsque \mathcal{L} occulte l'influence du ρ_3 généré, effet qui résulte dans une déviation systématique de l'ordre de $\sigma_\alpha \simeq 12^0$ (dans le scénario $\kappa = 0.2$). Avec le contrôle de cette composante, en cohérence avec un degré accru d'interférence dans l'espace de phase, les performances sont améliorées en comparaison de la pure paramétrisation de Kuhn-Santamaria. La résolution attendue est estimée à partir d'une distribution simplement gaussienne telle que $\sigma_\alpha = 2.7^0$, valeur qui doit être comparée à celle correspondant au cas pur $J = 1$: $\sigma_\alpha = 4.4^0$. Avec la réserve qui convient vis-à-vis de notre méconnaissance du poids des résonances additionnelles à la paramétrisation de Kuhn-Santamaria, une telle étude montre que l'analyse du corrélogramme de Dalitz nécessite une connaissance très stricte des profils des résonances impliquées sous peine d'un impact systématique sévère.

⁸Sans toutefois la traiter en tant que paramètre libre.

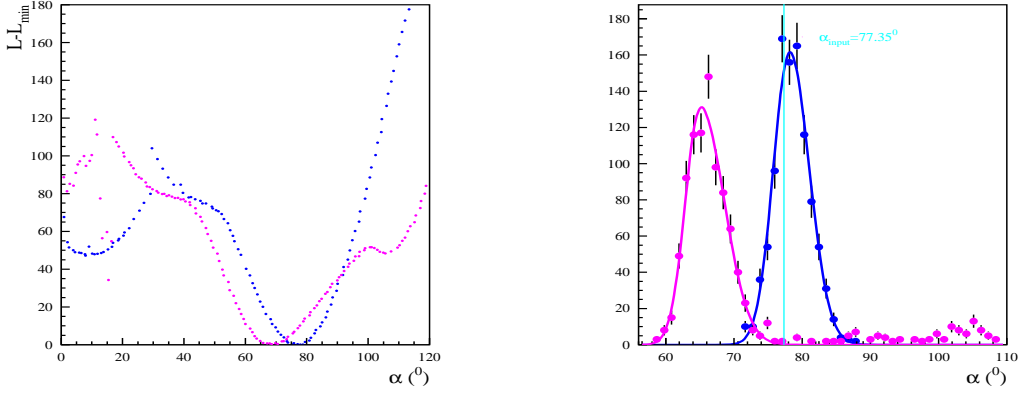


FIG. 7.32: Figure de gauche : Profils des fonctions \mathcal{L} en fonction du paramètre α comparant les configurations où \mathcal{L} tient compte (points foncés) de la contribution $\kappa = 0.2$ du ρ_3 , ou non (points clairs). Figure de droite : Distributions de α ajustées correspondantes avec $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$.

Une stratégie précise pour extraire cette information des données doit être définie et pour ce propos, tout résultat des usines à B actuellement en fonctionnement sera du plus haut intérêt.

7.7.1.2 Contribution du mélange $\rho - \omega$

Les résonances $\rho^0(770)$ et $\omega(782)$, respectivement large et étroite et partageant un même mode commun de désintégration en $\pi\pi$, peuvent par conséquent interférer du point de vue quantique. Nous examinons dans ce paragraphe, l'influence potentielle du mélange $\rho - \omega$ dans l'analyse du corrélogramme de Dalitz du mode $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Il convient de remarquer qu'un tel contexte se place dans une hypothèse de violation de $SU(2)_F$ au travers de l'introduction du mélange $\rho - \omega$ dans le facteur de forme f^0 . Afin de décrire l'effet dans f^0 , la paramétrisation du propagateur est modifiée pour conduire au facteur de forme suivant :

$$f^0 = (\mathcal{B}_{\rho 770}(s^0) \frac{(1 + \delta \cdot \mathcal{B}_{\omega 782}(s^0))}{1 + \delta} + C_I \mathcal{B}_{\rho 1450}(s^0) + C_{II} \mathcal{B}_{\rho 1700}(s^0)) \frac{\cos\Theta^0}{1 + C_I + C_{II}} \quad (7.49)$$

où le coefficient δ traduit la contribution de l'amplitude de mélange supposée en première approximation indépendante de la cinématique. A partir des résultats explicités dans la référence [70], δ est choisi réel à la valeur 0.00191 et la modification résultante sur le module du facteur de forme f^0 , utilisé dans la génération, est illustrée sur la figure 7.33.

Toutes les dilutions d'origine expérimentales sont considérées, aucun bruit de fond n'est considéré et si le mélange $\rho - \omega$ est simulé dans le scénario $\alpha_{gen} = 77.35^\circ$, son effet est ignoré dans l'élaboration de la fonction de vraisemblance. La valeur centrale pour α provenant de l'ajustement est telle que $\langle \alpha \rangle_{fit} = 77.1 \pm 0.2^\circ$ associée à la déviation standard $\sigma_\alpha = 4.3^\circ$. Par comparaison avec la configuration sans mélange $\rho - \omega$ ($\langle \alpha \rangle_{fit} = 77.2 \pm 0.2^\circ$ et $\sigma_\alpha = 4.4^\circ$), ces résultats ne permettent pas de conclure à une quelconque sensibilité de l'analyse à la présence ou non du mélange $\rho - \omega$.

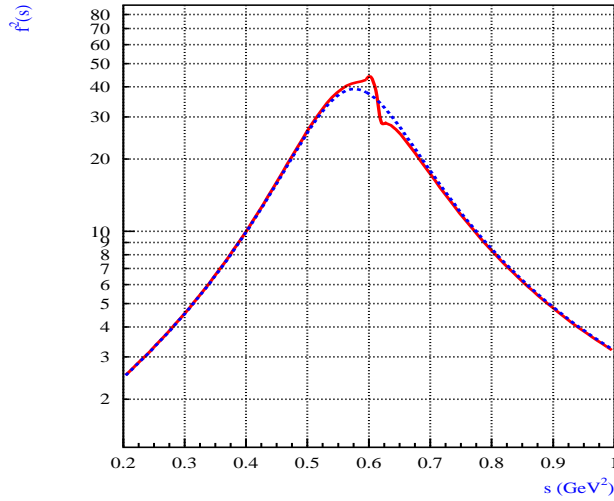


FIG. 7.33: *Distribution en masse invariante du module au carré du facteur de forme modélisé selon la paramétrisation de Kuhn et Santamaria incluant le mélange $\rho - \omega$ dans la composante f^0 (courbe rouge). Le modèle de départ est rappelé en pointillés.*

7.7.1.3 Phases relatives entre les excitations radiales du ρ

Au regard de l'unitarité des processus, il a été souligné que la consistance de la description du chevauchement des résonances larges impliquées dans $B \rightarrow \rho\pi$ ne pouvait être complète qu'au travers de l'emploi du formalisme de la matrice K [71]. Ainsi les amplitudes de production restent décomposables sur une base d'éléments résonants par le biais de coefficients a priori complexes qui portent en eux l'information relative au processus de production proprement dit. Sachant que les coefficients ajustés expérimentalement C_I et C_{II} du modèle de Kuhn-Santamaria proviennent d'un environnement hadronique distinct de celui ayant attiré aux désintégrations de mésons B , il convient en première approche d'envisager l'effet d'une discordance entre les valeurs triviales des phases, considérées fixes pour l'instant dans la fonction de vraisemblance, et celles issues d'un scénario de génération dissemblable. L'étude qui suit est réalisée sur un échantillon pur d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ en considérant l'ensemble des dilutions d'origine expérimentale. La formulation de la fonction \mathcal{L} demeure inchangée et les variations sont imposées dans le scénario de génération au niveau des phases des excitations radiales. Le tableau 7.14 recense les résultats obtenus pour les coefficients C_I et C_{II} dans le contexte $\alpha_{gen} = 77.35^0$ et $\int \mathcal{L}^I dt = 2 fb^{-1}$.

