

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL

U.F.R. Sciences et Technologie

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°665

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Marwa JAHJAH-HUSSEIN
Master Recherche Physique Subatomique

**ANALYSE DU CANAL $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ ET MESURE DE LA
POLARISATION DU BARYON Λ PRODUIT DANS LES
COLLISIONS $p - p$ à 7 TeV AVEC LE DÉTECTEUR LHCb**

Soutenue publiquement le 03 Février 2011, devant la commission d'examen :

Président :	M. A.	BALDIT	
Examineurs :	M. Z.	AJALTOUNI	Directeur de thèse
	M. W.	BONIVENTO	Rapporteur
	M. J.	CHAUVEAU	
	M. P.	PERRET	
	M. J-M.	RICHARD	Rapporteur



À mes parents

Remerciements

Je suis intimement convaincue que ce sont les échanges et les contacts humains qui font de nous ce que nous sommes. Ce travail est le fruit d'une succession de rencontres scientifiques mais surtout humaines. À ce titre, j'aimerais remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Il me tient tout particulièrement à cœur de consacrer mes remerciements les plus chaleureux à Monsieur Ziad Ajaltouni, Professeur au Laboratoire de Physique Corpusculaire. Je lui suis reconnaissante pour sa participation dans ce travail en tant que directeur de thèse. Le cheminement de ce travail a été guidé par ses conseils avisés qui m'ont permis un épanouissement scientifique propice au bon déroulement de cette thèse. L'atmosphère stimulante dans laquelle j'ai baigné dans l'équipe LHCb a été assurée par son responsable Monsieur Pascal PERRET, directeur de recherche au LPC, que je remercie pour sa participation en tant qu'examinateur de cette thèse.

J'ai pu bénéficier, tout au long de ce travail, de l'aide de Monsieur Régis Lefèvre, maître de conférence au LPC, que je remercie sincèrement pour sa contribution efficace et précieuse, pour sa présence, sa disponibilité et ses conseils techniques et surtout pour son agréable personnalité qui m'a été toujours un support et un soutien inoubliable. Que tous les membres de l'équipe LHCb de Clermont Ferrand : M. Henrard, Stéphane, Valentin, Olivier, Krzysztof, Diego, Luigi, trouvent dans ce travail ma reconnaissance pour tout ce qu'ils m'ont apporté tant d'un point de vue professionnel que personnel.

J'aimerais remercier vivement Monsieur Alain Baldit, directeur du LPC, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je profite de l'occasion pour adresser mes remerciements à tous les membres du laboratoire de Physique Corpusculaire, Je pense surtout à Janine, Michèle, Cyril, à mes professeurs de Master et à mes collègues de Master : Florian, Luc, Loïc et Eric. L'aboutissement de ce travail est le fruit de nombreuses rencontres et échanges scientifiques qui ont fortement influencé ma vision des choses sur les sujets abordés dans cette dissertation. Je pense tout particulièrement à Monsieur Jean-Marc Richard, professeur à l'IPNL de Lyon et à Monsieur Walter Bonivento, chercheur au Laboratoire INFN en Italie. Je les remercie pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'évaluer ce travail en tant que rapporteurs de ce mémoire de thèse. J'aimerais remercier particulièrement Monsieur Jacques Chauveau, responsable de l'équipe BaBar au LPNHE, d'avoir accepté d'examiner ce travail. Merci pour tous les conseils qui m'ont permise d'améliorer le manuscrit.

Je voudrais adresser mes remerciements les plus spéciaux à tous mes amis qui m'ont témoigné leur support et leur encouragement. Merci à Gigi, Mariam, Fatima, Reina, Ibrahim.... Je n'ai pas de mots assez forts pour exprimer ma reconnaissance envers le soutien inestimable que m'a apporté ma famille dans la réalisation de ce travail. Que ma mère "Fourijat", mon

père "Jaafar", mon frère "Rabih" et ma soeur "Sarah", trouvent dans ce manuscrit le fruit de leur affection au quotidien.

Enfin, rien n'aurait été possible sans l'amour, le soutien de tous les instants et la compréhension de mon fiancé, Hassan, amoureuxment, merci.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des figures	vii
Liste des tableaux	xiii
Introduction	1
1 Cadre théorique	3
1.1 Symétries en Mécanique Classique	3
1.2 Théorème de Noether	3
1.3 Symétries en Mécanique Quantique	4
1.4 Symétries discrètes	4
1.4.1 Parité	5
1.4.2 Conjugaison de Charge	6
1.4.3 Renversement du Temps	7
1.4.4 Théorème CPT	8
1.5 La violation des symétries discrètes	8
1.5.1 Violation de P	9
1.5.2 Violation de C	10
1.5.3 Violation de CP	10
1.5.4 Recherche de la violation directe du renversement du temps	12
2 Contexte expérimental : Collisionneur et Détecteur	17
2.1 Le collisionneur de protons	17
2.1.1 Généralités	17
2.1.2 Les expériences auprès LHC	19

2.1.3	Production de paires $b\bar{b}$ lors des collisions proton-proton	20
2.2	LHCb : détecteur de "beauté"	20
2.2.1	Le détecteur de vertex	21
2.2.2	Le trajectographe	22
2.2.3	Reconstruction des traces dans LHCb	23
2.2.4	Identification des particules	27
2.3	Le système de déclenchement	34
2.4	Simulations au LHCb	37
3	Phénoménologie de la désintégration du baryon Λ_b. Recherche des obser-	
	vables impaires par renversement du temps	41
3.1	Formalisme de la polarisation	42
3.1.1	Matrice-densité	42
3.1.2	Polarisation	42
3.2	Distributions angulaires de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	44
3.2.1	Définition des axes	45
3.2.2	Calcul des distributions angulaires	46
3.3	Méthode de calcul de l'élément de matrice hadronique	50
3.3.1	OPE (Operator Product Expansion)	51
3.4	Notion sur les interactions dans l'état final	55
3.5	Polarisation et observables impaires par renversement du temps	56
3.6	Transformation du 4-vecteur polarisation	57
4	Étude expérimentale du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$.	
	Mesure du temps de vie du Λ_b	59
4.1	Motivation du mesure du temps de vie du Λ_b :	
	"Puzzle" théorie-expérience	59
4.2	Analyse des données simulées	60
4.3	Reconstruction des événements	63
4.4	Présélection	64
4.5	Sélection des événements	70
4.5.1	Sélection du J/ψ	70
4.5.2	Sélection du Λ et du K_s^0	71
4.5.3	Sélection du Λ_b et du B_d^0	74
4.6	Rendement annuel du nombre d'événements de signal attendus pour une année	
	de prise de données. Mesure du rapport S/B	76
4.6.1	Rendement annuel	76

4.6.2	Contribution du bruit de fond. Rapport S/B	76
4.7	Mesure du temps de vie du Λ_b	77
4.7.1	Stratégie de l'analyse	77
4.7.2	Méthode d'ajustement	80
4.7.3	Test de la qualité de l'ajustement (Goodness of fit)	87
5	Simulation du modèle phénoménologique	91
5.1	Simulation du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	91
5.1.1	Les paramètres inconnus	91
5.1.2	Les paramètres connus	91
5.1.3	Les paramètres dynamiques	92
5.1.4	Résultats des simulations	92
5.2	Simulations avec le code EvtGen	98
5.3	Méthode simple d'extraction de la polarisation du Λ_b	103
6	Analyse des premières données "LHCb". Résultats préliminaires sur la polarisation du $\Lambda(\bar{\Lambda})$	107
6.1	Les échantillons de données	107
6.1.1	Les données 2009	107
6.1.2	Les données 2010	108
6.1.3	Les simulations Monte Carlo 2009/2010	108
6.2	Analyse des données	108
6.3	Sélection des événements	109
6.3.1	Pré-sélection	109
6.3.2	Sélection	110
6.4	Polarisation du Λ : stratégie de la mesure	114
6.4.1	Polarisation moyenne du Λ	116
6.4.2	Transformation du vecteur-polarisation du Λ par P et T	117
6.4.3	Distributions en $\cos\theta$ et en ϕ	118
6.4.4	Détermination de la polarisation	123
6.4.5	Discussion sur les erreurs statistiques et systématiques	129
6.4.6	K_s^0 et effets systématiques	135
6.4.7	Deuxième méthode de calcul de la polarisation : méthode des asymétries	137
	Conclusion	139
	Appendices	141

A	Matrice densité	143
A.0.8	Cas pur	143
A.0.9	Cas d'un mélange	144
B	Calcul des distributions angulaires	145
C	Méthode des asymétries	149
C.1	Relations entre l'asymétrie et les composantes P_Z et P_Y du vecteur-polarisation	149
C.2	Erreur sur les asymétries	150
	Bibliographie	i

Table des figures

1.1	Transformation suivant les symétries C , P , CP de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.	10
2.1	Complexe d'accélération du CERN.	18
2.2	Probabilité d'observer N interactions par rapport à la luminosité. La région de fonctionnement de LHCb est indiquée.	19
2.3	Luminosité intégrée délivrée par le LHC durant l'année 2010.	20
2.4	Mécanisme dominant dans la production des paires de quarks $b\bar{b}$	21
2.5	Corrélation des angles polaires des hadrons b et $\bar{b}$ produits dans les collisions proton-proton à $\sqrt{14}$ TeV, telle que générée par PYTHIA.	22
2.6	Vue générale du détecteur LHCb.	23
2.7	Vue d'ensemble du détecteur du Vertex.	24
2.8	Vue des stations TT. Les dimensions sont indiquées en centimètres. Les deux types de plan, vertical et oblique, sont montrés.	25
2.9	Illustration des différentes traces obtenues dans LHCb, chacune traverse des sous-détecteurs différents et peut être discernée des autres.	26
2.10	L'histogramme gauche montre la résolution σ_{IPx} en fonction de $1/P_T$. L'histogramme droite montre la résolution de vertex primaire en fonction de la multiplicité des traces.	27
2.11	La masse invariante pour $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	28
2.12	L'histogramme montre l'efficacité de reconstruction en fonction du P_T pour les données (en bleu) et Monte Carlo (rouge).	28
2.13	Vue latérale du RICH 1 et vue du dessus du RICH 2.	29
2.14	Segmentation latérale du SPD, PS et ECAL.	31
2.15	Segmentation du calorimètre hadronique en deux régions avec la taille des cellules de ces deux régions.	32
2.16	Vue l'un module du calorimètre hadronique.	33
2.17	Vue de côté du système à muons.	34
2.18	Efficacité d'identification des kaons et taux de contamination par les pions. .	35
2.19	Efficacité d'identification des muons calculé à partir des données 2010.	36

2.20	Schéma du trigger HLT. Il est composé de deux étapes HLT1 et HLT2.	37
2.21	Schéma du premier niveau de déclenchement de LHCb.	38
2.22	L'histogramme à gauche donne efficacité du L0Muon pour sélectionner un J/ψ en fonction de l'impulsion transverse P_T du muon issu du J/ψ . L'histogramme à droite donne l'efficacité du HLT pour le canal $D^* \rightarrow D(K\pi)\pi$ en fonction du P_T du D^*	39
2.23	Diagramme en blocs des outils informatiques de l'expérience LHCb.	40
3.1	Diagramme de Feynman en "arbre" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	45
3.2	Λ_b dans le repère standard de LHCb.	46
3.3	Λ_b dans le nouveau repère ox'y'z'.	47
3.4	Repère propre de transversité du Λ_b	48
3.5	Les étapes pour construire le repère d'hélicité du Λ	49
3.6	Le repère d'hélicité du Λ	50
3.7	Le repère d'hélicité du J/ψ	51
3.8	OPE por les désintégrations faibles. Passage de la théorie complète à la théorie effective.	52
3.9	Diagramme de Feynman en "arbre" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	53
3.10	Diagramme de Feynman en "pingouin" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	54
3.11	Diagramme Pingouin électrofaible + couplage W et Z0 du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	55
4.1	Résumé des mesures du temps de vie du Λ_b pour l'année 2008.	60
4.2	Topologie de la désintégration du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	63
4.3	Distribution de $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ des traces "candidats pion" du signal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi\Lambda$ (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (tirets rouges).	67
4.4	Distribution (à gauche) de $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ du vertex des candidats Λ du signal (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (rouges). A droite la même distribution pour les candidats Λ_b	67
4.5	Distribution à gauche des $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ du vertex du candidats K_s^0 du canal du contrôle (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (en rouge). A droite la même distribution pour les candidats B_d^0	68
4.6	Distribution des χ^2 <i>significance</i> du paramètre d'impact du Λ_b et du B_d^0	68
4.7	Distributions de la différence entre masse reconstruite et masse PDG du Λ et du K_s^0 du signal (trait plein noir) et de bruit de fond (rouge).	69
4.8	Histogramme à gauche : distribution de l'impulsion transverse du proton. Histogramme à droite : distribution de l'impulsion transverse du pion.	69
4.9	Distribution de l'impulsion transverse du K_s^0	70
4.10	Distribution de $\tau(\Lambda)/\sigma_\tau(\Lambda)$ des Λ de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose).	72

4.11	Distribution de l'impulsion transverse des Λ issus du signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose).	72
4.12	Gauche : distribution du $\tau(K_s^0)$ des K_s^0 de signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit. Droite : distribution de $\tau(K_s^0)/\sigma_\tau(K_s^0)$ des K_s^0	73
4.13	Distribution de l'impulsion transverse des K_s^0 issus du signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond.	73
4.14	Distribution de $Min(M_{\pi p}, M_{p\pi})$ de signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de bruit de fond $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$ (marron).	74
4.15	Distribution de l'impulsion transverse des Λ_b de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose). La coupure choisie, $P_t > 3$ GeV/c.	75
4.16	Distribution du χ^2 du paramètre d'impact du B_d^0 (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose). La coupure choisie est $\chi_{IP}^2(B_d^0) < 16$	76
4.17	Distribution de la différence entre la masse reconstruite et la masse PDG 2008 du Λ_b à partir du canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$	78
4.18	Distributions de la différence entre la masse reconstruite et la masse PDG du B_d^0 à partir des canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B^+ \rightarrow J/\psi X$ et $B_s \rightarrow J/\psi X$	78
4.19	Deux distributions de la différence entre la masse reconstruite des candidats Λ_b et la masse du PDG 2008 sont présentées : $\forall \tau_{\Lambda_b}$ et la deuxième en se limitant à $\tau_{\Lambda_b} > 0, 2$. Les points avec leurs barres d'erreur correspondent aux événements simulés MC09. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global.	83
4.20	Gauche : deux distributions de la différence entre la masse reconstruite des candidats B_d^0 et la masse du PDG 2008 sont présentées : $\forall \tau_{B_d^0}$ et la deuxième en se limitant à $\tau_{B_d^0} > 0, 2$. L'histogramme à droite est un "zoom" qui permet de constater un autre pic à 85 MeV correspondant à $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global.	83
4.21	Deux projections de la résolution sur la masse reconstruite σ^m pour les candidats $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$: la première pour une fenêtre de masse de ± 250 MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.	84
4.22	Deux projections de la résolution sur la masse reconstruite σ^m pour les candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$: la première pour une fenêtre de masse de $[-120, 250]$ MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.	84
4.23	Distributions de temps propre des candidats Λ_b attendue pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1}	85

4.24	Distributions de temps propre des candidats B_d^0 attendue pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1}	85
4.25	Deux projections de la résolution sur le temps propre σ^τ pour les candidats Λ_b issus du canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$: la première pour une fenêtre de masse de $\pm 250 \text{ MeV}$ et l'autre en se limitant à $\pm 50 \text{ MeV}$. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.	86
4.26	Deux projections de la résolution sur le temps propre σ^τ pour les candidats B_d^0 issus du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$: la première pour une fenêtre de masse de $[-120, 250] \text{ MeV}$ et l'autre en se limitant à $\pm 50 \text{ MeV}$. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.	86
4.27	Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" de la fraction du signal pour Λ_b (Gauche) et celui du temps de vie (Droite). La précision attendue est estimée comme étant la largeur de la distribution gaussienne du temps de vie mesuré.	87
4.28	Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" sur la fraction du signal pour B_d^0 et B_s^0	88
4.29	Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" sur le temps de vie pour B_d^0	88
5.1	Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ dans le repère propre du Λ_b pour différentes valeurs de P^{Λ_b} variant entre $-0,8$ et 1 . Pour une polarisation nulle de Λ_b , la distribution en $\cos \theta$ est plate.	94
5.2	Distribution en ϕ_Λ dans le repère propre du Λ_b pour différentes valeurs de P^{Λ_b} variant entre $-0,8$ et 1 . Pour une polarisation maximale de Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$), la distribution en ϕ est plate.	94
5.3	Distributions en $\cos \theta$ et en ϕ du proton dans le repère propre du Λ . La distribution en $\cos \theta$ est indépendante des paramètres libres du modèle ; elle dépend seulement du P^Λ qui vaut $0,17$. La distribution en ϕ du proton dépend de la polarisation du Λ_b et elle est plate quand $P^{\Lambda_b} = 0$	95
5.4	Distributions en $\cos \theta$ et ϕ du muon dans le repère propre du J/ψ . La distribution en $\cos \theta$ ne dépend que de l'élément de matrice $\rho_{00}^{J/\psi}$. La distribution en ϕ étant toujours plate.	95
5.5	Module du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$	96
5.6	Module du vecteur-polarisation $\vec{P}^{J/\psi}$	96
5.7	Composante Normale du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$. Cette distribution étant asymétrique et de valeur moyenne non nulle serait une manifestation du Renversement du temps vu qu'elle est impaire par T	97

5.8	Composante Transverse du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$. On remarque que la distribution est symétrique et de valeur moyenne nulle.	97
5.9	Distributions en $\cos \theta_\Lambda$ et en ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b générée dans tout l'espace de phase.	98
5.10	Distributions en $\cos \theta_p$ et en ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ générée dans tout l'espace de phase.	99
5.11	Distributions en $\cos \theta_\mu$ et en ϕ_μ du muon dans le repère propre du J/ψ générée dans tout l'espace de phase.	99
5.12	Distributions en $\cos \theta_\Lambda$ et en ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.	100
5.13	Distributions en $\cos \theta_p$ et en ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.	100
5.14	Distributions en $\cos \theta_\mu$ et en ϕ_μ du muon dans le repère propre du J/ψ générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.	101
5.15	Distributions des efficacités respectives de $\cos \theta_\Lambda$ et de ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b	101
5.16	Distributions des efficacités respectives en $\cos \theta_p$ et ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ	102
5.17	Distributions des efficacités respectives en $\cos \theta_\mu$ et ϕ_μ du muon dans le repère propre du J/ψ	102
5.18	Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b calculé à partir des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sélectionné à partir d'un échantillon de polarisation Λ_b nulle.	103
5.19	Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b pour des événements sélectionnés à partir d'un échantillon généré avec une polarisation transverse du Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$).	104
5.20	Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b calculé à partir des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sélectionné à partir d'un échantillon généré avec une polarisation transverse du Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$) après corrections.	104
6.1	Masse invariante du $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^- (\bar{p}\pi^+)$ à $\sqrt{s} = 0,9$ TeV pour les données (Gauche) et les événements simulés (Droite).	111
6.2	Distribution du temps de vie du K_s^0 et du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ pour les données 2009 et MC2009.	112
6.3	Masse invariante du $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (en haut) et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ (en bas) pour les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV, LL (Gauche) et DD (Droite).	113
6.4	Masse invariante du $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV (Gauche) et Monte Carlo (Droite).	114

6.5	Ce schéma représente le repère d'hélicité (en noir) et le repère de transversité (en bleu). On remarque bien qu'il y a un axe commun entre les deux repères : l'axe Z du repère de transversité n'est autre que l'axe Y_1 du repère d'hélicité. Par une rotation $R_Z(\theta)$, on peut passer du repère de transversité au repère d'hélicité (le repère en rouge est le repère standard de LHCb).	116
6.6	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère d'hélicité du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ calculées au niveau de générateur.	118
6.7	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ calculées au niveau de générateur.	119
6.8	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du Λ (DD) calculées à partir des données réelles 2010. (Plots supérieurs) : dans la fenêtre de masse $-10 < M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)} < 10$. (Plots au milieu) : dans la zone du bruit de fond $10 < M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)} < 20$. (Plots inférieurs) : dans la fenêtre de masse du Λ après soustraction du bruit de fond.	121
6.9	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du Λ (DD) calculées à partir des simulations 2010, (Plots supérieurs) : dans la fenêtre de masse $-10 < M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)} < 10$ (Plots au milieu) : dans la zone du bruit de fond $10 < M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)} < 20$. (Plots inférieurs) : dans la fenêtre de masse du Λ après soustraction du bruit de fond.	122
6.10	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et ϕ pour les candidats $\bar{\Lambda}$ (LL) et (DD) dans le repère de transversité du $\bar{\Lambda}$	124
6.11	Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats Λ (LL) et (DD) dans le repère de transversité du Λ	125
6.12	Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats $\bar{\Lambda}$ (LL) et (DD) dans le repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}$	126
6.13	Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats Λ (LL) et (DD) dans le repère d'hélicité du Λ	127
6.14	Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats K_s^0 (DD) et (LL) dans le repère de transversité.	135
6.15	Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats K_s^0 (DD) et (LL) dans le repère d'hélicité.	136

Liste des tableaux

1.1	Comportement de quelques grandeurs sous P	5
1.2	Transformation de quelques observables sous T	8
3.1	Transformation des composantes de polarisation par P et T	57
4.1	Tableau représentant σ_{eff} , la section efficace, $\varepsilon_{gen}(\%)$, l'efficacité du générateur et N le nombre d'événements générés pour chaque mode de désintégration utilisé dans l'analyse. L_{eq} est la luminosité intégrée équivalente.	61
4.2	Tableau représentant l'expression analytique de L_{eq} en fonction du canal étudié. BR_{vis} est le rapport d'embranchement visible dépendant de chaque canal étudié.	61
4.3	Rapport d'embranchement de chaque canal utilisé dans les simulations. . .	62
4.4	Fraction des saveurs de B au niveau du générateur.	62
4.5	Coupures sur les masses invariantes dans le cadre de la sélection du canal : $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$	64
4.6	Coupures sur les masses invariantes dans le cadre de la sélection du canal : $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	64
4.7	Présélection des candidats J/ψ	65
4.8	Présélection des candidats Λ	65
4.9	Présélection des candidats K_s^0	66
4.10	Présélection des candidats Λ_b	66
4.11	Présélection des candidats B_d^0	66
4.12	Efficacité de la présélection.	66
4.13	Sélection des candidats J/ψ	70
4.14	Sélection des candidats Λ	71
4.15	Sélection des candidats K_s^0	71
4.16	Sélection des candidats Λ_b	75
4.17	Sélection des candidats B_d^0	75
4.18	Efficacité de la sélection des canaux $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	75

4.19	Nombre d'événements de chaque canal à 250 pb^{-1} qui passe à la fois la sélection et les coupures du "Fit" pour l'étude du temps de vie du Λ_b	79
4.20	Nombre d'événements de chaque canal à 250 pb^{-1} qui passe à la fois la sélection et les coupures du "Fit" pour l'étude du temps de vie du B_d^0	79
5.1	Ce tableau présente le paramètre d'asymétrie du Λ_b , la polarisation longitudinale du Λ et les éléments des matrices densités $\rho_{00}^{J/\psi}$ et ρ_{+-}^Λ	92
5.2	Les valeurs introduites pour les paramètres libres du modèle, P^{Λ_b} , $\rho_{++}^{\Lambda_b}$ et $\rho_{+-}^{\Lambda_b}$	93
6.1	Les coupures de présélection des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	109
6.2	Les coupures de sélection des désintégrations $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	110
6.3	Nombre de candidats issus des données 2010 pour chaque type de $\Lambda(\bar{\Lambda})$	115
6.4	Transformation des composantes de polarisation par P et T dans le repère d'hélicité (à gauche) et dans le repère de transversité (à droite). Il est intéressant de noter que P_Z^{Trans} est impaire par T , cette propriété étant équivalente à P_Y^{Hel}	117
6.5	La zone du signal et les bandes latérales pour chaque type des candidats $\Lambda(\bar{\Lambda})$	120
6.6	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité.	128
6.7	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité.	128
6.8	Bornes des 6 intervalles du spectre en masse du Λ pour les candidats $\Lambda(\bar{\Lambda})$ de type DD et LL.	129
6.9	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (LL) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	130
6.10	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (DD) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	130
6.11	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (LL) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	131
6.12	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (DD) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	131
6.13	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (LL) dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	132
6.14	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (DD) dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	132
6.15	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	133
6.16	Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.	133
6.17	Résultat final des composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité en incluant les erreurs systématiques.	134

6.18	Résultat final des composantes du vecteur-Polarisation du $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en incluant les erreurs systématiques.	134
6.19	Les valeurs des deux composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité et dans le repère d'hélicité calculées à partir de la méthode des asymétries.	137
6.20	Différentes sources qui donnent naissance à un Λ	138

Introduction

Depuis le développement de la physique des particules ; trois symétries discrètes : la conjugaison de charge (C), la parité (P) et le renversement du temps (T) jouent un rôle pertinent tout particulièrement dans le cadre du Modèle Standard (MS). La combinaison des ces trois opérateurs, CPT , est une symétrie exacte ; tandis que C , P , T , CP , CP , et PT ne le sont pas. Une conséquence importante du théorème CPT réside dans le fait que les masses et durées de vie respectives d'une particule élémentaire et de son antiparticule doivent être égales. Tous les résultats expérimentaux obtenus à ce jour sont en accord avec cette hypothèse.

Bien que les interactions forte et électromagnétique soient invariantes par les transformations C , P et T , l'interaction faible viole C et P . La violation de CP a été découverte en 1964 en étudiant les désintégrations rares des kaons neutres. L'expérience LHCb au CERN effectuera les mesures les plus précises de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B. Cela permettra de tester encore le Modèle Standard, et conduire potentiellement à la découverte d'une nouvelle physique au-delà de ce modèle.

Étant donné l'universalité du théorème CPT , la violation de renversement du temps était acquise avec celle de CP . Cependant, des expériences réalisées au CERN (CPLEAR) et à Fermilab, en 1999, ont montré clairement la possibilité d'effectuer des tests directs de T , et cela indépendamment de CP .

Nous proposons dans ce manuscrit une nouvelle voie de tester la violation de T d'une manière directe grâce à la production de baryons beaux, spécialement le Λ_b , dont le canal de désintégration en $\Lambda J/\psi$ révélerait l'existence de nouvelles observables impaires par T . Si les valeurs de ces observables sont non nulles, il s'ensuit qu'il y aurait violation directe de T .

Cette étude s'inscrit dans le cadre de l'expérience LHCb au CERN auprès du LHC qui a commencé à produire des collisions $p-p$ à partir du 23 Novembre 2009 avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV. Le 30 Mars 2010, LHCb a enregistré les premières collisions de deux faisceaux à une énergie $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Nous présentons dans la première partie de ce manuscrit les cadres théorique et expérimental dans lesquels s'inscrit cette thèse. Ainsi, nous avons introduit les différentes symétries discrètes et les différents tests permettant de mettre en évidence la violation directe de T . Ensuite le détecteur LHCb avec ses performances et sa partie logicielle seront présentés.

La deuxième partie est consacrée à exposer en détail le modèle phénoménologique de la désintégration du Λ_b qui a été développé dans notre groupe ; l'accent est mis sur le rôle important de la polarisation pour construire des observables impaires par application de l'opérateur temps. Par la suite, l'analyse du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sera présentée avec une exposition d'une méthode de mesure du temps de vie du Λ_b , mesure qui peut être la plus précise dès lors qu'une centaine de pb^{-1} aurait été enregistrée. Enfin le modèle phénoménologique est implémenté

dans les codes de EvtGen, et des simulations du canal seront présentées afin d'étudier les effets d'acceptance sur les distributions angulaires.

Enfin la dernière partie est dédiée à l'analyse des premières données "LHCb" enregistrées à deux énergies dans le centre de masse $\sqrt{s} = 900$ GeV et 7 TeV. Une étude préliminaire sur la polarisation du Λ produit à $\sqrt{s} = 7$ TeV sera exposée suivant deux méthodes et en choisissant deux repères : le repère de transversité et le repère d'hélicité. Nous terminerons en exposant les résultats de ces méthodes et leur interprétation.

Chapitre 1

Cadre théorique

 n physique, on appelle symétries les transformations qui laissent invariant un objet, mais aussi une loi physique ou une observable ; elles forment un groupe au sens mathématique du terme.

Il y a deux grandes classes de symétries : les symétries continues et les symétries discrètes. Depuis la découverte du positron (e^+), antiparticule du (e^-) par Anderson en 1930, les symétries jouent un rôle fondamental en physique des particules.

Nous allons, dans une première partie, illustrer ces notions sur quelques exemples simples de mécanique classique avant de présenter, de façon plus systématique, l'usage des symétries en mécanique quantique. La dernière partie est consacrée au renversement du temps et la recherche de sa possible violation directe.

1.1 Symétries en Mécanique Classique

En mécanique classique, les symétries imposent certaines formes aux lois physiques et, de plus, donnent naissance aux constantes du mouvement.

Le concept de symétrie est lié à l'invariance par rapport à un ensemble de transformations. L'invariance est une propriété selon laquelle toutes les lois de la nature restent inchangées quand soumises à certaines opérations (invariance sous rotation, invariance sous translation), et une loi de conservation est une affirmation selon laquelle une certaine quantité physique reste inchangée dans le cours d'un processus physique réel (conservation de l'impulsion, conservation de l'énergie).

Le lien entre l'invariance et la conservation fut donné par Emmy Noether en 1918 par son théorème et fut qualifié par Einstein de "Monument de la pensée mathématique".

1.2 Théorème de Noether

Les lois de la physique qui régissent l'évolution des systèmes matériels peuvent être mises en évidence à partir de leurs propriétés de symétrie. En effet, le théorème de Noether associe

de façon élégante des quantités physiques conservées aux symétries des lois de la Nature : il stipule qu'à toute loi de conservation correspond une propriété de symétrie et vice versa.

- L'invariance par translation dans le temps $\leftrightarrow$ la conservation de l'énergie.
- L'invariance par translation dans l'espace $\leftrightarrow$ la conservation de la quantité de mouvement.
- L'invariance par rotation dans l'espace $\leftrightarrow$ la conservation du moment angulaire.

1.3 Symétries en Mécanique Quantique

En mécanique quantique, dans laquelle le système est décrit par des vecteurs d'état qui forment un espace vectoriel appelé espace de Hilbert, une transformation de symétrie représente le fait de changer ces états quantiques sans pour autant modifier le résultat de la mesure des observables de la théorie [1, 2].

Une transformation de système physique est représentée par un opérateur U tel que, appliqué au vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$ décrivant le système, donne le vecteur d'état transformé :

$$|\tilde{\psi}(t)\rangle = U |\psi(t)\rangle \quad (1.1)$$

Si l'opérateur U est indépendant du temps et linéaire ($U\alpha|\psi\rangle = \alpha U|\psi\rangle$), l'évolution dans le temps du ket $|\tilde{\psi}(t)\rangle$ est donné par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\tilde{\psi}(t)\rangle}{\partial t} = H |\tilde{\psi}(t)\rangle = HU |\psi(t)\rangle \quad (1.2)$$

d'autre part,

$$i\hbar \frac{\partial |\tilde{\psi}(t)\rangle}{\partial t} = i\hbar U \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = U i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = UH |\psi(t)\rangle \quad (1.3)$$

d'où $HU = UH$ donc l'opérateur U commute avec H .

Remarques :

- Une transformation de symétrie laisse l'hamiltonien invariant, mais pas nécessairement le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$.
- L'opérateur U n'est pas nécessairement hermitique (il n'est donc pas, en général, une observable). En fait, si l'opérateur est linéaire, il sera nécessairement unitaire (la signification physique du vecteur d'état impose la condition $\langle \tilde{\psi} | \tilde{\psi} \rangle = \langle \psi | \psi \rangle$, laquelle implique $U^\dagger U = 1$).
- Il existe des transformations plus générales que celles considérées jusqu'ici. La transformation de renversement du temps, par exemple, est antilinéaire ($U\alpha|\phi\rangle = \alpha^* U|\phi\rangle$).

Le théorème de Noether au niveau quantique stipule qu'à toute transformation qui laisse invariante les équations de mouvement c-à-d, qui commute avec l'hamiltonien, on peut associer une grandeur physique qui se conserve.

1.4 Symétries discrètes

Les symétries existent partout en physique [3, 4, 5]. Elles amènent des conservations de propriétés sous certaines transformations :

- Les symétries continues du groupe de Poincaré, comme les translations dans l'espace-temps, les rotations et les transformations de Lorentz.
- Les symétries de jauge agissant sur les champs quantiques.
- Les trois symétries développées ci-dessous que sont les symétries C , P et T .

Ces trois importantes symétries sont toutes discrètes et peuvent être combinées entre elles pour donner, par exemple, les deux plus connues et étudiées : les symétries CP et CPT .

1.4.1 Parité

La parité est l'opération qui, dans un système physique, change les coordonnées d'espace $\vec{r}$ en $-\vec{r}$. On applique la parité P à une fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t)$ du système physique :

$$P\psi(\vec{r}, t) = \eta_p \psi(-\vec{r}, t) \quad (1.4)$$

Si l'on applique l'opérateur de la parité au système $\psi(-\vec{r}, t)$, on revient au système initial à un facteur de phase près.

$$P\psi(-\vec{r}, t) = P^2\psi(\vec{r}, t) = \eta_p^2\psi(\vec{r}, t), \quad (1.5)$$

d'où la valeur propre correspondant à la parité prend les valeurs :

$$\begin{cases} +1 & \text{pour } \psi(\vec{r}, t) \text{ paire} \\ -1 & \text{pour } \psi(\vec{r}, t) \text{ impaire} \end{cases} \quad (1.6)$$

Le tableau 1.1 présente le comportement de certaines quantités par l'opérateur parité.

TABLE 1.1 – Comportement de quelques grandeurs sous P .

observable	P (observable)
t	t
$\vec{r}$	$-\vec{r}$
$\vec{p}$	$-\vec{p}$
$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$	$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$
$\vec{E}$	$-\vec{E}$
$\vec{B}$	$\vec{B}$

Bien que représentée par des « vecteurs », $\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$ ne changent pas de signe après une réflexion d'espace. De telles quantités sont dites axiales ou pseudo-vecteurs. De la même façon, certaines quantités dites pseudo-scalaires changent de signe après une réflexion.

Dans un système de particules, on distingue la parité intrinsèque de chaque particule, et la parité orbitale du système.

Parité orbitale

La fonction d'onde d'espace d'un système composé de deux particules, invariant par rotation et décrit en coordonnées sphériques dans le repère de son centre de masse, se décompose sous la forme :

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (1.7)$$

où $R(r)$ est la fonction d'onde radiale, $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ est l'harmonique sphérique correspondant au moment angulaire orbital ℓ .

En coordonnées sphériques, l'opération de parité revient à appliquer sur la fonction d'onde d'espace la transformation suivante :

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r} \Rightarrow \begin{cases} r \rightarrow r \\ \theta \rightarrow \pi - \theta \\ \phi \rightarrow \phi + \pi \end{cases} \quad (1.8)$$

$$\psi(r, \pi - \theta, \phi + \pi) = R(r)Y_{\ell m}(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^\ell R(r)Y_{\ell m}(\theta, \phi) = (-1)^\ell \psi(r, \theta, \phi) \quad (1.9)$$

où le moment angulaire orbital ℓ de l'état détermine la parité orbitale. Ainsi il y a deux catégories de parité orbitale :

"Parité paire" $\ell = 0, 2, 4, \dots$

"Parité impaire" $\ell = 1, 3, 5, \dots$

Parité Intrinsèque

Indépendamment de la parité orbitale d'un système, chaque particule qui le compose porte une parité intrinsèque P_{int} si sa fonction d'onde est une fonction propre de l'opérateur P .

1.4.2 Conjugaison de Charge

La conjugaison de charge C est une transformation qui change une particule en son antiparticule se trouvant dans le même état d'impulsion, de position, etc... En réalité, cette opération inverse simplement le signe des charges et du moment magnétique de chaque particule.

Il est à noter qu'en mécanique classique, les équations qui décrivent les interactions électromagnétiques, c-à-d les équations de Maxwell, sont invariantes par rapport à la conjugaison de charge. Dans ce cas, la seule charge mise en jeu est la charge électrique, mais elle entraîne un changement de signe de ρ et de $\vec{J}$, la densité de charge et le vecteur-densité de courant, ainsi que de $\vec{E}$ et $\vec{H}$, les champs électrique et magnétique. Cependant globalement, les équations restent invariantes.

En mécanique quantique, l'interprétation de C est plus générale. L'échange particule-antiparticule implique que toutes les charges quantiques (ou nombres quantiques additifs) tels les nombres leptoniques et baryoniques changent de signe.

De façon générale, l'opérateur de conjugaison de charge agit sur un état $|\psi\rangle$ (particule) en le transformant en un état $|\bar{\psi}\rangle$ qui est son conjugué de charge (antiparticule) :

$$C |\psi\rangle = |\bar{\psi}\rangle \quad (1.10)$$

En effet, un état propre de C doit obéir à l'identité $C|\psi\rangle = \eta_C |\psi\rangle$ où η_C est appelé la parité de charge. Il en découle que $C|\psi\rangle$ a les mêmes nombres quantiques (ou charge) que $|\psi\rangle$. Les seuls états qui répondent à ces conditions sont les systèmes vraiment neutres, c'est-à-dire les états dont toutes les charges quantiques et le moment magnétique total sont nuls. C'est notamment le cas pour le photon et pour les états formés d'une particule et de son antiparticule, ex : γ , π^0 , e^- , e^+ , η , η' .

Par ailleurs, le neutron, bien que neutre, possède un moment magnétique et un nombre baryonique non nuls et donc n'a pas de parité de charge définie.

La conjugaison de charge est, tout comme la parité, un opérateur unitaire discret dont les valeurs propres sont $\eta_C = \pm 1$.

1.4.3 Renversement du Temps

Cette opération consiste à inverser le cours du temps dans un processus physique : c'est-à-dire à effectuer la transformation mathématique $t \rightarrow -t$ dans les équations qui régissent le mouvement du système étudié [6, 7, 8, 9].

Expérimentalement, renverser le temps pour remonter à l'état quantique initial, reviendrait à construire une superposition d'ondes sphériques rentrantes, ce qui, on en convient aisément, paraît totalement irréalisable en pratique, même en présence de quelques corps uniquement. L'évolution dans le temps d'un vecteur d'état $|\psi\rangle$ décrivant un système physique est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = H |\psi(t)\rangle \quad (1.11)$$

H est invariant par rapport au renversement du temps s'il existe un opérateur unitaire U qui ne dépend pas du temps, tel que :

$$UH^*U^\dagger = H \quad (1.12)$$

En appliquant l'opération de conjugaison complexe à l'équation de Schrödinger, on obtient :

$$-i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle^*}{\partial t} = H^* |\psi(t)\rangle^* \quad (1.13)$$

que l'on peut transformer sous la forme :

$$-i\hbar \frac{U \partial |\psi(t)\rangle^*}{\partial t} = UH^*U^\dagger U |\psi(t)\rangle^* \quad (1.14)$$

ou encore,

$$i\hbar \frac{U \partial |\psi(t)\rangle^*}{\partial -t} = HU |\psi(t)\rangle^*, \quad (1.15)$$

dans laquelle on voit apparaître que le terme $U |\psi(t)\rangle^*$ satisfait à l'équation de Schrödinger renversée dans le temps. Si la condition de commutation (invariance par renversement du temps) de H est satisfaite, on peut obtenir à partir d'une solution de l'équation de Schrödinger, $|\psi(t)\rangle$, une autre solution de cette même équation pour $t \rightarrow -t$. L'opérateur de renversement du temps, T , est défini comme étant :

$$T |\psi(t)\rangle = U |\psi(t)\rangle^* \quad (1.16)$$

Si $|\psi(t)\rangle = c_1 |\psi(t)\rangle_1 + c_2 |\psi(t)\rangle_2$, alors : $T |\psi(t)\rangle = c_1^* U |\psi(t)\rangle_1^* + c_2^* U |\psi(t)\rangle_2^*$.

T n'est pas un opérateur linéaire, et n'est donc pas une observable et, par conséquent, il n'existe pas de nombre quantique conservé que l'on peut associer à l'opération de renversement du temps. Donc, T n'est pas mesurable directement.

A titre d'exemple, mentionnons quelques observables qui se transforment par renversement du temps selon les règles suivantes :

TABLE 1.2 – Transformation de quelques observables sous T .

observable	T (observable)
t	$-t$
$\vec{x}$	$\vec{x}$
$\vec{p}$	$-\vec{p}$
$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$	$-\vec{\sigma}, -\vec{J}, -\vec{L}$
$\vec{E}$	$\vec{E}$
$\vec{B}$	$-\vec{B}$

1.4.4 Théorème CPT

Les trois symétries définies précédemment peuvent être combinées séquentiellement et donner des propriétés les plus fondamentales de la théorie quantique des champs : l'invariance sous la symétrie CPT .

Ce théorème répond à trois considérations :

- Localité des interactions
- Invariance de Lorentz (causalité)
- Hermiticité (des interactions)

L'une des conséquences importantes de ce théorème dans toute théorie quantique des champs est l'égalité des masses et des durées de vie d'une particule et de son antiparticule. Par contre, rien n'interdit une violation individuelle et/ou couplée des trois symétries C , P et T .

De nombreuses expériences ont testé l'invariance de cette symétrie : aucune ne l'a mise en défaut.

1.5 La violation des symétries discrètes

La parité, introduite pour la première fois par Wigner en 1927 dans le contexte de la physique atomique, et la conjugaison de charge qui est apparue formellement quelques années plus tard dans la théorie quantique et relativiste de Dirac de l'électron (équation de Dirac) ont été longtemps considérées comme étant des symétries aussi fondamentales que l'invariance par rotation.

De nos jours, nous savons que P et C sont des symétries exactes des interactions électroma-

gnétiques et fortes et ne sont pas conservées dans les interactions faibles.

Une symétrie exacte se manifeste par :

- $[S, H] = 0$ où S est l'opérateur associé à l'opération de symétrie, et H l'hamiltonien du système. Un système préparé dans un état initial de valeur propre de S définie, garde cette valeur propre dans son évolution au cours du temps.
- Tout phénomène ou toute solution observable d'un système doit conduire, par symétrie, à l'observation du phénomène ou de la solution symétrique.

Nous allons voir que, dans les interactions faibles, l'une et l'autre de ces conditions ont expérimentalement été mises en défaut pour P et C .

1.5.1 Violation de P

"puzzle $\tau - \theta$ "

Dans la première moitié des années 1950, deux particules de même masse, de même durée de vie et de spin 0 : l'une, θ^+ , se désintérait en deux mésons π ; l'autre, τ^+ , en trois mésons π . Or un système de deux mésons π de moment cinétique total nul a une parité +1 et un système de trois mésons π de moment cinétique total nul a une parité -1.

Si la parité était conservée dans la désintégration, il s'agirait de deux particules différentes. La solution à cette énigme a été proposée par T.D. Lee et C.N. Yang en 1956 [10] qui ont osé remettre en cause la conservation de la parité dans l'interaction faible responsable de la désintégration. En effet, si on accepte l'idée que la parité n'est plus une symétrie de l'hamiltonien d'interaction faible, les deux voies de désintégrations peuvent provenir du même méson. De nos jours cette particule est connue sous le nom de K^+ .

Il fallait étayer cette hypothèse par d'autres observations expérimentales qui prouveraient de façon définitive que la parité n'est pas conservée dans les interactions faibles. T.D. Lee et C. N. Yang ont alors proposé plusieurs tests expérimentaux dont l'expérience sur le cobalt 60 décrite dans le paragraphe suivant.

Expérience de la désintégration β^- du Cobalt 60

Dans cette expérience, proposée par T.D. Lee and C.N. Yang et réalisée par C.S. Wu et al. en 1957 [11], un échantillon de ^{60}Co est placé dans un champ magnétique solénoïdal fort et soumis à très basse température d'environ 0,01K. À cette température, l'agitation thermique est suffisamment faible pour que les spins des noyaux de cobalt puissent s'aligner sur la direction du champ magnétique. On obtient alors un échantillon de noyaux de cobalt polarisés. Par application de l'opération de parité, le spin et le champ magnétique (vecteurs axiaux) ne sont pas modifiés ; par contre la direction de propagation de l'électron émis dans la désintégration β du cobalt 60 : $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$, est renversée dans l'espace.

La conservation de la parité nécessite une égale proportion d'électrons alignés et anti-alignés. Dans l'expérience réelle, on mesure une très large asymétrie de comptage ; et on constate que les électrons sont émis préférentiellement dans la direction opposée au champ magnétique. Cette asymétrie prouve la violation de la parité.

1.5.2 Violation de C

À la suite de l'expérience de Mme Wu, la violation de la conjugaison de charge a été également mise en évidence [12, 13]. Il y avait d'autres expériences comme la désintégration leptonique des pions chargés, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, qui constitue un cadre idéal pour illustrer la violation de la conjugaison de charge dans les interactions faibles. Si on admet qu'un neutrino (respectivement un antineutrino) n'est observé dans la nature que dans un état d'hélicité négative (respectivement positive) et si on étudie la désintégration d'un pion positif dans son repère au repos, on obtient la configuration de spin présentée sur la figure 1.1. Aucune des

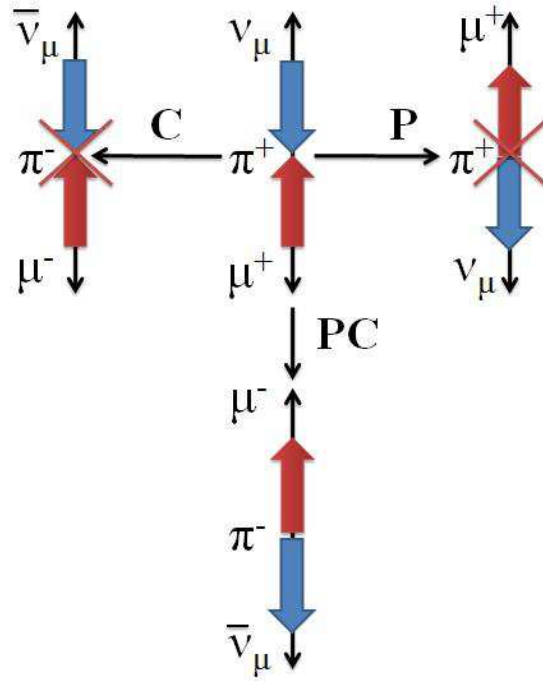


FIGURE 1.1 – Transformation suivant les symétries C , P , CP de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

désintégrations transformées par P ou par C ne peut se produire du fait de l'inexistence d'un neutrino (ou d'un anti-neutrino) d'hélicité droite (ou gauche).

Enfin, le conjugué par la symétrie CP de cette désintégration donne un anti-neutrino d'hélicité $+1$ observé dans la nature. Dans cet exemple, les symétries C et P sont violées par l'interaction faible alors que la symétrie CP est conservée.

1.5.3 Violation de CP

La quasi disparition de l'antimatière dans l'Univers depuis sa création implique que les interactions traitent différemment les particules et les antiparticules. Comprendre la symétrie

CP , qui relie les particules aux antiparticules, est donc primordial. Cette symétrie sera intensivement étudiée par l'expérience LHCb.