La caractéristique forte qui ressort de cette étude est l'obtention d'effets de déviation systématique marqués dès que la discordance de phase dépasse $\pm 45^0$. L'ajustement semble par ailleurs être dans ce cas plus sensible à l'influence du ρ_{1700} . Au regard de ces constatations il est clair qu'un contrôle strict de la paramétrisation employée est indispensable, et l'apport d'un ajustement direct sur les données pourrait s'avérer incontournable.

Discordance de phase génération-ajustement $\Phi_I(\rho_{1450})$ pour C_I ($^{\circ}$)	$\langle \alpha \rangle_{fit}$ ($^{\circ}$)
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I - 180$	66.5
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I - 90$	73.0
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I - 45$	73.1
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I + 45$	73.1
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I + 90$	74.5
$\Phi_I \rightarrow \Phi_I + 180$	66.5
Discordance de phase génération-ajustement $\Phi_{II}(\rho_{1700})$ pour C_{II} ($^{\circ}$)	$\langle \alpha \rangle_{fit}$ ($^{\circ}$)
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} - 180$	55.0
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} - 90$	75.0
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} - 45$	78.2
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} + 45$	73.9
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} + 90$	60.5
$\Phi_{II} \rightarrow \Phi_{II} + 180$	55.1

TAB. 7.14: *Déviaton systématique sur la valeur $\langle \alpha \rangle_{fit}$ dans le cas d'une discordance de phase pour les excitations radiales des ρ_{1450} et ρ_{1700} entre les scénarii de génération et d'ajustement.*

7.7.2 Incertitudes expérimentales

7.7.2.1 Profil des fonctions d'acceptance

Nous touchons ici au coeur de la difficulté de la procédure expérimentale puisque l'objectif d'obtenir une forme analytique aussi réaliste que possible pour les fonctions d'acceptance $\epsilon^{\Phi}(s^+, s^-)$ et $\epsilon^{\tau}(t)$ doit compter avec les limites d'une approche de simulation. Les incertitudes attachées aux processus QCD initiant la physique à étudier d'une part, et au comportement intrinsèque du système de détection d'autre part, rendront la tâche délicate quand les premières véritables données seront disponibles. Nous traitons ici d'une configuration pessimiste consistant à supposer une méconnaissance absolue de ces fonctions d'acceptance. Nous générons des échantillons purs en événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ auxquels sont appliquées l'ensemble des distorsions estimées selon les résultats de la simulation complète. Les contributions de $\epsilon^{\Phi}(s^+, s^-)$ et $\epsilon^{\tau}(t)$ sont alors occultées dans la fonction de vraisemblance et les résultats de l'ajustement sur le paramètre α sont présentés via la figure 7.34.

En définitive deux points essentiels ressortent de cette étude :

- La première courbe montre que le poids des événements à bas temps propre est négligeable dans la fonction de vraisemblance.
- A partir de la seconde courbe, l'on constate que supposer une indétermination totale du profil d'acceptance en espace de phase dans la fonction de vraisemblance introduit une déviaton systématique sur la valeur centrale $\langle \alpha \rangle_{fit}$ d'environ $\simeq 5^{\circ}$ (estimée à partir d'un échantillon pur de signal).

Une connaissance poussée de la déformation du signal apparaît donc essentielle pour que le résultat issu de l'analyse garde un sens, ce qui à cours terme implique qu'un

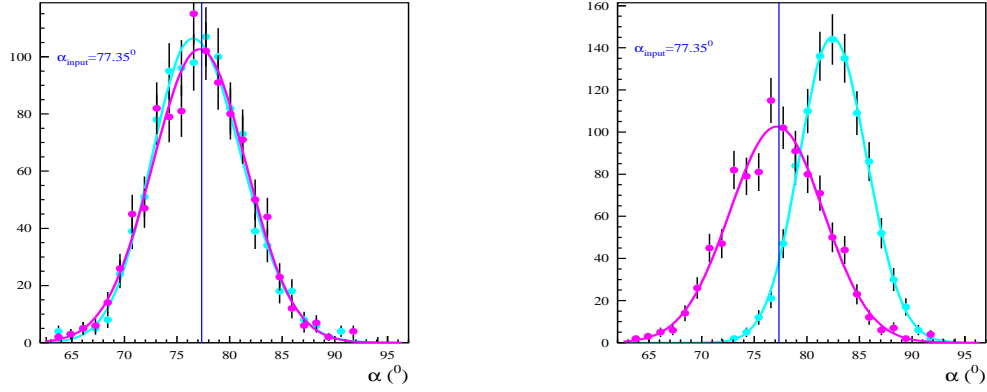


FIG. 7.34: Distribution du paramètre α obtenue par l’ajustement de 1000 “Gedanken Experiments”. La figure de gauche traite de la fonction d’acceptance en temps propre $\epsilon^\tau(t)$ et celle de droite de la fonction d’acceptance en espace de phase $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$. La distribution dont la valeur centrale est la plus proche de la ligne matérialisant $\alpha_{gen} = 77.35^0$ (courbe claire) correspond au cas où les fonctions d’acceptance simulées sont prises en compte dans \mathcal{L} .

effort particulier soit engagé dans le choix de la meilleure stratégie expérimentale pour y parvenir.

7.7.2.2 Non uniformité des performances d’étiquetage

En relation avec la variété des régimes cinématiques impliqués, les performances d’étiquetage doivent dépendre a priori intrinsèquement de la localisation dans le corrélogramme de Dalitz. Dans une première approche, deux secteurs principaux ont été sommairement identifiés par la limite en masse invariante $s^+ + s^- = 10 \text{ GeV}^2/c^4$ et nous avons pourtant, dans chacune des études précédentes, implicitement considéré une valeur uniforme des paramètres d’étiquetage ϵ_{tag} et ω_{tag} . Nous examinons ici l’effet d’une dilution spécifique à chacune de ces zones prise alors en compte par un paramètre unique⁹ dans la fonction de vraisemblance. Un échantillon pur en signal est donc généré considérant $\epsilon_{tag}^{up} = 0.42$, $\omega_{tag}^{up} = 0.28$ pour la partie haute du corrélogramme et $\epsilon_{tag}^{low} = 0.38$, $\omega_{tag}^{low} = 0.34$ pour la partie basse, correspondant à des efficacités effectives respectivement telles que $\epsilon_{eff}^{up} = 8.0\%$ et $\epsilon_{eff}^{low} = 3.9\%$. Par ailleurs, l’ensemble des distorsions expérimentales simulées est pris en compte dans la fonction de vraisemblance, à l’exception des résolutions en temps propre et en espace de phase, et seule une valeur unique de la fraction de mauvais étiquetage $\omega_{tag}^{fix} = 0.31$ est utilisé dans la définition de \mathcal{L} . Dans ces conditions, la valeur centrale de l’ajustement obtenue est telle que $\langle \alpha \rangle_{fit} = 76.4 \pm 0.2^0$ avec une déviation standard associée $\sigma_\alpha = 4.4^0$ à comparer avec celle du tableau 7.2. La résolution sur la valeur ajustée de α demeure ainsi non affectée par cette discordance entre la prise en compte moyenne des performances d’étiquetage dans \mathcal{L} et la non uniformité apparente de ces performances. Conjointement, la déviation systématique associée à $\langle \alpha \rangle_{fit} \simeq 1^0$ reste à un niveau modéré en comparaison de l’effet d’acceptance du paragraphe précédent.

⁹Mais qui n’est pas libre dans l’ajustement.