En 1964, la violation de CP dans le système de mésons $K^0\overline{K}^0$ a été observée pour la première fois. Ces deux particules peuvent se mélanger car elles possèdent un état final commun. Les états propres de saveur K^0 et $\overline{K}^0$ diffèrent des états propres de CP :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle \right) \quad (1.17)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle \right) \quad (1.18)$$

$|K^0\rangle$ et $|\overline{K}^0\rangle$ étant les états propres de saveur. En posant $CP|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle$, alors $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ sont des états propres de CP :

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle \quad (1.19)$$

$$CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle \quad (1.20)$$

Si la symétrie CP est conservée, les modes hadroniques principaux de désintégration de ces particules sont $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

En 1956, on a ainsi découvert ces deux particules de même masse mais avec une durée de vie très différente. Ces deux particules ont été appelées $|K_S^0\rangle$ et $|K_L^0\rangle$. En 1964, Christianson, Cronin, Fitch et Turlay [14] découvrirent que le $|K_L^0\rangle$, avec une longue vie moyenne, pouvait aussi de désintégrer en 2π dans une proportion de 2.10^{-3} . Cet état appelé $|K_L\rangle$ qui est en grande partie formé de $|K_2\rangle$ contient donc une partie de $|K_1\rangle$; ce qui est normalement impossible si le $|K_L\rangle$ est un état propre de CP de valeur propre -1 . De ce fait, les états propres d'interaction faible ne correspondent pas exactement aux états $|K_1\rangle$ et $|K_2\rangle$, mais plutôt à des mélanges de ces deux états comportant une composante très petite de l'état de valeur propre opposée :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_1\rangle - \epsilon |\overline{K}_2\rangle \right) \quad (1.21)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_2\rangle + \epsilon |\overline{K}_1\rangle \right) \quad (1.22)$$

L'interaction faible ne respecte donc pas la symétrie CP .

Pour pouvoir étudier la violation de CP dans le système des mésons beaux, il a fallu attendre la mise en service en 1999 des expériences BaBar à Slac (USA) et Belle à KeK (Japon), qui utilisent des collisionneurs linéaires e^+e^- .

En 1999, BaBar et Belle ont annoncé la première mise en évidence de la violation de CP dans le secteur de la beauté [15, 16]. Cette annonce est le résultat de l'observation, d'une asymétrie dépendant du temps entre le nombre de désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ et son mode conjugué par CP $\overline{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

Pour la première mise en évidence d'un effet de violation de CP directe, il a fallu attendre l'été 2004 et l'annonce par BaBar et Belle d'une asymétrie dans les canaux de désintégration des processus rares $\overline{B}_d^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

À l'horizon 2012, un projet de construction d'une « super-usine à B » est envisagé aux USA

où au Japon. Cette machine devrait être 50 fois plus performante que Babar ou Belle et permettrait ainsi d'accumuler près de 500 milliards de paires $b\bar{b}$ en 5 ans.

À plus court terme, l'expérience LHCb au CERN permettra, dans le cadre de LHC, d'accumuler en une année autant de statistiques que Babar et Belle en 5 ans, et surtout ouvrira la voie à l'étude de la violation de CP dans les mésons beaux et étranges, B_s^0 , et éventuellement dans les baryons beaux.

Implications cosmologiques

On sait aujourd'hui que l'univers est presque constitué exclusivement de matière. Mais le modèle standard prédit que l'univers primordial devait contenir autant de matière que d'antimatière. Pour que la matière l'emporte sur l'antimatière, il devait y avoir, à l'origine, un léger excédent de matière.

Andreï Sakharov [17], en 1967, montra que trois conditions sont nécessaires pour que l'univers initialement constitué d'autant de particules que d'antiparticules puisse évoluer en un univers principalement constitué de matière. La violation de la symétrie CP est l'une des trois conditions nécessaires pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière que nous observons dans l'Univers.

Elle peut aussi servir à expliquer le rapport d'abondance de baryons par rapport à celle des photons observés dans l'Univers. Celui-ci est environ $10^{-9\pm 1}$.

Cette asymétrie est bien supérieure à celle prédite par le Modèle Standard (10^{-18}).

1.5.4 Recherche de la violation directe du renversement du temps

Moment électrique dipolaire du neutron

Classiquement, un moment électrique dipolaire est créé par deux charges de signe opposé $\pm q$ séparées d'une distance D . Le moment électrique dipolaire d qui en résulte vaut : $\vec{d} = q\vec{D}$ où $\vec{D}$ est le vecteur distance entre les deux charges pointant vers la charge positive [18].

D'après cette définition, le moment dipolaire électrique ne change pas de signe sous l'action de T .

À l'échelle quantique, on définit le moment dipolaire électrique par rapport au spin $\vec{S}$ de la particule :

$$\vec{d} = \alpha \vec{S} \quad (1.23)$$

Comme le spin de la particule change de signe par T , $\vec{d}$ doit changer de signe aussi. D'où toute valeur non nulle de α indiquera à la fois une violation de P et de T .

À la fin des années 1950, Purcell et Ramsey soulignèrent la nécessité de vérifier expérimentalement la conservation du T en mesurant le moment dipolaire électrique du neutron (EDM). L'expérience réalisée donnait une limite supérieure de EDM qui valait à 5.10^{-20} .

A l'heure actuelle, la motivation de cette expérience est d'observer une nouvelle source de violation de CP .

Depuis la première mesure de Ramsey à la fin des années cinquante, la limite supérieure a été diminuée de 6 ordres de grandeur, pour atteindre la valeur actuelle [19] :

$$|d| < 6,3 \times 10^{-26} \text{ e cm (90\% CL)}, \quad (1.24)$$

mesure provenant d'une expérience réalisée sur la source de neutrons ultra-froids (UCN) du réacteur de l'ILL à Grenoble [20].

De nouvelles expériences en cours de réalisation à l'ILL et au PSI (Zürich) devraient permettre de gagner un à deux ordres de grandeur sur cette limite pour atteindre une sensibilité de 10^{-28} e cm.

Désintégration β^- des neutrons

Nous décrivons une expérience qui a établi de nouvelles limites sur la violation de l'invariance par renversement du temps à travers le coefficient D de la désintégration β du neutron [21]. La mise en évidence d'une violation de la symétrie T dans la désintégration β du neutron serait la preuve d'une physique au delà du Modèle Standard.

En 1957, Jackson, Treiman, Wyrd ont étudié la violation de la symétrie sous renversement du temps dans la désintégration β^- du neutron. Ils ont alors paramétrisé l'influence des corrélations angulaires entre les différents produits de la désintégration β .

La section efficace différentielle est de la forme :

$$d\sigma \approx \vec{s}_n \cdot (A\vec{p}_e + B\vec{p}_\nu + D\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu) \quad (1.25)$$

où $\vec{p}_e$ et $\vec{p}_\nu$ sont les impulsions de l'électron et du neutrino respectivement, $\vec{s}_n$ est le spin du neutron.

La corrélation $D \vec{s}_n \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu)$ est impaire par T , et peut être utilisée pour indiquer une violation de la symétrie T lorsque les interactions dans l'état final sont prises en compte. Toute valeur non nulle du coefficient D indiquerait une violation de T .

Jusqu'à présent, aucune preuve d'un écart par rapport à zéro n'a été trouvée. La prédiction du modèle standard est $D < 10^{-12}$. Toute valeur supérieure à l'effet des interactions dans l'état final ($D_{FS} = 10^{-5}$ pour les neutrons) indiquerait une nouvelle physique. Dans le cadre des modèles leptoquark, les mesures actuelles d'autres paramètres (moment dipolaire électrique) n'excluent pas les valeurs de D dans la gamme 10^{-3} .

Paramètre de kabir [22]

Si le produit CP est violé dans l'interaction faible, T doit l'être également en vertu de la conservation CPT . En 1998, l'expérience CPLEAR au CERN [23] a rapporté la première observation directe de la violation de T dans le système des kaons neutres.

Cette observation est faite en comparant les probabilités d'un état $\bar{K}^0$ se transformer en un K^0 et vice-versa.

Par définition, la violation de T est directement liée à l'asymétrie de Kabir :

$$A_T = \frac{|\langle K_0^{out}(t_f) | \bar{K}_0^{in}(t_i) \rangle|^2 - |\langle \bar{K}_0^{out}(t_f) | K_0^{in}(t_i) \rangle|^2}{|\langle K_0^{out}(t_f) | \bar{K}_0^{in}(t_i) \rangle|^2 + |\langle \bar{K}_0^{out}(t_f) | K_0^{in}(t_i) \rangle|^2} \quad (1.26)$$

qui est indépendante du temps. Toute valeur non nulle de A_T signalerait une mesure directe de la violation de T sans aucune hypothèse sur l'invariance CPT .

CPLEAR produit des kaons neutres avec une étrangeté bien définie à partir des annihilations proton-antiproton, via les réactions :

$$p\bar{p} \rightarrow \begin{cases} K^-\pi^+K^0 \\ K^+\pi^-\bar{K}^0 \end{cases} \quad (1.27)$$

CPLEAR étiquette l'étrangeté du kaon neutre au moment de la production par le signe du kaon chargé accompagnateur. Les interactions faibles ne conservant pas l'étrangeté, les mésons K^0 et $\bar{K}^0$ peuvent ensuite se transformer entre eux avec $|\delta S| = 2$. L'étrangeté finale du kaon neutre est alors étiquetée par les désintégrations semi-leptoniques $K^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu$, $\bar{K}^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}$, $K^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}$ et $\bar{K}^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu$.

Parmi elles, les deux premières sont caractérisées par $\delta S = \delta Q$ et les deux autres sont caractérisées par $\delta S = -\delta Q$ et indiqueraient donc soit (i) les violations explicites de la règle $\delta S = \delta Q$, ou (ii) des oscillations entre K^0 et $\bar{K}^0$ conduiraient à un état final similaire à (i). L'asymétrie CPLEAR expérimentale est donnée par :

$$A_T^{exp} = \frac{\bar{R}_+(\delta t) - R_-(\delta t)}{\bar{R}_+(\delta t) + R_-(\delta t)} \quad (1.28)$$

où $\bar{R}_+(\delta t)$ et $R_-(\delta t)$ sont la probabilité de transition de K^0 en $\bar{K}^0$ et vice versa respectivement. La valeur moyenne des A_T^{exp} trouvée est $(6,6 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$, ce qui est une claire indication de la violation de T .

Désintégration $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ à KTeV

La collaboration KTeV [24] rapporte la première observation d'un effet de violation de CP dans le mode de désintégration $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. Une asymétrie importante a été observée dans la distribution d'une observable impaire par T . Cette observable n'est autre que le produit $\cos\phi \sin\phi$, où ϕ étant l'angle entre les deux vecteurs perpendiculaires aux deux plans formés par les paires e^+e^- et $\pi^+\pi^-$ dans le repère propre de K_L .

Après les corrections d'acceptance, l'asymétrie globale se trouve à $13,6 \pm 2,5(\text{stat}) \pm 1,2(\text{sys})\%$, compatible avec l'asymétrie attendue théoriquement ($\sim 14\%$).

Cette asymétrie implique ainsi une violation de la symétrie de renversement du temps.

La collaboration KTeV a examiné si l'asymétrie est due à des interactions dans l'état final. En raison de la symétrie de l'état $\pi^+\pi^-e^+e^-$, les interactions électromagnétiques ou fortes dans l'état final, alors qu'elles peuvent modifier la distribution ϕ , ne peuvent pas générer une asymétrie T -odd.

Dans ce chapitre, nous avons présenté le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. Ainsi, nous avons introduit les symétries en mécanique classique et en mécanique quantique. Les différentes symétries discrètes, la conjugaison de charge C , la parité P et le renversement du temps T ainsi que leur combinaisons CP et PT ont été définies.

Les opérateurs C et P sont des observables physiques alors que T est un opérateur anti-unitaire. Donc on ne peut pas associer à T une observable physique. Ce qu'on peut faire c'est chercher la violation de T à travers ses effets ; en particulier les observables impaires par T . Plusieurs recherches de la violation directe du renversement du temps ont été discutés. On étudiera au Chapitre 4 comment construire des observables impaires par renversement du temps ou " T -odd observables", qui peuvent mettre en évidence une possible violation de T . Afin de réaliser notre étude, on doit disposer d'un contexte expérimental, comme le collisionneur des hadrons et le détecteur $LHCb$.

Chapitre 2

Contexte expérimental : Collisionneur et Détecteur



Dans ce chapitre nous décrivons l'expérience LHCb [25] qui est destinée à l'étude de la violation de CP et à la recherche de désintégrations rares des mésons B susceptibles de faire ressortir une nouvelle physique dans le secteur de la beauté. Dans la première partie nous présentons les caractéristiques du collisionneur LHC qui assure la production des mésons B via des collisions proton-proton, puis nous décrivons le détecteur LHCb, ainsi que le système de déclenchement. La dernière partie présente la simulation complète du détecteur.

2.1 Le collisionneur de protons

2.1.1 Généralités

Le Large Hadron Collider [26] (LHC) est un accélérateur de particules mis en fonctionnement en Novembre 2009. Situé à la frontière franco-suisse, c'est le plus puissant accélérateur de particules au monde construit à ce jour, dépassant en termes d'énergie le Tevatron aux États-Unis. Il est même présenté comme le plus grand dispositif expérimental jamais construit pour valider des théories physiques.

Le LHC a été construit dans le tunnel circulaire (26,659 km de circonférence) de son prédécesseur, le collisionneur LEP (Large Electron Positron). À la différence de ce dernier, ce sont des protons qui sont accélérés pour produire des collisions, en lieu et place des électrons ou des positrons pour le LEP.

Ces protons sont accélérés jusqu'à une énergie de 7 TeV, soit près de 7 500 fois leur énergie de masse. Le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Le LHC sera également utilisé pour accélérer des ions lourds comme le plomb avec une énergie de 2,76 TeV/nucléon dans le centre de masse, ces collisions seront étudiées par l'expérience ALICE ainsi que par ATLAS et CMS.

Pour atteindre l'énergie de 14 TeV, une montée progressive en énergie est nécessaire ; la chaîne

d'accélération illustrée sur la figure 2.1 est mise en oeuvre. Le LHC reçoit les particules d'une chaîne existante comprenant un accélérateur linéaire à protons (Linac2) de 50 MeV qui alimente un Booster (Proton Synchrotron Booster, ou PSB). Les protons sont ensuite injectés à 1,4 GeV dans le Proton Synchrotron (PS), qui les accélère jusqu'à 26 GeV avant leur passage dans le Super Synchrotron à Protons (SPS) de 2 km de diamètre pour une montée en énergie jusqu'à 450 GeV et, enfin, le LHC qui augmente l'énergie des protons pour atteindre 7 TeV.

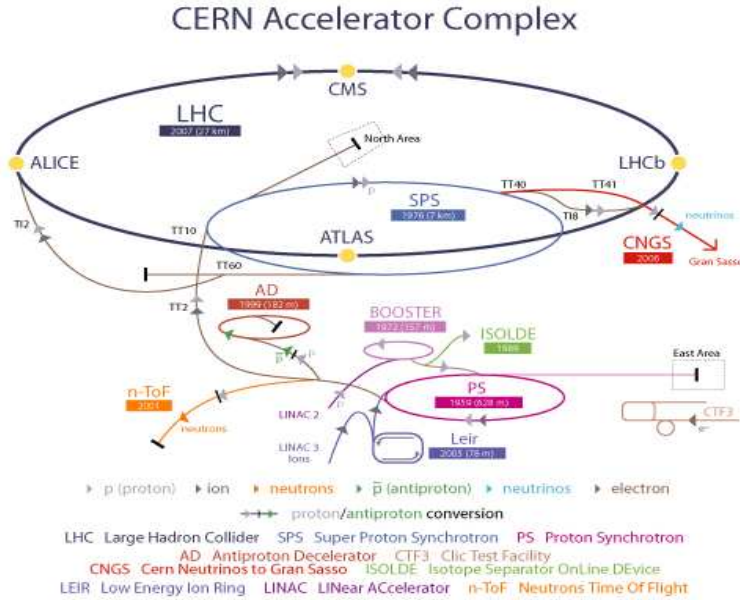


FIGURE 2.1 – Complexe d'accélération du CERN.

Conditions nominales

Dans le LHC, les paquets de protons sont espacés de 25 ns ce qui correspond à une fréquence de 40 MHz. La luminosité nominale du LHC est de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. À cette luminosité, 23 interactions proton-proton se produisent en moyenne par croisement et le nombre de particules présentes par événement est très élevé. Ceci n'est pas approprié pour l'étude des mésons B, car il devient très difficile de séparer le bruit de fond du signal et de déterminer les vertex de création et de désintégration des mésons B, éléments essentiels dans de nombreuses études de violation de CP . Pour cette raison la luminosité nominale au point d'interaction de LHCb sera limitée à $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, diminuant ainsi le nombre d'interactions par croisement de faisceau (voir figure 2.2). Cette luminosité sera obtenue en modifiant la focalisation du faisceau.

LHC : Objectif 2010 atteint

Le 23 Novembre 2009, le LHC a commencé à produire des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV. Une semaine plus tard, il est devenu le plus

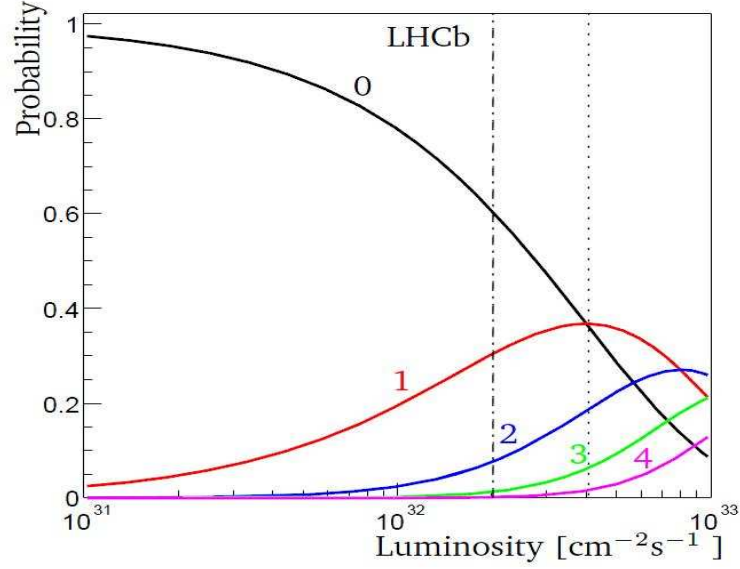


FIGURE 2.2 – Probabilité d’observer N interactions par rapport à la luminosité. La région de fonctionnement de LHCb est indiquée.

puissant collisionneur du monde avec une énergie par faisceau de 1,18 TeV ; le précédent record étant détenu par le Tevatron à 0,98 TeV. Des collisions à 2,36 TeV ont été enregistrées vers mi-Décembre 2009. En 2010, Le LHC a battu un nouveau record le 19 Mars en augmentant l’énergie du faisceau jusqu’à 3,5 TeV ; les premières collisions de faisceaux à cette énergie ayant été enregistrées le 30 Mars 2010.

Le LHC avait atteint ses objectifs pour 2010 : la machine a délivré 2 pb^{-1} aux différents détecteurs durant le mois d’octobre 2010 ; la luminosité maximale était de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. À titre de comparaison, il a fallu 2 ans au Tevatron pour atteindre cette luminosité. Au totalité la luminosité intégrée enregistrée durant l’année 2009 est de l’ordre de $6,8 \mu\text{b}^{-1}$, alors qu’en 2010, elle est égale à 33 pb^{-1} . La figure 2.3 présente la luminosité intégrée délivrée par le LHC durant l’année 2010.

Pour 2011, la machine doit atteindre un total de 1 fb^{-1} , soit 500 fois plus.

2.1.2 Les expériences auprès LHC

4 expériences principales sont placées sur les points de collision : ATLAS et CMS sont des détecteurs généralistes, dont les principaux axes de recherche se concentreront sur la mise en évidence directe du boson de Higgs et d’effets de nouvelle physique, supersymétrie, sans oublier les mesures de précision des paramètres du modèle standard telles que la masse du quark top ou du boson W.

ALICE est un programme destiné à l’étude du plasma du quark et de gluons (QGP) pouvant être produit dans les collisions d’ions lourds. Son but est d’apporter des éléments de réponse concernant le problème de confinement de gluons et de quarks. Quand à l’expérience LHCb,

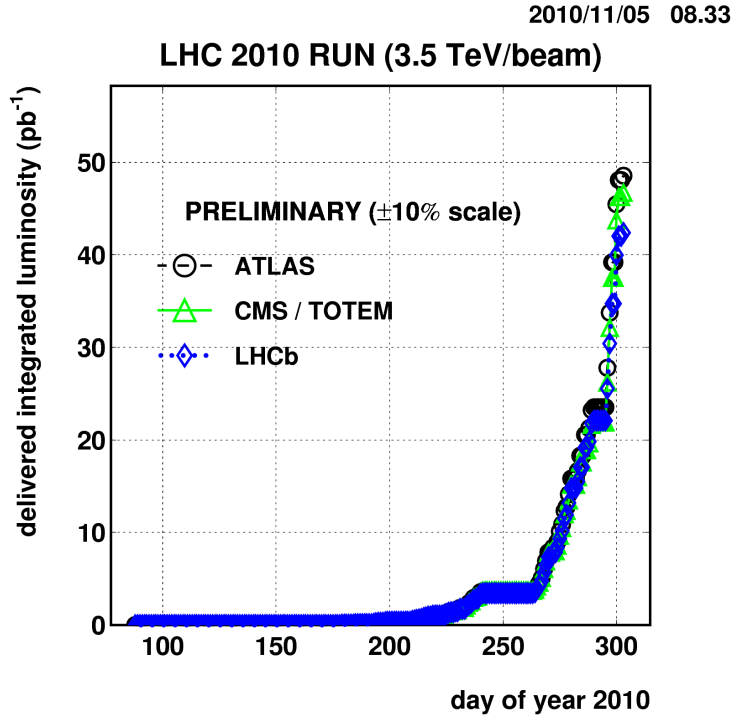


FIGURE 2.3 – Luminosité intégrée délivrée par le LHC durant l'année 2010.

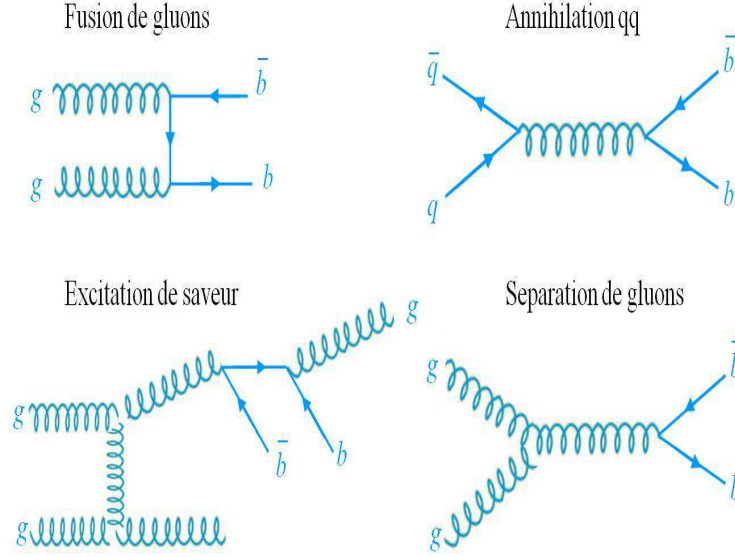
l'objectif ultime est de mieux comprendre pourquoi l'Univers est constitué exclusivement de matière, via la violation de CP , alors qu'à sa naissance matière et antimatière étaient, théoriquement, présentes à parts égales.

2.1.3 Production de paires $b\bar{b}$ lors des collisions proton-proton

La production de quarks b dans une collision proton-proton est un phénomène régi principalement par l'interaction forte entre protons dont la figure 2.4 représente des exemples de diagrammes de Feynman. Les simulations reproduisant ces processus montrent, qu'à haute énergie, les paires de quarks $b\bar{b}$ sont majoritairement produites dans un cône faisant un faible angle avec le faisceau de protons, illustré dans la figure 2.5. La géométrie du détecteur LHCb a été dictée essentiellement par cette propriété. En effet, LHCb est un détecteur "un bras" avec une couverture angulaire limitée. La figure 2.6 représente le détecteur vu de côté. Dans la prochaine partie, nous présentons les différents éléments de ce détecteur.

2.2 LHCb : détecteur de "beauté"

Contrairement aux grands détecteurs polyvalents ATLAS et CMS, LHCb est un outil spécialisé, destiné à réaliser la meilleure détection possible des particules « belles » et de leurs produits de désintégration. Ces particules étant émises, lors des collisions des faisceaux, pré-

FIGURE 2.4 – Mécanisme dominant dans la production des paires de quarks $b\bar{b}$.

férentiellement dans des directions voisines du faisceau, le détecteur LHCb est spécialement conçu pour les observer à « petit angle ». Il est disposé autour du tube à vide de l'accélérateur, dans une seule direction par rapport au croisement des faisceaux.

Le détecteur LHCb comprend plusieurs sous-détecteurs. À partir du point d'interaction, on rencontre : un détecteur de vertex (VELO), un premier détecteur à effet Cherenkov (RICH 1), un système de trajectographie composé d'un aimant dipolaire [27], des trajectographes en silicium TT et des stations T, un second détecteur à effet Cherenkov (RICH 2), le système calorimétrique et un détecteur de muons. Ces sous-détecteurs entourent le tube à vide.

Dans les parties suivantes, nous donnons les éléments essentiels de chaque sous-détecteur.

2.2.1 Le détecteur de vertex

Le VELO [28] est un des éléments essentiels pour les expériences de physique du b qui demandent de mesurer avec précision les vertex de production et de désintégration des mésons B afin de déterminer leur temps de vie. Le VELO, joue dans ce sens un rôle primordial.

Le VELO est composé de 25 stations circulaires disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau, figure 2.7, utilisant la technologie des bandes en silicium. Il assume une couverture complète de l'acceptance angulaire de détecteur. Chacune de ces stations est constituée de deux demi-disques soutenus par une feuille d'aluminium. Ces deux demi-disques sont mobiles afin de permettre l'ouverture du VELO pendant l'injection du faisceau du LHC et ainsi éviter de détériorer le détecteur pendant cette phase.

Les stations supportent des surfaces sensibles circulaires faites de "capteurs en R " sur une face, et de "capteurs en ϕ " sur l'autre. Ces surfaces sensibles s'étendent entre un rayon interne de 8 mm et un rayon externe de 42 mm par rapport au faisceau. Le capteur en ϕ est fait

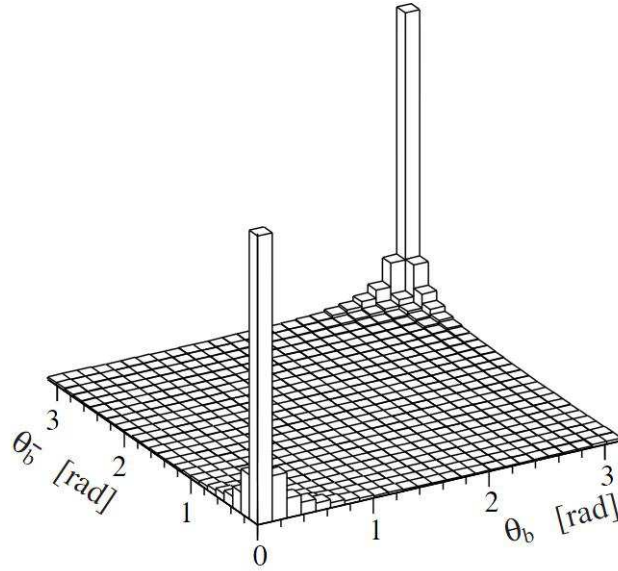


FIGURE 2.5 – Corrélation des angles polaires des hadrons b et $\bar{b}$ produits dans les collisions proton-proton à $\sqrt{14}$ TeV, telle que générée par PYTHIA.

de pistes de silicium quasi radiales tandis que le capteur en R est fait de pistes de silicium concentriques. Un impact sur chaque type de capteur permet une mesure en 3 dimensions des points de passage des particules.

Parmi ces stations, deux situées en amont du point d'interaction par rapport au détecteur LHCb, sont uniquement utilisées pour le système de déclenchement de premier niveau. Ils servent à éliminer les événements à interactions multiples.

2.2.2 Le trajectographe

Le système de trajectographe [29, 30] est composée de quatre stations, TT et T1-T3, qui sont situées à la suite du détecteur du vertex.

Les stations avant l'aimant s'appellent TT (Trigger-Tracker), leur rôle est de reconstruire les trajectoires des particules chargées et de servir au niveau du système de déclenchement de niveau 1 afin d'effectuer une sélection rapide des événements.

Le Trigger-Tracker (TT) est situé en aval du RICH1 et en face de l'entrée de l'aimant à 2,5 m de la région d'interaction. TT couvre une zone rectangulaire d'environ 130 cm de hauteur et 160 cm de largeur. La déviation des traces induite par le champ magnétique résiduel dans les réseaux TT peut ensuite être utilisée pour estimer approximativement le mouvement des particules chargées. Cela est suffisant pour déterminer l'impulsion avec une précision de 10% à 40% sans l'utilisation d'autres stations T. La station TT se compose de quatre couches de détecteur, chacune épaisse de 410 μm regroupées en deux stations de deux couches chacune, TTA et TTB, séparées de 27 cm. La présentation de l'une des couches du détecteur est illustrée à la figure 2.8. La première et la dernière sont des couches verticales tandis que les

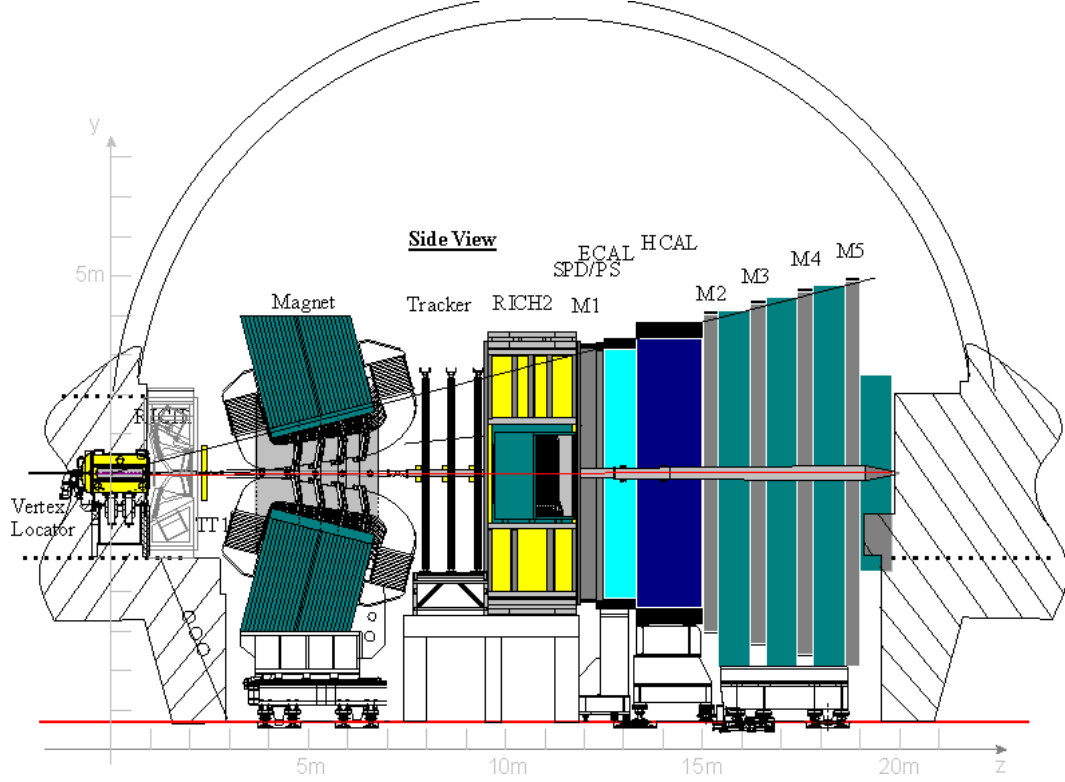


FIGURE 2.6 – Vue générale du détecteur LHCb.

couches intermédiaires sont inclinées de $\pm 5^\circ$.

L'objectif principal des stations T (T1, T2, T3), situées juste après l'aimant, est de fournir les différents "clusters" à être utilisés dans la reconstruction de longues traces chargées afin de mesurer leur impulsion. En outre, les stations T ont pour but de fournir l'orientation des traces afin d'être utilisée pour la reconstruction des anneaux Cherenkov. Chaque station T se compose de deux parties : le trajectographe interne (IT) et le trajectographe externe (OT). Cette séparation est le résultat de la variation de la densité des particules incidentes en fonction des angles polaires, ce qui rend nécessaire d'utiliser deux détecteurs avec une granularité différente. La multiplicité des traces est supérieure aux petits angles, ce qui nécessite l'utilisation de capteurs au silicium. Aux grands angles polaires et à une distance élevée par rapport au faisceau, la densité des particules sera modérée. Cette région sera couverte par l'OT en utilisant des chambres à dérive, de façon à concilier les coûts des détecteurs et leur résolution spatiale.

2.2.3 Reconstruction des traces dans LHCb

La reconstruction des traces est l'un des défis les plus difficiles de l'expérience LHCb [31]. L'objectif de reconstruction est de combiner les hits détectés dans le VELO, la station TT, le trajectographe interne, et le trajectographe externe pour former les trajectoires des particules depuis le VELO jusqu'aux chambres à muons. La reconstruction permet de mesurer l'impul-

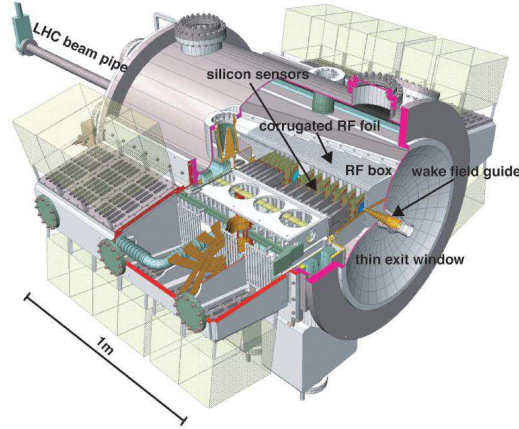


FIGURE 2.7 – Vue d'ensemble du détecteur du Vertex.

sion de ces particules en utilisant la courbure de la trajectoire due au champ magnétique.

Différents Types de traces

La figure 2.9 représente une vue schématique du système du trajectographe et les différents types de traces tels que définis dans LHCb. Le système du trajectographe est composé du détecteur de vertex, des stations TT, de l'aimant et des trois stations T (T1, T2, T3). Cinq différentes catégories de traces peuvent être définies suivant les sous-détecteurs touchés : Long, Upstream, Downstream, "VELO tracks" et "T tracks".

- **Traces longues** : Elles traversent l'ensemble du trajectographe depuis le détecteur de vertex jusqu'aux stations T. Elles ont la meilleure résolution sur leur impulsion et, par conséquent elles sont les meilleures dans LHCb pour l'étude des désintégrations des B.
- **Traces Downstream** : Elles laissent des "hits" dans le TT et les stations T1-T3. Ce sont principalement les produits de désintégration de particules de longue durée de vie telles le K_S^0 et le Λ qui se désintègrent en dehors du VELO.
- **Traces Upstream** : Elles ont en général une impulsion faible et donc trop défléchies par le champ magnétique de l'aimant. Elles ne laissent des "hits" que dans le VELO et la station TT. Elles passent par le détecteur RICH1 et peuvent générer des photons Cherenkov. Elles sont donc utilisées pour l'analyse du bruit de fond dans l'algorithme d'identification des particules par les RICH. Elles peuvent également être utilisées pour la reconstruction de hadrons beaux et à l'étiquetage de la saveur, bien que leur résolution en impulsion soit très faible.
- **Traces "VELO"** : Elles ne laissent des "hits" que dans le VELO, et sont utilisées pour la reconstruction des vertex primaires. Elles sont généralement produites à grand angle ou orientées vers l'arrière du détecteur.
- **Traces "T"** : Elles ne laissent de points d'impact que dans les stations T. Elles sont généralement produites à partir des interactions secondaires dans le détecteur, et sont

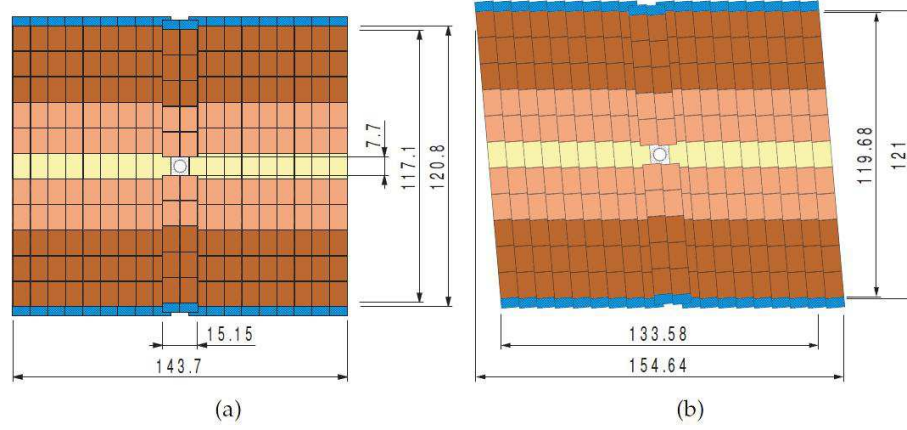


FIGURE 2.8 – Vue des stations TT. Les dimensions sont indiquées en centimètres. Les deux types de plan, vertical et oblique, sont montrés.

utilisées pour l'étalonnage du RICH 2.

Le nombre moyen de traces reconstruites, pour un événement $b\bar{b}$, est de 72 où 26 sont de traces Longues, 11 Upstreams, 4 Downstreams, 26 VELO et 5 traces T.

Performances du système de trajectographie

Deux catégories de traces se présentent : trace reconstruite et trace restructurable.

Pour qu'une trace soit considérée comme restructurable, les exigences pour chaque type de trace sont les suivantes :

- pour les traces VELO, la particule doit laisser au moins 3 hits dans les stations r et 3 dans les stations ϕ .
- pour les traces T, la particule doit donner au moins 1 hit dans le plan stéréo et 1 hit dans le plan x de chaque station T1-T3.
- pour les traces longues, la particule est restructurable si elle vérifie les deux conditions précédentes.
- pour les traces upstream, la particule est restructurable si elle vérifie la condition VELO et donne au moins 3 hits dans TT.
- pour les traces Downstream, la particule est restructurable en réunissant les conditions des traces T et laissant au moins 3 hits dans TT.

Pour que les traces soient considérées comme reconstruites, les traces VELO ou les traces T doivent avoir au moins 70% de leurs hits associés à ceux des traces Monte-Carlo. Pour les traces Upstream et Downstream, il faut avoir, en plus, des hits dans les stations TT correspondants aux MC, et pour les traces longues, les conditions du VELO et des stations T1-T3 doivent être réunies.

La reconstruction des vertex primaires (PV) et des vertex de désintégration des hadrons

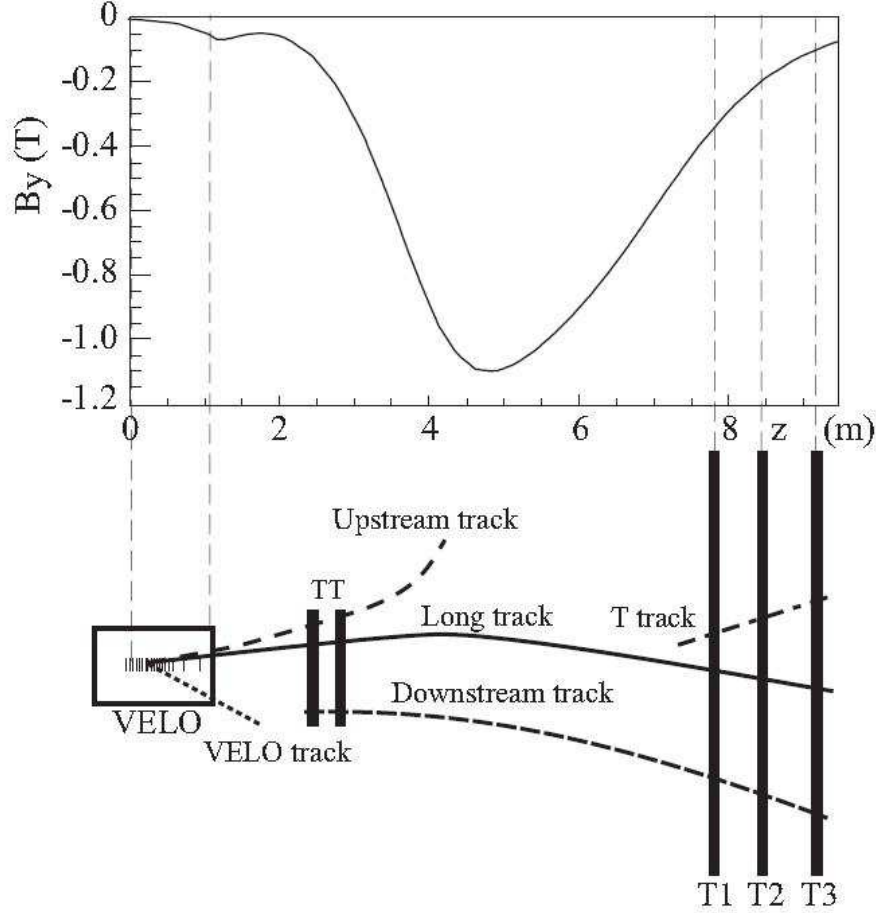


FIGURE 2.9 – Illustration des différentes traces obtenues dans LHCb, chacune traverse des sous-détecteurs différents et peut être discernée des autres.

beaux est essentiel pour fournir une mesure précise de la durée de vie des particules. En supposant que toutes les traces sont originaires de l'interaction primaire, la résolution sur le paramètre d'impact σ_{IP} est mesurée en fonction de $1/P_T$ et est représenté sur la figure 2.10. Les résolutions préliminaires sur IP, σ_{IPx} et σ_{IPy} , obtenues à partir des données 2010, varient linéairement avec $1/P_T$ et peut être paramétrée comme [32] :

$$\sigma_{IPx} = 16,2 \mu m + \frac{24,6}{P_T(\text{GeV}/c)} \quad (2.1)$$

$$\sigma_{IPy} = 15,7 \mu m + \frac{24,4 \mu m}{P_T(\text{GeV}/c)} \quad (2.2)$$

A partir des simulations Monte-Carlo, Le paramètre d'impact d'une trace par rapport au vertex primaire est connu avec une précision de [33] :

$$\sigma_{IP} = 14 \mu m \pm \frac{35}{P_T(\text{GeV}/c)} \quad (2.3)$$

La résolution du vertex primaire est corrélée au nombre de traces faisant le vertex, la multiplicité des traces. La résolution préliminaire du PV (figure 2.10) est :

$$\sigma_x = 15,8 \mu m \quad (2.4)$$

$$\sigma_y = 15,2 \mu m \quad (2.5)$$

$$\sigma_z = 91 \mu m \quad (2.6)$$

Une excellente résolution sur l'impulsion constitue un préalable essentiel pour une bonne résolution sur la masse invariante. Dans LHCb, une bonne résolution en masse a été obtenue, par exemple, on mesure une résolution de 3,3 MeV pour $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, figure 2.11.

La reconstruction de différentes désintégrations exige une efficacité élevée du "Tracking". L'efficacité mesurée en fonction de l'impulsion transverse P_T est représenté sur la figure 2.12. Elle est environ 95% pour les traces qui ont une impulsion transverse plus de 100 MeV/c.

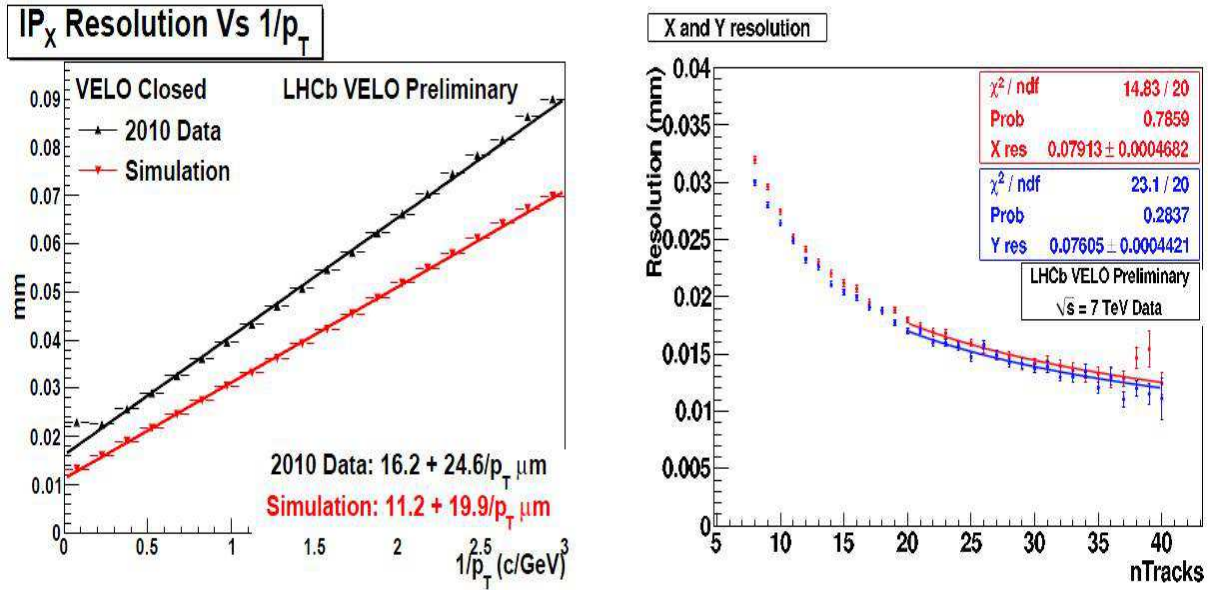
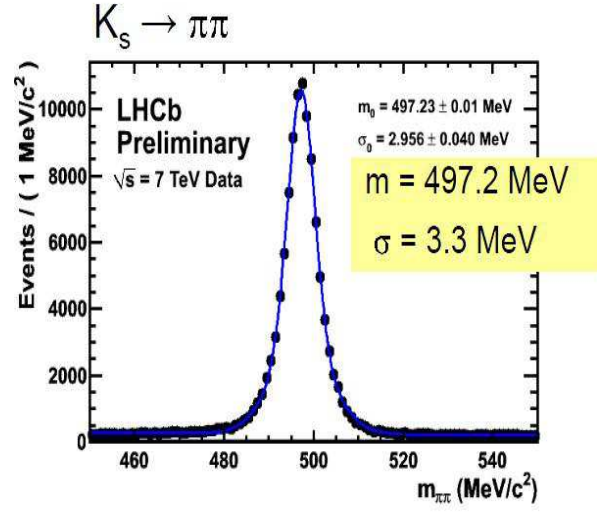
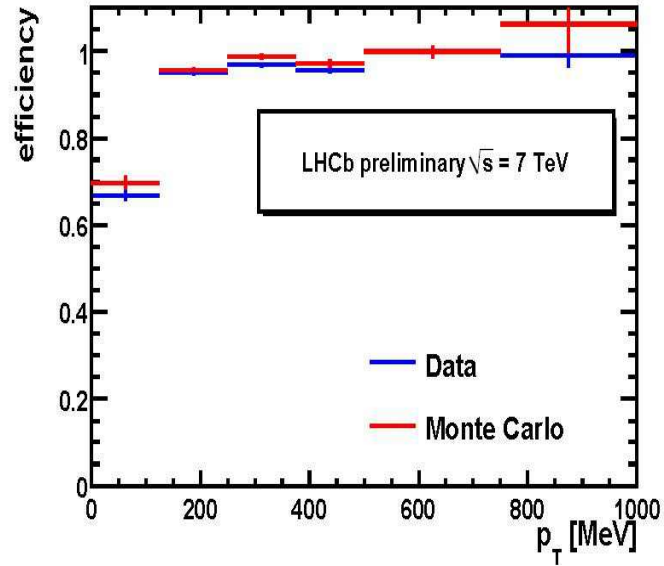


FIGURE 2.10 – L'histogramme gauche montre la résolution σ_{IPx} en fonction de $1/P_T$. L'histogramme droite montre la résolution de vertex primaire en fonction de la multiplicité des traces.

2.2.4 Identification des particules

L'identification des particules est une exigence fondamentale pour l'expérience LHCb. La capacité de distinguer entre les pions et les kaons dans une variété d'états finaux de désintégration est essentielle pour les canaux physiques prioritaires : des mesures significatives de la violation de CP dans de nombreux canaux ne sont possibles que si les hadrons sont bien identifiés. Ceci est assuré par trois systèmes : les deux RICH, le système calorimétrique et les détecteurs à muons.

FIGURE 2.11 – La masse invariante pour $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.FIGURE 2.12 – L’histogramme montre l’efficacité de reconstruction en fonction du P_T pour les données (en bleu) et Monte Carlo (rouge).

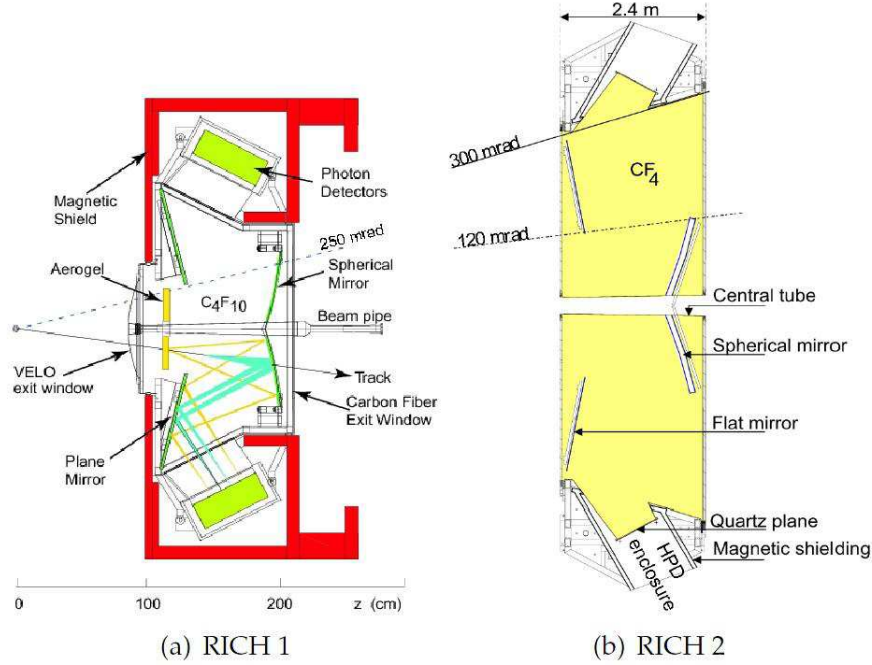


FIGURE 2.13 – Vue latérale du RICH 1 et vue du dessus du RICH 2.

Le système RICH (Ring-Imaging Cherenkov)

L'identification des particules, en particulier la séparation des kaons et des pions, est essentielle dans la physique du B. La vitesse d'une particule chargée peut être estimée à partir des photons Cherenkov émis le long de sa trajectoire lors de son passage à travers un milieu dense à une vitesse plus rapide que celle de la lumière dans le même milieu. Les photons Cherenkov émis forment un cône d'angle θ_c par rapport à la trajectoire. La relation entre θ_c et la vitesse, v , de la particule est donnée par :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.7)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu. L'identité de la particule chargée peut être déterminée en combinant cette vitesse mesurée avec l'information sur l'impulsion donnée par le système de tracking.

Le détecteur RICH [34] est composé d'un boîtier aux gaz contenant une combinaison de radiateurs et un système de détecteurs HPDs (Hybrid Photon Detectors) pour détecter les photons Cherenkov.

La faible impulsion des particules sera généralement en provenance de grands angles polaires, tandis que les particules de haute impulsion proviennent des faibles angles polaires. Pour couvrir toute la gamme des impulsions, 2-100 GeV/c, le système comprend deux détecteurs, RICH1 et RICH2.

RICH1 est situé en aval du VELO et en amont de la TT et couvre toute l'acceptance du LHCb. Il fournira l'identification des particules dont la gamme d'impulsion est comprise

entre 2-60 GeV/c. RICH2 est situé en aval des stations de tracking et en amont des stations à muons et couvre une acceptance angulaire de 15 mrad à 120 mrad dans le plan horizontal et 100 mrad dans le plan vertical. Il fournira l'identification des particules dont la gamme d'impulsion est comprise entre 15 et 100 GeV/c.

Les deux détecteurs, RICH1 et RICH2, ont un design conceptuel similaire, mais différent en dimension et en nombre et type de radiateurs utilisés afin de couvrir la gamme complète des impulsions.

RICH1 contient deux radiateurs, un bloc transparent d'épaisseur 5,1 cm d'aérogel (SiO_2) avec un haut indice de réfraction de $n = 1,03$, qui fournit une couverture pour les particules de faible impulsion jusqu'à 5 GeV/c. Un deuxième radiateur à gaz, le fluorobutane C_4F_{10} , avec un indice de réfraction $n = 1,0014$, qui est également utilisé dans RICH1 afin d'identifier les hautes impulsions des traces pouvant aller jusqu'à 60 GeV/c. RICH2 contient un radiateur à gaz unique de CF_4 avec un indice de réfraction $n = 1,0005$ et couvre la gamme des impulsions élevées de 15 GeV/c jusqu'au 100 GeV/c.

Le système calorimétrique

Le système calorimétrique [35] dans LHCb est placé dans la dernière partie du spectromètre, en aval de RICH2 et entre la première station (M1) et la deuxième station (M2) du système à muons.

Le rôle des calorimètres dans LHCb est de fournir l'énergie et la mesure des impacts des candidats hadrons, électrons et photons. L'information est ensuite utilisée pour l'identification des particules, en particulier pour celle des électrons, la détection des particules neutres tels les π^0 et les photons. Les informations du calorimètre sont également utilisées par le système de déclenchement L0 en réclamant une grande énergie transverse des électrons, fournissant un rejet de 99% des interactions inélastiques proton-proton.

Le système calorimétrique de LHCb est constitué en premier lieu d'un dispositif électromagnétique, dénommé ECAL, servant à mesurer l'énergie déposée par les particules électromagnétiques (photons, électrons.) présentes dans les désintégrations semi-leptoniques ainsi que les photons issus des π^0 présents dans certaines désintégrations de mésons B. Ce dispositif est suivi d'un calorimètre hadronique, HCAL, qui sert à mesurer l'énergie des particules hadroniques présentes dans la majorité des désintégrations des mésons B. Pour rejeter le bruit de fond de pions chargés, une segmentation longitudinale d'un détecteur de gerbe électromagnétique est nécessaire avant l'ECAL.

Les éléments du calorimètre électromagnétique sont au nombre de trois : le plan de scintillateurs (SPD) suivi par une plaque de plomb et un autre plan de scintillateurs (PS) et enfin l'ECAL. Ces trois détecteurs ont leurs cellules réparties sur trois zones : "intérieure", "médiane" et "extérieure". La disposition de ces trois zones est montrée sur la figure 2.14.

Le **SPD** est un plan de pavés de scintillateur d'épaisseur $0,03X_0$ (longueur de radiation). Il sert à détecter le passage d'une particule chargée, en coïncidence ou non avec un impact dans le Ecal. Seule une particule chargée va laisser un signal détectable s'il est au dessus du seuil de déclenchement, lequel est ajusté à 0,7 MIP (Minimum ionizing Particle).

Le **PS** est constitué d'un mur de plomb de $2,5X_0$ suivi d'un plan de pavés de scintillateurs. Les gerbes électromagnétiques débutent au sein du plomb. Le PS sert à identifier des particules tels les pions chargés, les électrons et les photons.

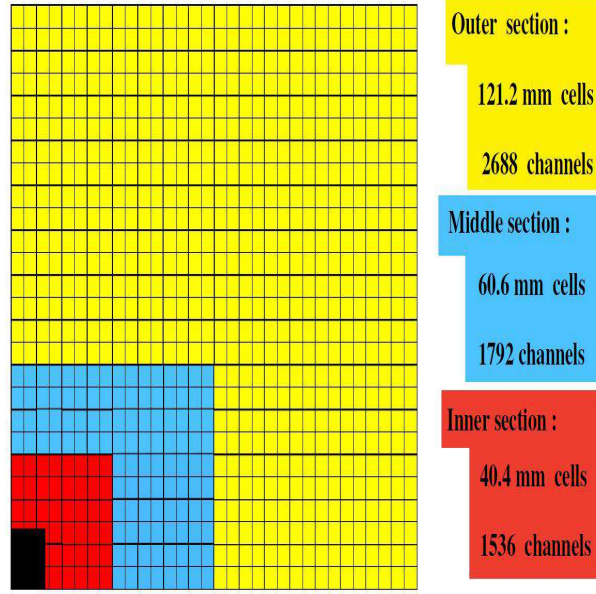


FIGURE 2.14 – Segmentation latérale du SPD, PS et ECAL.

L'**ECAL** est située à 12,49 m du point d'interaction et est l'équivalent de $25X_0$ et c'est dans cette partie que la quasi-totalité de l'énergie des particules électromagnétiques va être déposée. La technologie utilisée est la technologie dite "Shashlik", c'est une alternance milieu actif/milieu scintillateur.

Plusieurs essais en faisceaux ont eu lieu pour déterminer les performances des cellules du calorimètre. Pour des électrons et des pions dans la gamme dynamique (10-50) GeV/c, avec ~ 100 canaux ADC, un facteur de rejet des pions par le PS $\sim 99,6\%$ et un facteur de rétention des électrons 91-97% ont été mesurés. La résolution en énergie du ECAL est paramétrisée par [25] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (2.8)$$

où les valeurs de $8,5\% < a < 9,5\%$, $b \sim 0,8\%$ et $c \sim 0,01\%$ ont été mesurées pour différentes conditions de faisceau. Cela est conforme à la résolution [25] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\% \quad (2.9)$$

Le **Calorimètre Hadronique (HCAL)**, dernier élément du système de calorimètre, est un calorimètre à échantillonnage avec du fer comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme matériau actif, illustrées sur la figure 2.16. Hcal est divisé en deux parties, comme illustré sur la figure 2.15. Il sert à identifier les hadrons via leur interaction avec la matière du détecteur. Il est l'équivalent de $5,6\lambda$ ($\lambda \equiv$ longueur d'atténuation) et sa résolution en énergie est donnée par [25] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (2.10)$$

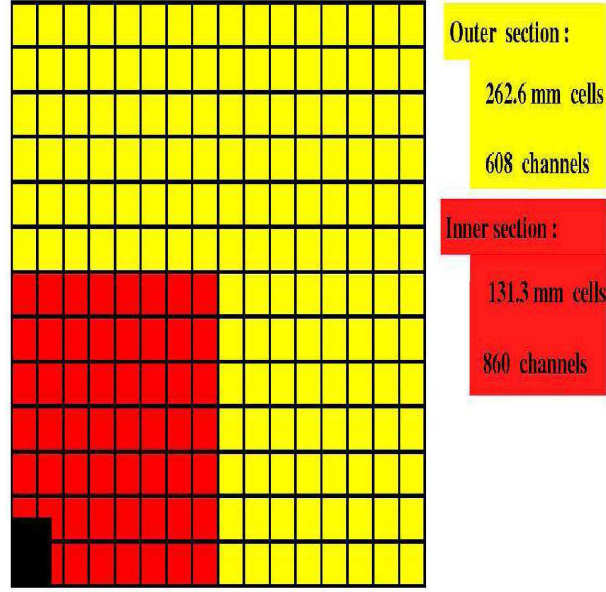


FIGURE 2.15 – Segmentation du calorimètre hadronique en deux régions avec la taille des cellules de ces deux régions.

Détecteurs à muons

Les muons sont présents dans plusieurs "canaux d'or" de l'expérience LHCb, tels que les canaux : $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ et $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ d'où les chambres à muons sont d'une grande importance dans une expérience comme LHCb.

Le système à muons [36] est constitué de cinq stations (M1 à M5) couvrant une acceptance de ± 300 mrad horizontalement et ± 200 mrad verticalement. M1 est placé devant le SPD/PS. Les stations M2-M5 sont situées après le calorimètre hadronique et sont séparées par des absorbeurs en fer de 80 cm d'épaisseur.

Les stations couvrent une superficie de 435 m². Au total les chambres à muons représentent 20 λ . Un muon a donc besoin d'un minimum de 6 GeV/c pour traverser les 5 stations.

L'efficacité d'acceptance des stations de muons est de 46 % pour les muons issus des désintégrations des B. Comme pour les autres détecteurs, pour tenir compte de la variation du flux de particules en fonction de la distance au faisceau, chaque station est divisée en quatre régions, R1 à R4 comme le montre la figure 2.17. Ceci permet une bonne résolution sur l'impulsion transverse des muons.

Performances

L'identification des particules dans LHCb est fournie par les deux détecteurs RICH, le système de calorimètres et le détecteur à muons. Pour les particules chargées (e, μ , π , K, p) : les électrons sont d'abord identifiés à l'aide du système calorimétrique électromagnétique, les muons avec le spectromètre à muons et les hadrons avec le HCAL et le système RICH. Cependant, les détecteurs RICH peuvent également contribuer à améliorer l'identification

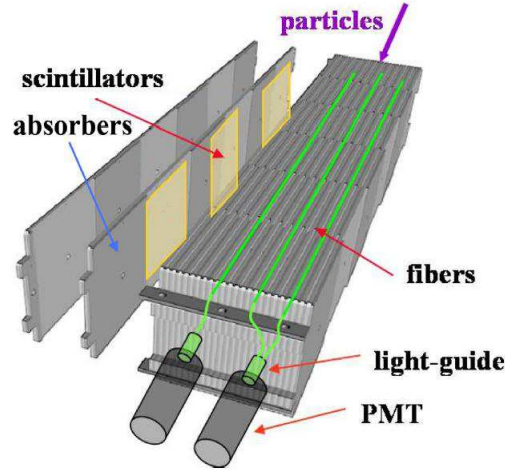


FIGURE 2.16 – Vue l'un module du calorimètre hadronique.

des leptons, et ainsi les informations provenant de différents détecteurs sont combinées entre elles. Les photons et π^0 sont identifiés en utilisant le calorimètre électromagnétique via leur désintégration en deux photons. L'identification utilise la méthode statistique du maximum de vraisemblance. À titre d'exemple, les estimateurs pour électrons (e), muons (μ) et hadrons (h) sont définis de la manière suivante :

$$L(e) = L^{\text{RICH}}(e) \cdot L^{\text{CALO}}(e) \cdot L^{\text{MUON}}(\text{non } \mu) \quad (2.11)$$

$$L(\mu) = L^{\text{RICH}}(\mu) \cdot L^{\text{CALO}}(\text{non } e) \cdot L^{\text{MUON}}(\mu) \quad (2.12)$$

$$L(h) = L^{\text{RICH}}(h) \cdot L^{\text{CALO}}(\text{non } e) \cdot L^{\text{MUON}}(\text{non } \mu) \quad (2.13)$$

La première étape d'une sélection est normalement d'attribuer une identité aux particules (PID) dont les traces ont été reconstruites. Pour chaque trace, une probabilité d'appartenir à une catégorie de particules de type (e, μ , proton, pion ou kaon) est donnée sur la base des informations disponibles de chaque sous-détecteur. Une fonction Delta Log-Likelihood (ΔLL) est construite ensuite pour comparer différentes hypothèses et permet ainsi d'attribuer la meilleure hypothèse :

$$\Delta \ln L_{AB} = \ln L_A - \ln L_B \quad (2.14)$$

où L_A ou L_B sont les fonctions de vraisemblance décrivant la probabilité pour que la trace soit respectivement du type A ou du type B. Dans cette analyse, l'état final peut être des pions, des protons, ou des kaons. Toutes les traces chargées sont considérées par défaut comme des candidats pion. Les candidats protons et kaons doivent avoir des ΔLL appropriées, supérieures à certaines valeurs.

Le système de RICHs assure une identification des particules pour la totalité du spectre en impulsion. La figure 2.18 montre l'efficacité d'identification des kaons au taux de contamination par les pions, en fonction de l'impulsion de la particule calculé à partir des données prises à $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'efficacité moyenne d'identification d'un kaon avec une énergie entre 2 et 100 GeV/c est de l'ordre de 98,8% ; le taux de contamination moyen par les pions est

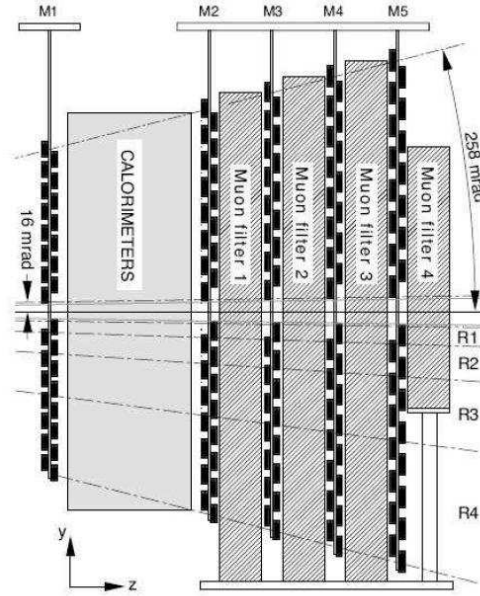


FIGURE 2.17 – Vue de côté du système à muons.

18,39%.

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

Une efficacité de 90% est calculée sur l'identification pour les muons d'impulsion supérieure à 10 GeV/c (figure 2.19).

2.3 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement sélectionne des événements de physique potentiellement intéressants. La luminosité nominale de LHCb est de $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et le LHC fonctionne à une fréquence de 40 MHz. La combinaison de cette luminosité avec le taux de croisement de paquets donne une moyenne de fréquence de production de 100 KHz dont seulement 30% de paires produiront un méson B dans l'acceptance du LHCb. Cette fréquence doit être réduite par le système de déclenchement à environ 2 kHz, pour que les événements puissent être écrits sur disques. Afin d'atteindre ce taux de sortie, une combinaison de deux systèmes de déclenchement, le L0 (level-0) et le HLT (High Level Trigger) est utilisée. La figure 2.20 montre un aperçu du système de déclenchement [37].

Le premier niveau, L0, utilise l'information de quelques sous-détecteurs et est implémenté au niveau matériel, c'est-à-dire avec des cartes d'électroniques dédiées, alors que le HLT fonc-

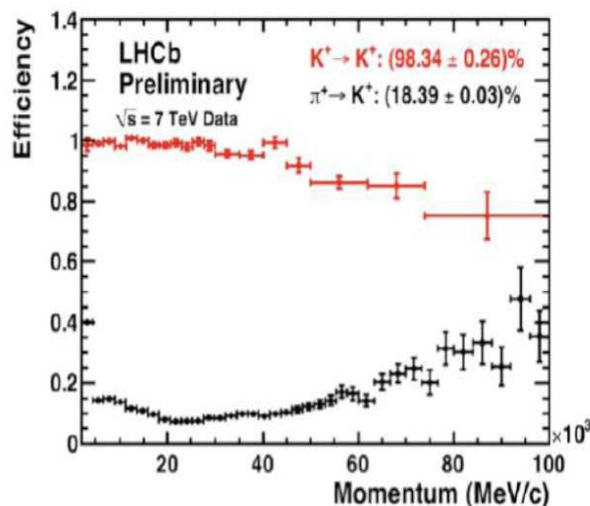


FIGURE 2.18 – Efficacité d'identification des kaons et taux de contamination par les pions.

tionne en utilisant toute l'information du détecteur et des algorithmes tournant sur une ferme de calcul.

Une lecture du détecteur complet est ensuite faite sur les événements déclenchés. Un "Events Filter Farm", (FEP), avec 1600 CPU exécute les sélections HLT, fondées sur la reconstruction d'événements avec la lecture du détecteur complet. Le système HLT réduit le taux de 1 MHz à 2 kHz en deux étapes. La première, HLT1, réduit le flux de données à 30 kHz. La deuxième étape, HLT2, commence après la reconstruction complète des événements et réduit le taux à 2 kHz. Les événements sont ensuite transférés aux installations de stockage de masse pour le traitement hors ligne supplémentaire. Les sections suivantes décrivent les niveaux de déclenchement, L0 et les HLT, en plus de détails.

L0

La système de déclenchement de niveau L0, schématisé sur la figure 2.21, a pour rôle de diminuer le taux d'échantillonnage de 40 MHz à 1 MHz dans un temps minimum car "on-line". Le taux de rejet des interactions pp inélastiques est de 99%.

Du fait de leur grande masse, les hadrons beaux produisent souvent des particules de grande impulsion et énergie transverse. Par conséquent, le L0 se base sur l'énergie ou l'impulsion transverse de particules produites : Le critère d'énergie est utilisé par le calorimètre pour sélectionner des candidats électrons, photons, et hadrons et celui d'impulsion pour les muons. De plus, le système de pile-up "veto" dans le VELO estime le nombre d'interactions proton-proton primaires dans chaque croisement de faisceau.

Tout ce traitement est purement électronique ; l'information issue des trois sous systèmes est alors donnée à l'unité de décision qui accepte ou rejette l'événement.

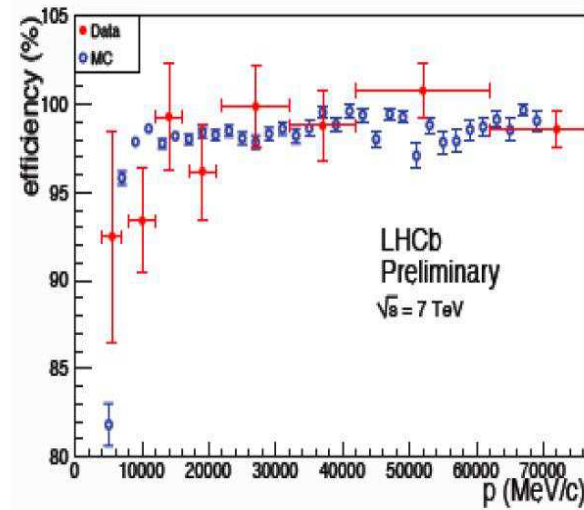


FIGURE 2.19 – Efficacité d'identification des muons calculé à partir des données 2010.

Déclenchement de haut niveau

Le déclenchement de haut niveau est une application C++ qui s'exécute dans une ferme de calcul dédiée une fois l'événement accepté par le premier niveau de déclenchement. L'objectif de ce niveau de déclenchement est de réduire le taux de sortie de 1 MHz à 2 kHz en rejetant les événements inintéressants. La figure 2.20 montre les trois étapes du système de déclenchement avec leurs différentes composantes ainsi que les taux de rétention après chaque étape. La première composante, HLT1, est utilisé pour reconstruire les particules dans le VELO et les stations de tracker correspondantes aux objets du L0. Dans le cas où les objets sont des photons ou des π^0 , il est utilisé pour confirmer l'absence de particules chargées pouvant correspondre. C'est l'étape de confirmation du premier niveau. Le HLT1 doit réduire suffisamment le nombre d'événements pour permettre une reconstruction complète des événements restants. La fréquence des événements à la sortir est de 30 KHz.

Le deuxième élément, HLT2, a pour tâche de sélectionner efficacement les différents canaux de physique étudiés dans LHCb. Il est une combinaison d'algorithmes de reconstruction partielle de hadrons beaux et d'algorithmes de reconstruction complète. Ces événements reconstruits doivent ensuite passer un ensemble de coupures pour être enregistrés. Donc HLT2 fait une reconstruction ciblée de l'événement, les sélections se font canal par canal. À la sortie de HLT2 la fréquence des événements sélectionnés est de 2 KHz.

Le HLT ainsi que le L0 peuvent évoluer en fonction des informations acquises pendant la prise des données sur le détecteur LHCb.

La performance du système de déclenchement peut être calculé à partir des données. La figure 2.22 montre la performance du "L0muon" et "HLT hadron" obtenue à partir des données 2010.

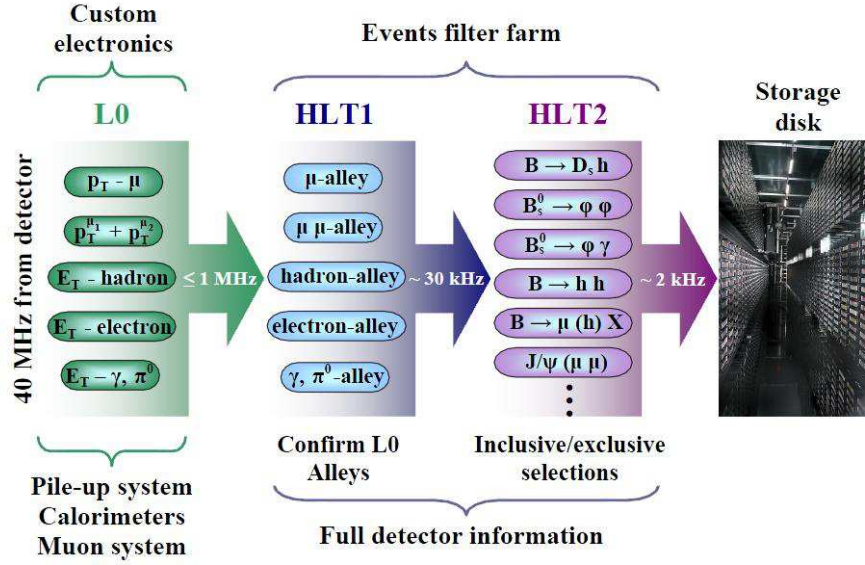


FIGURE 2.20 – Schéma du trigger HLT. Il est composé de deux étapes HLT1 et HLT2.

2.4 Simulations au LHCb

Dans cette partie, la simulation complète du détecteur est présentée. Il couvre : la génération des événements, leur digitalisation et leur reconstruction.

Tous les résultats de physique présentés dans ce mémoire ont été obtenus, d'une part, avec une simulation complète du détecteur LHCb et, d'autre part, avec les données réelles enregistrées par ce détecteur.

Actuellement, l'environnement de LHCb est basée sur un langage orienté objet (OO) framework $C++$ nommé GAUDI [38, 39]. Toutes les tâches sont entièrement mises en oeuvre dans ce cadre : Il sert de base de développement des programmes qui s'y interfacent, par exemple les unités, les objets $C++$ et tous les outils de base servant dans les logiciels. La figure 2.23 montre la structure du logiciel utilisé ainsi que le flux de données entre les différents blocs logiques. D'abord le générateur simule les collisions entre deux protons et génère ainsi les particules qui se propagent à travers le détecteur. La simulation reproduit ensuite, dans la mesure du possible, la réponse du détecteur réel ; tandis que les blocs en rose représentent le flux de données issues du détecteur LHCb au LHC. Les données numérisées issues soit de la simulation soit du détecteur réel alimentent la phase de reconstruction, et donc une vision concrète de l'événement est obtenue. Par la suite, les paramètres physiques caractérisant une réaction donnée peuvent être extraits.

Au cours de la période Recherche et Développement, les blocs roses, qui sont LHC et LHCb, n'intervenaient pas ; tandis que les autres blocs sont amenés à évoluer avec le temps et en fonction de la maîtrise du détecteur LHCb. Les boîtes arrondies de la figure sont reliées au reste du diagramme lorsque LHC est opérationnel. Une simulation utilisant la technique Monte Carlo doit reproduire le fonctionnement du détecteur et, par conséquent, les simulations produisent des distributions de paramètres servant de référence à celles qui seront

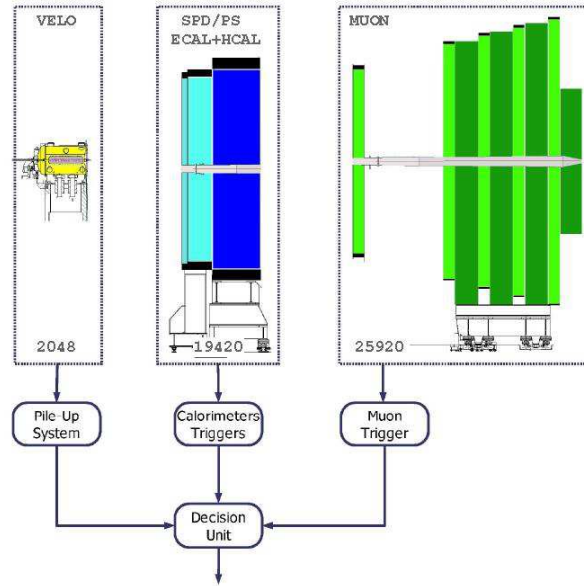


FIGURE 2.21 – Schéma du premier niveau de déclenchement de LHCb.

obtenues à partir des données réelles.

La production des événements et la simulation de la réponse du détecteur ont été divisées en quatre programmes différents :

- (a) **GAUSS** [40] simule le comportement du détecteur LHCb afin de permettre la compréhension des conditions expérimentales et d'estimer ses performances. Il gère les interactions p - p via PYTHIA [41], les désintégrations des mésons B par l'intermédiaire de EVTGEN [42] et l'interaction de ces particules avec le détecteur via GEANT 4. Ces trois étapes sont détaillées ci après :
 - **PYTHIA** simule l'interaction p - p avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV, et ainsi que les particules et les résonances issues de ces interactions. Le code est basé sur la combinaison de résultats expérimentaux et de divers modèles issus de la QCD.
 - **EVTGEN** a été initialement développé pour la collaboration BaBar et est conçu pour simuler les modèles physiques de désintégration des mésons B. Il se base sur les résultats des expériences précédentes, en particulier BaBar et Belle.
 - **GEANT4** simule toutes les interactions des particules avec la matière constituant le détecteur. Ainsi, la géométrie et les matériaux sont décrits en détail - y compris les matériaux passifs comme le tube à vide, les structures mécaniques et les supports. Les particules de faible impulsion, principalement en raison des interactions secondaires, sont prises en compte jusqu'à une énergie de 10 MeV pour les hadrons et 1 MeV pour les électrons et les photons.

GAUSS offre la possibilité de faire des études canal par canal. On a pu ainsi simuler les collisions entre les protons à différentes énergies dans le centre de masse, $\sqrt{s} = 14$ TeV, 900 GeV et 7 TeV, et dans différentes configurations du détecteur et différentes positions du VELO. Les sorties de GAUSS servent d'entrée au code de digitalisation.

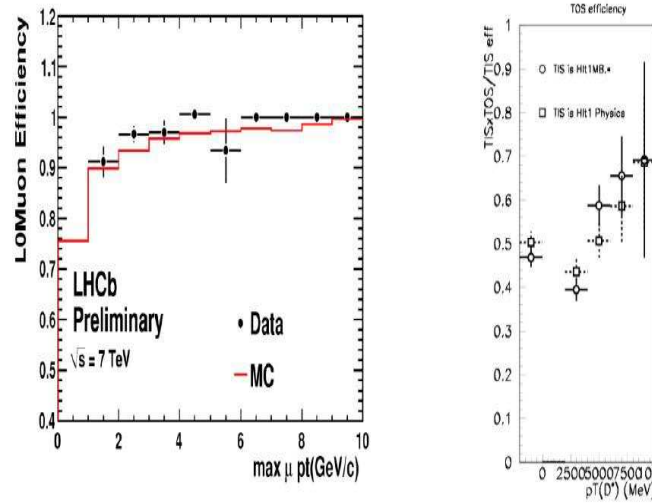


FIGURE 2.22 – L’histogramme à gauche donne l’efficacité du L0Muon pour sélectionner un J/ψ en fonction de l’impulsion transverse P_T du muon issu du J/ψ . L’histogramme à droite donne l’efficacité du HLT pour le canal $D^* \rightarrow D(K\pi)\pi$ en fonction du P_T du D^* .

- (b) **BOOLE** [43], programme de digitalisation, est l’étape finale de la simulation de LHCb. L’étape de digitalisation comprend la simulation de la réponse du détecteur et la réponse électronique des différents sous-détecteurs ainsi que les informations du L0. La sortie a le même format que les données réelles provenant du détecteur. L’efficacité et la résolution des différentes parties du détecteur sont ajustées par rapport aux tests-faisceaux effectués. Le bruit électronique et les effets "cross-talk" sont également inclus dans les simulations. Les effets dus à des réponses du détecteur de durée supérieure à 25 ns sont également pris en compte par BOOLE.
- (c) **BRUNEL** [44] est le programme de reconstruction des événements dans LHCb. Il associe les "hits" des différents sous-détecteurs pour former les traces. Ainsi, il reconstruit les impulsions des particules, leur énergie, les vertex primaires et secondaires. Il identifie les particules à l’aide des RICH, ECAL, HCAL et le détecteur de muons en construisant les estimateurs liés aux différents sous-détecteurs. Plus de détails sur la reconstruction sont présentés dans la section ci après.
- (d) **DAVINCI** [45] est le cadre de l’analyse. Il permet la sélection off-line de certains états finaux des hadrons beaux. La procédure consiste à trouver et à identifier les véritables particules issues de la désintégration b observée. Des critères de sélection sont donc appliqués à chaque particule, par exemple sur son impulsion transverse P_T , son paramètre d’impact IP, et son identification PID, etc D’autres critères comme la qualité de vertex (χ^2 déduit de l’erreur sur l’impulsion et la position), la masse des particules reconstruites, la distance de vol des candidats de longue durée de vie, etc ... sont utilisés

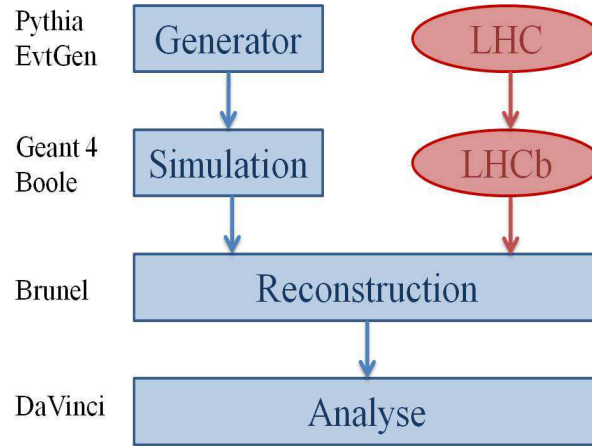


FIGURE 2.23 – Diagramme en blocs des outils informatiques de l'expérience LHCb.

pour sélectionner les bons candidats. Le premier méson B peut alors être reconstruit ainsi que sa chaîne de désintégration. La sélection du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ a été effectuée avec ce logiciel.

L'expérience LHCb a été décrite telle qu'elle était lors du démarrage du LHC en novembre 2009. Nous avons présenté le contexte du détecteur, ses constituants et leurs performances préliminaires obtenues avec les données enregistrées ainsi que la partie logicielle du détecteur LHCb.

Le détecteur bénéficie également de deux niveaux de système de déclenchement permettant de sélectionner en ligne les événements intéressants.

Pour notre analyse du temps de vie discutée au chapitre 5, nous utilisons des données Monte-Carlo MC09. Les lots utilisés seront décrits dans les chapitres suivants.

Le modèle dynamique du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sera développé au chapitre suivant. Les routines de ce modèle seront introduites au niveau du code EvtGen de LHCb (Chapitre 5).

Chapitre 3

Phénoménologie de la désintégration du baryon Λ_b . Recherche des observables impaires par renversement du temps



ans le cadre de l'expérience LHCb, une étude exhaustive de la physique du Λ_b est effectuée depuis plusieurs années [46], en particulier via les canaux de désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V(1^-)$, $V = J/\psi, \rho^0, \omega$, afin d'atteindre les objectifs suivants :

- Mesure précise du temps de vie du Λ_b .
- Tester la symétrie CP dans le système $\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$, la violation de CP n'ayant pas encore été mise en évidence dans le secteur baryonique.
- Tester la symétrie du renversement du temps, T .

Le dernier test exige la mesure d'observables impaires par T , " T -odd observables", et celle de corrélations " T -odd" entre grandeurs physiques dans certaines conditions spécifiques ; comme les corrélations entre les impulsions transverses des particules finales provenant de désintégrations de résonances polarisées [47].

Toutefois, l'accent sera mis sur la cinématique de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ en insistant sur l'importance de la polarisation des résonances intermédiaires Λ et J/ψ , de leurs états d'hélicité et des distributions angulaires des particules finales dans le repère propre de chaque résonance.

Toutes les étapes de la cinématique, complétées par les résultats physiques déduits d'un modèle dynamique particulier [48, 49], vont être utilisées pour générer, au niveau du Monte Carlo, la cascade de désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi, \Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Par la suite, les calculs cinématiques seront implémentés dans le code du générateur de LHCb, EventGen.

Cette étude nécessite l'introduction de la notion importante de polarisation qui sera traitée dans les paragraphes suivants.

3.1 Formalisme de la polarisation

3.1.1 Matrice-densité

Le spin est une propriété intrinsèque d'une particule, car c'est son moment cinétique propre. L'observable spin a été introduite pour la première fois par Pauli en 1927. On la représente en mécanique quantique par un opérateur $\hat{s}$. Le spin peut être projeté suivant un axe de quantification, sa composante suivant cet axe possède $(2S + 1)$ valeurs possibles comprises entre $-S$ et $+S$, par un intervalle régulier de 1.

Pour une particule portant un spin, la description de l'état quantique à l'aide de la fonction d'onde doit déterminer non seulement les probabilités de ses différentes positions dans l'espace mais aussi les probabilités des différentes orientations de son spin.

D'un point de vue physique, on ne peut mesurer que la valeur moyenne du spin suivant une direction donnée ; ce qui nécessite l'introduction de la matrice densité de polarisation (Annexe A), [50].

Pour un système physique décrit par une matrice densité ρ (dans l'espace de Hilbert $\mathcal{H}$), chaque état $|\psi_i\rangle$ sera caractérisé par une probabilité p_i , étant donné le caractère de mélange de ce système.

Lorsque le système est décrit par un mélange statistique des états quantiques, la valeur moyenne d'une observable physique représentée par un opérateur hermitique A et agissant sur ces états sera donnée par la relation :

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A) \quad (3.1)$$

avec $\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i|$. On introduit ainsi la matrice densité de mélange statistique, ρ , qui jouit des propriétés suivantes :

- ρ est hermitique : $\rho = \rho^\dagger$. Elle peut donc être diagonalisée avec des valeurs propres réelles.
- $\text{Tr}(\rho) = 1$
- $|\rho_{ij}|^2 \leq \sum \rho_{ii} \rho_{jj}$ (inégalité de Schwartz)

3.1.2 Polarisation

On définit la polarisation d'une particule de spin S comme la valeur moyenne de l'opérateur de spin :

$$\vec{P} = \frac{\langle \vec{S} \rangle}{S} \quad (3.2)$$

Les composantes du vecteur-polarisation dans le repère initial (X, Y, Z) sont donc :

$$\vec{P} = P_X \vec{X} + P_Y \vec{Y} + P_Z \vec{Z} \quad (3.3)$$

où $|\vec{P}| = \sqrt{P_X^2 + P_Y^2 + P_Z^2}$ dénote la polarisation.

La norme de P est comprise entre 0 et 1 : la valeur 0 correspond à un état non-polarisé tandis que la valeur 1 correspond à un état complètement polarisé. Pour une valeur comprise entre

0 et 1, on a un état partiellement polarisé.

La direction de $\vec{P}$ est celle suivant laquelle la polarisation est maximale. La projection de $\vec{P}$ sur un axe quelconque (Δ) définit le degré de polarisation suivant cet axe, c'est-à-dire, dans le cas de $S = 1/2$, l'excès des mesures donnant un spin $+1/2$ par rapport à celles donnant $-1/2$ suivant cet axe s'établit comme suit :

$$P_{(\Delta)} = \frac{N(+1/2) - N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)} \quad (3.4)$$

où $\frac{N(+1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)}$ et $\frac{N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)}$ sont les probabilités des résultats de

mesure des projections $+1/2$ et $-1/2$ respectivement.

On dira donc qu'un ensemble de particules de même spin s est polarisé si les spins ont une orientation préférentielle de façon qu'il existe une direction suivant laquelle les deux états possibles de spin ne soient pas peuplés de manière égale.

Les principes de base de la mécanique quantique nous permettent de déduire, dans le cas du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, la matrice densité de spin du système final $\Lambda J/\psi$, qui est un paramètre essentiel pour calculer le vecteur-polarisation de chaque résonance, cette dernière étant donnée par la relation $\rho^f = T^\dagger \rho^{\Lambda_b} T$. La matrice de transition, T , est définie à partir de la matrice S par : $S = 1 + iT$. La normalisation de la matrice ρ^f est obtenue par :

$$\text{Tr}(\rho^f) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = W(\theta, \phi) \quad (\theta, \phi \equiv \text{angles polaires du } \Lambda \text{ dans le repère propre du } \Lambda_b) \quad (3.5)$$

Par conséquent, le vecteur-polarisation de toute résonance R_i de l'état final est défini par :

$$\vec{P}_i = \langle \vec{S}_i \rangle = \frac{\text{Tr}(\rho_i^f \vec{S}_i)}{\text{Tr}(\rho_i^f)} \quad (3.6)$$

où ρ_i^f est la matrice densité de spin de la résonance R_i déduite de ρ^f .

La matrice densité de spin ρ traduit le fait qu'on ignore l'état de projection de spin m_M de la particule initiale.

Cas de la particule de spin 1/2

Les particules de spin 1/2 jouent un rôle dominant en physique des particules, notamment dans le modèle standard, où elles représentent les briques élémentaires de la matière.

Pour les particules de spin 1/2, comme le Λ_b , la matrice densité de polarisation peut s'écrire sous la forme :

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \quad (3.7)$$

où $\vec{P}$ est le vecteur-polarisation et $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli.

En choisissant l'axe Z comme axe de quantification, on peut déduire les composantes du vecteur-polarisation en fonction des éléments de la matrice densité de polarisation :

$$P_Z = \rho_{++} - \rho_{--}, P_X = 2\Re(\rho_{+-}), P_Y = -2\Im(\rho_{+-}) \quad (3.8)$$

où ρ_{++} (ρ_{--}) est la probabilité de trouver la particule avec une projection de spin $+1/2$ ($-1/2$) suivant l'axe de quantification.

Cas de la particule de spin 1

Pour une particule définie par $j = 1$, $\rho^{(j)}$ est une matrice hermitique 3×3 . Sa forme générale est :

$$\rho^{(1)} = \begin{pmatrix} \rho_{1;1} & \rho_{1;0} & \rho_{1;-1} \\ \rho_{0;1} & \rho_{0;0} & \rho_{0;-1} \\ \rho_{-1;1} & \rho_{-1;0} & \rho_{-1;-1} \end{pmatrix}$$

Les termes diagonaux représentent les probabilités de trouver la particule initiale dans chacun des trois états de polarisation $-1, 0, +1$ respectivement. Les termes extra-diagonaux représentent les interférences entre les états quantiques décrivant la polarisation.

Le méson J/ψ étant issu du Λ_b par désintégration faible de ce dernier, ses éléments de matrice ρ_{ij}^1 ne sont pas contraints par la parité. De plus, le nombre de paramètres (réels) nécessaires pour déterminer la matrice ρ^1 est de huit, alors qu'il n'est que trois pour une particule de spin $1/2$. Il en découle que le vecteur-polarisation du J/ψ , décrit par 3 paramètres réels, est une source d'informations insuffisante pour la détermination de la matrice ρ^1 .

Dans le cas particulier qui nous intéresse, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, les calculs montrent que seul le paramètre ρ_{00}^1 intervient dans les distributions angulaires des muons ramenées au repère d'hélicité du J/ψ . Le nombre de paramètres pouvant être mesurés à partir des désintégrations du J/ψ se trouve aussi réduit à cause de l'interaction forte ou électromagnétique du J/ψ qui conserve la parité.

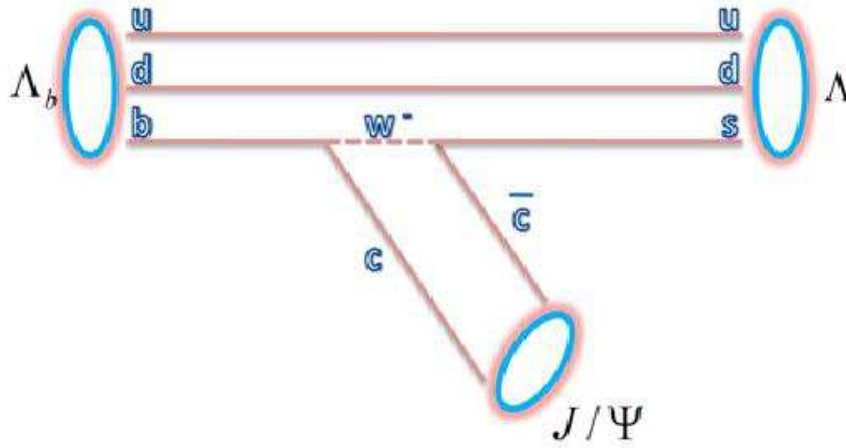
3.2 Distributions angulaires de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$

La figure 3.1 montre le baryon beau, Λ_b , dont la constitution en quarks est (udb) . Le quark b est produit essentiellement en paires $(b\bar{b})$ par fusion de deux gluons provenant des protons incidents.

Dans les collisions $p - p$, bien que les faisceaux de protons du LHC ne soient pas polarisés, les particules Λ_b produites peuvent être polarisées transversalement par rapport à leur plan de production (plan formé par l'impulsion du Λ_b et celle d'un des protons incidents) comme les hyperons ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \dots$) produits dans les collisions hadron-hadron.

Étant donné la désintégration du Λ_b par interaction faible, les résonances intermédiaires Λ et J/ψ seront polarisées et leur polarisation interviendra dans les distributions angulaires des particules finales.

Un formalisme général pour les désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V$ avec un méson vecteur $V = J/\psi, \rho^0, \omega^0$ a été développé précédemment. Il est basé sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et de Jackson [51], et tient compte des polarisations des résonances intermédiaires ainsi que de la polarisation de la résonance initiale. Dans les collisions $p - p$, il est supposé que le baryon Λ_b ne soit pas seulement produit par interaction forte (qui est le mode dominant), mais aussi il pourrait provenir des désintégrations de plusieurs résonances intermédiaires, comme $W, Z, \Sigma_b, \Xi_b, \dots$. De ce fait, le baryon Λ_b possède également une polarisation longitudinale. Par


 FIGURE 3.1 – Diagramme de Feynman en "arbre" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$.

conséquent, les éléments de la matrice densité de polarisation (PDM) ne sont pas contraints, les seules contraintes étant :

$$\text{Tr}(\rho^{\Lambda_b}) = \rho_{++} + \rho_{--} = 1, (\rho_{+-})^* = \rho_{-+} \quad (3.9)$$

Partant de l'hypothèse que le baryon Λ_b posséderait une polarisation essentiellement transversale, un nouveau repère, $Ox'y'z'$, sera construit à partir du repère standard de LHCb, $Oxyz$.

3.2.1 Définition des axes

Nous définissons ci-dessous les trois axes du nouveau repère. Le plan de production est défini comme étant le plan qui contient l'impulsion du Λ_b et celle de l'un des protons incidents (figure 3.3). D'où l'axe normal au plan de production est défini par :

$$\vec{n} = \frac{\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Lambda_b}}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Lambda_b}|} \quad (3.10)$$

où $\vec{p}_p$ et $\vec{p}_{\Lambda_b}$ sont l'impulsion de l'un des protons incidents et l'impulsion du Λ_b respectivement dans le repère standard de LHCb, $Oxyz$.

On définit alors l'axe $\vec{Ox'}$ parallèle à l'impulsion $\vec{p}_p$ du proton, $\vec{Ox'} = \vec{Oz}$, $\vec{e}_1 = \frac{\vec{p}_p}{|\vec{p}_p|} = \hat{p}_p$.

On définit l'axe $\vec{Oz'}$ orthogonal au plan de production du Λ_b et parallèle au vecteur $\vec{n}$, $\vec{e}_3 = \vec{Oz'}$.

L'axe $\vec{Oy'}$, $\vec{Oy'} = \vec{Oz'} \times \vec{Ox'}$, sera parallèle au vecteur $\vec{e}_2 = \vec{e}_3 \times \vec{e}_1$.