7.8 Contexte pour l'ajustement des données

7.8.1 Niveau de confiance dans le plan $(\bar{\rho} - \bar{\eta})$

L'objectif final de l'analyse étant de fournir une contrainte sur l'architecture globale du triangle d'unitarité, toute interprétation passe par la conversion en terme de niveau de confiance du profil en α de la fonction de vraisemblance résultant de l'ajustement des données, la transposition dans le plan $\bar{\rho}-\bar{\eta}$ fournissant la contrainte spécifique attendue. Il a été souligné que la dépendance de la fonction \mathcal{L} dans le paramètre α (Le logarithme étant inclus dans la présente définition de \mathcal{L}) conduit à un profil singulièrement marqué par la présence des minima secondaires. Le point central réside essentiellement dans la nature des distributions associées aux observables. Toute non-gaussianité rend approximative la définition d'un niveau de confiance bâti sur une loi de χ^2 à 1 degré de liberté tel que :

$$CL(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}\Gamma(1/2)} \int_{\mathcal{L}(\alpha) - \mathcal{L}_{min}}^{+\infty} e^{-\frac{(\chi)^2}{2}} (\chi^2)^{-\frac{1}{2}} d(\chi)^2 \quad (7.50)$$

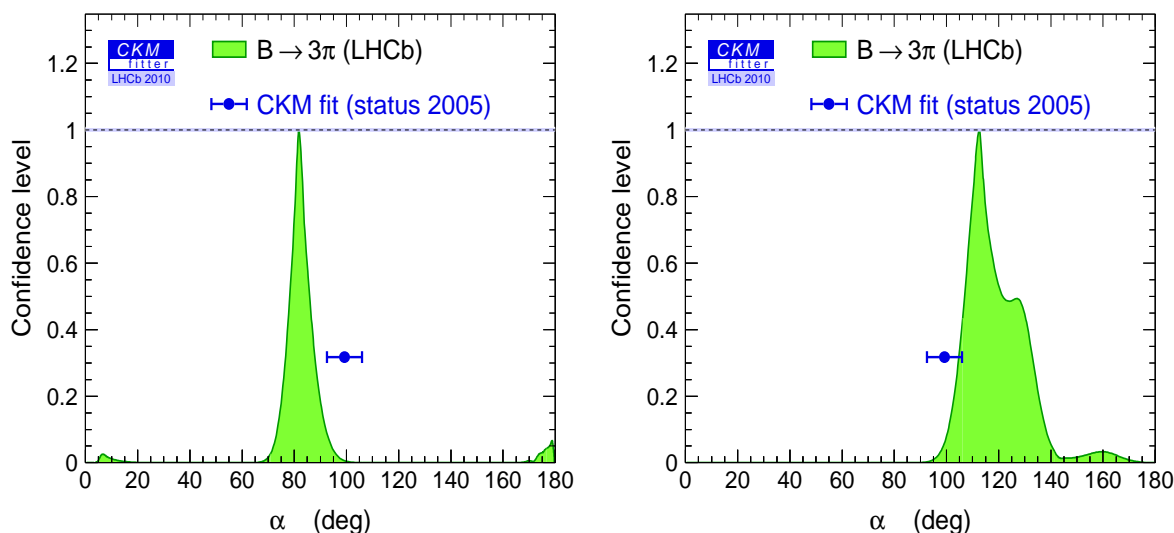


FIG. 7.35: Niveaux de confiance selon α issus de l'ajustement d'une expérience particulière simulée considérant le scénario $\alpha_{gen} = 77.35^0$ pour la figure de gauche et $\alpha_{gen} = 106.0^0$ pour la figure de droite [79]. Toute les dilutions expérimentales sont introduites et la contamination en bruit de fond traite d'un mélange égal de deux contributions plates et résonantes dans la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$.

où Γ désigne la fonction d'Euler et la borne inférieure $\mathcal{L}(\alpha) - \mathcal{L}_{min}$ attribue un niveau de confiance $CL = 1$ à la valeur de α minimisant \mathcal{L} .

Un traitement rigoureux passe alors par un recours à des simulations Monte-Carlo [79]. Néanmoins, à titre d'émulation d'une situation réaliste, les figures 7.35 et 7.36 illustrent la détermination d'un tel niveau de confiance, dans une telle approximation, à partir d'une expérience simulée particulière tirée de deux des scénarii du chapitre dédié à l'étude de sensibilité sur α .

L'exercice peut être prolongé dans le contexte des performances globales de l'expérience LHCb attendues après l'obtention d'une luminosité intégrée telle que $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$. Ainsi les deux diagrammes de la figure 7.37 comparent deux scénarii impliquant uniquement pour chacun d'entre eux les sensibilités correspondantes estimées pour l'angle γ à partir du mode $B_s \rightarrow D_s K$ et les paramètres d'oscillation $\Delta m_{s,d}$ [56].

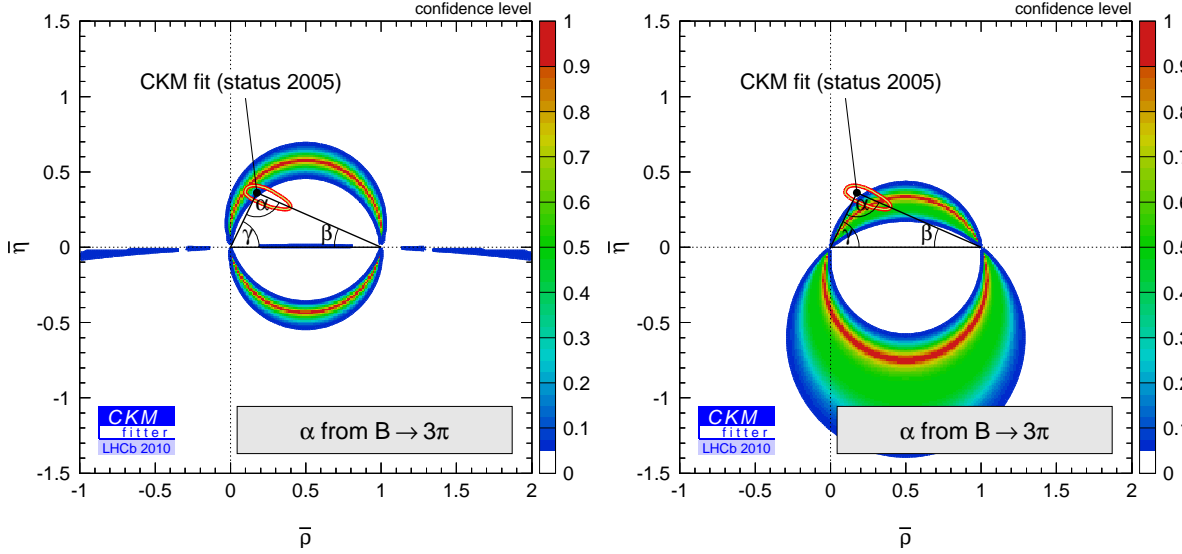


FIG. 7.36: Niveaux de confiance dans le plan $\bar{\rho} - \bar{\eta}$ correspondant respectivement aux deux expériences particulières simulées associées aux courbes 7.35 considérant le scénario $\alpha_{gen} = 77.35^0$ pour la figure de gauche et $\alpha_{gen} = 106.0^0$ pour la figure de droite [79]. Toute les dilutions expérimentales sont introduites et la contamination en bruit de fond traite d'un mélange égal de deux contributions plates et résonantes dans la fraction globale $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$.