Ce repère (figure 3.3) sera appelé "le repère de transversité du Λ_b ", l'axe de quantification ($\vec{Oz'}$) étant orthogonal au plan de production ; les composantes du vecteur impulsion du Λ_b dans le nouveau repère seront $\vec{p}_{\Lambda_b} = (p_{\Lambda_b} \cos \theta_b, p_{\Lambda_b} \sin \theta_b, 0)$.

$p = |\vec{p}_{\Lambda_b}|$ et θ_b étant l'angle polaire que fait l'impulsion du Λ_b avec l'axe (Oz).

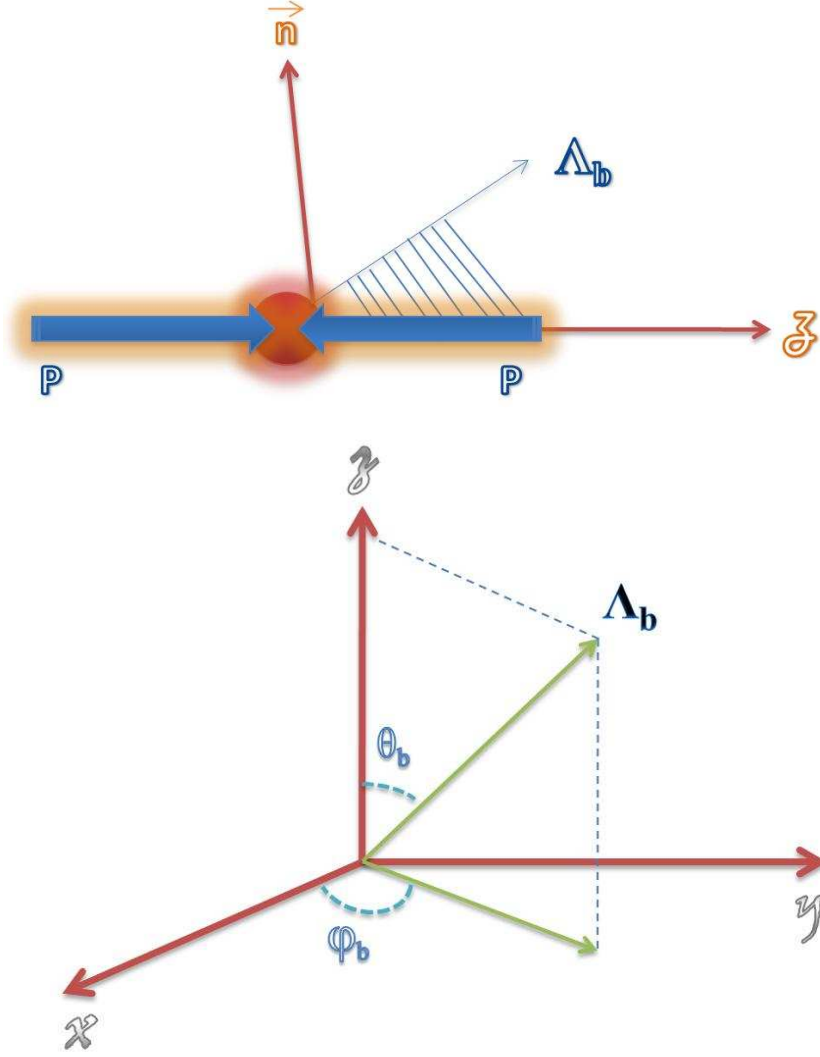


FIGURE 3.2 – Λ_b dans le repère standard de LHCb.

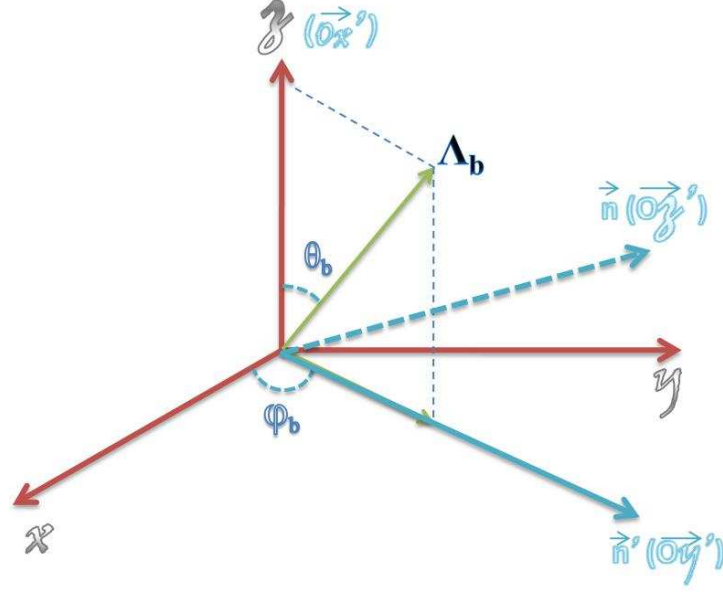
3.2.2 Calcul des distributions angulaires

Pour étudier les distributions angulaires des produits de désintégration du Λ_b , on construit le repère propre du Λ_b , $\Lambda_b XYZ$, (figure 3.4) à partir du repère de transversité $Ox'y'z'$ par une simple transformation de Lorentz avec $\vec{\beta} = \vec{p}_{\Lambda_b}/E_{\Lambda_b}$.

L'orientation des axes du repère $\Lambda_b XYZ$ est identique à celle du repère $Ox'y'z'$, et l'axe de quantification sera $\vec{\Lambda_b Z} \parallel \vec{Oz'} \parallel \vec{n}$.

L'expression générale de la probabilité de désintégration, $d\sigma$, pour le canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ est donnée par (Voir Annexe A2) :

$$d\sigma = \sum_{M, M'} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \rho_{M, M'}^{\Lambda_b} |A_{(\lambda_1, \lambda_2)}(\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda)|^2 d_{M\lambda}^{1/2} d_{M'\lambda}^{1/2} \exp i(M' - M)\phi \quad (3.11)$$


 FIGURE 3.3 – Λ_b dans le nouveau repère $ox'y'z'$.

où M, M' sont les projections du spin du Λ_b suivant l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$, λ_1 et λ_2 sont les hélicités du Λ et du J/ψ respectivement, et $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$

La conservation du moment angulaire total nous donne quatre possibilités de paires (λ_1, λ_2) : $(1/2, 0)$, $(1/2, 1)$, $(-1/2, -1)$, $(-1/2, 0)$.

Définissons le paramètre d'asymétrie α_{Λ_b} lié à l'hélicité finale :

$$\alpha_{AS}^{\Lambda_b} = \frac{|\Lambda_b(+)|^2 - |\Lambda_b(-)|^2}{|\Lambda_b(+)|^2 + |\Lambda_b(-)|^2} \quad (3.12)$$

$|\Lambda_b(+)|^2 = |A_{(1/2,0)}|^2 + |A_{(-1/2,-1)}|^2$ est l'amplitude correspondant à la valeur $+1/2$ de l'hélicité suivant l'axe d'hélicité de l'état final, et $|\Lambda_b(-)|^2 = |A_{(-1/2,0)}|^2 + |A_{(1/2,1)}|^2$ est l'amplitude correspondant à la valeur $-1/2$ suivant le même axe.

D'après l'expression générale ci-dessus (3.11), on déduit la distribution angulaire du Λ dans le repère de transversité du Λ_b :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} P^{\Lambda_b} \cos \theta + 2\alpha_{AS}^{\Lambda_b} \Re(\rho_{+-}^{\Lambda_b} \exp i\phi) \sin \theta \quad (3.13)$$

où $\theta = \theta_\Lambda$, $\phi = \phi_\Lambda$ et $P^{\Lambda_b} = \rho_{++}^{\Lambda_b} - \rho_{--}^{\Lambda_b}$ est la polarisation du Λ_b suivant l'axe de quantification $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$.

On en déduit les distributions suivantes :

- La distribution angulaire en $\cos \theta$ du Λ :

$$\frac{d\sigma}{d\cos \theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} P^{\Lambda_b} \cos \theta \quad (3.14)$$

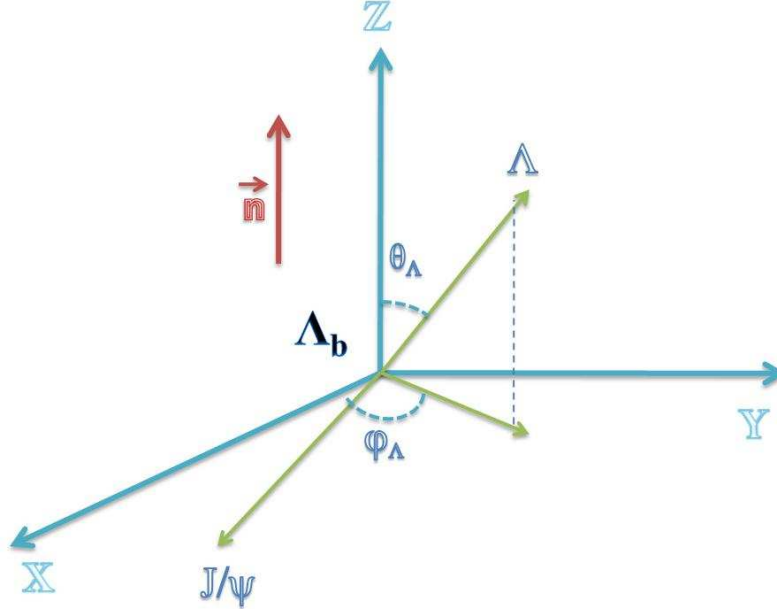


FIGURE 3.4 – Repère propre de transversité du Λ_b .

- La distribution azimutale en ϕ :

$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto 1 + \frac{\pi}{2} \alpha_{AS}^{\Lambda_b} \Re(\rho_{+-}^{\Lambda_b} \exp i\phi) \quad (3.15)$$

Par la suite on va passer aux désintégrations des résonances intermédiaires $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Afin d'exploiter les distributions angulaires des particules finales, on utilisera le repère d'hélicité de chaque résonance, Λ et J/ψ .

Il y a deux étapes à suivre afin de passer du repère de transversité du Λ_b au repère d'hélicité du Λ ($O_1X_1Y_1Z_1$) :

- Deux rotations successives $R_y(\theta)$ et $R_z(\phi)$: le nouvel axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z'_1}$ sera parallèle à la direction de l'impulsion du Λ , $\vec{p}_\Lambda$, dans le repère de transversité du Λ_b .
- un boost de Lorentz avec $\beta_\Lambda = |\vec{p}_\Lambda|/E_\Lambda$ (figure 3.7).

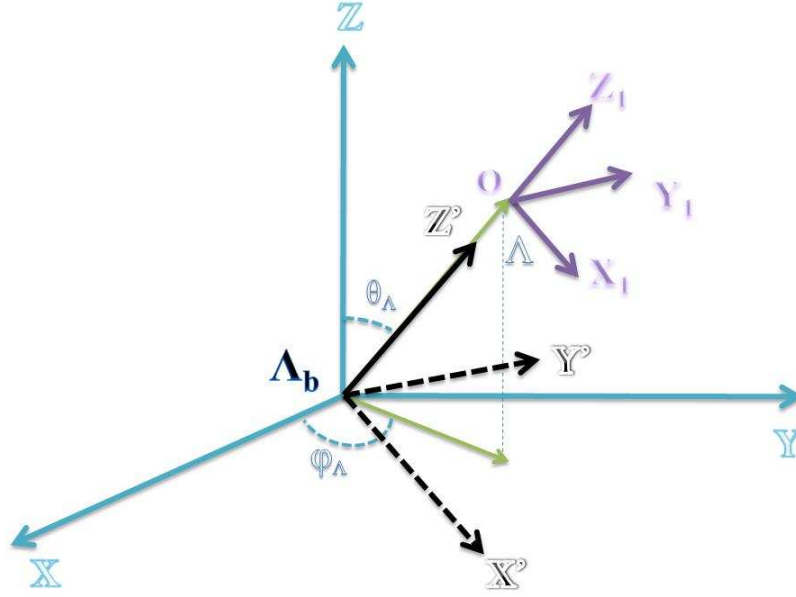
De même pour construire le repère d'hélicité du J/ψ ($O_2X_2Y_2Z_2$), on réalise deux rotations successives $R_y(\pi - \theta)$ et $R_z(\pi + \phi)$ suivies d'un boost de Lorentz avec $\beta_{J/\psi} = |\vec{p}_{J/\psi}|/E_{J/\psi}$.

Dans chacun des repères $O_1X_1Y_1Z_1$ et $O_2X_2Y_2Z_2$, l'axe de quantification ($\overrightarrow{O_1Z_1}$ ou $\overrightarrow{O_2Z_2}$) coïncide avec l'axe d'hélicité.

Désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

La distribution angulaire du proton dans le repère d'hélicité est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \propto 1 + \alpha_{AS}^\Lambda P_Z^\Lambda \cos \theta_1 + 2P^{\Lambda_b} \alpha_{AS}^\Lambda \Re[\rho_{+-}^\Lambda \exp(i\phi_1)] \sin \theta_1 \quad (3.16)$$


 FIGURE 3.5 – Les étapes pour construire le repère d'hélicité du Λ

où P_Z^Λ est la polarisation du Λ suivant l'axe $\overrightarrow{O_1 Z_1}$ et ρ_{+-}^Λ est l'élément non diagonal de la matrice densité de polarisation du Λ .

L'asymétrie α_{AS}^Λ correspond à la différence entre les probabilités d'hélicité positive et d'hélicité négative du proton. Ce paramètre a été déjà mesuré expérimentalement et vaut 0.642 ± 0.013 [52].

A partir de cette expression on peut déduire :

- La distribution angulaire en $\cos \theta$ du proton dans le repère propre du Λ :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_1} \propto 1 + \alpha_{AS}^\Lambda P_Z^\Lambda \cos\theta_1 \quad (3.17)$$

- et sa distribution angulaire en ϕ :

$$\frac{d\sigma}{d\phi_1} \propto 1 + \frac{\pi}{2} P^{\Lambda_b} \alpha_{AS}^\Lambda \Re[\rho_{+-}^\Lambda \exp(i\phi_1)] \quad (3.18)$$

Désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Le méson J/ψ est de spin 1, sa matrice densité, $\rho^{J/\psi}$, sera représentée par une matrice hermitique (3×3). La distribution angulaire du μ^+ dans le repère propre du J/ψ est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \propto A \cos^2 \theta_2 + B \sin^2 \theta_2 + C - \frac{\pi}{4} P^{\Lambda_b} \Re[D \exp(i\phi_2)] \sin^2 \theta_2 \quad (3.19)$$

où A , B , C et D sont des expressions analytiques des éléments de la matrice-densité $\rho_{ij}^{J/\psi}$. Après intégration sur l'angle azimutal ϕ_2 , l'expression de la distribution angulaire en $\cos \theta_2$

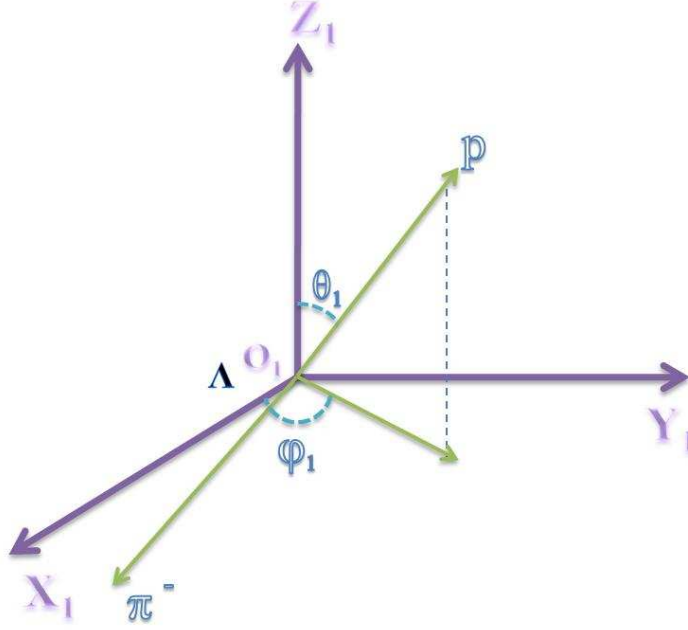


FIGURE 3.6 – Le repère d'hélicité du Λ

du μ^+ dans le repère propre du J/ψ est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_2} \propto (1 - 3\rho_{00}^{J/\psi}) \cos^2\theta_2 + (1 + \rho_{00}^{J/\psi}) \propto 1 + \gamma \cos^2\theta_2 \quad (3.20)$$

De l'expression ci-dessus, on tire les conséquences suivantes :

- $\rho_{00}^{J/\psi} = 0 \Rightarrow \gamma = 1 \rightarrow$ le J/ψ est polarisé transversalement.
- $\rho_{00}^{J/\psi} = 1 \Rightarrow \gamma = -1 \rightarrow$ la polarisation du J/ψ sera longitudinale.

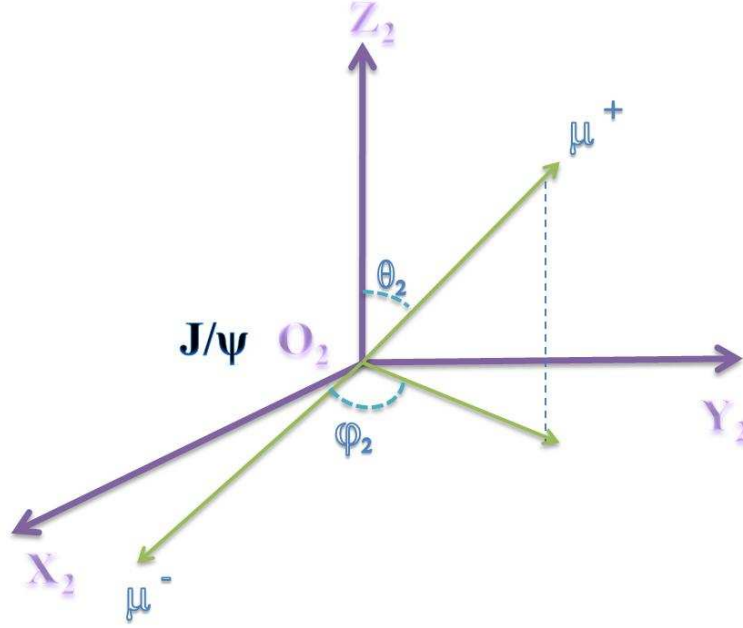
Deux remarques s'imposent :

- Pour $\rho_{00}^{J/\psi} = 1/3$, le J/ψ ne sera pas polarisé
- Les distributions angulaires dans les repères d'hélicité des résonances dépendent des éléments de la matrice-densité de polarisation du Λ_b , lesquels sont inconnus ainsi que d'autres paramètres, calculables à partir d'un modèle dynamique, comme $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$, $\rho_{00}^{J/\psi}$, ρ_{+-}^{Λ} .

Le prochain paragraphe est consacré à l'introduction des outils théoriques qui vont permettre le calcul des amplitudes de désintégration.

3.3 Méthode de calcul de l'élément de matrice hadronique

En général, pour les interaction faibles et électromagnétiques, il est suffisant de les traiter à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations. La dynamique de la désintégration du


 FIGURE 3.7 – Le repère d'hélicité du J/ψ

Λ_b est déterminée par un entremêlement non trivial des interactions fortes à courte distance (régime perturbatif) et celles à longue distance (régime non-perturbatif). Ceci se caractérise par l'apparition de plusieurs échelles d'énergie qui sont prises en compte.

Pour résoudre ce problème, une méthode permettant de démêler les deux régimes dans l'amplitude de désintégration, tel le développement en produits d'opérateurs (OPE), est adoptée [48].

3.3.1 OPE (Operator Product Expansion)

La méthode OPE permet de développer l'hamiltonien d'interaction en série d'opérateurs locaux notés O^i pondérés par des constantes de couplage c_i . Pour illustrer l'interaction faible entre deux lignes de courant, on considère l'exemple de la figure 3.8.

Sans prendre en compte les effets de l'interaction forte entre les quarks, l'amplitude d'échange du boson W au niveau "arbre" correspondant s'écrit :

$$A = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b) \frac{M_w^2}{K_w^2 - M_w^2} (\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d) \quad (3.21)$$

avec $G_F = 1.16610^{-5} \text{GeV}^{-2}$ la constante de Fermi. V_{cb}^*, V_{ud} sont les éléments de la matrice V_{CKM} qui prend en compte le mélange des quarks.

Étant donné que : $K_w^2 \ll M_W^2$, l'amplitude effectif A_{eff} s'écrit sous la forme :

$$A_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} c \cdot O + O\left(\frac{K_w^2}{M_W^2}\right) \quad (3.22)$$

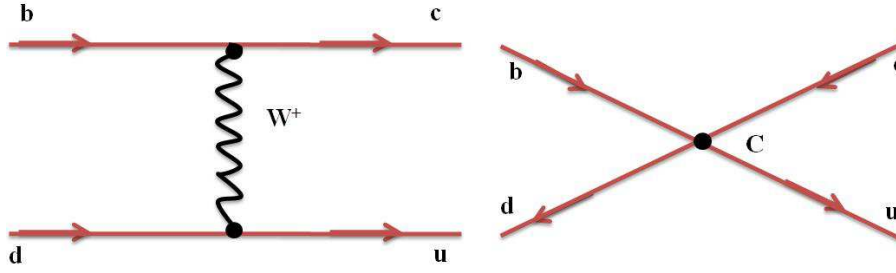


FIGURE 3.8 – OPE por les désintégrations faibles. Passage de la théorie complète à la théorie effective.

où le propagateur du méson W est contracté et le terme d'interaction consiste en un opérateur O multiplié par une constante c .

Écrivons de manière générale le Hamiltonien effectif de désintégration faible du quark b en considérant les corrections QCD :

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i c_i(\mu) O_i(\mu) \quad (3.23)$$

pour exemple $(V_{CKM})_i = V_{U_i D_i} V_{U_j D_j}^*$. La paramètre μ représente l'échelle d'énergie dont la valeur est en général choisie proche de la masse du hadron qui se désintègre, c-à-d $O(m_b)$. $C_i(\mu)$ représente les coefficients de Wilson qui tiennent compte des effets QCD dont l'échelle d'énergie est supérieure à μ , tandis que $O_i(\mu)$ représente les opérateurs locaux (non-perturbatif) qui tiennent compte de toutes les contributions à basse énergie c-à-d inférieure à l'échelle μ . À partir de l'hamiltonien effectif, nos éléments de matrice hadronique $M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2)$ peuvent s'écrire :

$$M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) = \langle \Lambda J/\psi | H^{eff} | \Lambda_b \rangle_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i c_i(m_b) \langle \Lambda J/\psi | O_i(m_b) | \Lambda_b \rangle_{\lambda_1, \lambda_2} \quad (3.24)$$

Les opérateurs locaux O_i

Les opérateurs locaux peuvent être décrits en termes de produits de courants chargés, en se référant aux différents diagrammes de Feynman qui vont entrer en jeu dans la désintégration faible. Ils peuvent être écrits sous une forme générique, comme suit :

$$O_n = (\bar{q}_i \Gamma_{n1} q_j)(\bar{q}_k \Gamma_{n2} q_l) \quad (3.25)$$

où Γ_{ni} désigne une combinaison de matrices gamma. Ils doivent respecter la structure de Dirac, la structure de la couleur et le type de quark intervenant dans la désintégration étudiée. Ils peuvent être divisés en deux catégories en fonction de leur topologie : les opérateurs en

"arbre" (O_1, O_2) et les opérateurs en "pingouin" (O_3 jusqu'à O_{10}). Le diagramme de Feynman en "arbre" est illustré à la figure 3.9. Les opérateurs courant-courant liés aux diagrammes en "arbre" sont les suivants :

$$O_1^s = \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\beta \bar{s}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha, O_2^s = \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b \quad (3.26)$$

où α et β sont les indices de couleur. Les termes "pingouin" peuvent être divisés en deux

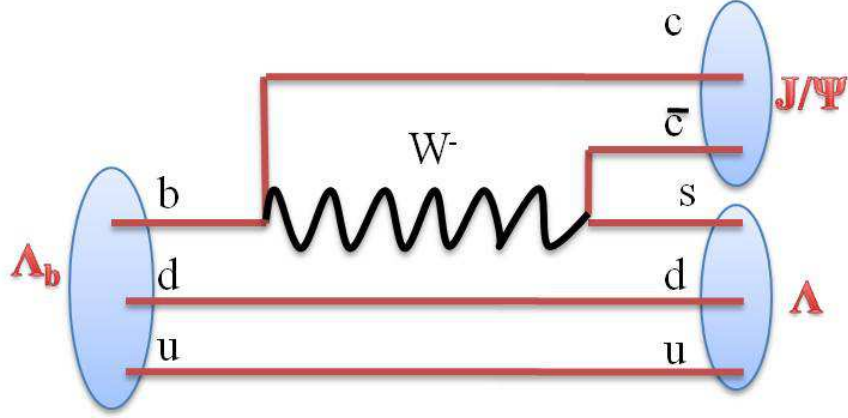


FIGURE 3.9 – Diagramme de Feynman en "arbre" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$.

sous-parties. La première consiste en un ensemble de diagrammes "pingouin" de QCD où les gluons sont échangés, alors que la seconde est composée de diagrammes pingouin électrofaible (où, soit un γ ou un Z sont échangés). Le diagramme de Feynman en pingouin est illustré à la figure 3.10 et les opérateurs correspondants sont rédigés comme suit :

$$O_3 = \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \sum_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q', O_4 = \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \sum_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha \quad (3.27)$$

$$O_5 = \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \sum_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q', O_6 = \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \sum_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'_\alpha$$

où $q' = u, d, s, c$. Enfin, les opérateurs pingouins électrofaibles proviennent des deux diagrammes de Feynman représentés dans la figure 3.11 où Z et γ sont échangés à partir d'une ligne de quark et de la ligne W , respectivement. Ils ont les expressions suivantes :

$$O_7 = \frac{3}{2} \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \sum_{q'} e_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q', O_8 = \frac{3}{2} \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \sum_{q'} e_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'_\alpha \quad (3.28)$$

$$O_9 = \frac{3}{2} \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \sum_{q'} e_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q', O_{10} = \frac{3}{2} \bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta \sum_{q'} e_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha$$

où $e_{q'}$ indique la charge électrique du quark q' .

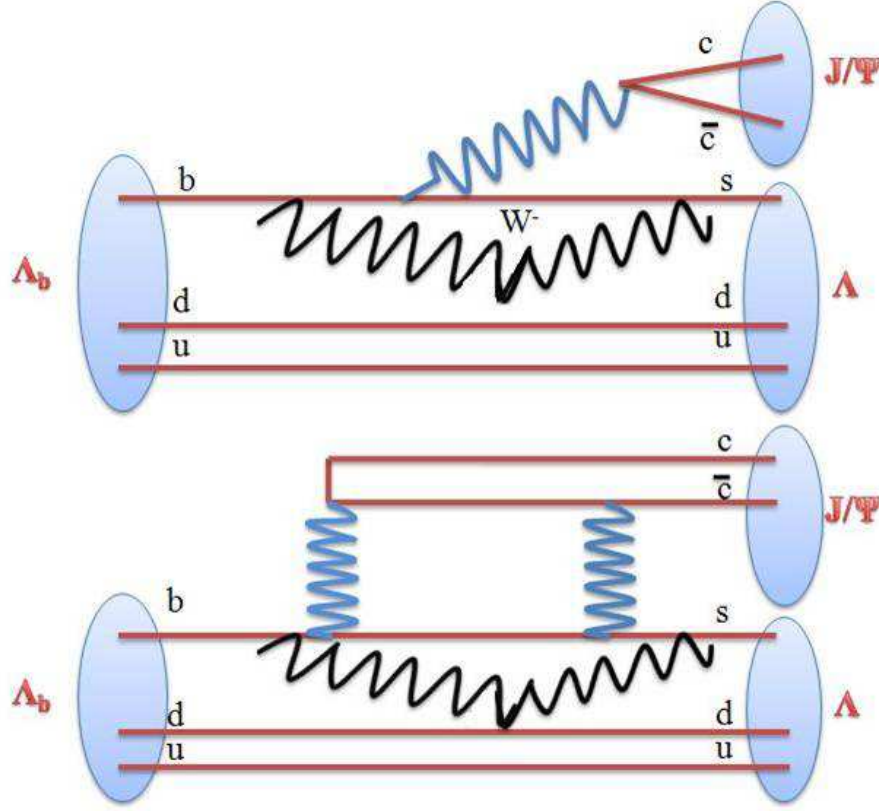


FIGURE 3.10 – Diagramme de Feynman en "pingouin" du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$.

Les coefficients de Wilson

Les coefficients de Wilson, $C_i(\mu)$, représentent les contributions physiques des processus pris à des échelles d'énergie supérieures à μ , c-à-d les effets aux courtes distances (de l'ordre de $O(m_b)$) et peuvent être calculés dans la théorie des perturbations. Ils comprennent les contributions de toutes les particules lourdes, et sont calculées à l'ordre supérieur NLO (Next to Leading Order) de telle manière que l'on puisse obtenir des corrections $O(\alpha_s)$.

Par définition, $C(\mu)$ (on enlève par commodité l'indice i) est donnée par :

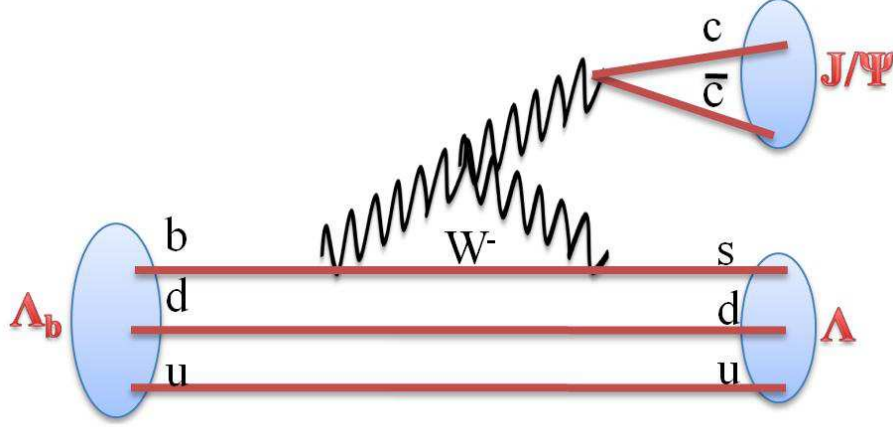
$$C(\mu) = U(\mu, M_W)C(M_W) \quad (3.29)$$

où $U(\mu, M_W)$ est une matrice d'évolution du groupe de renormalisation.

Pour être cohérent, les éléments de matrice des opérateurs, O_i , devraient être renormalisés à l'ordre d'une boucle de sorte que le résultat final soit indépendant du schéma de renormalisation. Cela se traduit par les coefficients de Wilson effectifs, C'_i , qui satisfont à la contrainte,

$$C_i(m_b) \langle O_i(m_b) \rangle = C'_i \langle O_i \rangle^{tree} \quad (3.30)$$

où $\langle O_i \rangle^{tree}$ sont les éléments de matrice au niveau "arbre". Ces éléments de matrice sont évalués dans l'approche *de la factorisation*. On obtient ainsi les relations suivantes entre les


 FIGURE 3.11 – Diagramme Pingouin électrofaible + couplage W et Z0 du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$.

coefficients C'_i et C_i :

$$\begin{aligned}
 C'_1 &= C_1, C'_2 = C_2, \\
 C'_3 &= C_3 - P_s/3, C'_4 = C_4 + P_s, \\
 C'_5 &= C_5 - P_s/3, C'_6 = C_6 + P_s, \\
 C'_7 &= C_7 + P_e, C'_8 = C_8 \\
 C'_9 &= C_9 + P_e, C'_{10} = C_{10}
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

avec $P_s = \frac{\alpha_s}{8\pi} C_2 \left(\frac{10}{9} + G(m_c, \mu, q^2) \right)$ et $P_e = \frac{\alpha_{em}}{9\pi} (3C_1 + C_2) \left(\frac{10}{9} + G(m_c, \mu, q^2) \right)$

où $G(m_c, \mu, q^2) = 4 \int_0^1 dx x(x-1) \ln \frac{m_c^2 - x(1-x)q^2}{\mu^2}$

Ici q^2 est la quadri-impulsion du gluon ou de photon dans les diagrammes "pingouin". Ainsi, nous pouvons développer l'expression des éléments de matrice hadroniques 3.24 pour la réaction $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$:

$$\begin{aligned}
 M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{cb} V_{cs}^* \sum_{i=1}^{i=2} (c_i(m_b) \langle \Lambda J/\psi | O_i(m_b) | \Lambda_b \rangle_{\lambda_1, \lambda_2} \\
 &\quad - V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=3}^{i=10} (c_i(m_b) \langle \Lambda J/\psi | O_i(m_b) | \Lambda_b \rangle_{\lambda_1, \lambda_2})]
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

3.4 Notion sur les interactions dans l'état final

Dans notre modèle, on ne tient pas compte des interactions dans l'état final, FSI (Final State Interactions), qui jouent un rôle important dans toutes les interactions hadroniques [53]. Lorsque des hadrons sont produits dans un processus quelconque, les interactions fortes

entre eux modifient leur fonction d'onde finale ; ce qui provoque la modification de certaines observables physiques, comme les largeurs de désintégration, les asymétries et, dans notre cas particulier, les observables impaires par T . Dans le cas où des observables impaires par T sont mesurées expérimentalement, on pourrait se poser la question suivante :

Ces effets proviennent-ils d'une dynamique (inconnue ?) qui violerait la symétrie T , ou bien seraient-ils une conséquence des FSI ?

En ce qui nous concerne, nous allons essayer de clarifier cette question et d'apporter quelques remarques sur le canal prometteur $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ dont le rapport d'embranchement est $\approx 10^{-4}$. On définit la matrice S par la relation : $S = 1 + iT$ (T étant l'opérateur de transition). La condition d'unitarité, $SS^\dagger = 1$, conduit à : $T_{fi}^* = T_{if} - iA_{if}$ où le nouveau terme $A_{if} = \sum_n T_{in}T_{fn}^*$ indique l'amplitude de transition de l'état initial $|i\rangle$ à l'état final $|f\rangle$ en passant par les états intermédiaires $|n\rangle$. Ce terme représente la partie absorptive de l'amplitude de transition et constitue la principale contribution aux FSI.

Soient $\bar{i}$ et $\bar{f}$, l'état initial et l'état final respectivement avec le spin $\vec{S}_{\bar{i}} = -\vec{S}_f$ et l'impulsion $\vec{P}_{\bar{i}} = -\vec{P}_f$, alors l'expression $|T_{if}|^2 - |T_{\bar{i}\bar{f}}|^2$ indique la probabilité d'un effet impair par T , tandis que l'expression $|T_{fi}|^2 - |T_{\bar{i}\bar{f}}|^2$ correspond à la probabilité de la violation standard T . En utilisant la relation ci-dessus qui définit A_{if} , une relation simple entre les deux probabilités précédentes peut être déduite :

$$|T_{if}|^2 - |T_{\bar{i}\bar{f}}|^2 = (|T_{fi}|^2 - |T_{\bar{i}\bar{f}}|^2) - 2\Im(A_{if}T_{if}^*) - |A_{if}|^2 \quad (3.33)$$

Si T est une symétrie exacte, alors $|T_{fi}| = |T_{\bar{i}\bar{f}}|$ et les termes à droite génèrent des effets "T-odd", sans pour autant que T soit violée.

Nous passons maintenant au cas de la réaction $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ suivie de la désintégration en cascade $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Nous prévoyons que les FSI se produisent au vertex de désintégration du $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ où, au niveau partonique, les gluons peuvent être échangés et absorbés par les différents quarks entrant dans le mécanisme de désintégration du Λ_b . Après hadronisation et en raison du temps de vie du Λ , l'hyperon Λ se désintègre loin du J/ψ et leurs produits de désintégration, p , π^- , et μ^+ , μ^- , respectivement, vont interagir seulement d'une manière électromagnétique, ce qui est un effet non significatif en raison de la longue distance séparant les deux résonances mères. Comprendre les FSI entre les Λ et J/ψ exige une analyse rigoureuse des données expérimentales qui doit être comparée aux modèles phénoménologiques, et nous pouvons affirmer que c'est la solution la plus réaliste à ce problème crucial.

3.5 Polarisation et observables impaires par renversement du temps

Afin d'estimer l'effet des symétries discrètes sur le vecteur-polarisation d'une résonance $R^{(i)}$ (Λ ou J/ψ), on définira les vecteurs suivants liés au repère d'hélicité de $R^{(i)}$ (on supprime l'indice i par commodité de notation) :

- $\vec{e}_L = \frac{\vec{p}}{p}$ avec $\vec{p} = \vec{p}_\Lambda$ ou $\vec{p}_{J/\psi}$
- $\vec{e}_T = \frac{\vec{e}_Z \times \vec{e}_L}{|\vec{e}_Z \times \vec{e}_L|}$

- $\vec{e}_N = \vec{e}_T \times \vec{e}_L$

On exprime le vecteur-polarisation de la résonance Λ ou J/ψ sous la forme :

$$\vec{P}^R = P_L^R \vec{e}_L + P_N^R \vec{e}_N + P_T^R \vec{e}_T, P_j^R = \vec{P}^R \cdot \vec{e}_j, j = L, N, T$$

Le vecteur-polarisation étant axial, on voudrait connaître les propriétés de transformation de ses composantes par parité, P , et par renversement du temps, T . Le tableau 3.1 représente les transformations des composantes P_L , P_N , P_T par les opérateurs P et T .

TABLE 3.1 – Transformation des composantes de polarisation par P et T .

	P	T
$\vec{e}_L$	–	–
$\vec{e}_T$	–	–
$\vec{e}_N$	+	+
$\vec{P}$	+	–
P_L	–	+
P_T	–	+
P_N	+	–

Il est intéressant de remarquer que la composante normale, P_N , est impaire par T . *Si la valeur de cette composante est différente de zéro ou que sa distribution est dissymétrique, on disposerait ainsi d'une variable susceptible d'indiquer une violation du Renversement du Temps.*

Le choix du repère joue un rôle essentiel dans l'expression des composantes du vecteur-polarisation, ainsi que leur transformation par les symétries discrètes P et T . C'est ce qu'on verra au chapitre final consacré à l'étude de la polarisation du Λ inclusif à partir des données prises par le détecteur LHCb.

3.6 Transformation du 4-vecteur polarisation

Étant donné les transformations de Lorentz utilisées pour passer d'un repère à un autre, une question importante se pose : comment se transforme le vecteur-polarisation $\vec{P}$ (d'une résonance quelconque) qui n'est autre que la valeur moyenne d'un 3-vecteur axial, le spin s défini dans le repère propre de la particule.

Une approche simple est de définir un vecteur axial dans l'espace de Minkowski de telle manière qu'il n'ait que trois composantes indépendantes et se réduit au spin s dans le repère propre de la particule. Si (S) désigne les composantes du 4-vecteur spin dans le repère initial, la composante S'^0 dans le repère propre se déduit de la manière suivante :

Le vecteur spin d'une particule massive est défini dans son propre référentiel. Une extension covariante de cet opérateur est le quadrivecteur Pauli-Lubanski, S^α , défini d'une manière telle que, dans le repère propre de la particule, $S' \equiv (S'^0 = 0, \vec{S}' = \vec{s})$. Ce quadrivecteur vérifie la contrainte covariante, $p_\mu S^\mu = 0$, où p_μ est le quadrivecteur impulsion-énergie qui est égal à $p_\mu \equiv (m, \vec{0})$ dans le repère propre de la particule.

Ainsi, (S^α) se comporte comme un quadrivecteur ordinaire quand il est transformé d'un repère à un autre. Soit $(S^\mu) = (S^0, \vec{S})$ dans un repère donné (R) qui se déplace à la vitesse $\vec{\beta}$ (vitesse de la particule), les composantes de S se transforment de la façon suivante :

$$S^0 = \gamma \vec{\beta} \cdot \vec{s}, \vec{S} = \vec{s} + \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} (\vec{\beta} \cdot \vec{s}) \vec{\beta}, \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad (3.34)$$

Ainsi, connaissant le vecteur-spin d'une particule dans son repère propre, cela nous permet de déduire le quadri-vecteur dans tout repère.

Ces notions de base peuvent être facilement étendues au vecteur-polarisation de toute particule. À cet égard, nous observons que, d'après le théorème d'Ehrenfest concernant la valeur moyenne d'une observable quantique, le vecteur-polarisation se comporte comme une grandeur classique et ses composantes se transforment comme indiquées ci-dessus, lors de l'application de la transformation de Lorentz entre deux repères. Il est intéressant de noter, aussi, que la composante du genre temps du vecteur-polarisation disparaît dans son repère propre, alors qu'elle est généralement différente de zéro quand cette particule est en mouvement.

En résumé de ce chapitre, nous avons mis au point un modèle phénoménologique des désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$. Nous avons tenu compte de la polarisation du Λ_b et ainsi que celle des résonances intermédiaires. Notre méthode s'appuie sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et Jackson.

Les éléments de la matrice densité de polarisation du Λ_b sont les seuls paramètres qui restent inconnus dans nos simulations.

Les distributions angulaires obtenues sont incluses dans les codes du générateur EVTGEN de l'expérience LHCb (Chapitre 6). Cette implémentation permet de produire des événements de signal selon la dynamique que nous avons calculée.

Il a été montré que la composante normale, P_N , du vecteur-polarisation des résonances intermédiaires est impaire par T . Si la valeur de cette observable est différente de zéro, ce serait un signe direct de la violation de la symétrie T ; mesure qui sera faite avec les futures données qui seront enregistrées avec le détecteur LHCb.

Chapitre 4

Étude expérimentale du canal

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi.$$

Mesure du temps de vie du Λ_b



ans ce chapitre, nous allons présenter les différentes étapes de l'étude du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, canal prometteur pour tester la violation de la symétrie du Renversement du Temps. Cette étude sera aussi accompagnée par celle du canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ dans le but de valider la méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b . La stratégie choisie pour la sélection $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ est de sélectionner le maximum d'événements de signal en gardant le niveau de bruit de fond le plus faible possible. La sélection choisie ne doit pas biaiser le temps propre du Λ_b , mesure qu'on va développer à la fin de ce chapitre. De ce fait, les coupures susceptibles de biaiser le temps propre ne sont pas utilisées. Une autre étude a été développée sur ce canal dans le but de mesurer la polarisation du Λ_b , qui tient compte des distributions angulaires des produits de désintégration et des résonances intermédiaires. Or ces distributions angulaires sont biaisées par les coupures en impulsion transverse. Il convient donc de limiter leur utilisation lors de l'étude de la polarisation du Λ_b .

4.1 Motivation du mesure du temps de vie du Λ_b : "Puzzle" théorie-expérience

Le temps de vie du Λ_b a été un "puzzle" pendant une longue période. Les désaccords entre la théorie et l'expérience ont suscité beaucoup d'intérêt sur le temps de vie du Λ_b [54]. Ainsi, l'expérience LHCb nous offre la possibilité de mesurer le temps de vie du Λ_b avec une grande précision vu la statistique attendue.

La hiérarchie des temps de vie des hadrons lourds peut être appréhendée par la théorie HQET (Heavy Quark Effective Theory) qui prédit les rapports des temps de vie des hadrons beaux. A l'ordre $1/m_b$, tous les hadrons beaux ont la même durée de vie.

La différence entre le temps de vie des mésons et des baryons se produit d'abord à l'ordre

$1/m_b^2$. Le rapport du temps de vie des mésons lourds et des baryons est modifié, sa variation étant de 2%.

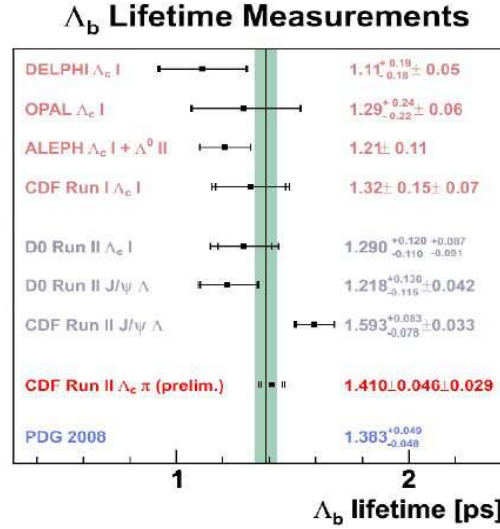


FIGURE 4.1 – Résumé des mesures du temps de vie du Λ_b pour l'année 2008.

Le principal effet apparaît au niveau $1/m_b^3$, des corrections de l'ordre de 5-10% doivent être considérées sur la valeur annoncée [55].

Des calculs théoriques récents du rapport $\tau(\Lambda_b)/\tau(B^0)$ qui tiennent compte des corrections à l'ordre $1/m_b^4$ dans HQET, ont conduit à une prédiction de $\tau(\Lambda_b)/\tau(B^0) = 0,88 \pm 0,05$ [56, 57, 58], qui a nettement réduit cette différence.

Sur le plan expérimental, la situation des mesures du temps de vie du Λ_b est résumée sur la figure 4.1. Un temps de vie moyen, $\tau(\Lambda_b) = (1,383^{+0,049}_{-0,048})$ ps, est cité par le PDG en 2008 à partir de plusieurs mesures effectuées au LEP et des mesures de CDF en utilisant le mode de désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^- \bar{\nu}_l$, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ et $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$.

La mesure du temps de vie du Λ_b dans la désintégration exclusive $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ de CDF en 2007 était $\tau(\Lambda_b) = (1,593 \pm 0,033)$ ps. C'est la mesure la plus précise du $\tau(\Lambda_b)$, mais elle est supérieure à la valeur moyenne du PDG 2006 de $3,2\sigma$.

Une mesure récente par l'expérience CDF indique une valeur du temps de vie du Λ_b , $\tau(\Lambda_b) = (1,401 \pm 0,046 \pm 0,035)$ ps en utilisant le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ avec $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ [59].

Il en résulte que le rapport de temps de vie $\tau(\Lambda_b)/\tau(B^0) = 0,918 \pm 0,038$, est en accord avec les prédictions théoriques récentes. Il semble que le "puzzle" autour du temps de vie du Λ_b va être résolu. LHCb est actuellement la seule expérience qui permet de mesurer ce temps de vie avec une grande précision pour résoudre ce "puzzle".

4.2 Analyse des données simulées

Les données utilisées lors de l'analyse sont les simulations Monte-Carlo MC09, listées dans le tableau 4.1. L'échantillon de signal utilisé est composé d'événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ avec

TABLE 4.1 – Tableau représentant σ_{eff} , la section efficace, $\varepsilon_{gen}(\%)$, l'efficacité du générateur et N le nombre d'événements générés pour chaque mode de désintégration utilisé dans l'analyse. L_{eq} est la luminosité intégrée équivalente.

Canal	$\sigma_{eff}(\text{mb})$	$\varepsilon_{gen}(\%)$	$N(\times 10^6)$	$L_{eq}(\text{pb}^{-1})$
inclusif J/ψ	$2,317 \times 10^{-3}$	$20,78 \pm 0,12$	21,8	9,39
$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$	$9,773 \times 10^{-5}$	$18,55 \pm 0,15$	25,4	260
$B_s \rightarrow J/\psi X$	$2,385 \times 10^{-5}$	$18,51 \pm 0,10$	25,5	296
$B^+ \rightarrow J/\psi X$	$8,61 \times 10^{-5}$	$18,49 \pm 0,10$	8,18	343
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$	$8,479 \times 10^{-6}$	$18,66 \pm 0,10$	8,26	974
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$	$3,628 \times 10^{-7}$	$18,62 \pm 0,15$	0,296	816

TABLE 4.2 – Tableau représentant l'expression analytique de L_{eq} en fonction du canal étudié. BR_{vis} est le rapport d'embranchement visible dépendant de chaque canal étudié.

Canal	$L_{eq}(\text{pb}^{-1})$
inclusif J/ψ	$\frac{N}{\sigma_{pp \rightarrow J/\psi X} \times \varepsilon_{gen} \times BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times f_d \times 2 \times \varepsilon_{gen} \times BR_{vis}} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$
$B_s \rightarrow J/\psi X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times f_s \times 2 \times \varepsilon_{gen} \times BR_{vis}} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$
$B^+ \rightarrow J/\psi X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times f_u \times 2 \times \varepsilon_{gen} \times BR_{vis}} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times \varepsilon_{gen} \times f(b \rightarrow \Lambda_b) \times BR(\Lambda_b \rightarrow J/\psi X) \times BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$	$\frac{N}{\sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times \varepsilon_{gen} \times f(b \rightarrow \Lambda_b) \times BR_{vis}} = \frac{N}{\sigma_{eff}}$

$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Ces événements servent à évaluer les performances de la sélection en termes de rendement annuel, le rapport signal sur bruit, et mesure du temps de vie du Λ_b , $\tau(\Lambda_b)$. En plus de l'échantillon de signal Λ_b , nous sélectionnons un échantillon de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ avec $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

L'échantillon de contrôle est cinématiquement semblable à celui du Λ_b , mais il est environ quatre fois plus grand. Le temps de vie de B_d^0 est connu avec une très bonne précision. Nous utilisons cet échantillon de contrôle pour tester la méthode de l'ajustement du temps de vie du Λ_b .

Comme la désintégration du Λ_b , B_d^0 comprend un J/ψ et une particule neutre de longue durée de vie. Mais il y a des différences significatives. Le K_s^0 a une distance moyenne de désintégration de 2,7 cm tandis que celle du Λ est plus grande, 7,9 cm.

Quatre types de bruit de fond sont utilisés dans l'analyse du Λ_b . Tout d'abord, un échantillon d'événements de J/ψ inclusifs. Ces J/ψ sont issus directement ou indirectement des collisions proton-proton. Par la suite, les trois lots constitués de $B_{u,d,s} \rightarrow J/\psi X$ contiennent des mésons B^+ , B_d^0 ou B_s^0 se désintégrant de façon directe ou indirecte en $J/\psi X$. En plus de ces quatre lots, un cinquième lot $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$, est utilisé dans l'étude de sélection du canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Ces différents échantillons sont utilisés pour optimiser les coupures de sélection et estimer le niveau du bruit de fond.

La coupure au niveau du générateur force tout ou partie des produits de désintégration à être dans l'acceptance géométrique du détecteur, c'est à dire $10 < \theta < 400$ mrad.

TABLE 4.3 – Rapport d'embranchement de chaque canal utilisé dans les simulations.

Rapport d'embranchement	PDG (%)	Données MC09 (%)
$BR(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(5,93 \pm 0,06)$	5,93
$BR(B_d \rightarrow J/\psi X)$	-	1,55
$BR(B_s \rightarrow J/\psi X)$	-	1,48
$BR(B^+ \rightarrow J/\psi X)$	-	1,37
$BR(\Lambda_b \rightarrow J/\psi X)$	-	0,7
$BR(\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda)$	$(4,7 \pm 2,8) \times 10^{-2}$	$4,7 \times 10^{-2}$
$BR(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)$	$(4,355 \pm 0,16) \times 10^{-2}$	$4,35 \times 10^{-2}$

La quatrième colonne du tableau 4.1 fournit les nombres d'événements disponibles pour cette étude. Il ne reste qu'à effectuer des coupures et des combinaisons des différentes traces pour obtenir des candidats Λ_b et B_d^0 .

Les différentes luminosités équivalentes, utilisées lors des études de sélection, sont données dans le tableau 4.2. Ces luminosités dépendent des sections efficaces des processus, (tableau 4.1), des rapports d'embranchement de chaque mode, (tableau 4.3) et, pour certains canaux, des fractions respectifs de B_u , B_d^0 et B_s^0 au niveau du générateur, (tableau 4.4).

Dans le tableau 4.2 du calcul des luminosités intégrées, le facteur 2 provient du fait qu'on tient compte à la fois du quark b et de son antiquark $\bar{b}$.

TABLE 4.4 – Fraction des saveurs de B au niveau du générateur.

Type de Hadrons	Fraction dans MC(%)
B_d^0	$f_d = 41$
B^+	$f_u = 41$
B_s	$f_s = 10,5$
Baryons	$f(b \rightarrow Baryons) = 9$

4.3 Reconstruction des événements

La reconstruction du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ ainsi que celui du $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est faite en trois étapes :

1. **Reconstruction du J/ψ** : C'est la partie principale de la reconstruction du canal. D'une part, le mode de désintégration du $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est aisément restructurable et d'autre part, le J/ψ ne vole pas ; il se désintègre sur place et son vertex de désintégration est confondu avec celui du Λ_b ou du B_d^0 qui l'a produit.
2. **Reconstruction du Λ ou du K_s^0** : dès qu'un candidat J/ψ est reconstruit, soit un hypéron Λ est recherché dans le mode $p\pi^- (\bar{p}\pi^+)$ à partir d'un vertex avec deux traces de signe opposé, soit un méson K_s^0 est recherché dans le mode $\pi^+\pi^-$.
3. **Reconstruction du Λ_b ou du B_d^0** : La masse invariante et l'impulsion du Λ_b sont calculées à partir des quadri-vecteurs impulsion du J/ψ et du Λ et, de même pour B_d^0 à partir du J/ψ et du K_s^0 . Le vertex de désintégration du Λ_b et celui du B_d^0 sont identifiés à celui du J/ψ . La topologie de la désintégration du Λ_b est présentée sur la figure 4.2.

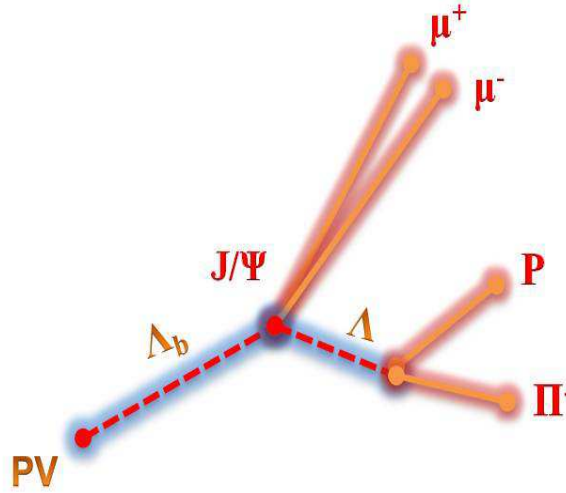


FIGURE 4.2 – Topologie de la désintégration du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$.

Pour pouvoir effectuer les études de sélection, il est nécessaire d'avoir des candidats Λ_b et des candidats B_d^0 . Pour cela, un ensemble de coupures assez larges est appliqué. Elles permettent de reconstruire les particules intermédiaires, J/ψ , Λ et K_s^0 et, par la suite, les candidats Λ_b et B_d^0 . L'ensemble de ces coupures pour la chaîne de désintégration du Λ_b est explicité dans le tableau 4.5 tandis que celui pour les B_d^0 est montré dans le tableau 4.6.

TABLE 4.5 – Coupures sur les masses invariantes dans le cadre de la sélection du canal : $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$.

Coupure	Valeur
$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi} $	$< \pm 100 \text{ MeV}/c^2$
$ M_{p\pi} - M_{\Lambda} $	$< \pm 30 \text{ MeV}/c^2$
$ M_{J/\psi\Lambda} - M_{\Lambda_b} $	$< \pm 500 \text{ MeV}/c^2$

TABLE 4.6 – Coupures sur les masses invariantes dans le cadre de la sélection du canal : $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

Coupure	Valeur
$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi(PDG)} $	$< \pm 100 \text{ MeV}/c^2$
$ M_{\pi^+\pi^-} - M_{K_s^0(PDG)} $	$< \pm 30 \text{ MeV}/c^2$
$ M_{J/\psi K_s^0} - M_{B_d^0(PDG)} $	$< \pm 500 \text{ MeV}/c^2$

4.4 Présélection

Le but de la présélection est de diminuer le bruit de fond combinatoire¹, le temps de calcul et le nombre de candidats retenus pour la sélection. Pour faire cette étude, le lot des événements de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sera limité à 60 000. Sur ce lot, 872 756 candidats Λ_b , dus aux effets combinatoires, sont reconstruits, dont seulement 5 251 correspondent à du signal, ce qui correspond à une efficacité d'acceptance et de reconstruction de l'ordre de 8.8 %. Une étude similaire est faite pour la canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

L'ensemble des coupures de présélection sont explicitées dans les tableaux 4.7 pour le J/ψ , 4.8 pour les Λ , 4.9 pour les K_s^0 , 4.10 pour les candidats Λ_b et 4.11 pour les candidats B_d^0 . L'efficacité de cette présélection est donnée dans le tableau 4.12 pour les deux canaux de désintégration du Λ_b et du B_d^0 . Elle est calculée comme le rapport entre le nombre d'événements passant les coupures de présélection et le nombre d'événements générés, donnés dans le tableau 4.1. On peut classer ces coupures de présélection en quatre catégories :

1. La première partie comprend la coupure sur la probabilité du χ^2 de la reconstruction de la trace. La figure 4.3 représente l'une de ces quatre distributions qui est le paramètre *Probabilité du χ^2 des traces associées aux pions*. Cette coupure appliquée sur les quatre types de trace donne une efficacité de 94 % pour le signal, et un taux de rejection de 63% pour les mauvaises combinaisons.
2. La deuxième série de coupure de présélection est appliquée sur les *Probabilités respectives des χ^2 des vertex des candidats J/ψ , Λ et Λ_b* . Les deux histogrammes de la figure 4.4 illustrent ces distributions respectivement pour les candidats Λ et Λ_b . Ces trois coupures ont une efficacité de 92% avec un taux de rejection de 80,5% pour le canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$. Pour l'étude du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, la figure 4.5 montre les distributions

1. ce sont les combinaisons reconstruites qui n'ont pas d'équivalent au niveau Monte-Carlo

de la probabilité de l'ajustement du vertex du K_s^0 et du B_d^0 .

3. Le spectre du χ^2 du paramètre d'impact du Λ_b suggère la valeur $\chi^2 < 25$, illustrée sur la figure 4.6. Cette coupure a une efficacité de 99,4% pour le signal avec un taux de rejection de 24,6%. La même coupure est appliquée pour les candidats B_d^0 , (figure 4.6).
4. Des coupures sur les masses reconstruites du J/ψ et du Λ respectivement, (figure 4.7 pour les candidats Λ). L'efficacité de ces coupures est 96,4% et un taux de rejection de 78,5%.

Pour le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, Une coupure sur la masse du K_s^0 , figure 4.7, est appliquée ainsi que la même coupure pour la masse du J/ψ utilisée dans l'étude de canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$.

5. La dernière série de coupures est appliquée sur l'impulsion transverse des différentes traces, (π , μ , p), ainsi que celle du Λ et du K_s^0 . Ces coupures conduisent à une efficacité de 96,6% et un taux de rejection de 86,5% pour le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$. Les distributions des P_t du proton et du pion du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sont illustrées sur la figure 4.8 alors que la figure 4.9 représente celle du K_s^0 .

La seconde étape consiste à appliquer une sélection plus sévère que la première. Il est important de noter que la fraction d'événements qui passe la présélection, dans le cadre de la sélection du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, est de 6,9% pour le signal Λ_b , 1,5% pour l'inclusif J/ψ , 0,7% pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, 0,6% pour $B_s \rightarrow J/\psi X$ et de 0,7% pour $B^+ \rightarrow J/\psi X$.

TABLE 4.7 – Présélection des candidats J/ψ .

Coupure	Valeur
Type de trace	Long
Probabilité χ^2 de la trace $\mu^\pm$	$>10^{-6}$
$P_t(\mu^+)$, $P_t(\mu^-)$	>200 MeV/c
Probabilité χ^2 du vertex(J/ψ)	$>10^{-3}$
$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi(PDG)} $	$<\pm 50$ MeV

TABLE 4.8 – Présélection des candidats Λ .

Coupure	Valeur
Type de trace	Long et Downstream
Probabilité χ^2 de la trace (p , π)	$>10^{-6}$
$P_t(p)$	>500 MeV/c
$P_t(\pi)$	>100 MeV/c
Probabilité χ^2 du vertex(Λ)	$>10^{-6}$
$ M_{p\pi} - M_{\Lambda(PDG)} $	$<\pm 10$ MeV
$P_t(\Lambda)$	>600 MeV/c

TABLE 4.9 – Présélection des candidats K_s^0 .

Coupure	Valeur
Type de trace	Long et Downstream
Probabilité du χ^2 de la trace (π^+ , π^-)	$>10^{-6}$
$P_t(\pi^+), P_t(\pi^-)$	>100 MeV/c
Probabilité du χ^2 du vertex(K_s^0)	$>10^{-6}$
$ M_{\pi\pi} - M_{K_s^0(PDG)} $	$<\pm 15$ MeV
$P_t(K_s^0)$	>600 MeV/c

TABLE 4.10 – Présélection des candidats Λ_b .

Coupure	Valeur
$IP\chi^2(\Lambda_b)$	<25
Probabilité χ^2 du vertex(Λ_b)	$>10^{-6}$

TABLE 4.11 – Présélection des candidats B_d^0 .

Coupure	Valeur
$IP\chi^2(B_d^0)$	<25
Probabilité du χ^2 du vertex(B_d^0)	$>10^{-6}$

TABLE 4.12 – Efficacité de la présélection.

Canal	$\varepsilon_{Presel}(\%)$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	6,9
$B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$	10,8

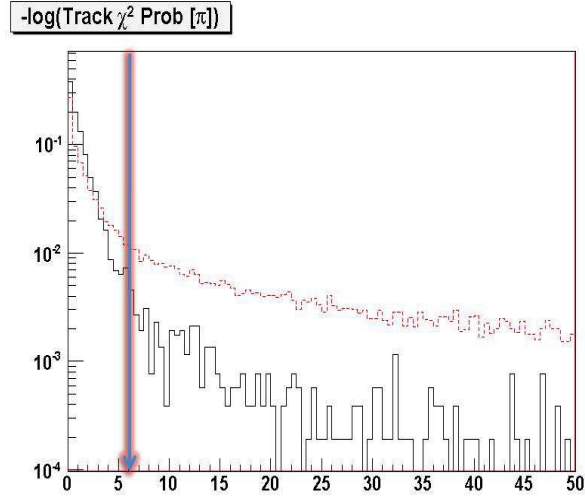


FIGURE 4.3 – Distribution de $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ des traces "candidats pion" du signal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi\Lambda$ (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (tirets rouges).

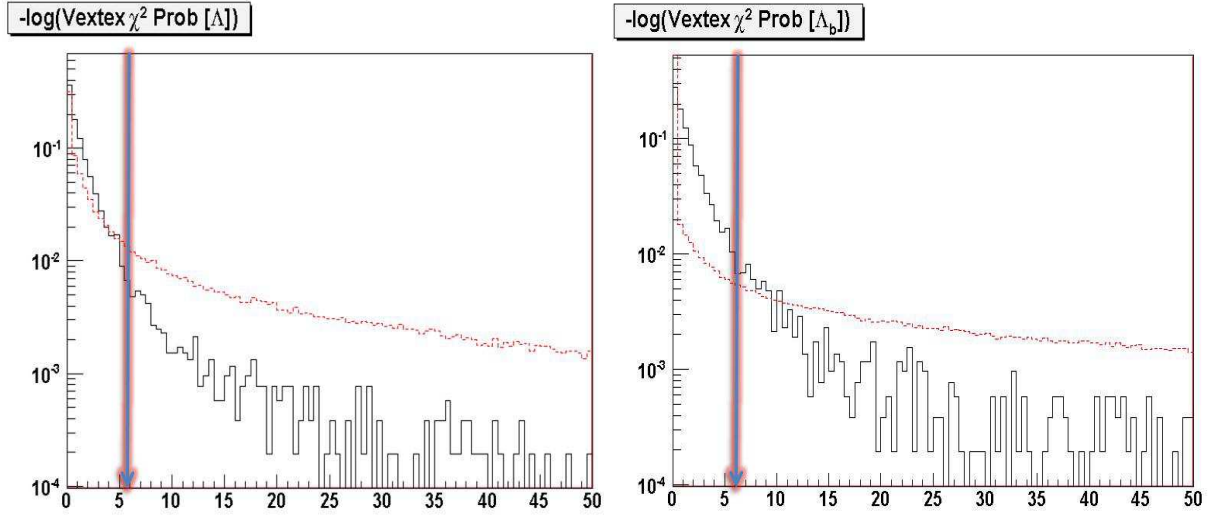


FIGURE 4.4 – Distribution (à gauche) de $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ du vertex des candidats Λ du signal (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (rouges). A droite la même distribution pour les candidats Λ_b .

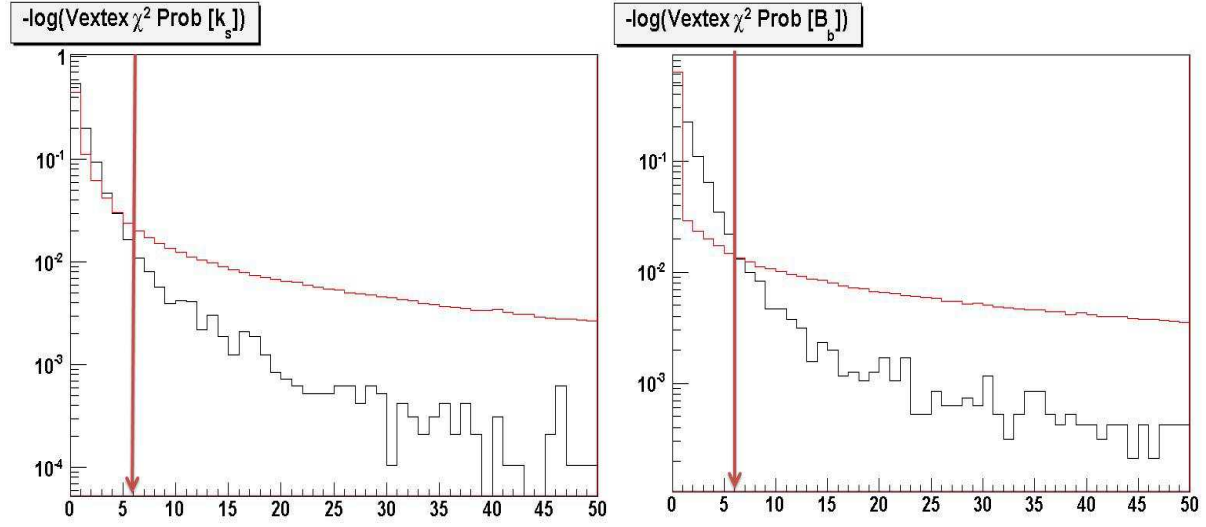


FIGURE 4.5 – Distribution à gauche des $-\log(\text{Probabilité du } \chi^2)$ du vertex du candidats K_s^0 du canal du contrôle (trait plein noir) et de bruit de fond combinatoire (en rouge). A droite la même distribution pour les candidats B_d^0 .

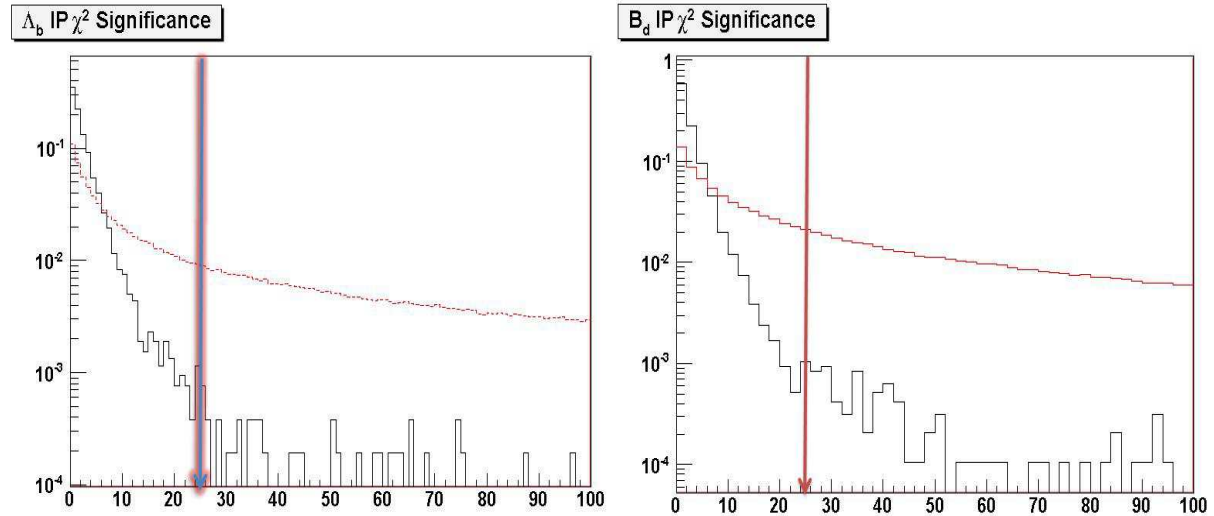


FIGURE 4.6 – Distribution des χ^2 significance du paramètre d'impact du Λ_b et du B_d^0 .

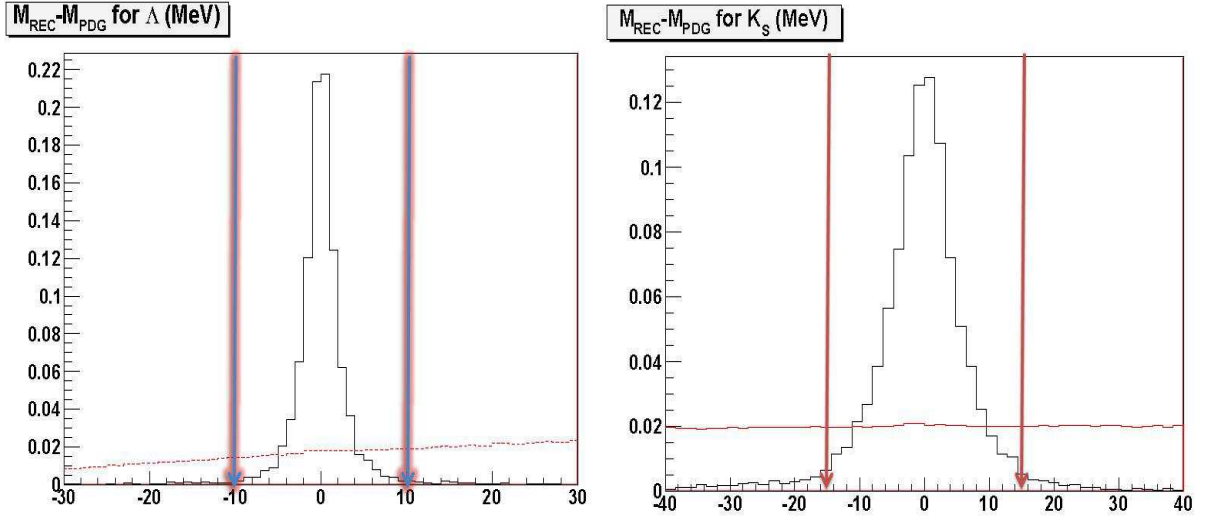


FIGURE 4.7 – Distributions de la différence entre masse reconstruite et masse PDG du Λ et du K_s^0 du signal (trait plein noir) et de bruit de fond (rouge).

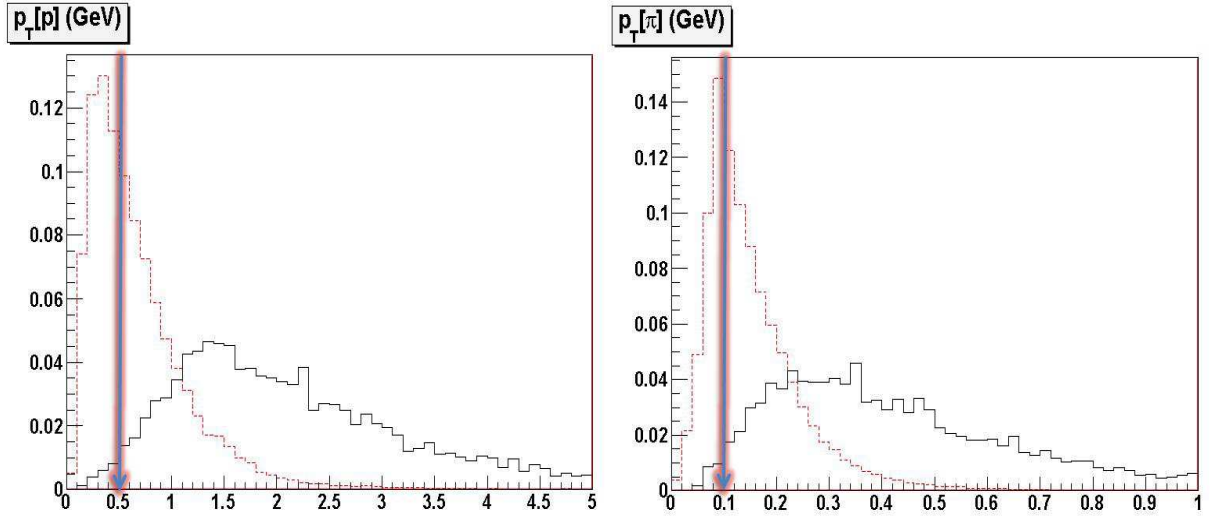


FIGURE 4.8 – Histogramme à gauche : distribution de l'impulsion transverse du proton. Histogramme à droite : distribution de l'impulsion transverse du pion.

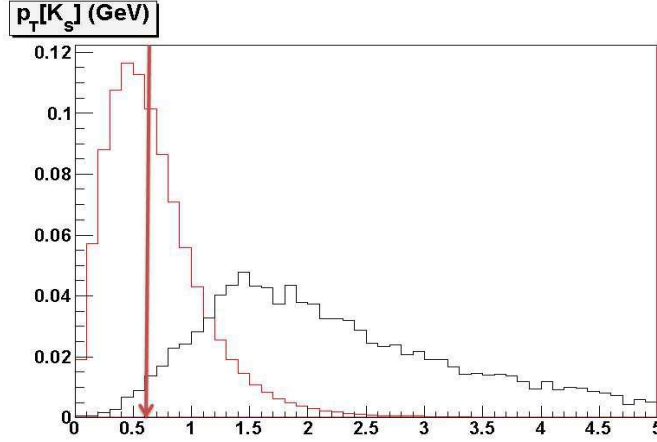


FIGURE 4.9 – Distribution de l'impulsion transverse du K_s^0 .

4.5 Sélection des événements

4.5.1 Sélection du J/ψ

Les événements de type signal utilisés pour développer les critères de la sélection sont des $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$. Les événements de bruit de fond sont les quatre échantillons cités dans la section 4.1.

Un candidat J/ψ est défini comme signal si les deux muons utilisés pour sa reconstruction correspondent à des muons générés dans le Monte-Carlo, et que ces deux particules soient issues du même J/ψ . Ensuite, on exige que le J/ψ reconstruit soit associé à un J/ψ généré par le Monte Carlo et qu'il soit issu d'un Λ_b . Tous les autres cas sont considérés comme du bruit de fond.

Une coupure sur la somme des impulsions transverses des deux muons est imposée. Cette coupure est $P_t(\mu^+) + P_t(\mu^-) > 2 \text{ GeV}$.

Enfin, une coupure sur la masse invariante des candidats J/ψ est effectuée. Il faut que $|M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi(PDG)}| \in [-30 ; 28] \text{ MeV}$. On remarque que cette coupure est dissymétrique, cela vient du fait que la désintégration de J/ψ en $\mu^+ \mu^-$ peut être accompagnée par l'émission d'un photon γ .

L'ensemble des coupures utilisées pour la sélection des J/ψ est résumé dans le tableau 4.13.

TABLE 4.13 – Sélection des candidats J/ψ .

Coupure	Valeur
$P_t(\mu^+) + P_t(\mu^-)$	$> 2 \text{ GeV}$
$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\psi(PDG)} $	$[-30 ; 28] \text{ MeV}$

4.5.2 Sélection du Λ et du K_s^0

La sélection du Λ commence par une coupure sur le temps de vie, $\tau(\Lambda)$, suivie par une coupure sur la "significane" du temps de vie, $\tau(\Lambda)/\sigma_\tau(\Lambda)$, illustrée sur la figure 4.10. Ces deux coupures permettent d'éliminer 91% des événements de bruit de fond, l'efficacité pour le signal étant de 93%.

Une coupure sur le type de trace est aussi appliquée pour les pions et les protons. On exige que les deux traces, pion et proton, soient du même type, c-à-d soit LL(Long Long) soit DD (Downstream Downstream). Tenant compte du temps de vie du Λ , ce dernier va voyager avant de se désintégrer, d'où la majorité des candidats Λ reconstruits sont de type DD ; à peu près les trois quarts des candidats. Ce qui correspond à une désintégration du Λ hors du VELO (Vertex Locator). Par la suite, une coupure sévère sur la différence de masse reconstruite et la masse PDG du Λ , $|M_{p\pi} - M_{\Lambda(PDG)}|$, est imposée. Elle est < 6 MeV/c.

Enfin, la dernière coupure sur les candidats Λ est imposée au niveau de son impulsion transverse. Elle doit être supérieure à 1,6 GeV/c, figure 4.11. L'ensemble des coupures appliquées dans les sélections des Λ sont résumées dans le tableau 4.14.

Pour les candidats K_s^0 , les coupures utilisées pour leur sélection, regroupées dans le tableau 4.15, sont pratiquement les mêmes que pour le Λ . Les figures 4.12, 4.13, 4.14 montrent les distributions utilisées pour définir les coupures du $\tau(K_s^0)$, $\tau/\sigma_\tau(K_s^0)$, $P_t(K_s^0)$ et $Min[M_{\pi p}, M_{p\pi}]$. Cette dernière distribution représente le minimum de deux masses invariantes, $M_{\pi p}$ et $M_{p\pi}$, calculées en attribuant la masse du proton à l'un de deux pions. Elle nous permet de rejeter le bruit de fond qui vient du $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$.

TABLE 4.14 – Sélection des candidats Λ .

Coupure	Valeur
$\tau(\Lambda)$	>0
$\tau(\Lambda)/\sigma_\tau(\Lambda)$	>5
$ M_{p\pi} - M_\Lambda $	± 6 MeV
$P_t(\Lambda)$	$>1,6$ GeV/c
Type de traces du couple (p, π)	LL, DD

TABLE 4.15 – Sélection des candidats K_s^0 .

Coupure	Valeur
$\tau(K_s^0)$	>0
$\tau(K_s^0)/\sigma_\tau(K_s^0)$	>5
$ M_{\pi^+\pi^-} - M_{K_s^0} $	± 10 MeV
$P_t(K_s^0)$	$>1,6$ GeV/c
Type de traces du couple (π^+ , π^-)	LL, DD
$min[M_{\pi p}, M_{p\pi}]$	1150 MeV

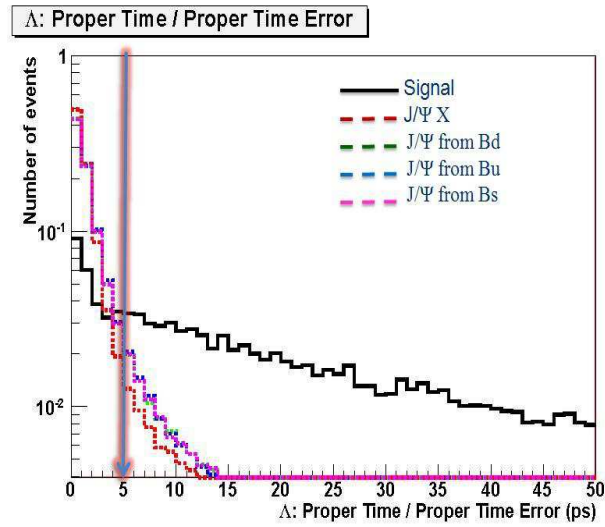


FIGURE 4.10 – Distribution de $\tau(\Lambda)/\sigma_\tau(\Lambda)$ des Λ de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose).

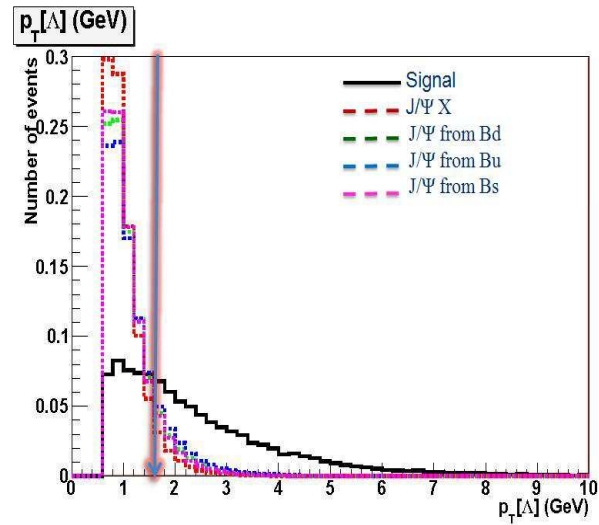


FIGURE 4.11 – Distribution de l'impulsion transverse des Λ issus du signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose).

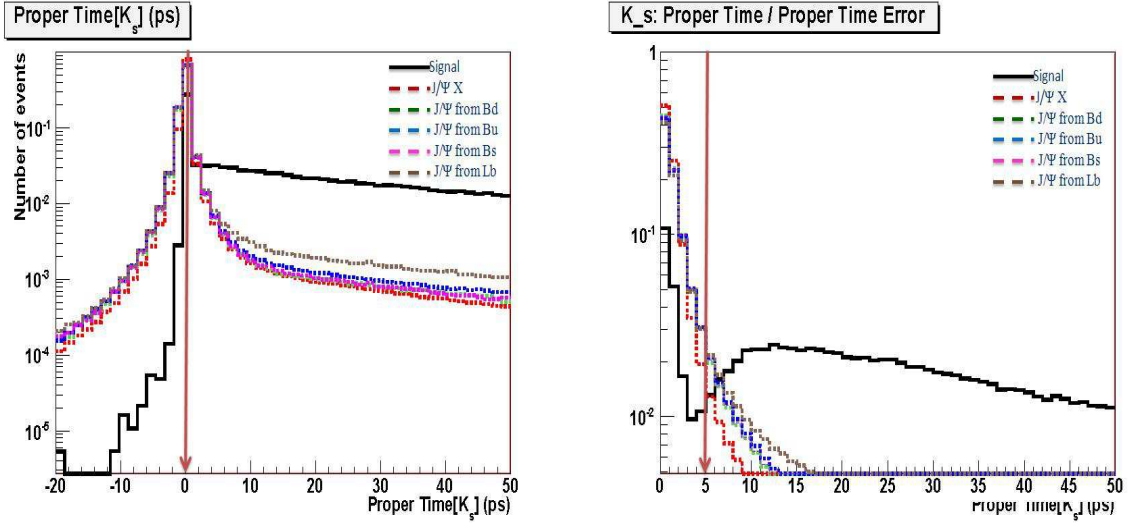


FIGURE 4.12 – Gauche : distribution du $\tau(K_s^0)$ des K_s^0 de signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit. Droite : distribution de $\tau(K_s^0)/\sigma_\tau(K_s^0)$ des K_s^0 .

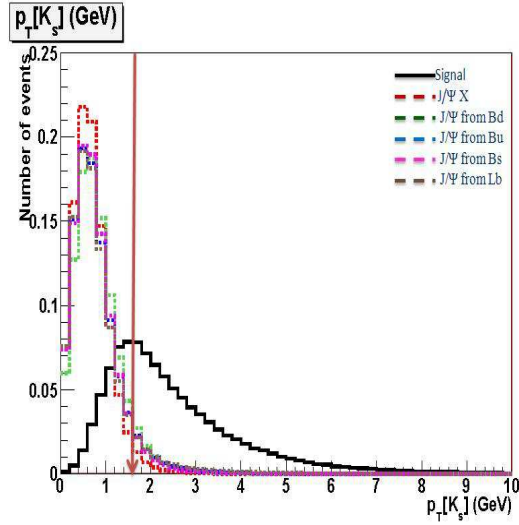


FIGURE 4.13 – Distribution de l'impulsion transverse des K_s^0 issus du signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond.

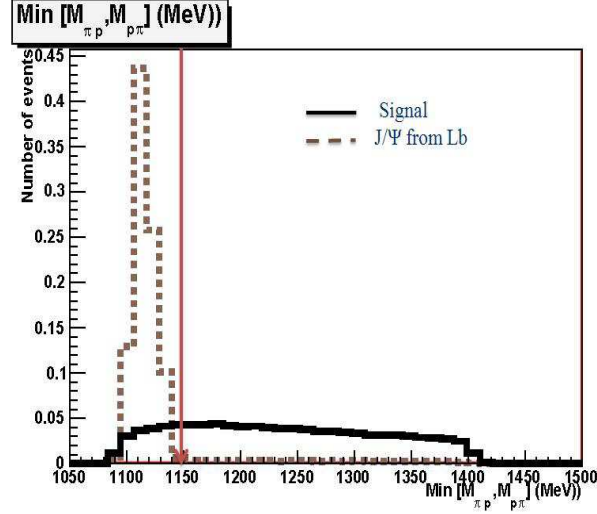


FIGURE 4.14 – Distribution de $Min(M_{\pi p}, M_{p\pi})$ de signal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$ (noir) et de bruit de fond $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$ (marron).

4.5.3 Sélection du Λ_b et du B_d^0

Pour terminer la sélection du Λ_b et du B_d^0 , deux coupures sont appliquées sur les baryons Λ_b . Une coupure sur la signification du paramètre d'impact du Λ_b par rapport au vertex primaire $\chi_{IP}^2(\Lambda_b) < 16$. On note ici que la coupure sélectionne les candidats proches du vertex primaire, donc cette coupure ne biaise pas le temps de vie.

La deuxième coupure est appliquée sur son impulsion transverse P_t , laquelle doit être supérieure à 3 GeV/c, figure 4.15. Ces deux coupures sont appliqués aussi sur B_d^0 , la figure 4.16 représente la distribution de $\chi_{IP}^2(B_d^0)$.

Les coupures de sélection des candidats Λ_b et celles des B_d^0 sont rappelées dans les tableaux 4.16 et 4.17 respectivement.

L'efficacité de sélection ε_{sel} du canal Λ_b ainsi que celle du B_d^0 est donnée dans le tableau 4.18. Elle est évaluée par rapport aux événements disponibles après la présélection.

Cependant certains événements peuvent avoir plus d'un candidat. Pour éviter cette multiplicité, on va retenir une seule combinaison, celle dont la somme des χ^2 du vertex et du paramètre d'impact du Λ_b est minimum.

Dans les calculs de l'efficacité et du rapport signal sur bruit S/B, une coupure sur la masse invariante des candidats est imposée, $|M_{\Lambda_b} - M_{\Lambda_b(PDG)}| < 50 \text{ MeV}/c^2$. Dans les analyses reposant sur cette sélection, les candidats (y compris le bruit de fond) ayant une masse invariante comprise entre 5124 MeV/c² et 6124 MeV/c² sont retenus. Une telle coupure est 100% efficace pour le signal, et elle permet d'avoir des événements de bruit de fond dans les bandes latérales, ces derniers étant nécessaires à l'évaluation du rapport S/B.

TABLE 4.16 – Sélection des candidats Λ_b .

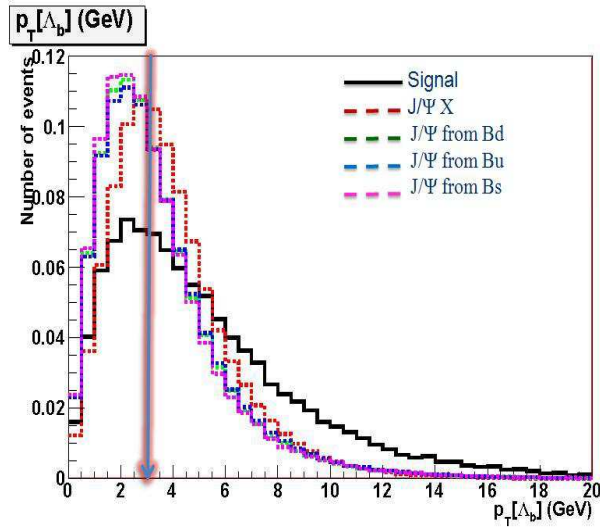
Coupure	Valeur
$IP\chi^2(\Lambda_b)$	<16
$P_t(\Lambda_b)$	$>3 \text{ GeV}$

TABLE 4.17 – Sélection des candidats B_d^0 .

Coupure	Valeur
$IP\chi^2(B_d^0)$	<16
$P_t(B_d^0)$	$>3 \text{ GeV}$

TABLE 4.18 – Efficacité de la sélection des canaux $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ et $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

Canal	$\varepsilon_{sel}(\%)$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$	37,9
$B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\psi$	38,8

FIGURE 4.15 – Distribution de l'impulsion transverse des Λ_b de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose). La coupure choisie, $P_t > 3 \text{ GeV}/c$.

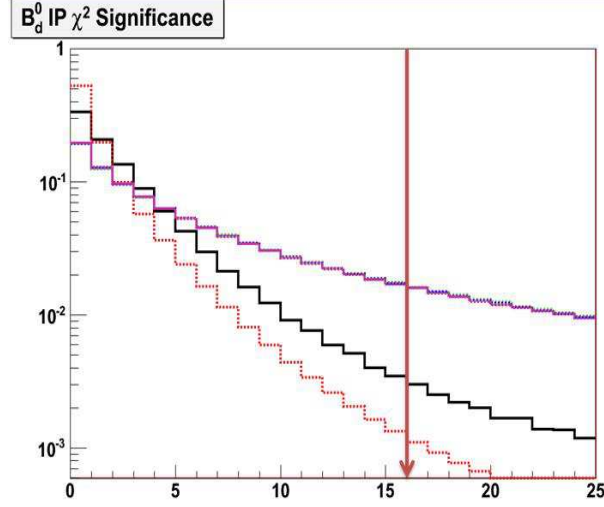


FIGURE 4.16 – Distribution du χ^2 du paramètre d'impact du B_d^0 (noir) et de différents types de bruit de fond (bleu, rouge, vert et rose). La coupure choisie est $\chi_{IP}^2(B_d^0) < 16$.

4.6 Rendement annuel du nombre d'événements de signal attendus pour une année de prise de données. Mesure du rapport S/B

4.6.1 Rendement annuel

Le nombre de paires de quarks $b\bar{b}$ produites par an sera, à la luminosité nominale de 2 fb^{-1} , de 10^{12} . Le rendements annuel est calculé suivant la relation :

$$R = L_{eq} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f(b \rightarrow \Lambda_b) \times BR_{vis} \times \varepsilon_{tot} \quad (4.1)$$

où L_{eq} est la luminosité intégrée équivalente, $\sigma_{b\bar{b}}$ la section efficace de production des paires de quarks b égale à $0,699 \pm 0,01 \text{ mb}$, $f(b \rightarrow \Lambda_b)$ est la fraction des Λ_b dans les baryons qui sont hadronisés à partir d'un quark b , BR_{vis} est le rapport d'embranchement visible du canal étudié, et ε_{tot} est l'efficacité totale de sélection. Celle ci est calculée comme :

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{gen} \times \varepsilon_{presel} \times \varepsilon_{sel} \quad (4.2)$$

Avec notre sélection présentée ci-dessus, le rendement annuel attendu pour notre canal est 21730 ± 2720 (l'erreur est de 12%, cela vient du fait que l'erreur sur $f(b \rightarrow \Lambda_b)$ est de l'ordre de 10%).

4.6.2 Contribution du bruit de fond. Rapport S/B

La sélection décrite ci-dessus a été appliquée sur les quatre échantillons de bruit de fond utilisés pour cette analyse : l'échantillon J/ψ inclusifs, $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$, $B^+ \rightarrow$

$J/\psi X$. La contribution du bruit de fond peut être estimée à partir de la formule :

$$\frac{S}{B} = \frac{N_{\text{signal}}^{\text{sel}}}{N_{J/\psi \text{ incl}}^{\text{sel}} \times W_1 + N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}} \times W_2 + N_{B_s \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}} \times W_3 + N_{B^+ \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}} \times W_4} \times \frac{1}{\Theta_{\text{win}}} \quad (4.3)$$

où

- $W_1 = L_{eq}(\text{signal})/L_{eq}(J/\psi \text{ inclusif})$,
- $W_2 = L_{eq}(\text{signal})/L_{eq}(B_d^0 \rightarrow J/\psi X)$,
- $W_3 = L_{eq}(\text{signal})/L_{eq}(B_s \rightarrow J/\psi X)$,
- $W_4 = L_{eq}(\text{signal})/L_{eq}(B^+ \rightarrow J/\psi X)$,
- $N_{\text{signal}}^{\text{sel}}$ est le nombre d'événements de signal sélectionnés,
- $N_{J/\psi \text{ incl}}^{\text{sel}}$, $N_{B_d^0 \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}}$, $N_{B_s \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}}$, $N_{B^+ \rightarrow J/\psi X}^{\text{sel}}$ sont les nombres d'événements de bruit de fond de type $J/\psi \text{ incl}$, $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B_s \rightarrow J/\psi X$ et $B^+ \rightarrow J/\psi X$ respectivement, passant les coupures de sélection, dans une fenêtre de masse de $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$,
- Θ_{win} représente le rapport des deux fenêtres en masse qui est égale à 1/10, ($50 \text{ MeV}/c^2$ pour le signal et $500 \text{ MeV}/c^2$ pour le bruit de fond).

Finalement, nous obtenons un rapport $S/B = 0,31 \pm 0,04$. On constate ainsi que le bruit de fond est à un niveau acceptable.

4.7 Mesure du temps de vie du Λ_b

Nous allons présenter dans ce paragraphe la méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b suivant le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ dans le cadre de l'expérience LHCb.

4.7.1 Stratégie de l'analyse

Si le temps de vie se définit comme la moyenne du temps propre, sa mesure ne peut être réalisée de manière aussi directe. Son estimation doit tenir compte des effets de résolution et d'acceptance de l'appareillage, ainsi que de la contamination du signal par des événements de bruit de fond.

Vu la forme de la masse du Λ_b calculée pour le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda X$, figure 4.17, on se limitera à une fenêtre de masse de $\pm 250 \text{ MeV}$ pour notre étude.

De même pour la masse de B_d^0 reconstruite à partir des trois canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B^+ \rightarrow J/\psi X$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi X$, illustrée sur la figure 4.18, on a choisi une fenêtre de masse $[-120, 250] \text{ MeV}$.

Par la suite, un ensemble de coupures est appliqué sur les variables utilisées pour l'extraction du temps de vie du Λ_b et du B_d^0 à la fois :

- Résolution en masse : $\sigma^M < 20 \text{ MeV}$
- Le temps de vie : $\tau > -0,3 \text{ ps}$
- La résolution en temps de vie : $\sigma^\tau < 0.15 \text{ ps}$

L'étude sera faite avec un nombre de candidats équivalent à celui attendu avec une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} . Les tableaux 4.19 et 4.20 présentent le nombre d'événements

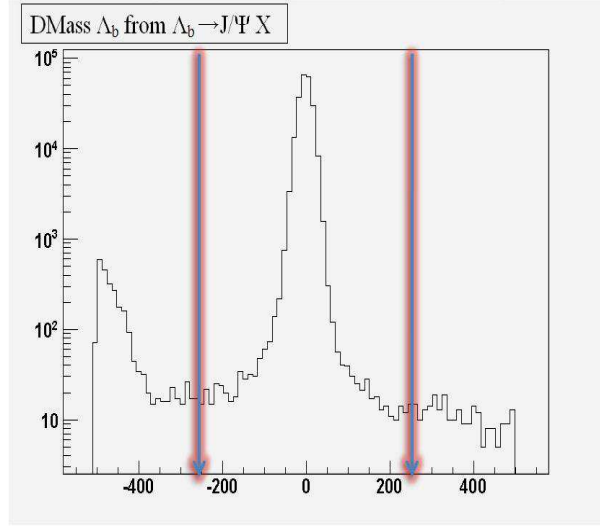


FIGURE 4.17 – Distribution de la différence entre la masse reconstruite et la masse PDG 2008 du Λ_b à partir du canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$.