Dans la figure de gauche, toutes les autres contraintes sont relatives à notre connaissance théorique et expérimentale actuelle alors que celle de droite tire l'information complémentaire en α du profil de vraisemblance issu de l'étude menée dans cette thèse, considérant le scénario $\alpha_{gen} = 106.0^0$ avec une contamination mixte en bruit de fond telle que $\frac{B_{tot}}{S} = 0.8$. La matérialisation de la ceinture globale pour les points correspondant à plus de 5% de degré de confiance autour de l'apex du triangle d'unitarité permet de quantifier l'apport de l'analyse temporelle du corrélogramme de Dalitz du mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

7.9 Sommaire des résultats obtenus

A titre de conclusion provisoire, nous récapitulons ici les points essentiels émergeant de l'étude de faisabilité menée dans ce travail de thèse.

- En l'absence de toute contamination en bruit de fond, le contexte expérimental de LHCb, incluant reconstruction, analyse et ajustement des données, conduit, concernant la mesure de l'angle CKM α , à une déviation standard statistique telle que :

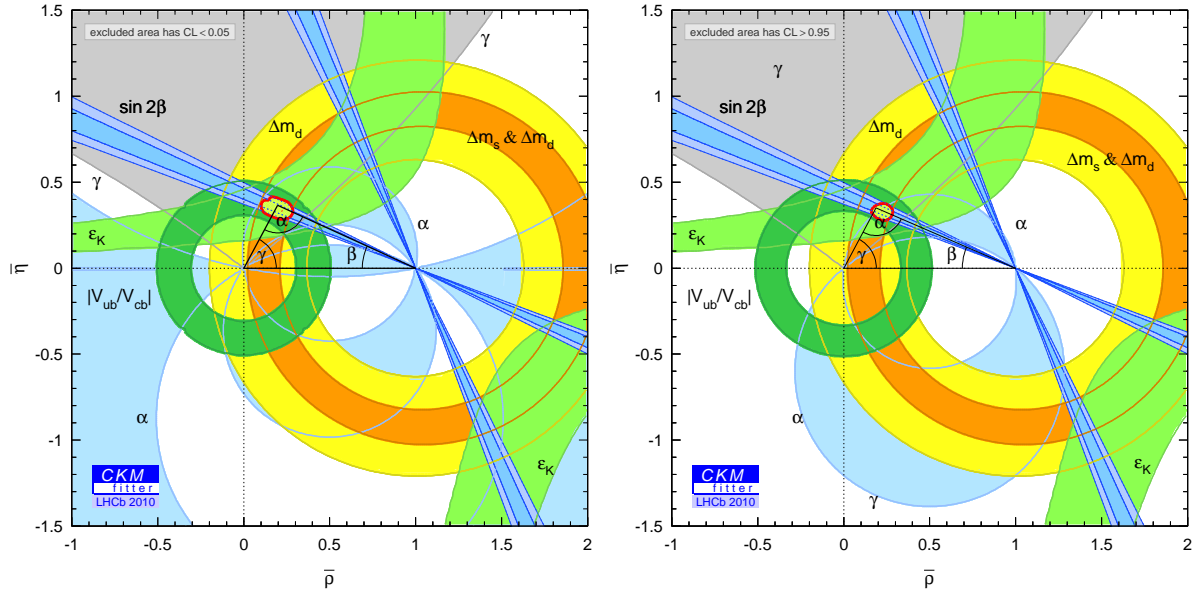


FIG. 7.37: Niveaux de confiance dans le plan $\bar{\rho} - \bar{\eta}$ pour un scénario considérant les sensibilités attendues de l'expérience LHCb suivant une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} sur les trois contraintes γ , $\Delta m_{s,d}$ et α . Les contributions associées à γ et $\Delta m_{s,d}$ sont incluses dans les deux figures et la contribution due à α , estimée dans ce travail de thèse dans le scénario $\alpha_{gen} = 106.0^0$, est prise comme contrainte dominante dans le diagramme de droite. Le contour rouge fermé traduit les points correspondant à plus de 5% de degré de confiance dans le résultat de l'ajustement global. [79]

$$\sigma_{\alpha}^{stat} \simeq 5^0 \quad (7.51)$$

Cette valeur reposant sur la base d'une luminosité intégrée $\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1}$. Il a par ailleurs été montré dans ces conditions que la non considération de la zone d'interférence $\rho^+ - \rho^-$ du corrélogramme de Dalitz, associée aux pions neutres peu énergiques et par conséquent à un haut niveau de mauvaises reconstructions potentielles, dégrade la résolution obtenue d'une valeur de l'ordre de 2^0 .

- En présence d'une contamination en bruit de fond générique telle que la fraction soit de l'ordre $\frac{B}{S} \simeq 1$, un contexte expérimental identique conduit à la déviation standard :

$$\sigma_{\alpha}^{stat} \simeq 10^0 \quad \left(\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1} \right) \quad (7.52)$$

Les distributions des paramètres ajustés présentent un profil gaussien asymétrique qui se symétrise avec une augmentation de la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$. Par ailleurs l'on observe une dépendance explicitement croissante de $\sigma_{\alpha}^{stat} \simeq$ selon la fraction $\frac{B}{S}$ qui implique un contrôle strict du niveau de bruit de fond, et ce d'autant plus rigoureusement que lorsque la dynamique de ces événements est régie elle-même par les paramètres *CKM*.

- La prescription de Snyder et Quinn ouvrant également l'accès à la détermination des autres paramètres dynamiques potentiellement sensibles à une manifestation de nouvelle physique, la sensibilité au rapport $\frac{P}{T}$ a été estimée telle que :

$$\boxed{\frac{\sigma(\frac{P}{T})^{stat}}{(\frac{P}{T})} \simeq 20\%} \quad \left(\int \mathcal{L}^I dt = 10 \text{ fb}^{-1} \right) \quad (7.53)$$

Dans l'état actuel de la précision issue des calculs QCD [78], cette sensibilité à 10 fb^{-1} signifierait à 99.7% de degré de confiance (3σ) la présence de nouvelle physique dans le cas d'une mesure telle que $(\frac{P}{T})_{mes} \simeq 55\%$.

- Parmi les sources de déviations systématiques les plus influentes, cette étude souligne deux points essentiels :
 - La prépondérance de la connaissance des facteurs de formes associés aux résonances impliquées sur le plan théorique.
 - La maîtrise de la fonction d'acceptance en espace de phase $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ sur le plan expérimental.

Nous reviendrons dans le chapitre 8 sur la manière d'organiser la prospective en vue d'une détermination aussi précise que possible de ces paramètres.

- L'analyse du corrélogramme de Dalitz a par ailleurs montré une certaine sensibilité au scénario retenu pour la description de la désintégration $B \rightarrow 3\pi$. Cette dépendance implique la nécessité d'un raffinement des modèles théoriques employés en complément des informations en provenance des usines à B actuellement en fonctionnement. Enfin rappelons que deux hypothèses majeures ont été formulées en tant que point de départ de l'analyse : la validité exacte de la symétrie $SU(2)_F$ et le poids négligeable des contributions pingouins électrofaibles. La pertinence de ces hypothèses demande confirmation ou, à défaut, une quantification de l'impact de leur validité approximative sur la mesure de α .

Chapitre 8

Epilogue et perspectives

Nous sommes à présent arrivés au terme de cette étude de faisabilité qui visait à transposer la prescription de Snyder et Quinn dans le contexte de l'expérience LHCb en vue de la mesure de l'angle α . A ce stade, préliminairement à toute conclusion, il convient de dresser les limites de l'exercice puisqu'en l'absence de véritables données, la portée de tout résultat doit être strictement balisée. Dans ce chapitre nous essayons d'apporter des éléments de réponse aux questions qui sont posées au fur et à mesure du déroulement de ce travail.