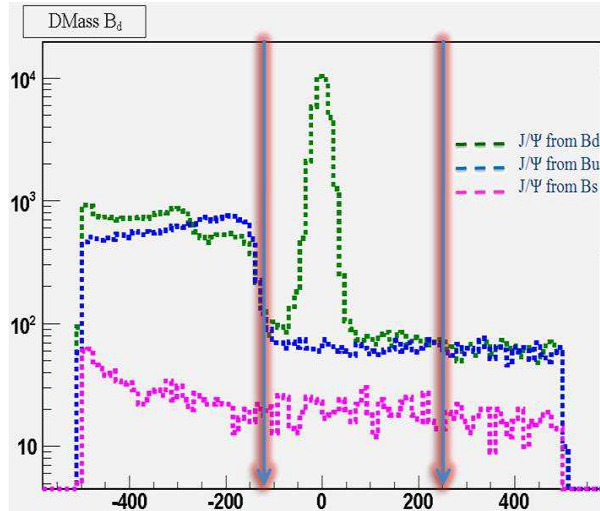


FIGURE 4.18 – Distributions de la différence entre la masse reconstruite et la masse PDG du B_d^0 à partir des canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi X$, $B^+ \rightarrow J/\psi X$ et $B_s \rightarrow J/\psi X$.

attendu pour chaque canal à une telle luminosité pour l'étude des temps de vie du Λ_b et du B_d^0 respectivement.

Par la suite, nos échantillons ont été fusionnés en un seul en ne prenant pour chaque échantillon que le nombre d'événements attendus pour la luminosité intégrée fixée à 250 pb^{-1} .

A une telle luminosité, le nombre d'événements de J/ψ inclusifs est supérieur au nombre d'événements disponible après la sélection. Pour cela, on va se limiter à quelques coupures de sélection, pour ce canal seulement, afin d'avoir la statistique demandée.

Donc notre échantillon final prêt à être utilisé pour la mesure du temps de vie du Λ_b contient

TABLE 4.19 – Nombre d'événements de chaque canal à 250 pb⁻¹ qui passe à la fois la sélection et les coupures du "Fit" pour l'étude du temps de vie du Λ_b .

Canal	# d'événements à $L_{eq} = 250 \text{ pb}^{-1}$
inclusif J/ψ	47672
$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$	1615
$B_s \rightarrow J/\psi X$	1543
$B^+ \rightarrow J/\psi X$	328
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$	3185

TABLE 4.20 – Nombre d'événements de chaque canal à 250 pb⁻¹ qui passe à la fois la sélection et les coupures du "Fit" pour l'étude du temps de vie du B_d^0 .

Canal	# d'événements à $L_{eq} = 250 \text{ pb}^{-1}$
inclusif J/ψ	74947
$B_d^0 \rightarrow J/\psi X$	2435
$B_s \rightarrow J/\psi X$	2076
$B^+ \rightarrow J/\psi X$	615
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi X$	214
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	33769
$B_s \rightarrow J/\psi K_s^0$	370

54 343 événements dont 3 185 événements signal. Pour celui du B_d^0 , le nombre total est 114 426 dont 33 769 événements signal.

Les temps de vie respectifs du B_d^0 et du Λ_b sont déterminés à partir de la distribution du temps t donnée par $ct = L/(\beta\gamma) = L_{xy} \cdot M_b/P_T^b$, où L est la distance entre le vertex de production et le point de désintégration, L_{xy} étant la projection de L sur l'impulsion transverse p_T^b .

En l'absence d'effets de résolution, la distribution du temps de désintégration d'une particule instable suit une loi exponentielle :

$$f(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.4)$$

où τ est le temps de vie de la particule.

Les effets de résolution du détecteur introduisent un étalement de la mesure du temps de telle sorte que la distribution du temps de désintégration est décrite par la convolution :

$$f(t) = \frac{1}{t} e^{-\frac{t}{\tau}} \otimes K(t, t') \quad (4.5)$$

où $K(t; t')$ est une fonction de résolution appropriée décrite ultérieurement, t est le temps mesuré et t' étant le "vrai" temps (inconnu).

Dans ce qui suit nous présentons la méthode utilisée pour réaliser le mesure du temps de vie du Λ_b , $\tau(\Lambda_b)$, à partir de la désintégration en cascade $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. Pour contrôler notre méthode, nous mesurons également $\tau(B_d)$ en utilisant un échantillon de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

4.7.2 Méthode d'ajustement

Fonction de vraisemblance

Pour extraire le temps de vie du Λ_b et celui du B_d^0 , nous procédons par une méthode de maximum de vraisemblance utilisant le logiciel RootFit [60]. La fonction de vraisemblance L est multidimensionnelle et est construite à partir des produits de fonctions de densité de probabilité décrivant respectivement les distributions de la masse invariante m , le temps t , et leurs résolutions respectives estimées σ_i^m et σ_i^t . Elle est donnée par :

$$L = \prod_{i=1}^N L_i = \prod_{i=1}^N [f_s p_s^t(t_i|\sigma_i^t) p_s^{\sigma^t}(\sigma_i^t) p_s^m(m_i|\sigma_i^m) p_s^{\sigma^m}(\sigma_i^m) + (1 - f_s) p_B^t(t_i|\sigma_i^t) p_B^{\sigma^t}(\sigma_i^t) p_B^m(m_i|\sigma_i^m) p_B^{\sigma^m}(\sigma_i^m)] \quad (4.6)$$

où N est le nombre de candidats Λ_b (ou B_d) dans l'échantillon et L_i la fonction de vraisemblance calculée pour le i -ème candidat, f_s est la fraction de signal dans l'échantillon, P^t , P^{σ^t} , P^m et P^{σ^m} sont des fonctions de densité de probabilité pour t , σ^t , la masse m et σ^m respectivement.

Distribution en masse

Pour Λ_b , la distribution de la masse reconstruite est modélisée par la somme d'une gaussienne pour le signal et d'une distribution plate pour le bruit de fond telle que la largeur de la gaussienne, σ_i^m , soit multipliée par un paramètre d'échelle afin de tenir compte de la résolution en masse (événement par événement) :

$$p_s^m(m_i|\sigma_i^m) = \text{Gauss}(m_i, \mu, \sigma = \sigma_i^m \times F_{\sigma_m}) \quad (4.7)$$

$$p_B^m(m_i|\sigma_i^m) = cte$$

Pour B_d^0 , la distribution de la masse du signal sera la somme de deux gaussiennes : $\text{Gauss}(m_i, \mu, \sigma = \sigma_i^m \times F_{\sigma_m}) + \text{Gauss}(m_i, \mu + 85 \text{ MeV}, \sigma = \sigma_i^m \times F_{\sigma_m})$, afin de tenir compte du pic se trouvant à $M_{B_d^0(\text{rec})} + 85 \text{ MeV}$ correspondant au lot du $B_s \rightarrow J/\psi K_s^0$.

Le bruit de fond est décrit par une distribution plate.

En ce qui concerne la fonction de densité de probabilité de la résolution sur la masse, on utilisera une distribution Moyal pour le signal Λ_b tandis que, pour B_d^0 , l'ajustement sera fait par la somme de deux distributions, Moyal² et Gamma³.

2. Distribution Moyal : $f(x, x_0, \sigma) = \exp(\frac{-1}{2}(\frac{x - x_0}{\sigma} + \exp(\frac{-(x - x_0)}{\sigma})))$

3. Distribution Gamma : $f(x, k, \theta) = \frac{x^{k-1} \exp(-x/\theta)}{\theta^k \Gamma(k)}$

Pour le bruit de fond de chacun de deux canaux, la somme d'une distribution Moyal avec une distribution Gamma est utilisée.

Distribution en temps

Comme indiqué ci-dessus, la distribution exponentielle décrivant le temps propre mesuré de la partie signal doit être modifiée par une fonction de résolution appropriée $K(t; t')$. Pour le signal Λ_b , la distribution exponentielle est convoluée avec une Gaussienne pour tenir compte de la résolution du détecteur événement par événement sur le temps propre reconstruit t avec un facteur d'échelle pour compenser la sous-estimation ou la surestimation de l'incertitude. Pour B_d^0 , Il y aura deux exponentielles convoluées chacune par une gaussienne, une pour $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ et une autre pour $B_s \rightarrow J/\psi K_s^0$. La valeur du temps de vie du B_s est fixée à sa valeur donnée dans le PDG, 1,47 ps.

La fonction de densité de probabilité du temps propre pour Λ_b s'écrit sous la forme :

$$P_S^t(t_i|\sigma_i^t) = \exp(-t_i/\tau) \otimes \text{Gauss}(t_i, \mu = 0, \sigma = \sigma_i^t \times F_{\sigma t})(\text{Pour } \Lambda_b) \quad (4.8)$$

La contribution du bruit de fond du Λ_b et du B_d est décrite par un modèle empirique qui est construit à partir des éléments suivants :

- un terme gaussien décrivant la plupart des événements du bruit de fond (on ne s'attend pas à un bruit de fond ayant un temps de vie important).
- Un terme exponentiel convolué avec une fonction gaussienne.
- Un deuxième terme exponentiel convolué avec une fonction gaussienne pour tenir compte des bruits de fond caractérisés par une longue durée de vie.
- Un terme exponentiel négatif convolué avec une fonction gaussienne.

L'expression de la fonction de densité de probabilité de la résolution en temps propre est :

$$P_B^t(t_i|\sigma_i^t) = [c_1 \exp(t_i/\tau_1) + c_2 \exp(-t_i/\tau_2) + c_3 \exp(-t_i/\tau_3) + (1 - c_1 - c_2 - c_3)] \otimes \text{Gauss}(t_i, \mu = 0, \sigma = \sigma_i^t \times F_{\sigma t}) \quad (4.9)$$

La distribution σ^t est introduite dans la fonction de maximum de vraisemblance afin de ne pas biaiser l'ajustement puisqu'elle est différente pour le signal et pour le bruit de fond. Elle est modélisée par la somme de deux fonctions, Moyal et Gamma pour le signal et le bruit de fond à la fois.

Résultat de l'ajustement

La fonction de vraisemblance contient 28 paramètres pour le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ et 32 paramètres pour le canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

Nous avons ajusté ces distributions sur une plage de masse de $[5.159, 5.529]$ GeV/c² pour B_d^0

et $[5\,374, 5\,874]$ GeV/c² pour Λ_b . Ces fourchettes fournissent une bande latérale suffisante pour contraindre la forme de bruit de fond tout en évitant les régions où la distribution de masse a une structure complexe.

★ Les distributions de la différence des masses reconstruites des candidats B_d^0 et Λ_b et leurs masses PDG 2008 sont présentées sur les figures 4.19 et 4.20 respectivement. On remarque que pour l’histogramme représentant la différence de la masse reconstruite de B_d^0 et la masse du PDG 2008, on a deux pics, le premier centré sur 0 correspondant au lot $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ et l’autre à 85 MeV qui correspond à $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

★ Les projections de l’ajustement de la résolution sur la masse sont présentées dans la figure 4.21 pour Λ_b , et la figure 4.22 pour B_d^0 .

★ La figure 4.23 montre la distribution de temps propre des candidats Λ_b obtenue à partir de productions Monte Carlo de 2009. Les ronds avec barres d’erreur correspondent à la simulation complète. La courbe bleue est le résultat d’un ajustement global des distributions de temps propre et de masse reconstruite ainsi que de leurs erreurs associées. Les contributions du signal et du bruit de fond extraites de l’ajustement sont représentées respectivement par la partie grisée et par la courbe pointillée rouge. Pour une luminosité intégrée de 250 pb⁻¹, on s’attend à une précision sur le temps de vie du Λ_b de 25 à 30 ps, soit une amélioration d’un facteur 2 des mesures actuelles.

★ La figure 4.24 représente la distribution de temps propre pour les candidats B_d^0 issus du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Pour une luminosité intégrée de 250 pb⁻¹, on mesure $\tau(B_d^0) = (1,5148 \pm 0,0085)$ ps. La valeur obtenue est compatible avec le temps de vie introduit dans les simulations MC09 : 1,525 ps. Ce canal de contrôle nous a permis de valider notre procédure d’analyse.

★ Les distributions de la résolution sur le temps de vie sont illustrées sur la figure 4.25 pour Λ_b , et la figure 4.26 pour B_d^0 .

En résumé, nous mesurons $\tau(\Lambda_b) = (1,392 \pm 0,027)$ ps alors que la valeur introduite dans les simulations est égale à 1,38 ps.

Le rapport du temps de vie du Λ_b avec le temps de vie de B_d^0 , nous donne :

$$\frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B_d^0)} = 0,91 \pm 0,02$$

Ce rapport est en accord avec la limite supérieure des prévisions théoriques.

Cette analyse approfondie effectuée avec les simulations MC09 a permis d’améliorer la résolution attendue sur la mesure du temps de vie du Λ_b . Cela montre la capacité du LHCb de réaliser la mesure la plus précise du temps de vie du Λ_b .

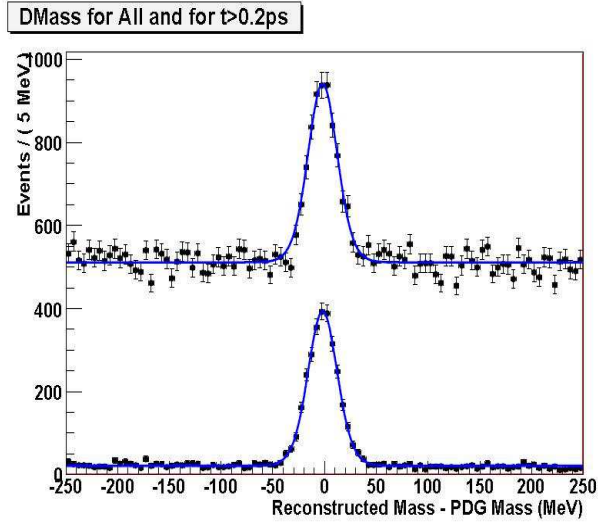


FIGURE 4.19 – Deux distributions de la différence entre la masse reconstruite des candidats Λ_b et la masse du PDG 2008 sont présentées : $\forall \tau_{\Lambda_b}$ et la deuxième en se limitant à $\tau_{\Lambda_b} > 0, 2$. Les points avec leurs barres d'erreur correspondent aux événements simulés MC09. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global.

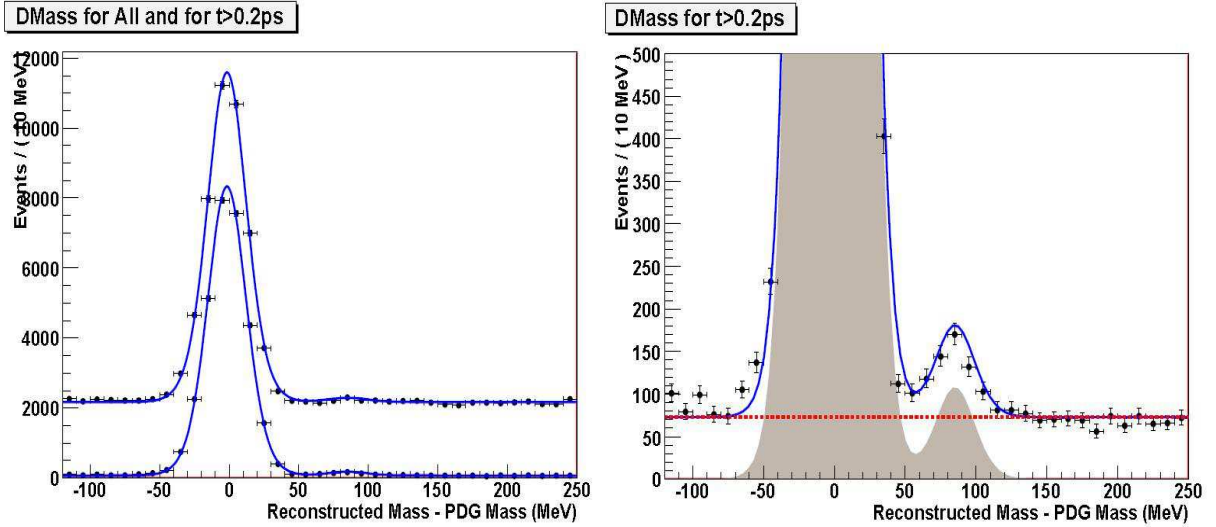


FIGURE 4.20 – Gauche : deux distributions de la différence entre la masse reconstruite des candidats B_d^0 et la masse du PDG 2008 sont présentées : $\forall \tau_{B_d^0}$ et la deuxième en se limitant à $\tau_{B_d^0} > 0, 2$. L'historgramme à droite est un "zoom" qui permet de constater un autre pic à 85 MeV correspondant à $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global.

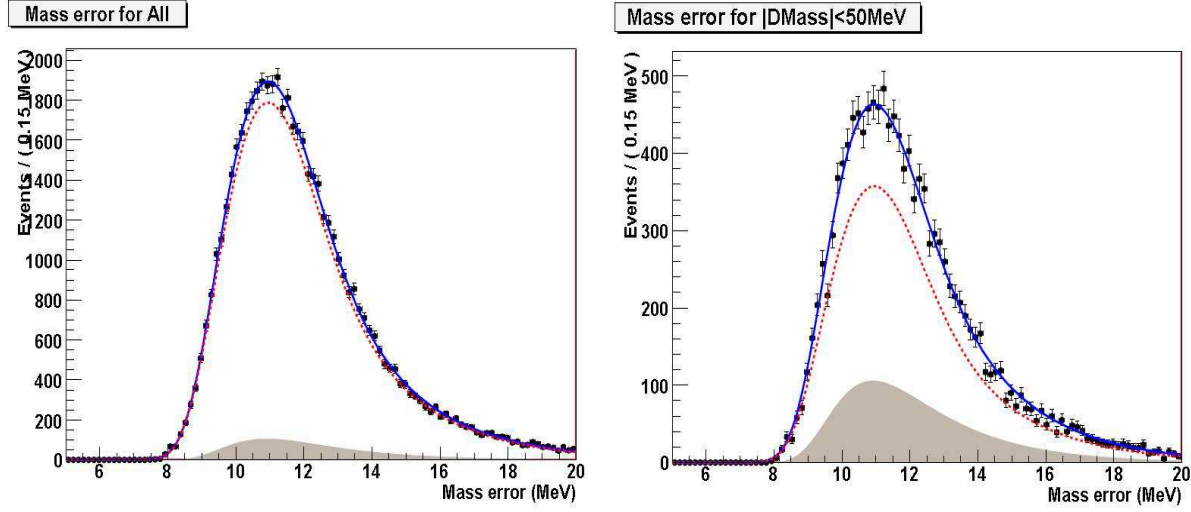


FIGURE 4.21 – Deux projections de la résolution sur la masse reconstruite σ^m pour les candidats $\Lambda_b \rightarrow J/\psi\Lambda$: la première pour une fenêtre de masse de ± 250 MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.

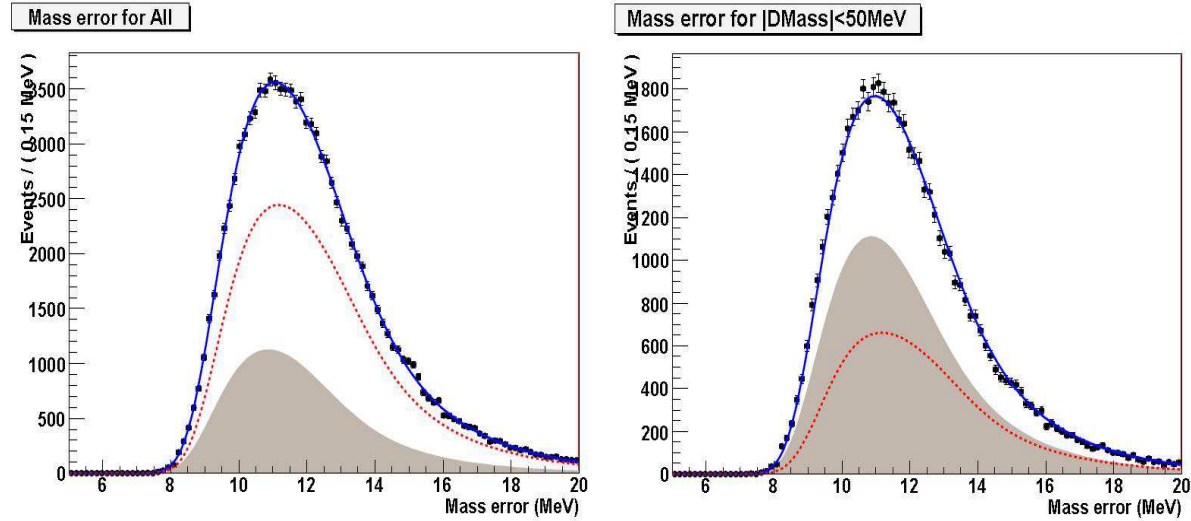


FIGURE 4.22 – Deux projections de la résolution sur la masse reconstruite σ^m pour les candidats $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$: la première pour une fenêtre de masse de $[-120, 250]$ MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.

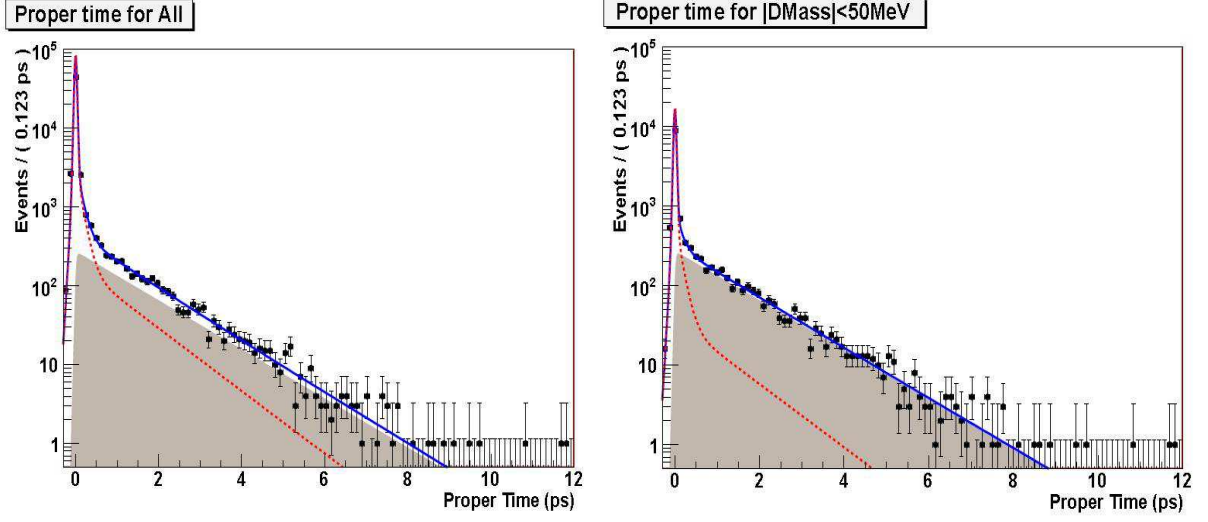


FIGURE 4.23 – Distributions de temps propre des candidats Λ_b attendue pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} .

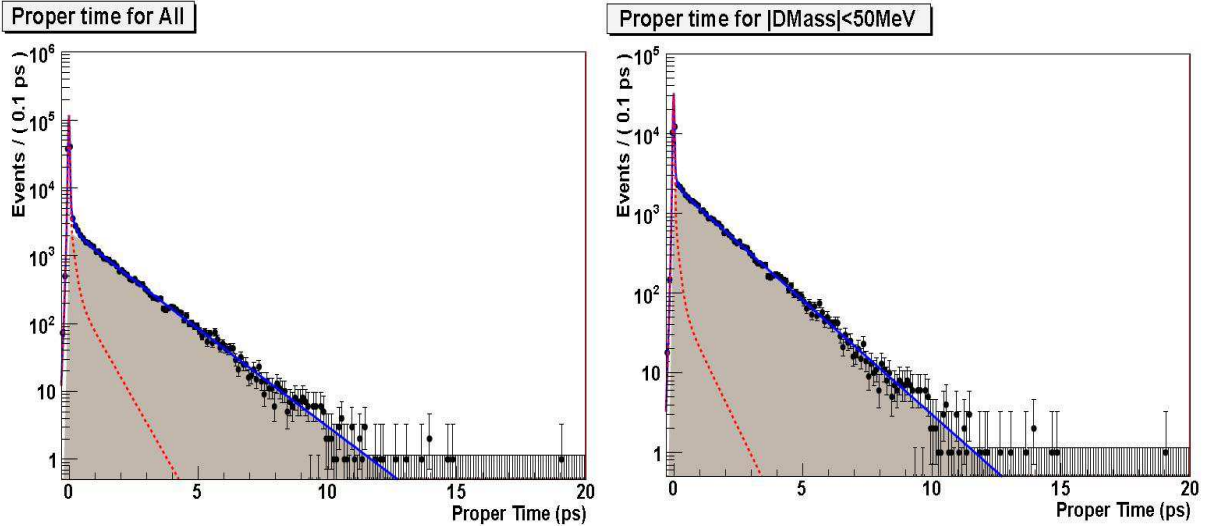


FIGURE 4.24 – Distributions de temps propre des candidats B_d^0 attendue pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} .

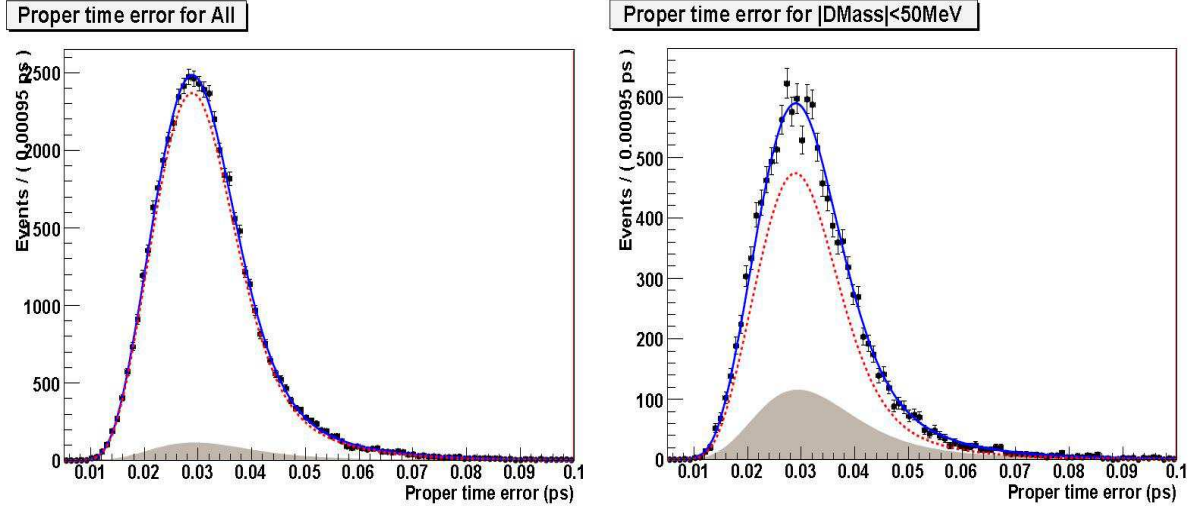


FIGURE 4.25 – Deux projections de la résolution sur le temps propre σ^τ pour les candidats Λ_b issus du canal $\Lambda_b \rightarrow J/\psi\Lambda$: la première pour une fenêtre de masse de ± 250 MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.

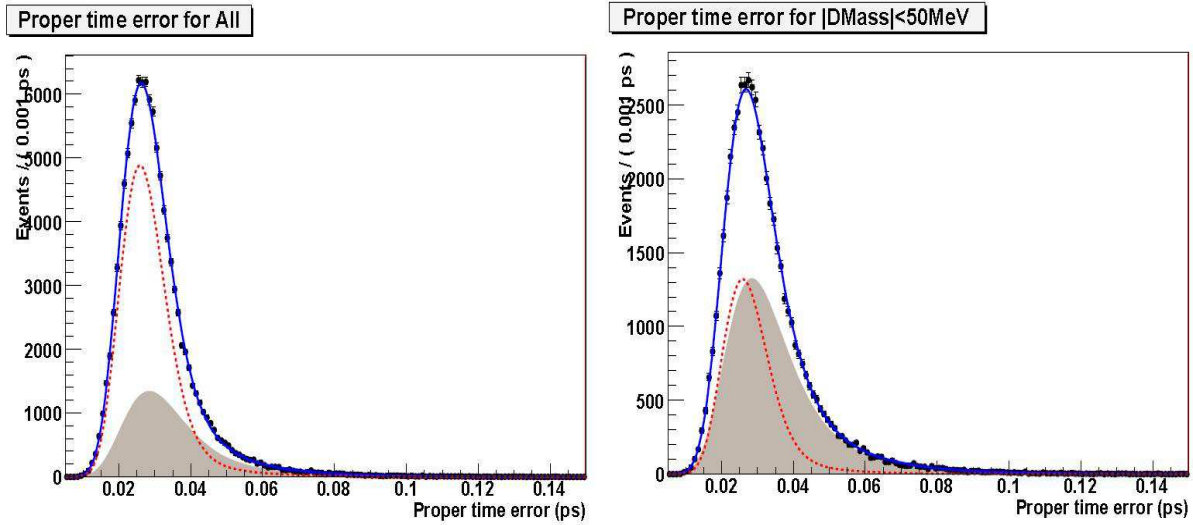


FIGURE 4.26 – Deux projections de la résolution sur le temps propre σ^τ pour les candidats B_d^0 issus du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$: la première pour une fenêtre de masse de $[-120, 250]$ MeV et l'autre en se limitant à ± 50 MeV. La courbe bleue est le résultat d'un ajustement global. La courbe en tiret rouge et la partie grise correspondent à la contribution du bruit de fond et à celle du signal respectivement.

4.7.3 Test de la qualité de l'ajustement (Goodness of fit)

La précision attendue a été évaluée en utilisant une simulation "Toy" Monte-Carlo. Nous allons tester notre méthode de l'ajustement du temps de vie par cet outil pour s'assurer qu'il n'y a pas de "bugs" de programmation ou des biais d'ajustement.

Nous allons réaliser des expériences en générant des événements contenant du signal et du bruit de fond. Chacune d'elles a le même nombre d'événements de signal et de bruit de fond disponibles pour l'analyse faite ci-dessus. Les événements "Toy" sont générés en utilisant les outils dédiés fournis par le paquet RooFit [60].

Pour montrer que la méthode d'ajustement passe ce test avec succès, la moyenne τ obtenue dans ces expériences doit être dans l'erreur statistique du τ généré. La distribution "pull" défini par :

$$\frac{\tau_{\text{genere}} - \tau_{\text{fit}}}{\tau_{\text{fit}}} \quad (4.10)$$

doit avoir une largeur égale à 1. Cela indique que l'erreur retournée par l'ajustement est correcte et ce dernier n'est pas biaisé.

La figure 4.27 illustre le résultat des études "Toy" Monte-Carlo pour les événements générés pour le cas $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$. Le 'pull' du temps de vie calculé à partir des expériences 'Toy' est bien décrit par une fonction gaussienne de moyenne nulle et d'une largeur égale à 1,063 très proche de 1.

Les figures 4.28 et 4.29 montrent les distributions des différents "Pull" pour la fraction du signal ainsi que pour le temps de vie des événements $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. La valeur de la largeur du 'pull' du temps de vie est égale à 1,0721, compatible avec la valeur attendue.

Ce test nous a permis de vérifier que notre méthode d'ajustement n'est pas biaisé.

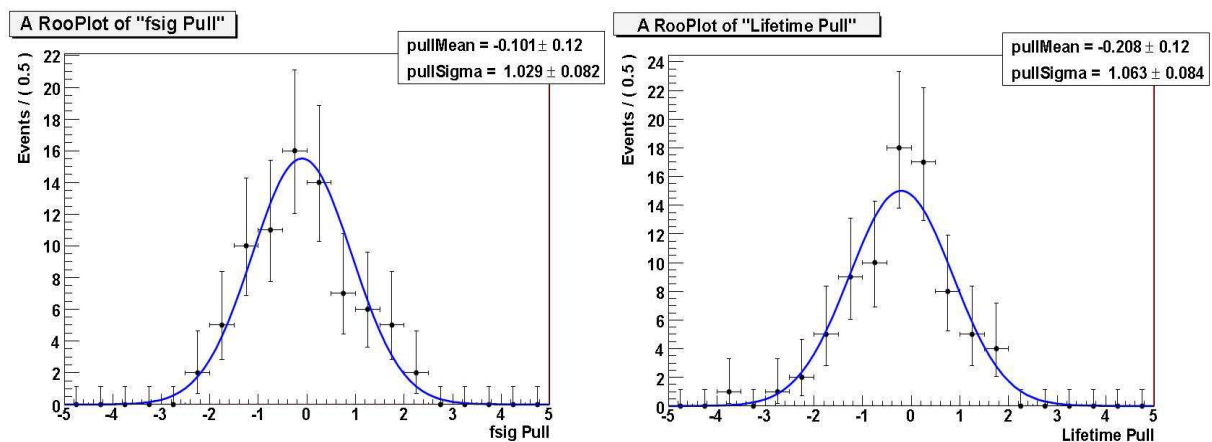


FIGURE 4.27 – Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" de la fraction du signal pour Λ_b (Gauche) et celui du temps de vie (Droite). La précision attendue est estimée comme étant la largeur de la distribution gaussienne du temps de vie mesuré.

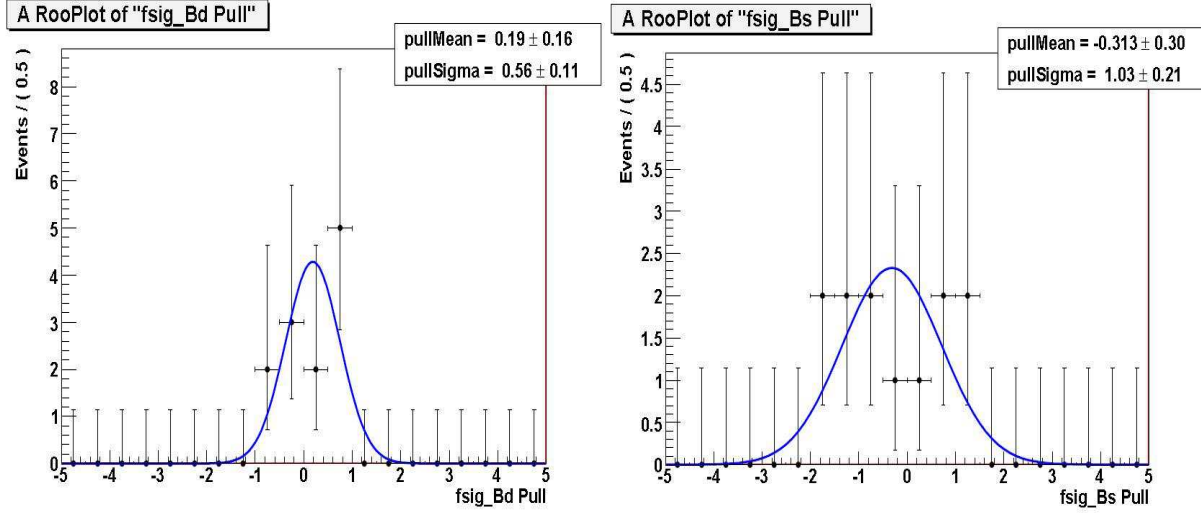


FIGURE 4.28 – Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" sur la fraction du signal pour B_d^0 et B_s^0 .

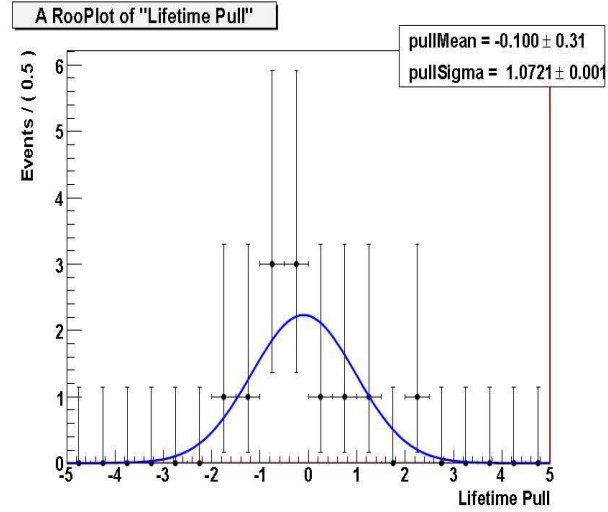


FIGURE 4.29 – Résultats pour le temps de vie correspond à des expériences "toy" Monte-Carlo. Les graphiques montrent le "pull" sur le temps de vie pour B_d^0 .

Dans ce chapitre, nous avons présenté la reconstruction de deux canaux : le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ et le canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. Une sélection pour chacun a été définie. Un rendement annuel entre 20000 et 25000 événements ainsi qu'un rapport S/B égal à 0,3 sont attendus pour le signal.

Dans la deuxième partie du chapitre, une méthode d'ajustement pour extraire le temps de vie du Λ_b a été mise au point. Un ajustement global simultané de la distribution en temps propre et en masse ainsi que leurs résolutions nous a permis de déduire un temps de vie du Λ_b égal à $1,392 \pm 0,027$ ps, compatible avec la valeur introduite au niveau de la génération.

Le canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ a validé l'ensemble de la procédure sur les données en mesurant un temps propre de B_d^0 égal à $1,5148 \pm 0,0085$ ps.

LHCb devrait donc être très vite compétitive en fournissant la mesure la plus précise du temps de vie dès qu'une centaine de pb^{-1} aurait été enregistrée.

*En attendant d'avoir la statistique convenable, le modèle phénoménologique de ce canal, développé au Chapitre 4, a été simulé avec le code **EvtGen**.*

Chapitre 5

Simulation du modèle phénoménologique

5.1 Simulation du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$

Le modèle de désintégration du canal développé au Chapitre 4 nécessite la connaissance de nombreux paramètres afin d'être simulé. Ces paramètres peuvent être classés en trois catégories principales :

- Les paramètres qui sont inconnus et non encore mesurés.
- Les paramètres qui sont connus, car mesurés par d'autres expériences.
- Les paramètres qui peuvent être calculés et estimés à partir de quelques modèles théoriques ou phénoménologiques.

5.1.1 Les paramètres inconnus

Les paramètres inconnus concernent essentiellement la dynamique de production du baryon Λ_b dans les collisions $p - p$. Le spin du Λ_b étant $1/2$, et comme pour toute particule de spin $1/2$, son état de polarisation est décrit par une matrice hermitique $\rho_{ij}^{\Lambda_b}$, avec $Tr(\rho^{\Lambda_b}) = 1$. Ainsi, trois paramètres inconnus apparaissent :

- La polarisation transverse du Λ_b , $P^{\Lambda_b} = \rho_{++} - \rho_{--}$ avec $0 \leq \rho_{++} \leq 1$.
- Les parties imaginaire et réelle de l'élément non-diagonal de la matrice densité du Λ_b , $\rho_{+-}^{\Lambda_b}$.

Les valeurs possibles des ρ_{ij} sont contraintes par la relation :

$$\begin{aligned} Det(\rho) &= \rho_{++}\rho_{--} - |\rho_{+-}|^2 \geq 0 \\ \Rightarrow |\rho_{+-}|^2 &\leq \rho_{++}(1 - \rho_{++}) \end{aligned}$$

On en déduit la valeur maximale du module de l'élément ρ_{+-} , $|\rho_{+-}| \leq \frac{1}{2}$. Par la suite, un choix pratique sera adopté dans les simulations : $\Re(\rho_{+-}) = \Im(\rho_{+-})$.

5.1.2 Les paramètres connus

Le paramètre d'asymétrie de l'hypéron Λ , α_{AS}^{Λ} a été déjà mesuré expérimentalement et sa valeur vaut $0,642 \pm 0,013$ [52].

5.1.3 Les paramètres dynamiques

Le paramètre d'asymétrie, $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$, dépend des facteurs de forme calculés dans le cadre du modèle théorique HQET (Heavy Quark Effective Theory) d'une part et, d'autre part, de la *nature* du méson-vecteur (isospin, contenu en quarks, ...) produit avec l'hypéron Λ lors de la désintégration du baryon Λ_b , tel J/ψ , ρ^0 , ω .

A partir de ces paramètres, on peut déduire les polarisations des résonances Λ et J/ψ ainsi que certains éléments de leur matrice-densité de polarisation qui sont indispensables pour les simulations. Les principaux paramètres utilisés ainsi que leurs valeurs respectives ont été calculées [61, 62] et sont présentés dans le tableau 5.1.

$\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$	P^Λ	ρ_{+-}^Λ	$\rho_{00}^{J/\psi}$
49 %	-0,17	0,25	0,66

TABLE 5.1 – Ce tableau présente le paramètre d'asymétrie du Λ_b , la polarisation longitudinale du Λ et les éléments des matrices densités $\rho_{00}^{J/\psi}$ et ρ_{+-}^Λ .

Les valeurs ci-dessus méritent quelques commentaires :

- ★ P^Λ est la *polarisation moyenne* du Λ suivant son axe d'hélicité ; valeur nécessaire pour simuler les distributions angulaires du proton dans le repère propre du Λ .
- ★ ρ_{+-}^Λ est *réelle* ; cette valeur résulte des spécifités du modèle dynamique utilisé incluant les facteurs de forme du baryon Λ_b .
- ★ Etant donné la conservation de la Parité dans la désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($\rho_{++}^{J/\psi} = \rho_{--}^{J/\psi} = 1 - \rho_{00}^{J/\psi}$), seul l'élément de matrice $\rho_{00}^{J/\psi}$ intervient dans la distribution angulaire de $\cos \theta_\mu$, celle de l'angle azimuthal ϕ_μ étant uniforme (Chapitre 4).

5.1.4 Résultats des simulations

Grâce à un "home" Monte-Carlo, une série de simulations du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi \rightarrow p\pi^- \mu^+\mu^-$ a été effectuée en faisant varier les paramètres d'entrée tels P^{Λ_b} , $\Re(\rho_{+-})$ et $\Im(\rho_{+-})$, et en appliquant progressivement des coupures géométriques et cinématiques qui reproduisent au mieux l'acceptance du détecteur LHCb ainsi que la préselection des évènements.

Plusieurs objectifs sont recherchés par le biais des simulations :

- ★ Le premier est la détermination des spectres des principales observables : distributions angulaires de l'hypéron Λ dans le repère propre de transversité du baryon Λ_b ; distributions angulaires du proton dans le repère propre du Λ et celles du muon μ^- dans le repère propre du J/ψ .
- ★ Le second objectif est de déterminer les domaines respectifs des vecteurs-polarisations (modules et composantes), $\vec{P}^\Lambda$ et $\vec{P}^{J/\psi}$, en fonction des paramètres libres du modèle.

Le tableau 5.2 mentionne les valeurs introduites pour les paramètres libres du modèle en adoptant l'hypothèse particulière, $|\rho_{+-}| = \sqrt{\rho_{++}(1 - \rho_{++})}$ avec $\Re(\rho_{+-}) = \Im(\rho_{+-})$

$\rho_{++}^{\Lambda_b}$	0,1	0,3	0,5	0,7	1,0
P^{Λ_b}	-0,8	-0,4	0,0	0,4	1,0
$\rho_{+-}^{\Lambda_b}$	0,3	0,46	0,5	0,46	0,0

TABLE 5.2 – Les valeurs introduites pour les paramètres libres du modèle, P^{Λ_b} , $\rho_{++}^{\Lambda_b}$ et $\rho_{+-}^{\Lambda_b}$.

Les histogrammes montrés ci-contre suggèrent les remarques suivantes :

- ★ Pour $\rho_{++} = 0.5$, la polarisation du Λ_b est nulle, ce qui explique que la distribution de $\cos\theta_\Lambda$ soit plate, figure 5.1.
- ★ Dans le cas de la *polarisation maximale*, $P^{\Lambda_b} = 1,0$, l'élément non-diagonal ρ_{+-} est nul et la distribution azimuthale ϕ_Λ est plate, figure 5.2.
- ★ L'histogramme de la distribution $\cos\theta_{proton}$ dans le repère propre d'hélicité du Λ , figure 5.3, montre une faible pente à cause de la faible valeur de la polarisation longitudinale, P_L^Λ , qui vaut approximativement 0,17. Il s'agit d'une *valeur moyenne* de la polarisation longitudinale ; le vecteur-polarisation dépendant des angles θ_Λ et ϕ_Λ d'émission de l'hypéron Λ dans le repère propre du Λ_b . Une simulation très précise nécessiterait le calcul des composantes de $\vec{P}^\Lambda(\theta, \phi)_\Lambda$ en fonction de l'orientation de l'impulsion $\vec{p}_\Lambda$ dans le Λ_b "rest-frame". Dans le code de simulations du *home Monte-Carlo*, la génération des événements est simplifiée par l'adoption de la valeur moyenne de P_L^Λ , valeur qui conditionne le spectre de $\cos\theta_{proton}$ dans le repère d'hélicité de l'hypéron.
- ★ La distribution de $\cos\theta_\mu$ dans le repère propre d'hélicité du J/ψ , figure 5.4, est *indépendante* de la polarisation initiale du Λ_b . Elle ne dépend que de l'élément de matrice $\rho_{00}^{J/\psi}$; la distribution de ϕ_μ étant toujours plate.
- ★ Les spectres des modules respectifs des vecteurs-polarisations de l'hypéron Λ et du méson-vecteur J/ψ , figure 5.5, 5.6, sont calculés pour la première fois :

$$0 \leq |\vec{P}^\Lambda| \leq 0,45 \quad , \quad 0 \leq |\vec{P}^{J/\psi}| \leq 0,60$$

ainsi que les spectres de leurs composantes longitudinales, normales et transversales.

- ★ Le modèle dynamique utilisé dans les simulations indique que la composante normale de la polarisation du Λ , P_N^Λ , est *asymétrique* et de valeur moyenne non-nulle, figure 5.7 ; tandis que la composante transverse est symétrique (par rapport à 0) et de valeur moyenne nulle, figure 5.8. La composante normale, qui est *impaire* par renversement du temps, serait une indication pour tester la validité de la symétrie T .

Les mêmes conclusions sont également valables pour les composantes normale et transverse du vecteur-polarisation du méson J/ψ , $\vec{P}^{J/\psi}$.

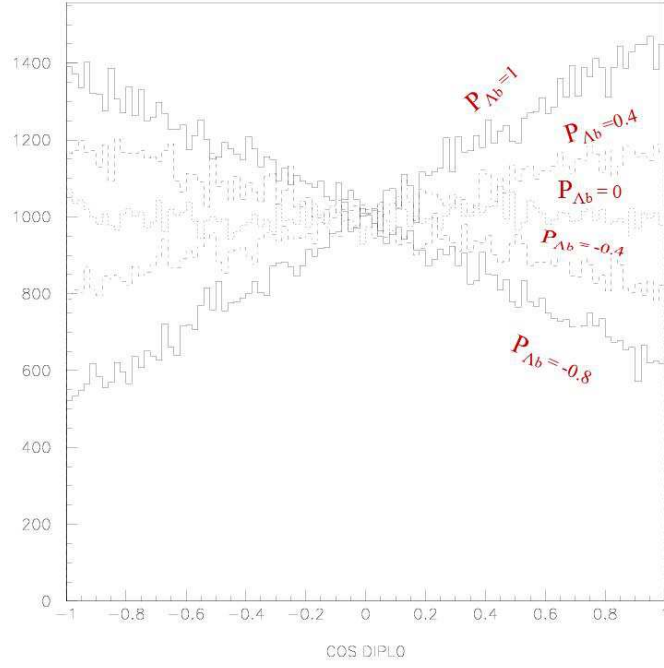


FIGURE 5.1 – Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ dans le repère propre du Λ_b pour différentes valeurs de P^{Λ_b} variant entre $-0,8$ et 1 . Pour une polarisation nulle de Λ_b , la distribution en $\cos \theta$ est plate.

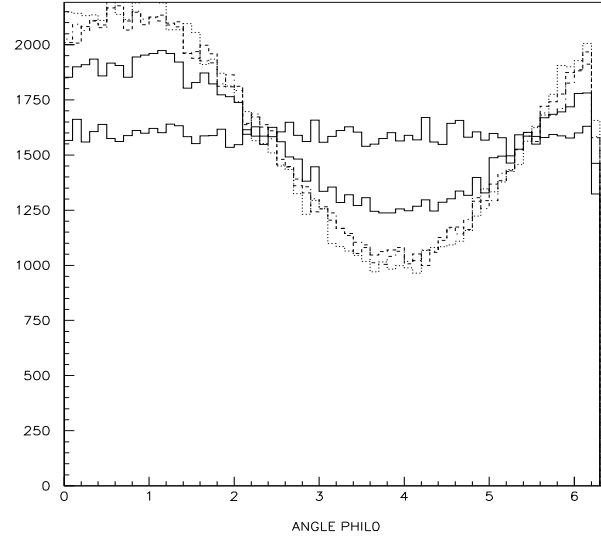


FIGURE 5.2 – Distribution en ϕ_Λ dans le repère propre du Λ_b pour différentes valeurs de P^{Λ_b} variant entre $-0,8$ et 1 . Pour une polarisation maximale de Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$), la distribution en ϕ est plate.

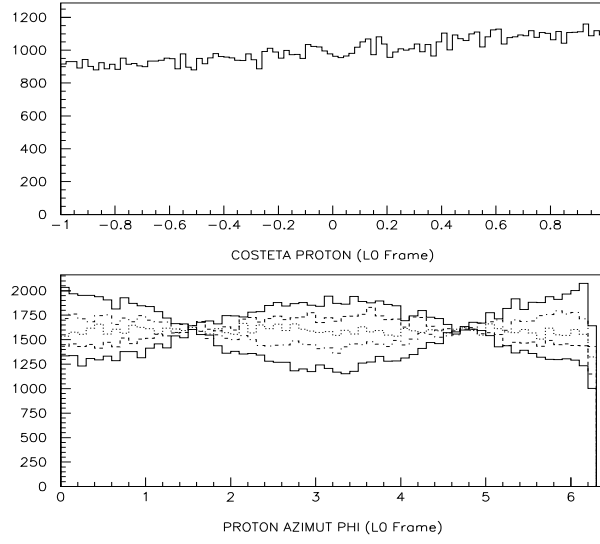


FIGURE 5.3 – Distributions en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère propre du Λ . La distribution en $\cos\theta$ est indépendante des paramètres libres du modèle ; elle dépend seulement du P^Λ qui vaut 0,17. La distribution en ϕ du proton dépend de la polarisation du Λ_b et elle est plate quand $P^{\Lambda_b} = 0$.

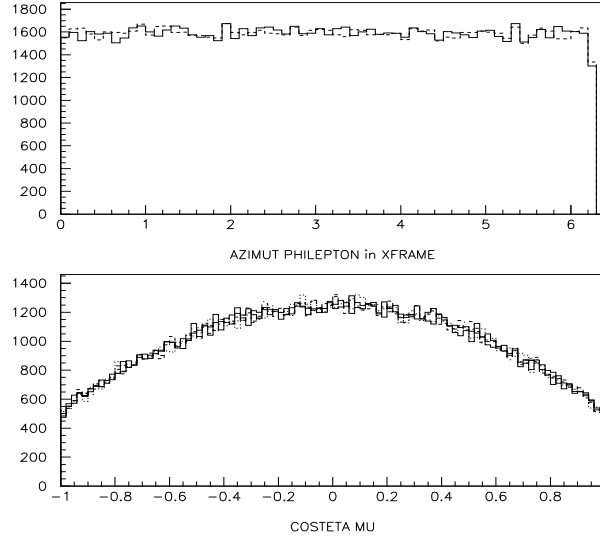
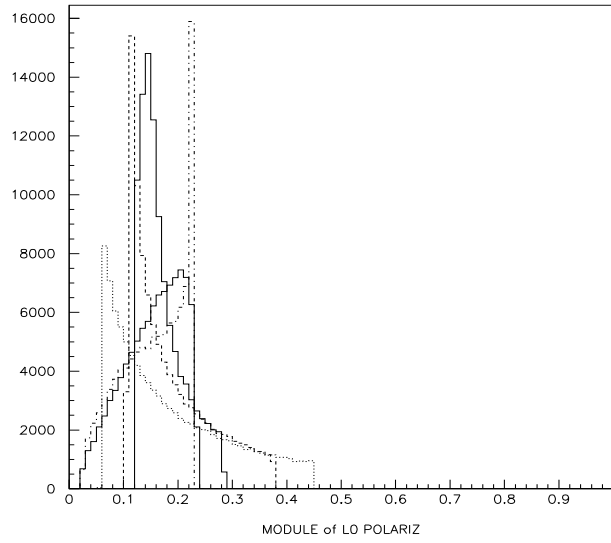
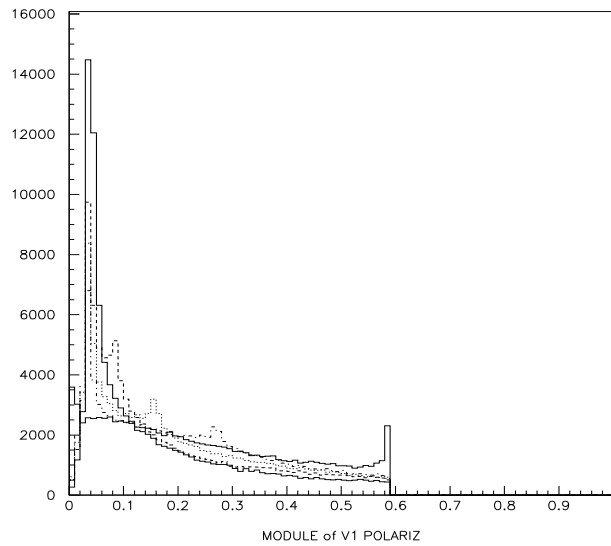


FIGURE 5.4 – Distributions en $\cos\theta$ et ϕ du muon dans le repère propre du J/ψ . La distribution en $\cos\theta$ ne dépend que de l'élément de matrice $\rho_{00}^{J/\psi}$. La distribution en ϕ étant toujours plate.


 FIGURE 5.5 – Module du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$

 FIGURE 5.6 – Module du vecteur-polarisation $\vec{P}^{J/\psi}$.

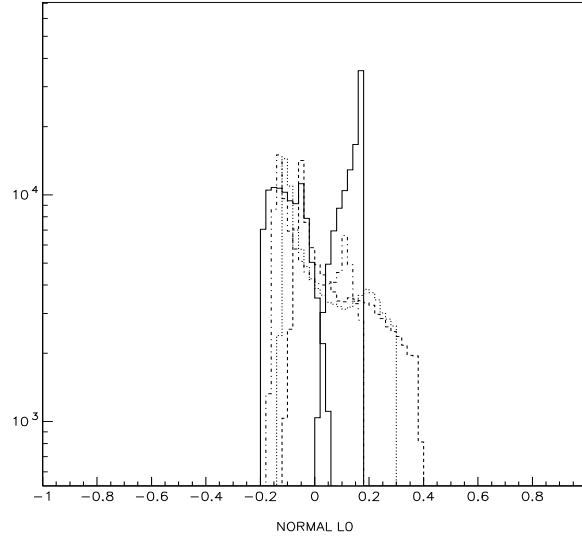


FIGURE 5.7 – Composante Normale du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$. Cette distribution étant asymétrique et de valeur moyenne non nulle serait une manifestation du Renversement du temps vu qu'elle est impaire par T .

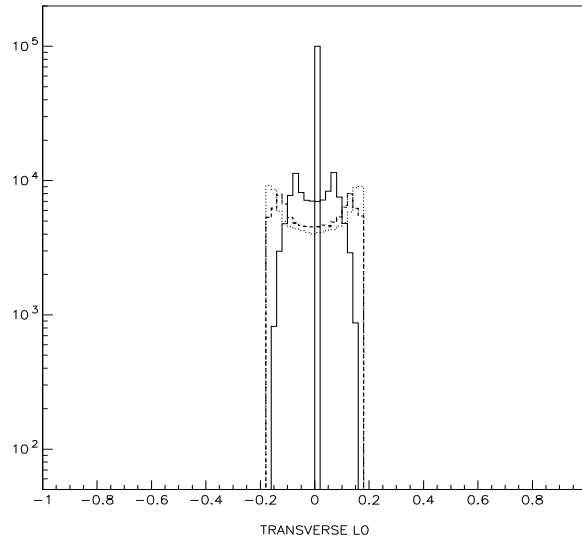


FIGURE 5.8 – Composante Transverse du vecteur-polarisation $\vec{P}^\Lambda$. On remarque que la distribution est symétrique et de valeur moyenne nulle.

5.2 Simulations avec le code EvtGen

Tous ces calculs décrits ci-dessus et les valeurs des paramètres sont implémentés au niveau du code-générateur de LHCb, EvtGen [63].

Afin d'étudier l'effet des coupures géométriques sur les différentes distributions angulaires et tirer leur efficacité, deux simulations de modèle phénoménologique du canal Λ_b ont été faites avec une polarisation de Λ_b , $P^{\Lambda_b} = 1/2$:

la première dans tout l'espace de phase (4π) et la seconde dans l'acceptance géométrique du détecteur LHCb ($10 \text{ mrad} < \theta < 400 \text{ mrad}$).

★ Dans un premier temps, on a généré 99563 événements dans tout l'espace de phase (4π). Les figures 5.9, 5.10, 5.11 présentent les distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ pour les différentes particules (Λ , p , μ) dans le repère propre de leur mère respective (Λ_b , Λ , J/ψ).

★ Les figures 5.12, 5.13, 5.14 représentent les mêmes distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ des 98500 événements générés dans l'acceptance du détecteur.

- La distribution en $\cos\theta$ du Λ est légèrement modifiées par les effets d'acceptance.
 - Les distributions en ϕ du Λ et du muon sont bien modifiées.
 - Les distributions en $\cos\theta$ et en ϕ du proton ainsi que la distribution en $\cos\theta$ du muon ne subissent pratiquement aucune déformation.
 - L'efficacité du générateur est évaluée à $18,9 \pm 0,02\%$ en générant dans l'acceptance géométrique du détecteur. Cette efficacité vaut $18,6 \pm 0,01\%$ dans le cas où on génère dans tout l'espace de phase.
- ★ Les figures 5.15, 5.16 et 5.17 représentent l'efficacité normalisée pour chacune de différentes distributions. Sa valeur varie entre 16% et 24%.

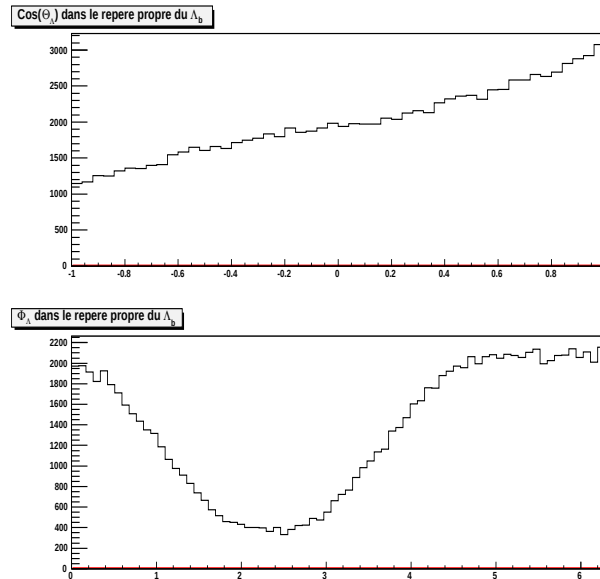


FIGURE 5.9 – Distributions en $\cos\theta_\Lambda$ et en ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b générée dans tout l'espace de phase.

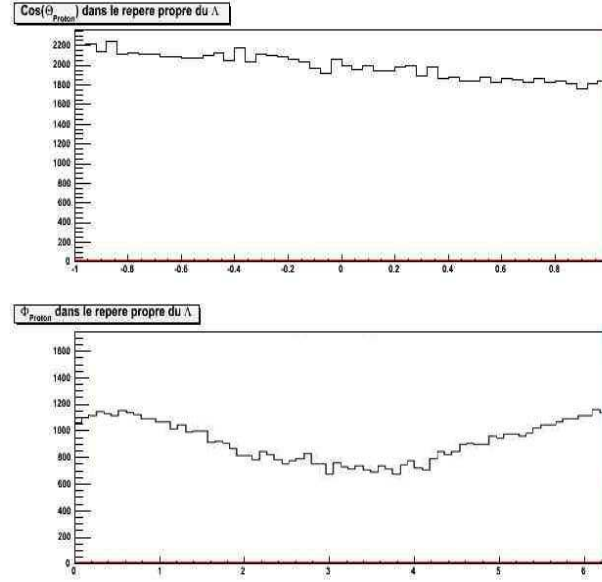


FIGURE 5.10 – Distributions en $\cos \theta_p$ et en ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ générée dans tout l'espace de phase.

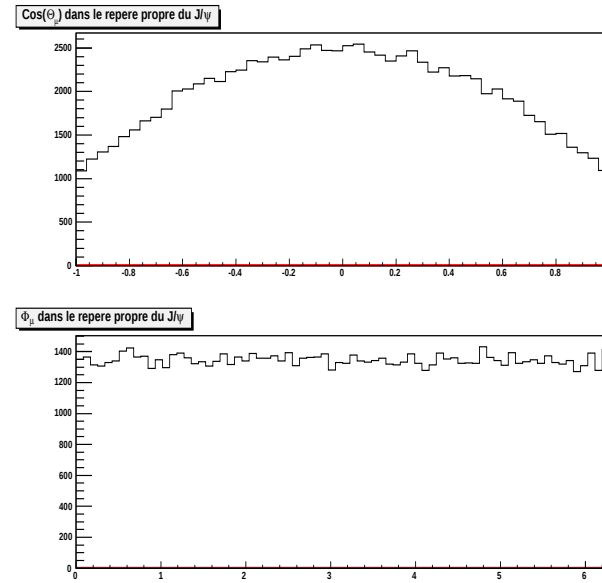


FIGURE 5.11 – Distributions en $\cos \theta_{\mu}$ et en ϕ_{μ} du muon dans le repère propre du J/ψ générée dans tout l'espace de phase.

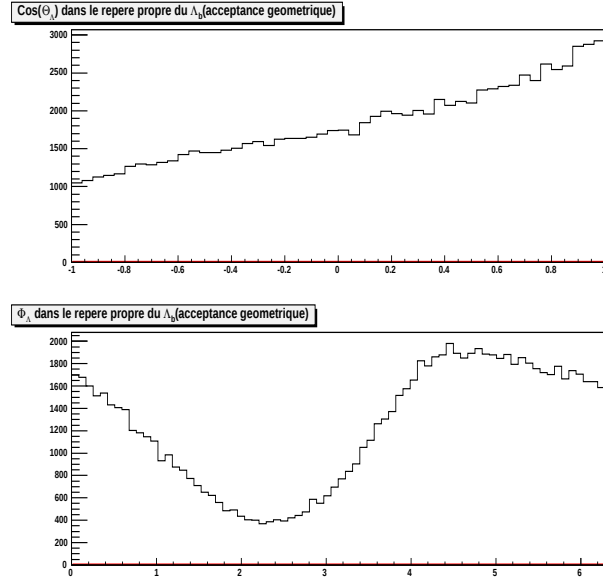


FIGURE 5.12 – Distributions en $\cos\theta_\Lambda$ et en ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.

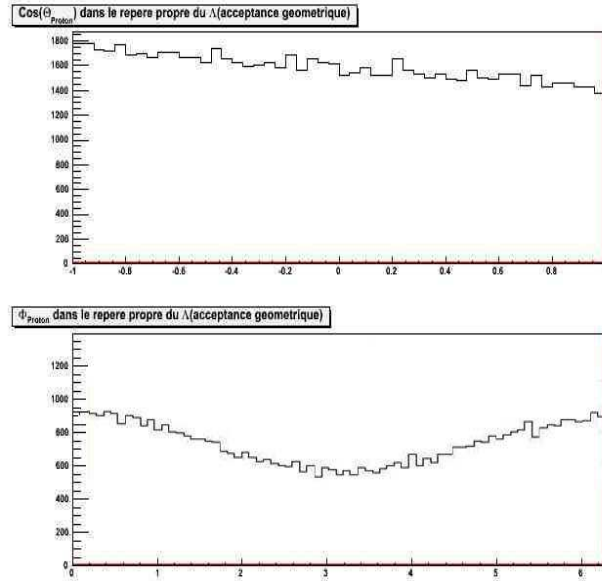


FIGURE 5.13 – Distributions en $\cos\theta_p$ et en ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.

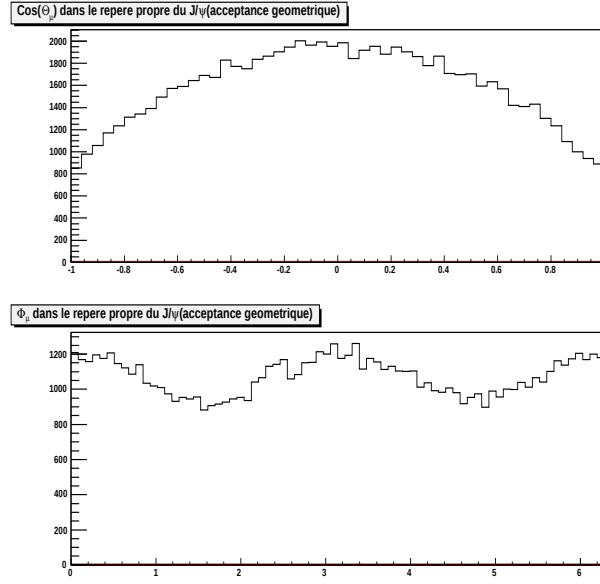


FIGURE 5.14 – Distributions en $\cos \theta_\mu$ et en ϕ_μ du muon dans le repère propre du J/ψ générée dans l'acceptance géométrique du détecteur.

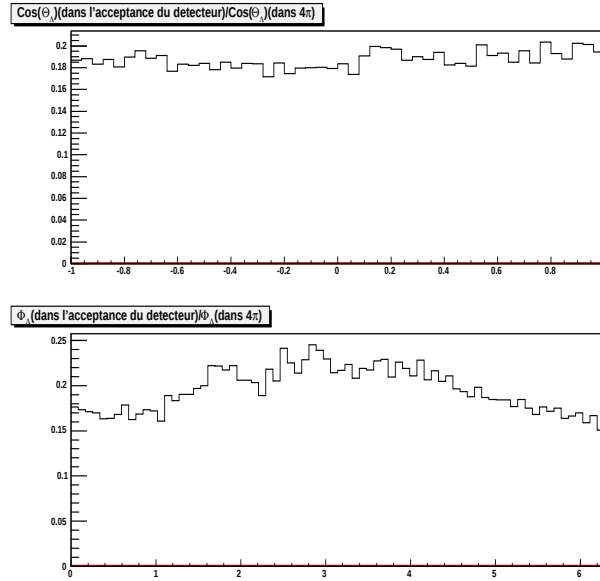


FIGURE 5.15 – Distributions des efficacités respectives de $\cos \theta_\Lambda$ et de ϕ_Λ du Λ dans le repère propre du Λ_b .

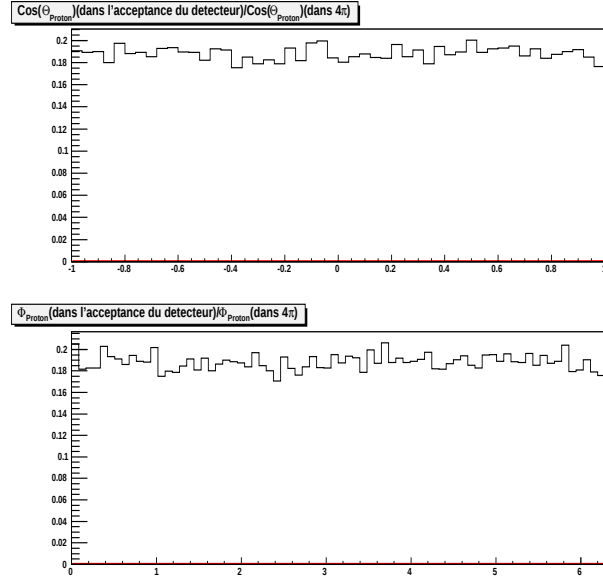


FIGURE 5.16 – Distributions des efficacités respectives en $\cos \theta_p$ et ϕ_p du proton dans le repère propre du Λ .

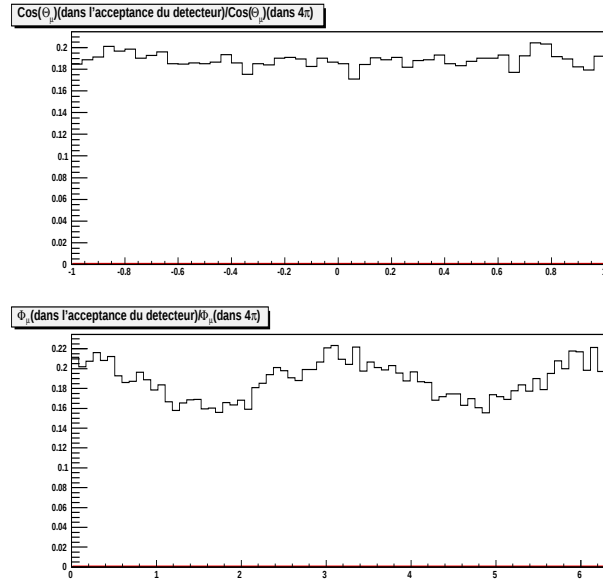


FIGURE 5.17 – Distributions des efficacités respectives en $\cos \theta_{\mu}$ et ϕ_{μ} du muon dans le repère propre du J/ψ .

5.3 Méthode simple d'extraction de la polarisation du Λ_b

Pour étudier l'effet de la résolution du détecteur sur la mesure de la polarisation du Λ_b , nous considérons la distribution angulaire en $\cos\theta$ des Λ issus d'événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ générés et reconstruits dans l'environnement LHCb pour différentes valeurs de la polarisation du Λ_b . Sur la figure 5.18, on peut trouver la distribution en $\cos\theta$ du Λ issu des événements Λ_b qui ont passé tous les critères de sélection définis au chapitre 5.

Dans le cas où l'efficacité globale du détecteur (acceptance, reconstruction, sélection) est pratiquement constante, les événements de l'échantillon non polarisée ($P^{\Lambda_b} = 0$) doivent avoir une distribution plate en $\cos\theta$.

Cependant, nous constatons qu'un ajustement parabolique ($P_0 + P_1 \cos^2\theta$) est en bon accord avec la distribution angulaire mesurée. L'effet est dû essentiellement à la reconstruction et aux critères de sélection, en particulier les coupures en impulsion transverse qui modifient les distributions angulaires.

Nous allons utiliser cette distribution angulaire ajustée calculée à partir d'un échantillon d'événements non polarisé pour corriger la distribution angulaire en $\cos\theta$ de celle obtenue à partir d'événements issus d'un échantillon transversalement polarisé (figure 5.19). Le résultat est montré sur la figure 5.20. Finalement, nous avons ajusté l'efficacité corrigée de la distribution angulaire en $\cos\theta$ du Λ par l'équation suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} P^{\Lambda_b} \cos\theta \quad (5.1)$$

l'ajustement donne le résultat suivant pour la polarisation du Λ_b :

$$P^{\Lambda_b} = 0,97 \pm 0,09 \text{ (1959 événements } \Lambda_b \text{ reconstruite)}$$

l'erreur statistique sur la mesure est donnée par l'ajustement linéaire.

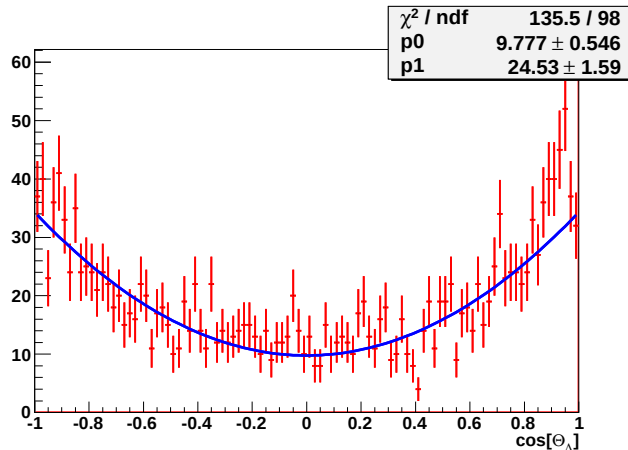


FIGURE 5.18 – Distribution en $\cos\theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b calculé à partir des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sélectionnés à partir d'un échantillon de polarisation Λ_b nulle.

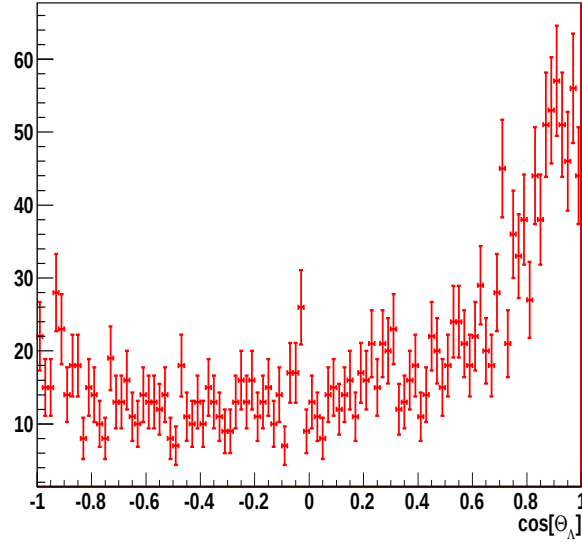


FIGURE 5.19 – Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b pour des événements sélectionnés à partir d'un échantillon généré avec une polarisation transverse du Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$).

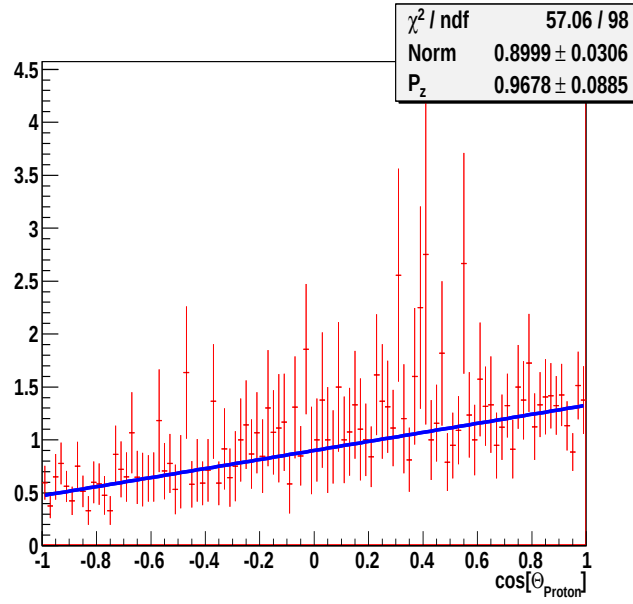


FIGURE 5.20 – Distribution en $\cos \theta_\Lambda$ du Λ dans le repère propre du Λ_b calculé à partir des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ sélectionné à partir d'un échantillon généré avec une polarisation transverse du Λ_b ($P^{\Lambda_b} = 1$) après corrections.

Les calculs cinématiques décrits au Chapitre 4 ainsi que les valeurs respectives des différents paramètres ont été introduits et mis en oeuvre dans les codes du générateur EventGen de l'expérience LHCb.

Nous avons produit des événements de signal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ selon la dynamique que nous avons calculée en fonction de différentes valeurs de la polarisation du Λ_b .

Les résultats obtenus à partir du code EventGen sont très similaires à ceux du home Monte-Carlo, cela est vérifié à partir des différentes distributions angulaires.

La distribution de la composante Normale du vecteur-polarisation, qui est impaire par T , est asymétrique et serait un test de la validité de la symétrie T .

Certaines distributions angulaires, comme ϕ_μ et ϕ_Λ , subissent d'importantes modifications par l'acceptance géométrique du détecteur.

Par une méthode simple, on a pu extraire la polarisation transverse du Λ_b d'un échantillon polarisé transversalement; elle vaut $P^{\Lambda_b} = 0,97 \pm 0,09$ (la valeur introduite au niveau de générateur est $P^{\Lambda_b} = 1$).

Cependant, nous n'avons pas pu mener une étude approfondie de la mesure de la polarisation qui tiendrait compte de la contamination du signal par le bruit de fond.

Avec le démarrage du LHC, on a utilisé notre méthode d'extraction de la polarisation du Λ_b afin d'évaluer celle du Λ inclusif reconstruit à partir des données enregistrées par le détecteur LHCb; le dernier chapitre de ce manuscrit étant consacré à la mesure de la polarisation du Λ inclusif.

Chapitre 6

Analyse des premières données "LHCb". Résultats préliminaires sur la polarisation du $\Lambda(\bar{\Lambda})$



Dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons les données que nous avons analysées, ensuite nous exposons notre méthode d'analyse de ces données. La dernière partie est dédiée à la détermination de la polarisation du Λ dont l'un des principaux objectifs est de tester notre méthode d'extraction de la polarisation du Λ_b . D'autre part, la polarisation du Λ à $\sqrt{s} = 7$ TeV constitue en elle-même un test important des prédictions de QCD en ce qui concerne la polarisation des hypérons produits dans les collisions hadroniques.

6.1 Les échantillons de données

L'analyse faite est basée sur les données qui ont été collectées au cours des années 2009 et 2010 à deux énergies différentes dans le centre de masse, $\sqrt{s} = 0,9$ TeV et 7 TeV respectivement. Des échantillons de données et de Monte Carlo sont présentés dans ce qui suit avec les coupures de la pré-sélection et celles de la sélection appliquées sur les désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

6.1.1 Les données 2009

Les données 2009 ont été prises à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 0,9$ TeV. Dans ces conditions, l'angle de croisement ainsi que la taille des faisceaux sont plus larges que leurs valeurs nominales. Pour ces raisons et afin d'éviter des problèmes de détérioration dans le VELO, les deux moitiés de ce sous-détecteur ont été éloignées de 15 mm de la position nominale fermée. Durant cette phase, tous les autres sous-détecteurs de LHCb étaient exploités dans des conditions nominales sur toute la période de prise des données ; la polarité du champ magnétique étant positive.

Un déclenchement très "loose" a été mis en place afin d'enregistrer les événements typiques recherchés. Il est basé sur les informations de l'ensemble calorimétrique. Les critères de déclenchement exigent une énergie transverse $E_T > 240$ MeV pour les "clusters" reconstruits dans le HCAL et un nombre de "hits" dans le SPD supérieur à 2.

Les données réelles 2009 utilisées dans cette analyse sont recueillies avec une configuration qui comprend tous les sous-détecteurs.

6.1.2 Les données 2010

Les données 2010 utilisées dans cette analyse ont été prises à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec le détecteur VELO dans la position complètement fermée et une configuration qui comprend tous les sous-détecteurs. Les données ont été enregistrées en utilisant les deux polarités du champ magnétique (positive et négative). Seule une petite partie des données a été utilisée dans les analyses qui vont suivre : Spectres de masse de différentes résonances et la mesure de la polarisation du Λ .

Un système de déclenchement similaire à celui des données 2009 a été utilisé tandis qu'en 2010 une condition supplémentaire a été rajoutée : au moins une trace chargée dans le VELO ou dans le système du trajectographe en aval.

6.1.3 Les simulations Monte Carlo 2009/2010

Les échantillons de simulation Monte Carlo utilisés dans l'analyse correspondent à des événements "minimum bias" produits dans les mêmes conditions expérimentales que celles des données réelles 2009 et 2010 : pour l'énergie dans le centre de masse de 0,9 TeV (2009), 7 TeV (2010) avec le détecteur VELO ouvert de 15 mm (2009), fermé (2010), et l'utilisation de la polarité positive (2009) ainsi que les deux polarités du champ magnétique (2010).

6.2 Analyse des données

La première étape de l'analyse des données est la calibration du détecteur par la reconstruction de résonances de masses bien déterminées.

Les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ sont des particules de longue durée de vie ($c\tau > 1$ cm) et peuvent être identifiées à partir de leurs produits de désintégration provenant d'un vertex secondaire.

Étant donné que ces particules ont des masses et des durées de vie bien connues, leur reconstruction exacte est un outil indispensable pour valider les performances du système du trajectographe. Environ 69% des mésons K_s^0 se désintègrent en deux pions chargés, et 64% des hypérons Λ se désintègrent en un proton et un pion ; la reconstruction des paires de traces est sensible aux imperfections de la modélisation du champ magnétique, ainsi qu'aux inefficacités des différents sous-détecteurs.

6.3 Sélection des événements

La sélection des événements, la reconstruction des traces ainsi que la méthode d'ajustement des spectres respectifs des masses invariantes sont décrites dans la section suivante.

Les données réelles 2009 utilisées dans cette analyse équivalent à une luminosité intégrale de $6,8\mu\text{b}^{-1}$. Le lot Monte-Carlo correspondant équivalent à 1 153 212 événements.

Pour l'analyse en 2010, le lot de données utilisé pour la reconstruction du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ et du K_s^0 correspond à une luminosité intégrée de $0,1\text{ nb}^{-1}$, tandis que la reconstruction du J/ψ est faite à une luminosité intégrée de $0,54\text{ nb}^{-1}$.

L'échantillon MC 2010 utilisé pour cette analyse est évalué à environ 10 millions d'événements.

TABLE 6.1 – Les coupures de présélection des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$

Coupures de présélection du Λ et du K_s^0	
Probabilité du χ^2 de la trace	$> 10^{-6}$
Probabilité du χ^2 du vertex	$> 10^{-6}$
$P_t(\pi)$	$> 100\text{ MeV}/c$
fenêtre de masse	$\pm 300\text{ MeV}/c$
Coupure supplémentaire pour Λ	
$P_t(p)$	$> 200\text{ MeV}/c$

Les mésons K_s^0 ont été identifiés à partir de leur désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Les deux particules chargées ont été considérées comme des pions et la masse invariante de chaque paire a été reconstruite.

Les $\Lambda(\bar{\Lambda})$ ont été identifiés à partir de leur produit de désintégration $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$.

6.3.1 Pré-sélection

Avant la sélection définitive, les événements ont déjà passé une pré-sélection. Des paires de traces traversant le système du trajectographe complet (VELO, Tracker Turicensis, stations T1-T3) ont été sélectionnées avec la condition que la probabilité du χ^2 de chaque trace doit être supérieure à 10^{-6} . Pour chacune des traces d'une paire, des hypothèses de masse ont été faites, proton ou pion, afin d'obtenir un candidat X (Λ , $\bar{\Lambda}$ ou K_s^0). La particule X est acceptée si la contrainte sur la probabilité du χ^2 du vertex est vérifiée ($> 10^{-6}$). Par la suite,

une coupure est faite sur l'impulsion transverse du pion, elle doit être supérieure à 100 MeV/c. Pour les candidats $\Lambda(\bar{\Lambda})$, une coupure supplémentaire sur l'impulsion transverse du proton est imposée, elle doit être supérieure à 200 MeV/c.

Les coupures de pré-sélection sont résumées dans le tableau 6.1 et sont les mêmes pour les données 2009 et 2010.

6.3.2 Sélection

La sélection est conçue pour optimiser la pureté des événements sélectionnés.

TABLE 6.2 – Les coupures de sélection des désintégrations $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Coupures de sélection du J/ψ	
Probabilité du χ^2 de la trace	$> 10^{-6}$
Probabilité du χ^2 du vertex	$> 10^{-6}$
$P_t(\mu)$	> 500 MeV/c
Identification	Muon

Pour la sélection du K_s^0 , les candidats doivent, en plus, vérifier les critères suivants :

- Le temps de vie du K_s^0 doit être positif : $\tau(K_s^0) > 0$.
- Le rapport du temps de vie et de son erreur doit être supérieur à 5 : $\tau(K_s^0)/\sigma(\tau(K_s^0)) > 5$.
- Les types des candidats utilisés dans cette étude sont soit des candidats reconstruits à partir de deux traces longues, dits de type LL, ou des candidats reconstruits à partir de deux traces "Downstream", dite de type DD.
- $\min(M_{\pi p}, M_{p\pi}) > 1150$ MeV/c².

Des coupures similaires aux trois premières citées ci-dessus sont utilisées pour les candidats Λ et $\bar{\Lambda}$ avec les mêmes valeurs. De plus, les candidats protons sont identifiés par une coupure de $\Delta LL(p - \pi) > 15$ ($\Delta LL(p - \pi)$ est défini comme étant le logarithme du rapport des fonctions de vraisemblances de l'hypothèse testée (la trace soit de type proton) par rapport à l'hypothèse rejetée (la trace soit de type pion), cf chapitre 2).

Pour la sélection du J/ψ , le tableau 6.2 résume les coupures appliquées afin de reconstruire les candidats J/ψ à partir de sa désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les mêmes coupures ont été imposées sur l'échantillon d'événements MC de "minimum bias".

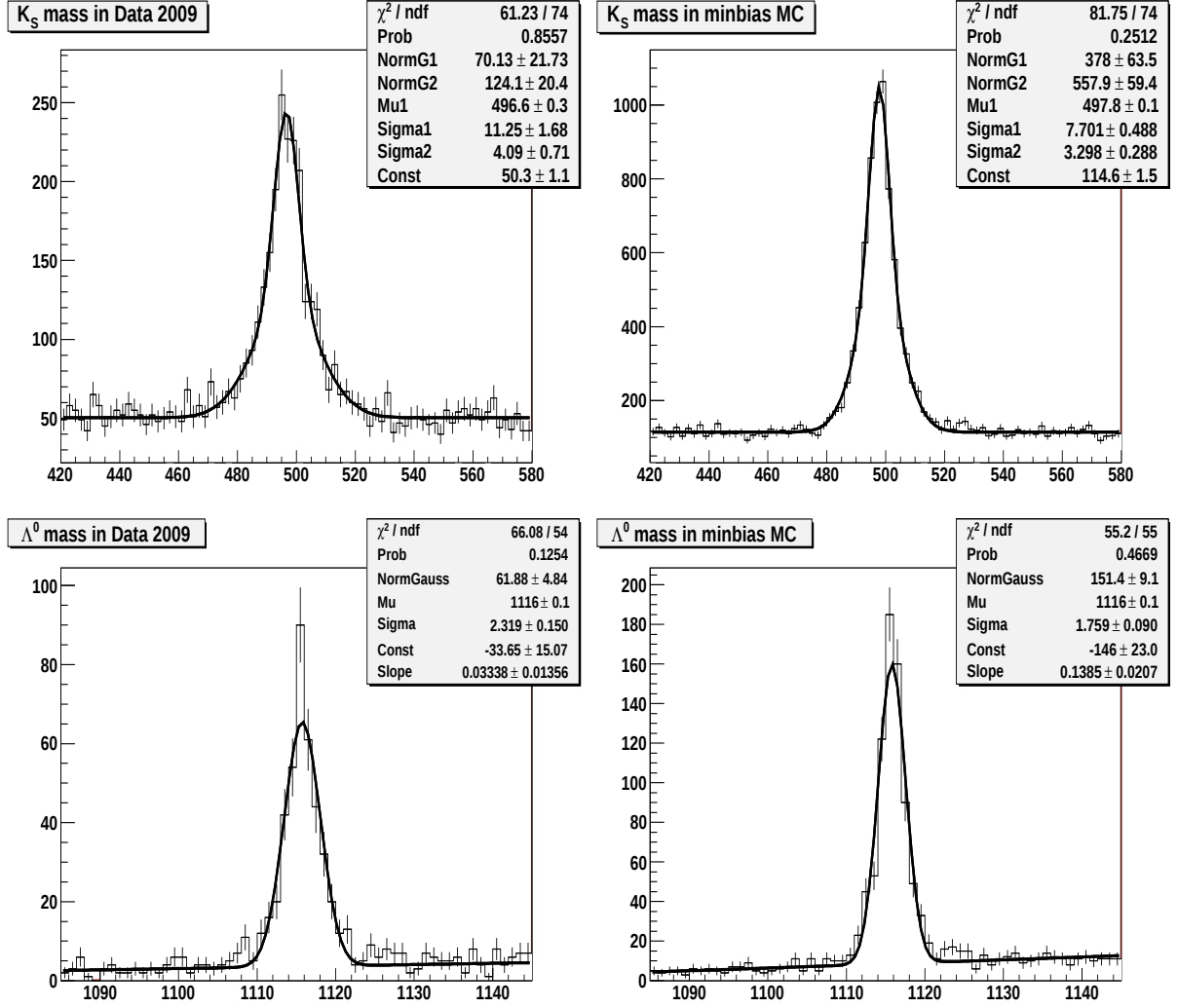


FIGURE 6.1 – Masse invariante du $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$ à $\sqrt{s} = 0,9$ TeV pour les données (Gauche) et les événements simulés (Droite).

La Masse invariante $\pi^+\pi^-$

La figure 6.1 (plots supérieurs) montre les distributions des masses invariantes calculées à partir des paires $\pi^+\pi^-$ pour les données réelles et celles du Monte-Carlo, après application de l'ensemble des coupures présentées ci-dessus. La fonction d'ajustement de la masse $M(\pi^+\pi^-)$ consiste en la somme de deux gaussiennes auxquelles on rajoute une fonction linéaire. Elle fournit une valeur moyenne de : $M_{K_s^0} = 496,6 \pm 0,3$ MeV ($\sigma = 15,3 \pm 2,4$ MeV) pour les données réelles 2009 et de $497,8 \pm 0,1$ MeV ($\sigma = 10,9 \pm 0,8$ MeV) pour les simulations. Les valeurs moyennes obtenues sont en accord avec celles du Particle Data Group (PDG). Pour déterminer le nombre de K_s^0 reconstruits, nous allons nous limiter au nombre d'entrées dans la partie centrale de la distribution de masse ($|M_{\pi^+\pi^-} - 497,6| < 40$ MeV) duquel il faut soustraire un bruit de fond plat estimé à partir des bandes latérales ($40 < |M_{\pi^+\pi^-} - 497,6| <$

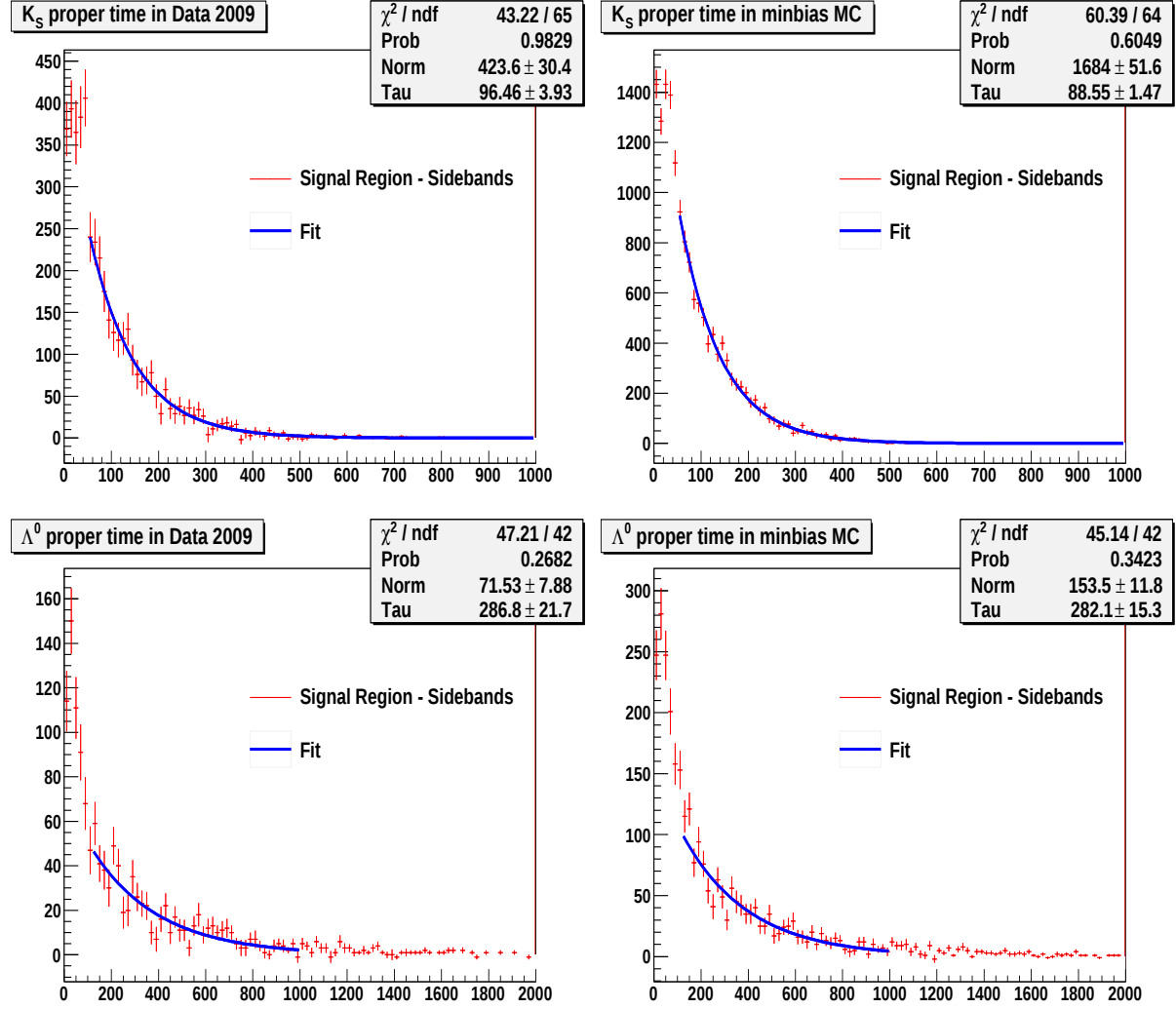


FIGURE 6.2 – Distribution du temps de vie du K_s^0 et du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ pour les données 2009 et MC2009.

80). On obtient $N_{K_s^0}(\text{Data}) = 4344 \pm 66$.