Sommaire

8.1	Validation de l'analyse sur un nouvel échantillon de données simulées	165
8.1.1	Résolutions et acceptances	166
8.1.2	Bruits de fond spécifiques	166
8.2	Perspectives	168

8.1 Validation de l'analyse sur un nouvel échantillon de données simulées

Au moment de l'écriture de ce mémoire, un échantillon de 10^6 nouveaux événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ complètement reconstruits a été produit suivant le modèle du générateur *EVTGEN* dont les caractéristiques ont servi de base à l'étude de sensibilité précédente, par ailleurs 10^6 autres événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ont été simulés selon une distribution uniforme couvrant l'ensemble de l'espace de phase, ouvrant ainsi l'accès à une statistique renforcée. Enfin, en vue de consolider la valeur estimée du rapport $\frac{B}{S}$, une production de masse de $50 \cdot 10^6$ événements $b\bar{b}$ inclusifs est en cours mais n'est que partiellement disponible à l'heure actuelle, au contraire de récents échantillons de bruits de fond spécifiques élargis en taille et incluant des modes semi-leptoniques non considérés dans les données simulées de 2003. Sachant que l'optimisation des algorithmes de déclenchement et de reconstruction se poursuit, nous soumettons aveuglément (la configuration des fonctions de vraisemblance étant figée) l'ensemble ces nouvelles données à l'analyse multivariable en vue de confirmer la robustesse de la sélection développée dans cette thèse. Il convient

de souligner que si le modèle de génération employé dans le contexte de la reconstruction complète DC03 (QQ) surestime la contribution du mode $B_d^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$ d'un facteur de l'ordre de 12%, cet effet a été complètement anticipé dans l'estimation des taux annuels d'événements par la prise en compte d'une valeur du rapport de rapport d'embranchement atténuée par un facteur correctif de $\simeq 20\%$.

Pour l'ensemble des configurations nous obtenons ainsi :

$$\bar{N}_{\mathbf{B} \rightarrow 3\pi}^{\text{an}} = \mathbf{13.9} \times \mathbf{10^3} \text{ événements annuels}^1.$$

En comparaison des 10.8×10^3 événements issus de l'analyse des données simulées DC03, cette augmentation trouve principalement son origine dans l'optimisation de l'efficacité de l'algorithme de déclenchement de premier niveau ($L1$) et renforce ainsi le caractère conservatif de la taille des échantillons simulés dans l'étude de sensibilité menée sur une référence de 10^4 événements. Ainsi cet accroissement significatif étend la marge de liberté offerte à la sélection pour maintenir les performances attendues au cas où un renforcement, voire l'adjonction, de certaines coupures s'avèrerait nécessaire par la suite en vue de combattre des bruits de fond non considérés dans l'étude des données simulées DC03.

8.1.1 Résolutions et acceptances

Les distributions en masses invariantes et en temps propre issues de l'application de l'analyse aux nouvelles données complètement reconstruites fournissent ainsi les résolutions suivantes :

- Masse invariante du méson B_d^0 : $\sigma_{M_{B^0}} \simeq 60 \text{ MeV}/c^2$.
- Temps propre $\sigma_\tau \simeq 50 \text{ fs}$
- Limite inférieure pour la résolution sur les coordonnées d'espace de phase :
 $\sigma_{\sqrt{s^+}, \sqrt{s^-}} \simeq 30 \text{ MeV}/c^2$

Ces valeurs convergent toutes dans le sens d'une amélioration des performances de reconstruction et placent par conséquent les dilutions expérimentales précédemment considérées dans une optique pessimiste quant à leur impact sur les sensibilités obtenues. D'autre part, la détermination des fonctions d'acceptance confirme la validité des profils employés, en particulier la courbe uni-dimensionnelle de la figure 8.1 relative à la fonction $\epsilon^\Phi(s^+, s^-) = \epsilon^\Phi(s^+ + s^-)$ est compatible avec la distribution de la figure 6.22. Tirant profit de la statistique accrue, la distribution bi-dimensionnelle correspondante de $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ accrédite en première approximation l'hypothèse d'invariance sous la symétrie de permutation $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ utilisée au chapitre 6 pour établir la forme analytique de la fonction $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$.

8.1.2 Bruits de fond spécifiques

Comme mentionné en début de paragraphe, en l'absence d'échantillon de bruit de fond $\bar{b}\bar{b}$ inclusif nouvellement simulé, il n'existe à ce jour aucune information additionnelle pour

¹Valeur estimée sur la base d'une luminosité intégrée annuelle de 2 fb^{-1} .

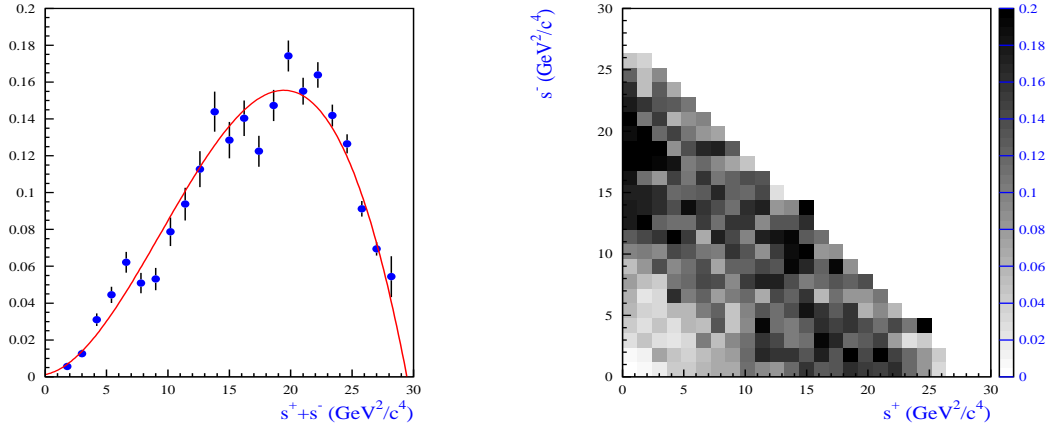


FIG. 8.1: *Figure de gauche : Profil unidimensionnel de la fonction d'acceptance en espace de phase $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ selon la coordonnée unique $s^+ + s^-$ obtenue avec les données nouvellement simulées. Figure de droite : Profil bidimensionnel de la fonction $\epsilon^\Phi(s^+, s^-)$ dans le corrélogramme de Dalitz correspondant.*

affiner la valeur attendue du rapport $\frac{B}{S}$. Dans l'attente, le tableau 8.1 présente les résultats de l'analyse multivariable menée en aveugle sur deux échantillons de désintégrations non-charmées de mésons beaux impliquant une diversité accrue de modes de désintégration (274 canaux de type B_d et 263 canaux de type B_u à comparer aux 70 composantes de la simulation DC03).

Canal spécifique	BR total (10^{-4})	Événements sélectionnés
206 kevts B_d^0 Cocktail non-charmé	58.2	2 (1 signal)
211 kevts B_u^+ Cocktail non-charmé	60.5	0

TAB. 8.1: *Performance de la sélection multivariable sur les échantillons spécifiques de bruit de fond nouvellement générés dans le cadre du générateur EVTGEN (système de déclenchement et coupure serrée en fenêtre de masse inclus).*

L'on constate que l'enrichissement en modes de ces échantillons spécifiques permet de mettre l'accent sur un type de contamination particulièrement dangereux puisque la classe signal (également présente dans ces échantillons) n'est plus seule à être retenue par l'analyse multivariable.

L'événement sélectionné trouve son origine dans une désintégration semi-leptonique telle que $B_d^0 \rightarrow \rho^+(\pi^+\pi^0)\mu^-$, (non-considerée par les simulations DC03), et avec un rapport d'embranchement associé $BR = 260.10^{-6}$. La mauvaise identification du muon en pion est responsable de la contamination et conduit à envisager, dans une future optimisation de l'analyse, l'adjonction d'une coupure explicite dans le plan des estimateurs individuels $\Delta LL(\mu - \pi^+)$ et $\Delta LL(\mu - \pi^-)$, à l'image du traitement des kaons afin de maintenir le niveau d'un tel bruit de fond dans des limites raisonnables.

8.2 Perspectives

Dans cette dernière partie, nous engageons une première réflexion sur la manière de maîtriser les effets systématiques les plus influents sur l'extraction des paramètres CKM .

- Extraction d'information à partir des données.

Nous considérons ici deux points distincts : d'une part la connaissance précise des facteurs de forme impliqués qui constitue le coeur de l'analyse à trois corps et d'autre part, la modélisation du profil des fonctions d'acceptance, qui comme nous l'avons montré, est cruciale pour stabiliser la valeur centrale $\langle \alpha \rangle_{fit}$.

Concernant le premier point, l'apport des données issues des usines à B constituera sans nul doute une précieuse source d'information mais il faut également envisager un ajustement sur les futures données disponibles. En particulier, la présence éventuelle de phases non-triviales pour les différentes excitations radiales du ρ doit être confirmée dans un formalisme qui préserve l'unitarité des processus (matrice K) [71]. Cette même idée peut être appliquée en vue de déterminer la composition du cocktail résonant (voire d'inclure une composante non-résonante) à partir de lots spécifiques dont la taille est attendue importante, sachant par exemple, que des canaux voisins tels que $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ou $B_d^0 \rightarrow D\rho$ ou $B_d^0 \rightarrow D^*\rho$ pourraient s'avérer riches en enseignements.

Pour le second point, la compétitivité d'un ajustement direct des paramètres des fonctions d'acceptances sur les données doit être évaluée sachant que le modèle unidimensionnel relatif à ϵ^Φ utilisé pour l'étude de sensibilité n'est qu'une première étape d'un processus qui doit conduire à une modélisation bi-dimensionnelle plus fine devant distinguer par ailleurs chaque classe d'événements. En ce sens la transition entre les figures gauches et droites 8.1 illustre cette approche de maillage du corrélogramme de Dalitz. Cependant, en vertu des biais introduits par un recours exclusif aux simulations Monte-Carlo, la méthode dite des ailettes ("side-bands") peut s'avérer d'une précieuse utilité. Sous réserve d'une statistique suffisante, après discrétisation du plan s^+, s^- , chaque maille élémentaire peut être associée à un spectre en masse invariante $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ et l'ajustement individuel de la contribution du bruit de fond, par extrapolation des queues du spectre $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ en dehors du pic de signal, fournit ainsi la dépendance locale de la fraction $\frac{B}{S}(s^+, s^-)$ en incluant naturellement l'effet de la sélection sur le bruit de fond.

Une réflexion doit par ailleurs être menée quant à la pertinence de l'emploi des coordonnées Dalitz s^+ et s^- pour cette exploitation de l'espace de phase afin d'explorer l'apport éventuel d'autres paramétrisations pour les procédures précédemment mentionnées. Soulignons enfin que les hypothèses de temps vie introduites dans cette étude (*a-priori* conservatives) devront être affinées dans l'ajustement final pour coïncider avec les spécificités d'échantillons de référence isolés par un jeu de coupures adaptées, la connaissance précise de la nature et des profils des bruits de fond étant un des points clef de l'analyse.

- Contrôle des performances d'étiquetage de la saveur.

Dans l'étude précédente, les paramètres ϵ_{tag} et ω_{tag} ont été fixés aux valeurs fournies par l'analyse qui a d'autre part montré l'existence d'une corrélation entre système de déclenchement, étiquetage et position dans le corrélogramme de Dalitz. Indépendamment

de la définition d'échantillons de contrôle, il est envisagé de considérer ultérieurement ces grandeurs comme paramètres libres dans l'ajustement final. Il convient de garder à l'esprit que cette procédure se placera dans un contexte où les fractions de production des saveurs f_B et $f_{\bar{B}}$ pourraient être distinctes. L'impact de cette assymétrie doit ainsi être quantifié.

- Evaluation de l'impact des événements mal reconstruits.

Nous avons pour l'instant négligé la fraction d'événements mal reconstruits dans l'étude de sensibilité, il reste ainsi à évaluer le biais concernant le changement de localisation de tels événements dans le corrélogramme de Dalitz, essentiellement localisés dans la zone inférieure, et en modéliser l'impact sur l'extraction de α sachant que leur poids total atteint la valeur $\simeq 6\%$.

- Optimisation de la fonction de vraisemblance.

Un certain nombre d'informations demeurent inutilisées dans la construction de la fonction de vraisemblance \mathcal{L} qui se nourrit elle-même de l'analyse multivariable. Nous envisageons par la suite le développement d'une procédure d'étiquetage événement par événement se basant sur les distributions individuelles des variables d'étiquetage et impliquant l'introduction d'un réseau de neurones. Le passage d'une description moyenne à un contexte individuel doit ainsi permettre d'améliorer l'acuité de la convergence de l'ajustement. Enfin soulignons que l'étude menée dans la collaboration BABAR [47] considère une paramétrisation différente basée sur un ajustement préliminaire direct des 27 paramètres U et I des équations 3.49 et 3.50 pour converger par la suite vers la valeur de α par une méthode de χ^2 . Si pour une étude de sensibilité la distinction n'est pas cruciale, l'exploitation des véritables données ne pourra faire l'économie d'une réflexion sur les méthodes et la validité de la procédure de minimisation employées [80].

Conclusion générale

A deux ans du démarrage prévu du collisionneur LHC et de l'expérience LHCb dédiée à la violation de \mathbf{CP} , les usines à B de première génération ont déjà réalisé une précieuse moisson d'informations, n'ayant, jusqu'à présent, laissé entrevoir aucun signe fort d'inconsistance du scénario CKM . Si l'exploitation de l'environnement hadronique du Tevatron pourra contribuer à éclaircir davantage le panorama actuel, en l'absence d'un programme à plus long terme, seule la haute statistique en hadrons beaux attendue au LHC a désormais le potentiel de surcontraindre la conjecture qui régit le mécanisme de violation de \mathbf{CP} et la physique des saveurs.

L'objet principal de ce travail de thèse est de quantifier les performances de l'expérience LHCb concernant l'analyse temporelle du corrélogramme de Dalitz attaché au mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ en vue de l'extraction de l'angle α . Du point de vue de la reconstruction, la difficulté majeure repose sur l'implication des pions neutres associés à un haut niveau de bruit de fond. La grande variété des régimes cinématiques mis en jeu a nécessité le développement d'une procédure spécifique adaptée à la reconstruction des π^0 énergiques dans le contexte de détection disponible. Par l'emploi de techniques multivariées, nous avons alors pu conclure quant à la faisabilité de la reconstruction du canal dans le cadre de l'expérience, premier objectif de ce travail, tout en soulignant la dangerosité de certaines classes de bruit de fond non charmées.

La quantité d'événements $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ sélectionnés est estimée sur la base d'une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} à une valeur telle que :

$$\bar{N}_{B \rightarrow 3\pi}^{an} = 10.8 \cdot 10^3 \text{ événements}$$

avec un rapport bruit sur signal tel que $\frac{B}{S} < 3$ à 90% de degré de confiance.

Soulignons que suite aux récents développements des outils logiciels, une mise à jour des résultats de cette étude confirme et améliore les valeurs présentées ici sachant que l'estimation de la fraction $\frac{B}{S}$ reste encore à valider sur une statistique plus importante.

Plus généralement, mentionnons que suite à ces résultats qui ouvrent la voie de la physique associée aux pions neutres dans LHCb, l'opportunité d'exploiter un tel potentiel a été étendue de manière similaire aux canaux $B \rightarrow \rho\rho$, candidats hautement compétitifs pour la mesure de α , et $B_s \rightarrow J/\Psi\eta(\pi^+\pi^-\pi^0)$, désintégration de grand intérêt pour accéder à une mesure de l'angle $\delta\gamma$ sans recours à une analyse angulaire. Les résultats préliminaires que nous obtenons sont prometteurs et leur développement se poursuit actuellement.

Second objectif de ce travail, la sensibilité à la mesure de l'angle α a alors été estimée par l'emploi d'une méthode de maximum de vraisemblance en considérant l'ensemble des dilutions expérimentales envisageables conjointement à la présence de diverses sources de

contaminations en bruit de fond. Dans l'hypothèse de la maîtrise du niveau de bruit de fond dans un rapport tel que $\frac{B}{S} \simeq 1$, considérant divers scénarii, nous avons évalué, du point de vue statistique, une déviation standard attendue telle que :

$$\boxed{\sigma_{\alpha}^{stat} \simeq 10^0} \quad \left(\int \mathcal{L}^I dt = 2 \text{ fb}^{-1} \right)$$

Précision qui devrait être atteinte à l'horizon 2010, à la condition que le niveau des bruits de fond dépendant des paramètres CKM soit strictement contrôlé et que l'on dispose d'informations suffisantes sur les profils mis en jeu. Cette sensibilité attendue appuie ainsi la compétitivité de l'expérience LHCb pour l'extraction de l'angle α et ce malgré son environnement hadronique.

Le volet des manifestations d'une éventuelle nouvelle physique a également été abordé et il a été établi qu'une sensibilité est envisageable dans LHCb à moyen terme ($\int \mathcal{L}^I dt = 10 \text{ fb}^{-1}$) à travers la mesure du rapport $\frac{P}{T}$.

Enfin, si l'incertitude statistique est aisément quantifiable, il en va tout autrement de l'influence des déviations de nature systématique qui peuvent atteindre plusieurs degrés. Par une revue non exhaustive des sources d'origine théorique et expérimentale, ce travail confirme la nécessité d'une stratégie clairement définie en vue d'obtenir plus particulièrement :

- une maîtrise rigoureuse des distorsions induites par l'analyse dans l'espace de phase.
- une connaissance phénoménologique approfondie des résonances hadroniques impliquées dans la transition $B \rightarrow 3\pi$.
- une quantification précise de l'impact des écarts à la symétrie $SU(2)_F$ et de la prise en compte des pingouins électrofaibles.

sachant qu'à moyen terme, l'influence de ces incertitudes deviendra prépondérante au vu de la statistique envisageable au LHC.

Bibliographie

- [1] P. Ramond, *Field theory A modern Primer*, Frontier in Physics (1981) ;
L.H. Ryder *Quantum Field Theory*, Cambridge University Press (1996).
- [2] P. Chardonnet, J. Orloff, P. Salati, *Phys. Lett.* **B409**, 313-320 (1997).
The production of anti-matter in our galaxy,
K.A Olive, G. Steigman, T.P. Walker, *Phys. Rept.* **333**, 389-407 (2000).
Primordial Nucleosynthesis : Theory and Observations.
- [3] A.D. Sakharov, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32-35 (1967),
Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe.
- [4] G.'t Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8-11 (1976),
Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies.
- [5] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **89**, 201802 (2002),
Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude $\sin 2\beta$.
- [6] K. Abe *et al.*, [BELLE Collaboration], *Phys. Rev.* **D66**, 071102 (2002),
An improved measurement of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system.
- [7] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [8] J.H. Christenson, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [9] J. Curtis, G. Callan, R.F. Dashen and D.J. Gross, *Phys. Lett.* **B63**, 334-340 (1976),
The structure of the gauge theory vacuum ;
R. Jackiw, C. Rebbi, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 172-175 (1976),
Vacuum periodicity in a Yang-Mills quantum theory.
- [10] N. Krasnikov, V Rubakov, and V. Tokarev, *Phys. Lett.* **B79**, 423 (1978) ;
A.A. Anselm, A.A. Johansen *Nucl. Phys.* **B412**, 553 (1994).
- [11] S. Eidelman *et al.*, Particle Data Group, *Phys. Rev.* **B592** (2004).
- [12] R.D. Peccei, H.R. Quinn *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977).
- [13] G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B33**, 173, (1971) ;
G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B35**, 167, (1973).
- [14] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [15] [Super-Kamiokande Collaboration] *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562-1567 (1998),
Evidence for Oscillations of Atmospheric Neutrinos.
- [16] S.L. Glashow, J. Lliopoulos and L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970),
Weak interaction with Lepton-Hadron Symmetry.

- [17] Z-Z. Xing, *J. Mod. Phys.*, **A19**, 1-79, (2004),
Flavor Mixing and CP Violation of Massive Neutrinos.
- [18] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 870 (1962).
- [19] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1039 (1985).
- [20] L. Wolfenstein *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983).
- [21] L.L Chau, W.-Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1802 (1984).
- [22] G. Luders, K.G.L Danske Videnskab. Selskab., *Mat-Fys. Medd.* **28**, N^o 5 (1954).
- [23] J. Charles, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. R. Le Diberder, J. Malcles, J. Ocariz, M. Pivk, L. Roos, *Submitted to Eur. Phys. J. C.*, hep-ph/0406184.
- [24] A. Höcker, Journées de prospective DAPNIA/IN2P3 pour les années 2004-2014, La Colle-surLoup, 10-2004, *Violation de CP et saveurs lourdes, Perspectives expérimentales.*
- [25] Y.A. Golfand, E.S. Likhtman, *JETP. Lett.* **13**, 323 (1971).
- [26] D.V. Volkov, V.P. Akulov, *Phys. Lett.* **B46**, 109 (1973).
- [27] J. Weiss, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70**, 39 (1974);
Nucl. Phys. **B78**, 1, (1974).
- [28] H.E. Haber, S. Kane, *Phys. Rep.*, 117-75 (1985).
- [29] J. Ellis *et al.*, *Phys. Lett.* **B114**, (1982);
J. Polchinski *et al.*, *Phys. Lett.* **B114**, 393, (1983).
- [30] H.P. Nilles, *Phys. Report.* **110**, (1984);
P. Fayet, S. Ferrara *Phys. Report.* **32**, (1977);
Supersymmetry.
- [31] T. Falk, K.A. Olive, *Phys. Lett.* **B439**, 71 (1998).
- [32] S. Dimopoulos, S. Thomas, *Nucl. Phys.* **B465**, 23 (1996).
- [33] M. Dugan, B. Grinstein, L. Hall, *Nucl. Phys.* **B255**, 413 (1985).
- [34] P.G. Harris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 904 (1999).
- [35] A. Ali, D. London, *Eur. Phys. J.* **C9**, 687 (1999);
A. Masiero, O. Vives hep-ph/0107276 (2001).
- [36] L.J. Hall, V.a. Kostelecky, S. Raby, *Nucl. Phys.* **B267**, 415 (1986);
A. Masiero *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **57**, 961 (1986).
- [37] M. Dine, E. Kramer, Y. Nir and Y. Shadmi, *Phys. Rev.* **D63**, 116005 (2001).
- [38] A. J. Buras, *Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays*, hep-ph/9806471, (1998).
- [39] I. I. Bigi *et al.*, *CP Violation*, ed. C. Jarlskog, World Scientific, Singapore (1989).
- [40] T. Inami, C. S. Lim, *Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes*, *Prog. Theor. Phys.* **65**, 297 (1981).
- [41] K. G. Wilson, W. Zimmermann *Operator Product Expansions and Composite Field Operator in the General Framework of Quantum Field Theory*, *Commun. Math. Phys.* **24**, 87-106 (1972).

- [42] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **93**, 131801 (2004); hep-ex/0407057 (2004);
K.Abe *et al.*, [BELLE Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **93**, 191802 (2004); hep-ex/0407025;
hep-ex/0408100.
- [43] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], *Phys. Rev.* **D69**, 031102 (2004).
- [44] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], hep-ex/0408061.
- [45] M. Gronau D. London, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3381 (1990).
- [46] Z. Ligeti, talk ICHEP 16-22 August 2004, Beijing China, hep-ph/0408267;
The CKM Matrix and CP violation.
- [47] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], hep-ex/0408099.
- [48] C.C. Wang *et al.*, [BELLE Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **B94**, 14801 (2005),
Study of $B^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ time dependent CP violation at BELLE;
hep-ex/048003.
- [49] A. Deandrea A. D. Polosa *Phys. Rev. Lett.* **86**, 216 (2001).
- [50] B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], hep-ph/0408032 (2004).
- [51] A. Gordon *et al.*, [BELLE Collaboration], *Phys. Lett.* **B542**, 183 (2002);
B. Aubert *et al.*, [BABAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **91**, 201902.
- [52] J. Hertz, A. Krogh, R. G. Palmer, Introduction to the theory of Neural Computation, Addison-Wesley, (1991).
- [53] P. Nazon *et al.* Bottom production, *Proceedings of the 1999 Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC*, volume CERN 2000-004.
hep-ph/0003142.
- [54] T. Sjöstrand, *Computer. Phys. Comm.* **82**, 74 (1994).
- [55] T. Nakada, *Talk at Workshop CKM 2005*, San-Diego (2005).
- [56] LHCb Technical Design Report No 9 CERN/LHCC 2003-030 (2003);
Reoptimized Detector. Design and Performance.
- [57] R. Kalman, Trans. ASME, J. Basic Engineering (1960).
- [58] O. Deschamps, P. Perret, LHCb-2001-022 (2001);
Level-0 trigger for neutral pions. Implementation and performances.
- [59] V. Breton, N. Brun and P. Perret, LHCb-2001-123 (2001).
A clustering algorithm for the LHCb electromagnetic calorimeter.
- [60] R. Hollebeek, SLAC Summer School Lectures, (1991).
Topics in Calorimetry for High Energy Physics.
- [61] O. Deschamps, F. Machefert, M-H. Schune, G. Pakhlova, I. Belyaev LHCb PHYS 2003-091,(2003),
Photon and Neutral Pion reconstruction.
- [62] A.L. Read, *DELPHI note*, 97-158 PHYS 737, (1997),
Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its Application to the Search for the MSM Higgs Boson at $\sqrt{s} = 161$ and 172 GeV.
- [63] J. Tandean and S. Gardner, *Phys. Rev.* **D66**,034019 (2002),
Non resonant contributions in $B \rightarrow \rho\pi$ decay.

- [64] A. Snyder and H. Quinn, *Phys. Rev. D***48**,2139 (1993).
- [65] S. Versille, PhD thesis, LPNHE (1999),
S. Laplace, PhD thesis, LAL (2003).
- [66] P. H. Harrison, H. Quinn, *The BABAR Physics Book*, SLAC-R-504, (1998).
- [67] J. D. Bjorken, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **11**, 325, (1989).
- [68] H. R. Quinn and J. P. Silva, *Phys. Rev D***62**,054002 (2004),
The use of early data in $B \rightarrow \rho\pi$ decay.
- [69] J. H. Kuhn, A. Santamaria, *Z. Phys C***48**,445 (1990);
A. Höcker PhD Thesis, LAL (1997).
- [70] M. Davier *et al*, *Eur. Phys. J, C***27** 497-521 (2003).
- [71] S.U. Chung, J. Brose, R. Hackmann, E. Klempt, S. Spanier, C. Strassburger,
Ann. Phys, **4** (1995) 404.
- [72] J. Von Neumann, *Applied Mathematics Series*, Vol **12** 36-38 (1951).
- [73] O. Deschamps, P. Perret, A. Robert, LHCb PHYS 2004-036 (2004),
Study of the $B_d \rightarrow 3\pi$ decay channel.
- [74] D. J. Lange, *Nucl. Inst. Methods A***462** (2001) 152.
- [75] GEANT *Detector Description and simulation Tool*, CERN Program Library Long
Writeup W5013 (1994).
- [76] F. James and M. Roos, *Computer Phys. Comm.* **10** (1975) 343.
- [77] D. London V. Page, *Phys. Rev. D***70**,017501 (2004),
CP violation in $B \rightarrow \rho\pi$ decay. New physics signal.
- [78] M. Beneke, M. Neubert, *Nucl. Phys. B***675**, 333, (2003).
- [79] A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. Le Diberder, *Eur. Phys. J. C***21**, 225-259,
(2001), *A New Approach to a global Fit of the CKM Matrix*;
J. Charles, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, F. Le Diberder, J. Malcles, J. Ocariz,
M. Pivk, L. Roos, *Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*;
hep-ph/0406184.
- [80] P. Charbonneau, *An Introduction to Genetic Algorithms for Numerical Optimisation*,
Technical Note **450**, Boulder NCAR (2002).

Résumé

L'analyse temporelle du corrélogramme de Dalitz du canal à trois corps $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ conduit à l'extraction de l'un des paramètres définissant la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard Electrofaible, l'angle α , exempt de ambiguïtés discrètes entre 0 et π . Elle permet, entre autres, d'accéder indépendamment aux valeurs des principaux paramètres QCD régissant la désintégration. La contrepartie expérimentale repose cependant sur une statistique de signal suffisamment pure et importante et une maîtrise précise de la phénoménologie associée. Combinés à un rapport d'embranchement de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$, ces deux arguments justifient à eux seuls le caractère non trivial d'une telle analyse dans l'environnement hadronique de l'expérience dédiée LHCb.

A partir de la réponse simulée du détecteur, et en particulier des performances du calorimètre électromagnétique, cette thèse montre l'intérêt essentiel de la reconstruction spécifique des pions neutres très énergiques et la nécessité d'introduire une approche multivariable pour contrôler efficacement un haut niveau de bruit de fond.

Cet ensemble de résultats est alors réinvesti dans une détermination de la sensibilité sur la mesure de α aussi réaliste que possible, incluant toutes les dilutions expérimentales recensées, et dans laquelle le volet phénoménologique est conjointement abordé. Examinant plusieurs scénarii, nous obtenons $\sigma_\alpha^{stat} \leq 10^0$, ceci après une année de prise de données à la luminosité attendue de 2 fb^{-1} par an, suggérant ainsi qu'il est possible d'exploiter efficacement le potentiel de la physique des pions neutres dans LHCb.

Mots clefs : Violation de CP , corrélogramme de Dalitz, LHCb, pions neutres, approche multivariable, sensibilité sur la mesure de α .

Abstract

The time dependent Dalitz plot analysis of the $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ three body decay channel allows a measurement of the CP violation parameter α which is free from discrete ambiguities between 0 and π . Moreover, such a method can be used as a way to extract independently the values of the main QCD parameters associated to the decay. In exchange, in concert with an accurate mastery of the involved phenomenology, the most essential experimental constraint consists in obtaining a sufficiently pure and extended signal events sample. The aim of this thesis is to study and quantify the feasibility of the α extraction through such an analysis in the LHCb dedicated experimental hadronic framework. Considering fully reconstructed simulated events, we have shown, on the one hand, that the specific reconstruction of neutral pions with large momentum is essential, and, on the other hand, that the control of the high background level can only be performed efficiently by using a multivariate approach. The second part of this work has consisted in modelling all the experimental listed dilutions as realistic as possible to evaluate the α expected sensitivity. Studying different theoretical scenarii, we obtain $\sigma_\alpha^{stat} \leq 10^0$ by considering one nominal year of data taking associated to a 2 fb^{-1} integrated luminosity, what emphasizes the potential of LHCb to run physics involving neutral pions.

Keywords : CP violation, Dalitz plot, LHCb, neutral pions, multivariate approach, α expected sensitivity.