La Masse invariante $p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$

La figure 6.1 (plots inférieurs) montre les distributions en masse invariante $p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$ pour une énergie dans le centre de masse de 0,9 TeV pour les données et les simulations Monte Carlo respectivement. Le spectre de masse du Λ , pour les données et les MC, est ajusté par la somme d'une gaussienne pour le signal et d'une fonction polynomiale du premier ordre pour le bruit de fond. L'ajustement donne une valeur de $1116 \pm 0,1$ MeV ($\sigma = 2,32 \pm 0,15$) MeV pour les données réelles 2009 et de $1116 \pm 0,1$ MeV ($\sigma = 1,76 \pm 0,09$ MeV) pour les simulations. Les valeurs obtenues sont compatibles avec celle du PDG. On estime le nombre d'entrées dans la région centrale ($|M_{p\pi^-} - 1115,6| < 15$ MeV) duquel il faut soustraire un bruit de

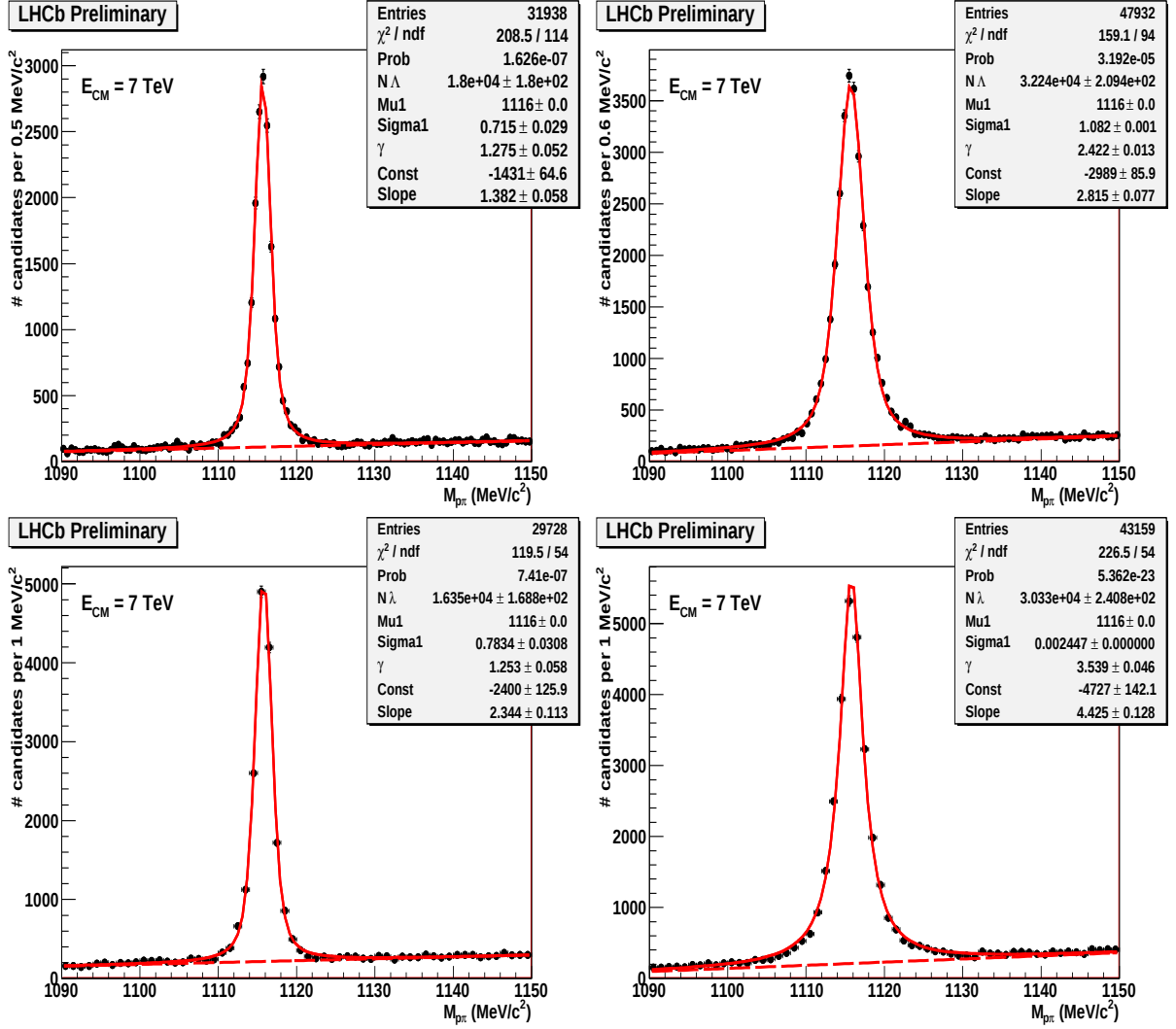


FIGURE 6.3 – Masse invariante du $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (en haut) et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ (en bas) pour les données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, LL (Gauche) et DD (Droite).

fond évalué à partir des bandes latérales ($15 < |M_{p\pi^-} - 1115,6| < 30 \text{ MeV}$), la valeur étant : $N_{\Lambda}(\text{Data}) = 1311 \pm 36$.

Temps de vie du K_s^0 et du Λ

La figure 6.2 (en haut) représente le temps de vie du K_s^0 . En se limitant au pic de masse défini ci-dessus et après soustraction du bruit de fond, l'ajustement du temps de vie du K_s^0 donne la valeur $\tau = 96,46 \pm 3,93 \text{ ps}$.

Pour des masses $M_{p\pi^-}$ situées dans le pic de masse du Λ défini par $|M_{p\pi^-} - 1,1156| < 3\sigma_{\Lambda}$ avec $\sigma_{\Lambda} = 0,005 \text{ GeV}$, on peut évaluer la distribution du temps de vie, (figure 6.2, en bas). L'ajustement de cette distribution par une fonction exponentielle fournit le résultat : $\tau = 286,8 \pm 21,7 \text{ ps}$.

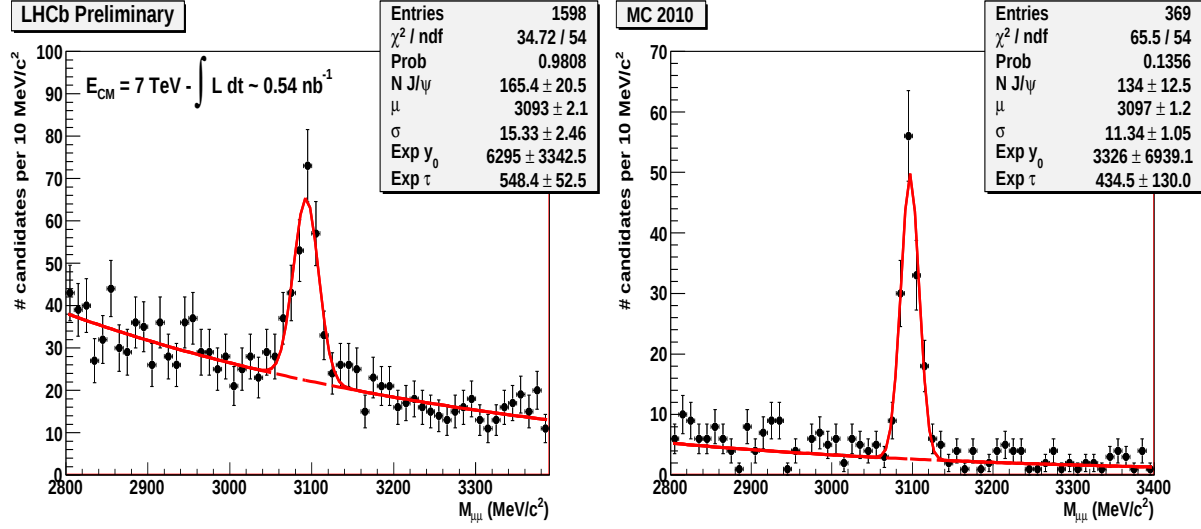


FIGURE 6.4 – Masse invariante du $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV (Gauche) et Monte Carlo (Droite).

On voit bien, d'après les fits, que la valeur du temps de vie du K_s^0 ainsi que celle du Λ sont compatibles avec celles du PDG.

La figure 6.3 montre la distribution en masse invariante $p\pi^-$ (LL et DD) et $\bar{p}\pi^+$ (LL et DD) pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Le nombre de candidats Λ a été extrait en ajustant le spectre des données par la somme d'une fonction "Voigt"¹(signal), et d'une fonction polynomiale du premier ordre (bruit de fond). Le tableau 6.3 résume les résultats pour les différents types de $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

La figure 6.4 représente les masses invariantes du système $\mu^+\mu^-$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV pour les données et les simulations Monte Carlo respectivement. Chaque distribution est ajustée par la somme d'une fonction gaussienne pour le signal et d'une exponentielle pour le bruit de fond.

La moyenne et la résolution du pic masse obtenues à partir de l'ajustement des données, $3093 \pm 2,1$ MeV ($\sigma = 15,33 \pm 2,46$ MeV), sont conformes à la simulation et aux valeurs du PDG. Le nombre de J/ψ extrait après soustraction du bruit de fond est $N_{J/\psi}(\text{Data}) = 165 \pm 21$.

6.4 Polarisation du Λ : stratégie de la mesure

Dans cette partie, nous nous intéressons à développer une méthode d'analyse afin de déterminer la polarisation du Λ à partir des données 2010 collectées à une énergie $\sqrt{s} = 7$ TeV dans le centre de masse.

1. cette fonction est la convolution d'une gaussienne avec une fonction Lorentzienne :

$$\left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \otimes \left(\frac{\Gamma}{2\pi(x^2 + (\Gamma/2)^2)} \right) \right)$$

TABLE 6.3 – Nombre de candidats issus des données 2010 pour chaque type de $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

Type de candidats	Nombre
Λ (LL)	18000 ± 180
Λ (DD)	32240 ± 210
$\bar{\Lambda}$ (LL)	16350 ± 169
$\bar{\Lambda}$ (DD)	30330 ± 241

Pour l'échantillon de Λ sélectionné, la distribution angulaire du proton issu de la désintégration du Λ dans son référentiel propre est (cf. Chapitre 4) :

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} \vec{P}_{\Lambda} \cdot \hat{p} \quad (6.1)$$

où

- $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$ est le vecteur unitaire porté par l'impulsion du proton dans le système au repos du Λ .
- $\vec{P}_{\Lambda}$ est le vecteur-polarisation du Λ

Il faut noter que la formule ci-dessus de la distribution angulaire est valable pour tout type de repère propre choisi ; l'axe de quantification étant l'axe $\vec{Oz}$ de ce repère. Ainsi, elle est à la fois valable dans le repère de transversité où l'axe de quantification est normal au plan de production de l'hypéron Λ , ainsi que dans le repère d'hélicité où l'axe de quantification est parallèle à l'impulsion du Λ dans le repère standard de LHCb.

Dans le cadre du repère de transversité, le système de coordonnées est défini comme suit :

- L'axe Z est normal au plan de production du Λ , $\vec{e}_z^{Trans} = \vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda} / |\vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda}|$, où $\vec{P}_p$ et $\vec{P}_{\Lambda}$ sont les vecteurs-impulsions du proton incident et du Λ respectivement.
- L'axe X est suivant la direction du proton incident, $\vec{e}_x^{Trans} = \vec{P}_p / |\vec{P}_p|$.
- L'axe Y est choisi pour former un repère direct, $\vec{e}_y^{Trans} = \vec{e}_z^{Trans} \times \vec{e}_x^{Trans}$.

En ce qui concerne le repère d'hélicité, le repère (X_1, Y_1, Z_1) est défini comme suit :

- L'axe Z_1 est suivant l'impulsion du Λ dans le repère standard de LHCb, $\vec{e}_z^{Hel} = \vec{p}_{\Lambda} / |\vec{p}_{\Lambda}|$.
- L'axe Y_1 est l'axe perpendiculaire au plan de production du Λ , qui n'est autre que l'axe de quantification Z dans le repère de transversité, $\vec{e}_y^{Hel} = \vec{e}_z^{Trans}$.
- L'axe X_1 n'est autre que $\vec{Y}_1 \times \vec{Z}_1$, soit $\vec{e}_x^{Hel} = \vec{e}_y^{Hel} \times \vec{e}_z^{Hel}$.

Donc, pour passer du repère de transversité au repère d'hélicité il faudrait effectuer la rotation $R_Z(\theta)$, où l'axe Z est l'axe normal au plan de production du Λ . La figure 6.5 illustre les deux repères.

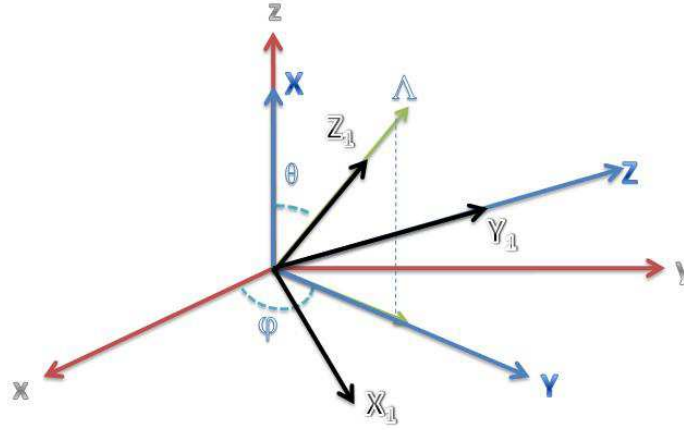


FIGURE 6.5 – Ce schéma représente le repère d'hélicité (en noir) et le repère de transversité (en bleu). On remarque bien qu'il y a un axe commun entre les deux repères : l'axe Z du repère de transversité n'est autre que l'axe Y_1 du repère d'hélicité. Par une rotation $R_Z(\theta)$, on peut passer du repère de transversité au repère d'hélicité (le repère en rouge est le repère standard de LHCb).

6.4.1 Polarisation moyenne du Λ

La valeur moyenne de la polarisation du Λ , $\overline{\vec{P}}_\Lambda^2$, peut être évaluée à partir de la relation :

$$\overline{\vec{P}}_\Lambda = \int Tr(\rho^{(f)} \vec{\sigma}) d\Omega \quad (6.2)$$

La mesure qui sera effectuée suppose qu'on intègre sur les angles $(\theta_\Lambda, \phi_\Lambda)$ de l'impulsion $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère standard de LHCb. Cette hypothèse ainsi que le calcul qui en découle sont en accord avec ceux de Veltman et al en 1967 [64].

Soient P_X^{Hel} , P_Y^{Hel} et P_Z^{Hel} les composantes du vecteur-polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité, et P_X^{Trans} , P_Y^{Trans} et P_Z^{Trans} les composantes du vecteur polarisation dans le repère de transversité.

Ces composantes sont déterminées à partir des distributions angulaires du proton de désintégration dans chacun des référentiels propres du Λ .

La relation (6.1) peut être divisée en deux autres, donnant respectivement la distribution en $\cos \theta$ et la distribution de l'angle azimutal ϕ .

$$2. \quad \vec{P}^\Lambda(\theta, \phi) = \frac{Tr(\rho^{(f)} \vec{\sigma})}{Tr(\rho^{(f)})} \text{ où } Tr(\rho^{(f)}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \rightarrow \Lambda + X), \Omega \text{ étant l'angle solide correspondant à } \vec{P}_\Lambda.$$

Donc le vecteur-polarisation moyen est défini par :

$$\overline{\vec{P}}^\Lambda = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \vec{P}^\Lambda(\theta, \phi) d\Omega \text{ où la section efficace différentielle } \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ représente le poids. D'où :}$$

$$\overline{\vec{P}}^\Lambda = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \vec{P}^\Lambda d\Omega = \int Tr(\rho^{(f)} \vec{\sigma}) d\Omega$$

$$\frac{dN}{d \cos \theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} P_Z \cos \theta \quad (6.3)$$

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{AS}^{\Lambda} (P_X \cos \phi + P_Y \sin \phi) \quad (6.4)$$

Notons que θ est l'angle polaire que fait $\hat{p}_p$ du proton avec l'axe Z , et ϕ l'angle azimutal que fait la projection de $\hat{p}$ dans le plan (X, Y) avec l'axe X .

TABLE 6.4 – Transformation des composantes de polarisation par P et T dans le repère d'hélicité (à gauche) et dans le repère de transversité (à droite). Il est intéressant de noter que P_Z^{Trans} est impaire par T , cette propriété étant équivalente à P_Y^{Hel} .

	P	T		P	T
$\vec{P}^{Hel}$	+	−	$\vec{P}^{Trans}$	+	−
$\vec{e}_x^{Hel}$	−	−	$\vec{e}_x^{Trans}$	−	−
$\vec{e}_y^{Hel}$	+	+	$\vec{e}_y^{Trans}$	−	−
$\vec{e}_z^{Hel}$	−	−	$\vec{e}_z^{Trans}$	+	+
P_X^{Hel}	−	+	P_X^{Trans}	−	+
P_Y^{Hel}	+	−	P_Y^{Trans}	−	+
P_Z^{Hel}	−	+	P_Z^{Trans}	+	−

6.4.2 Transformation du vecteur-polarisation du Λ par P et T

On exprime le vecteur-polarisation de la résonance Λ sous la forme :

$$\vec{P} = P_X \vec{e}_x + P_Y \vec{e}_y + P_Z \vec{e}_z \quad (6.5)$$

La transformation des vecteurs $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$ sous les symétries P et T dépend du choix du repère. Le tableau 6.4 représente la transformation des ces vecteurs ainsi que celle des composantes du vecteur-polarisation par P et T dans les repères d'hélicité et de transversité.

On remarque que les composantes P_Y^{Hel} et P_Z^{Trans} sont impaires par T . Donc toute valeur différente de zéro de chacune de ces deux composantes serait éventuellement une manifestation de violation du renversement du temps.

6.4.3 Distributions en $\cos\theta$ et en ϕ

Au niveau du générateur

Avant de commencer notre analyse sur la polarisation du Λ avec les données réelles 2010, on s'est assuré qu'au niveau du générateur, on a des distributions angulaires plates en $\cos\theta$ et ϕ du proton (anti-proton) dans le repère propre du $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

Dans ce but, on a généré environ 100 000 événements de type "minimun bias" et comme prévu, les distribution angulaires en $\cos\theta$ et ϕ sont plates dans la fenêtre de masse $M_{\Lambda(PDG)} \pm 15$ MeV/c² pour les Λ ainsi que pour les $\bar{\Lambda}$.

Les figures 6.6 et 6.7 représentent ces distributions angulaires au niveau de générateur dans le repère d'hélicité et dans le repère de transversité respectivement.

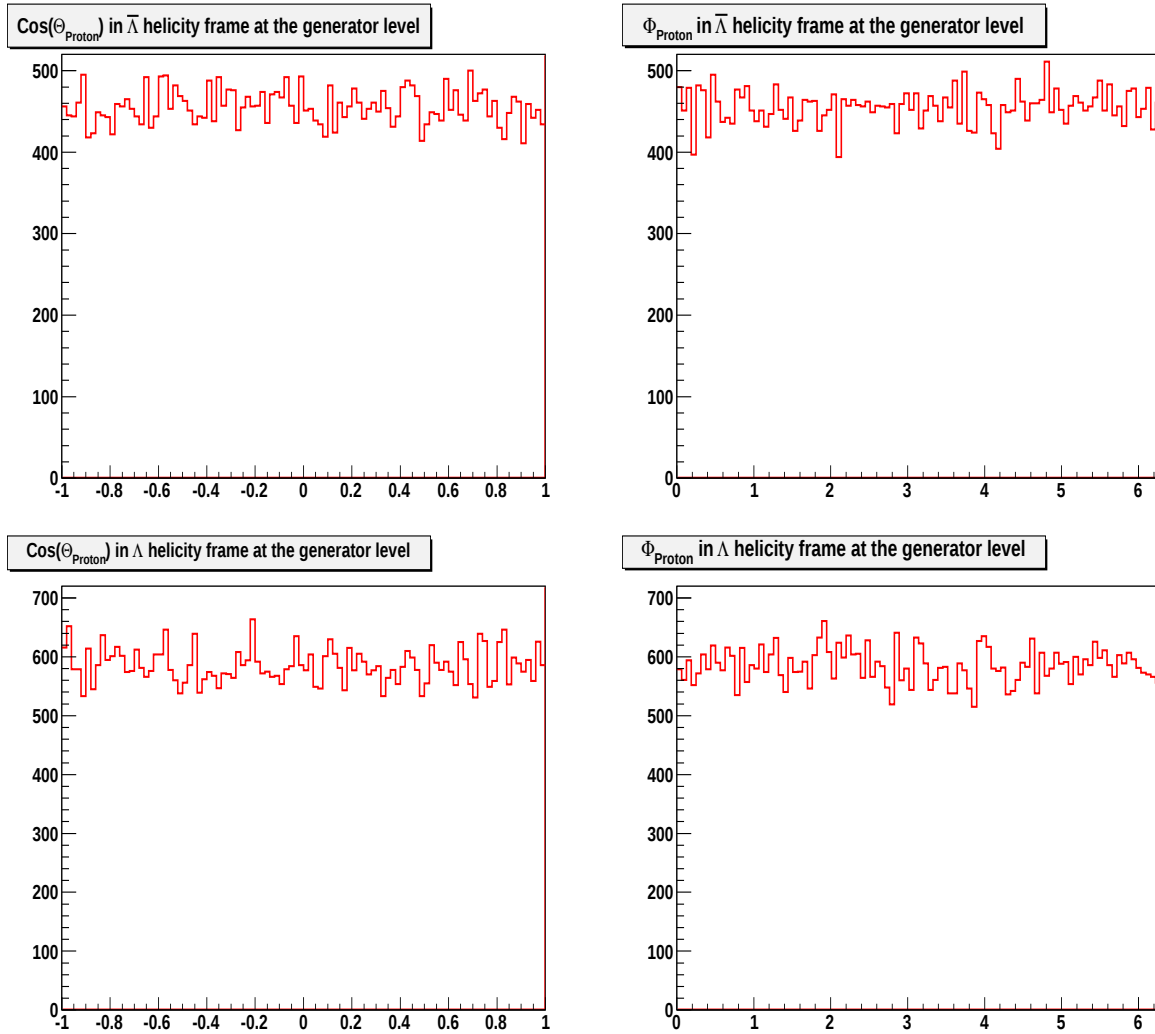


FIGURE 6.6 – Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ du proton dans le repère d'hélicité du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ calculées au niveau de générateur.

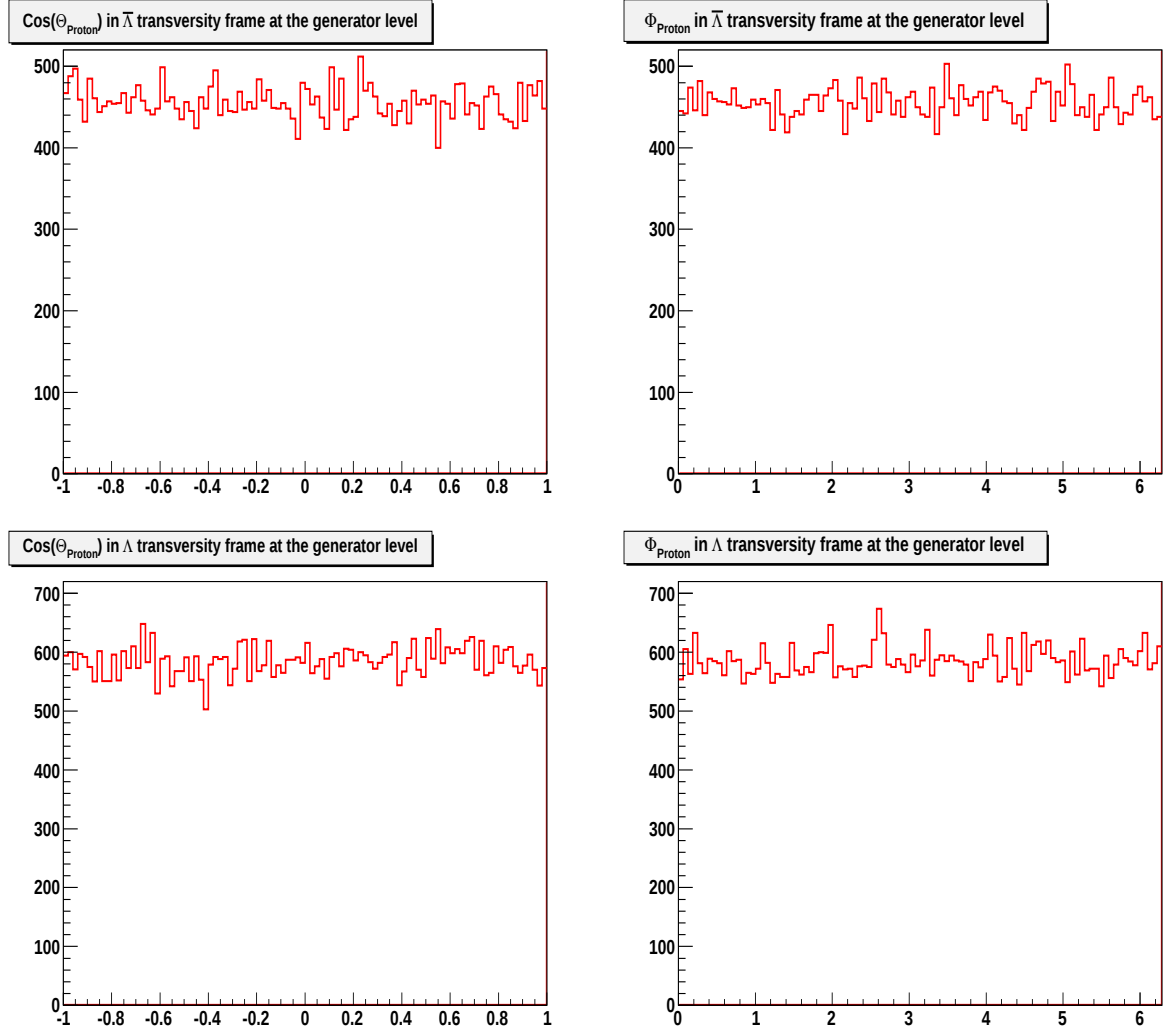


FIGURE 6.7 – Distributions angulaires en $\cos \theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ calculées au niveau de générateur.

Au niveau de données et MonteCarlo "minimum bias" 2010

Les distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ représentées ci-après sont obtenues à partir d'un échantillon d'hypéron Λ (2010) reconstruit qui a traversé la sélection résumée dans la section 7.3. Chacune de ces deux distributions est divisée en 10 bins de largeurs équivalentes.

L'idée directrice est de réaliser l'approximation selon laquelle la forme du bruit de fond (les distribution en $\cos\theta$ et en ϕ) dans l'intervalle de masse du Λ est équivalente à la forme de la distribution de ce bruit de fond estimé à partir des bandes latérales. Donc, il faut modéliser cette distribution en $\cos\theta$ et en ϕ , puis l'interpoler à l'intérieur de la zone du signal Λ . Dans ce but, trois zones de la distribution en masse invariante ont été considérées : une zone de signal et deux autres latérales. Les bornes de ces zones sont présentées dans le tableau 6.5 pour chaque type de $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

TABLE 6.5 – La zone du signal et les bandes latérales pour chaque type des candidats $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

Candidats	Zone de signal $[M_1; M_2]$	Bandes latérales ($\sigma = 5\text{MeV}$)
Λ (LL), $\bar{\Lambda}$ (LL)	$[M_{p\pi^-} - 7, 5; M_{p\pi^-} + 7, 5]$	$1, 5\sigma < M_{p\pi^-} - 1115, 6 < 3\sigma$
Λ (DD), $\bar{\Lambda}$ (DD)	$[M_{p\pi^-} - 10; M_{p\pi^-} + 10]$	$2\sigma < M_{p\pi^-} - 1115, 6 < 4\sigma$

Cette méthode de soustraction du bruit de fond adoptée dans notre analyse est résumée dans les étapes suivantes :

- D'après le spectre de masse de chaque type de Λ ou $\bar{\Lambda}$, on peut déduire le nombre d'événements de bruit de fond dans la fenêtre de masse du signal $[M_1, M_2]$ en intégrant la fonction polynomiale déduite de l'ajustement d'où :

$$N_{bdf} = \int_{M_1}^{M_2} (A + Bx) dx$$

A et B étant les constantes déduites de l'ajustement du spectre de masse ; M_1 et M_2 sont les limites inférieure et supérieure de la zone de signal.

- On calcule la distribution angulaire, par exemple celle du $\cos\theta$ du Λ (DD) dans le repère de transversité, en se limitant aux deux intervalles des deux bandes latérales dont la largeur globale est égale à celle du signal. On suppose que le spectre de la distribution obtenu pour le bruit de fond à partir des bandes latérales est le même que celui du bruit de fond dans la zone du signal.
- Pour chaque bin i , on calcule $f_i = \frac{n_i}{N}$ où n_i est le nombre d'événements de bruit de fond dans le bin i ; N étant le nombre d'événements de bruit de fond total.
- Le nombre de bruit de fond attendu dans le bin i de la zone du signal est donc égal à $f_i \times N_{bdf}$. D'où, le véritable nombre de signal dans le bin i est : $S_i = N_i - f_i \times N_{bdf}$; N_i étant le nombre d'événements dans le bin i .
- Cette méthode est appliquée à la fois sur les distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ issues des données, ainsi que sur celles calculées à partir des événements Monte Carlo "minimum bias".

La figure 6.8 représente les distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ des candidats Λ (DD) dans le repère de transversité dans la zone du signal, dans celle du bruit de fond ainsi que

dans la zone du signal après soustraction du bruit de fond (données 2010). De même, la figure 6.9 représente celles du Monte Carlo "minimum bias" 2010.

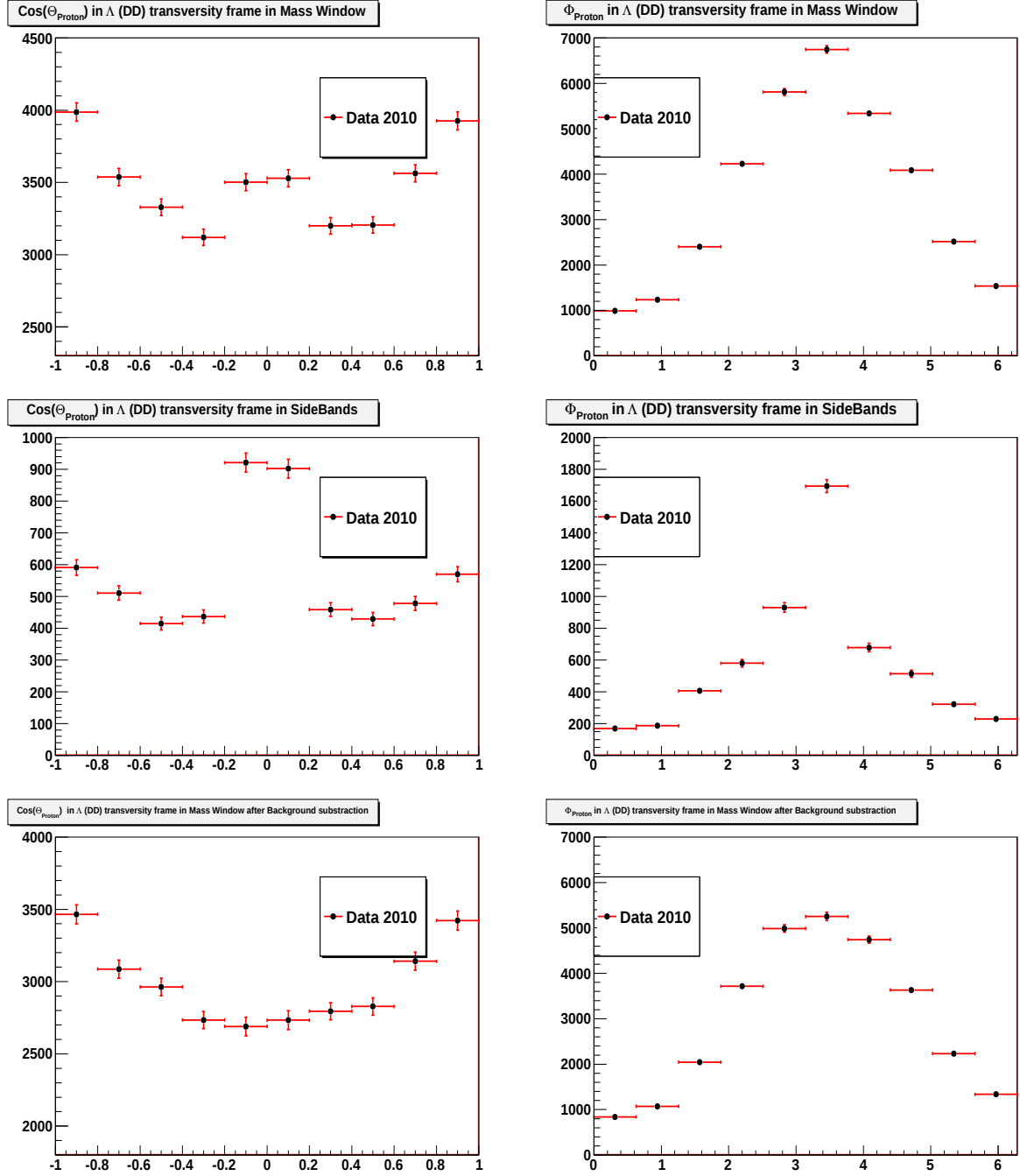


FIGURE 6.8 – Distributions angulaires en $\cos \theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du Λ (DD) calculées à partir des données réelles 2010. (Plots supérieurs) : dans la fenêtre de masse $-10 < |M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)}| < 10$. (Plots au milieu) : dans la zone du bruit de fond $10 < |M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)}| < 20$. (Plots inférieurs) : dans la fenêtre de masse du Λ après soustraction du bruit de fond.

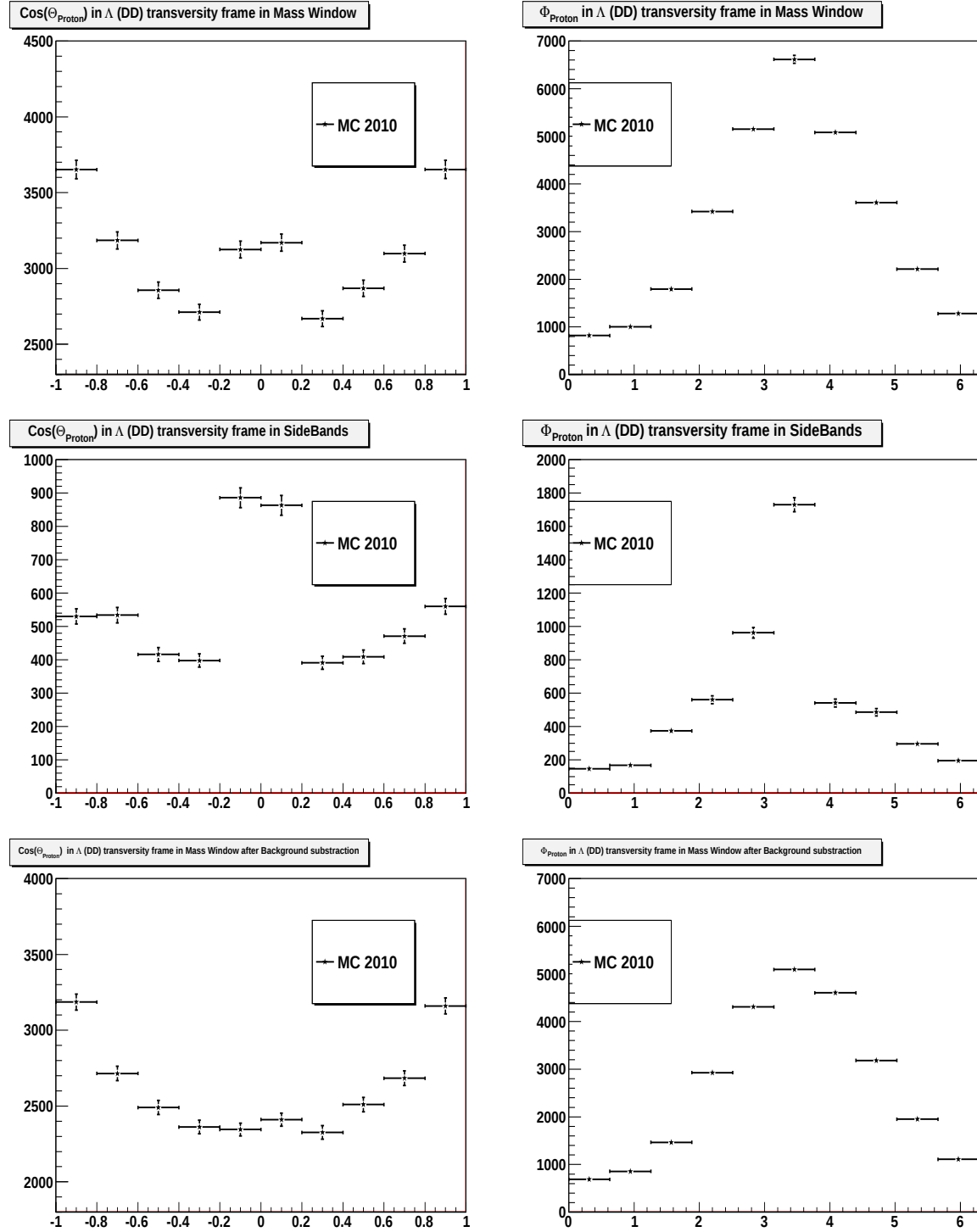


FIGURE 6.9 – Distributions angulaires en $\cos \theta$ et en ϕ du proton dans le repère de transversité du Λ (DD) calculées à partir des simulations 2010, (Plots supérieurs) : dans la fenêtre de masse $-10 < |M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)}| < 10$ (Plots au milieu) : dans la zone du bruit de fond $10 < |M_{p\pi^-} - M_{\Lambda(PDG)}| < 20$. (Plots inférieurs) : dans la fenêtre de masse du Λ après soustraction du bruit de fond.

La forme des distributions en $\cos\theta$ et en ϕ des protons dépend de deux facteurs distincts :

- ★ L'acceptance du détecteur.
- ★ La polarisation du Λ .

Autrement dit, les distributions doivent pouvoir être modélisées comme suit :

- $W(\cos\theta) = A_{acceptance}(\cos\theta)R_{polarisation}(\cos\theta)$

- $W(\phi) = A_{acceptance}(\phi)R_{polarisation}(\phi)$

Les fonctions $A_{acceptance}(\cos\theta)$ et $A_{acceptance}(\phi)$ sont estimées à partir des simulations Monte Carlo.

Pour mesurer la polarisation $\vec{P}$ du Λ , nous procédons à deux ajustements indépendants l'un de l'autre afin d'en déduire les composantes du vecteur-polarisation :

- ★ Ajustement en $R_{polarisation}(\cos\theta)$ pour extraire P_Z .
- ★ Ajustement en $R_{polarisation}(\phi)$ pour extraire P_X et P_Y respectivement.

Dans ce qui suit, on désignera par $\cos\theta_{Hel}$ et ϕ_{Hel} , les distributions angulaires $R_{polarisation}(\cos\theta)$ et $R_{polarisation}(\phi)$ du proton en choisissant le repère d'hélicité. De même, on désignera par $\cos\theta_{Trans}$ et ϕ_{Trans} celles du proton en choisissant le repère de transversité.

6.4.4 Détermination de la polarisation

Dans le Repère de Transversité

Les distributions angulaires en $\cos\theta_{Trans}$ et en ϕ_{Trans} du proton de désintégration dans le système au repos du Λ sont présentées sur la figure 6.10 pour les candidats LL et DD ; celles de l'anti-proton dans le repère propre du $\bar{\Lambda}$ sur la figure 6.11.

- ★ A la suite de l'ajustement, les valeurs des trois composantes sont présentées dans le tableau 6.6 (les incertitudes étant seulement d'ordre statistique).
- ★ Aucune polarisation n'apparaît dans la direction perpendiculaire au plan de production :

$$P_Z^{Trans}(\Lambda) = P_Z^{Trans}(\bar{\Lambda}) \approx 0.$$

- ★ Les valeurs de P_X^{Trans} et P_Y^{Trans} du Λ sont opposées à celles des $\bar{\Lambda}$.
- ★ De plus ces valeurs sont différentes de zéro, ce qui indiquerait une polarisation normale du Λ .

Dans le Repère d'Hélicité

Les figures 6.12 et 6.13 présentent les distributions en $\cos\theta_{Hel}$ et en ϕ_{Hel} du proton en utilisant le repère d'hélicité. On note que certains bins de ces distributions sont mal évalués surtout les bins extrêmes ; c'est pour cette raison qu'ils sont extraits parfois du domaine de l'ajustement. Après application de la méthode détaillée ci-dessus aux données réelles, nous obtenons pour P_X^{Hel} , P_Y^{Hel} et P_Z^{Hel} les valeurs résumées dans le tableau 6.7.

Une première analyse de ces résultats nous permet d'affirmer que :

- ★ Les valeurs de P_Y^{Hel} sont pratiquement nulles, ce qui est conforme aux prédictions vu que l'axe Y_1 du repère d'hélicité est le même que l'axe Z du repère de transversité.
- ★ Les valeurs de P_X^{Hel} du Λ sont opposées à celles du $\bar{\Lambda}$ et différentes de zéro.

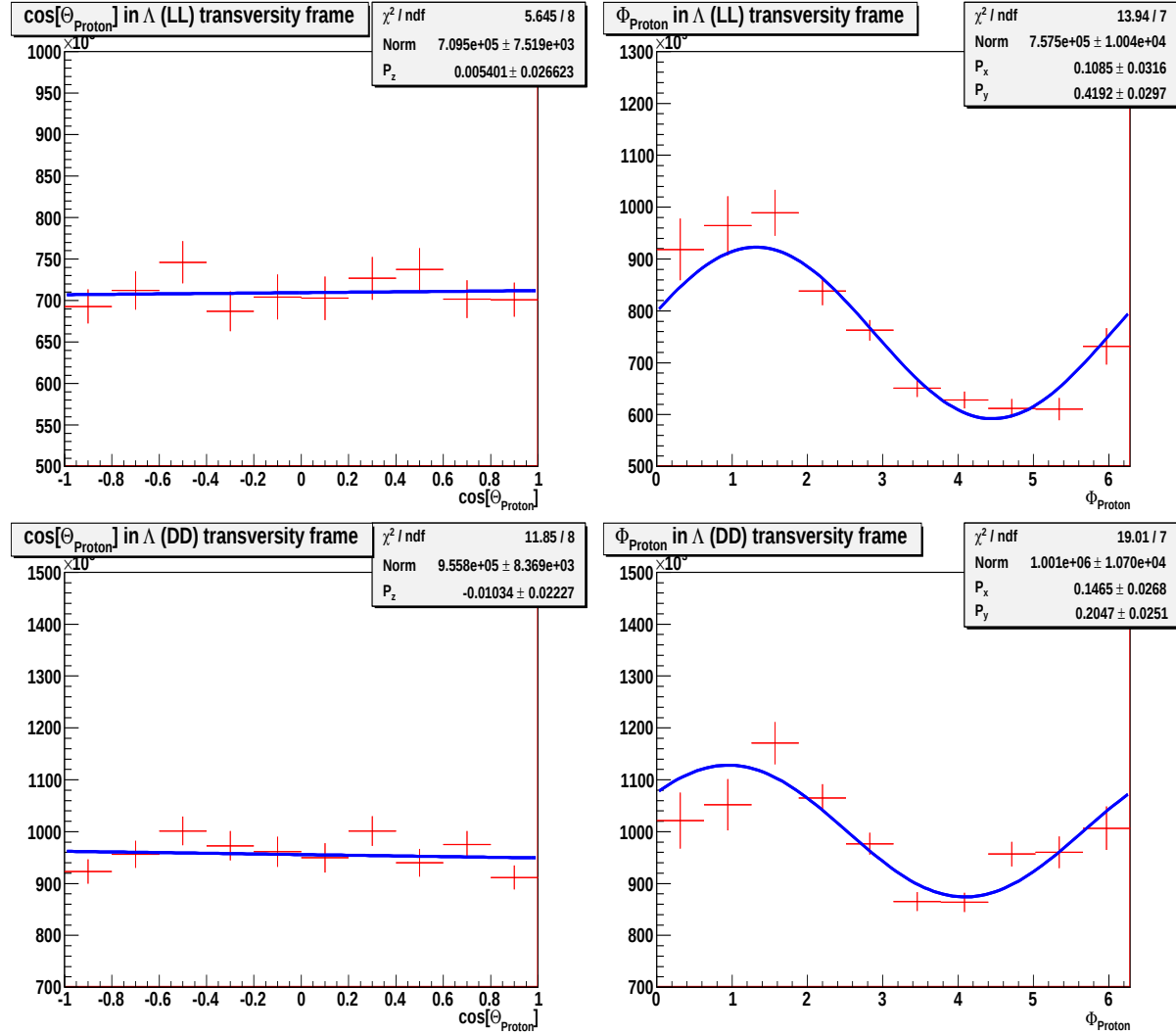


FIGURE 6.10 – Distributions angulaires en $\cos \theta$ et ϕ pour les candidats $\bar{\Lambda}$ (LL) et (DD) dans le repère de transversité du $\bar{\Lambda}$.

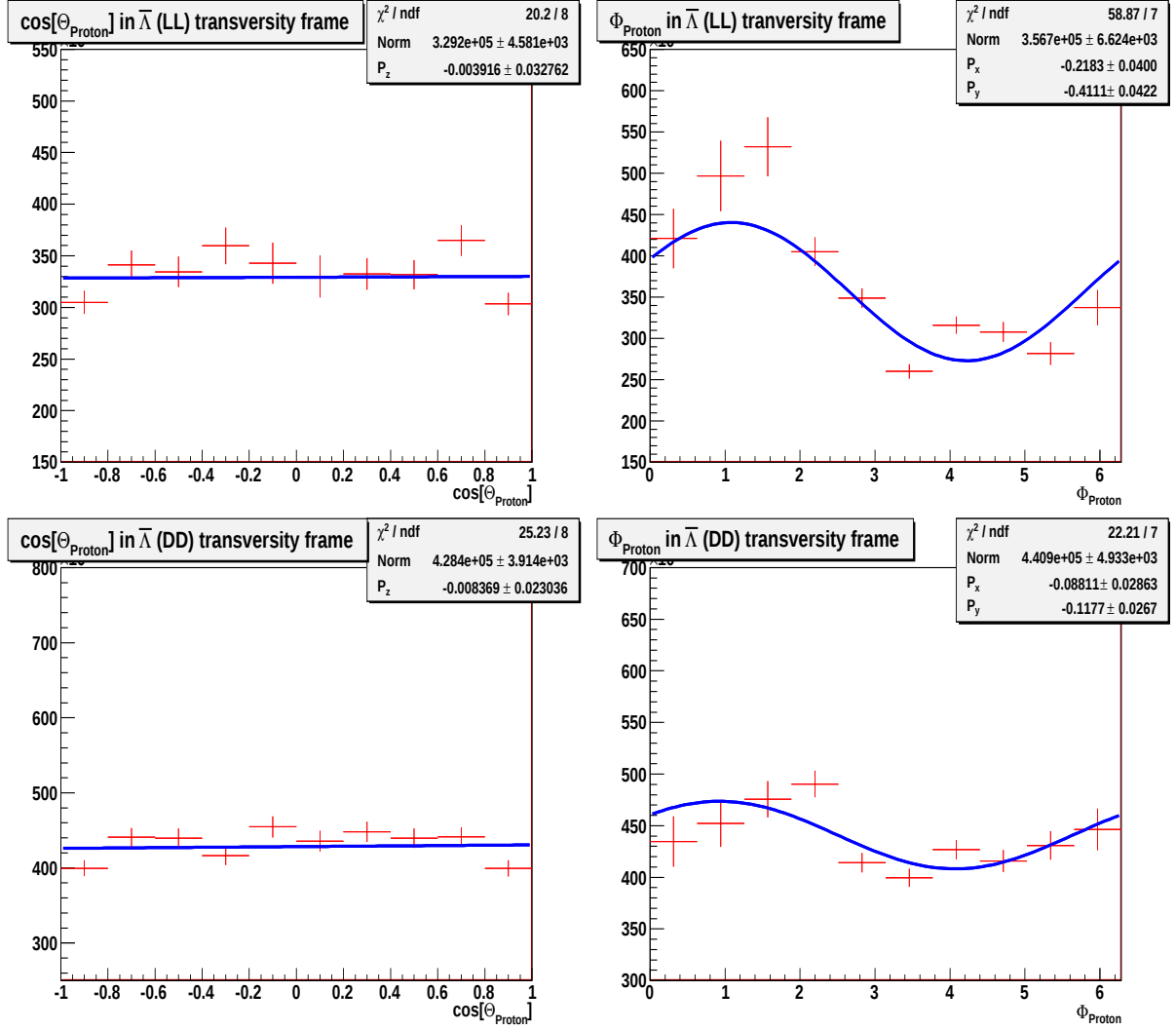


FIGURE 6.11 – Distributions angulaires en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats Λ (LL) et (DD) dans le repère de transversité du Λ .

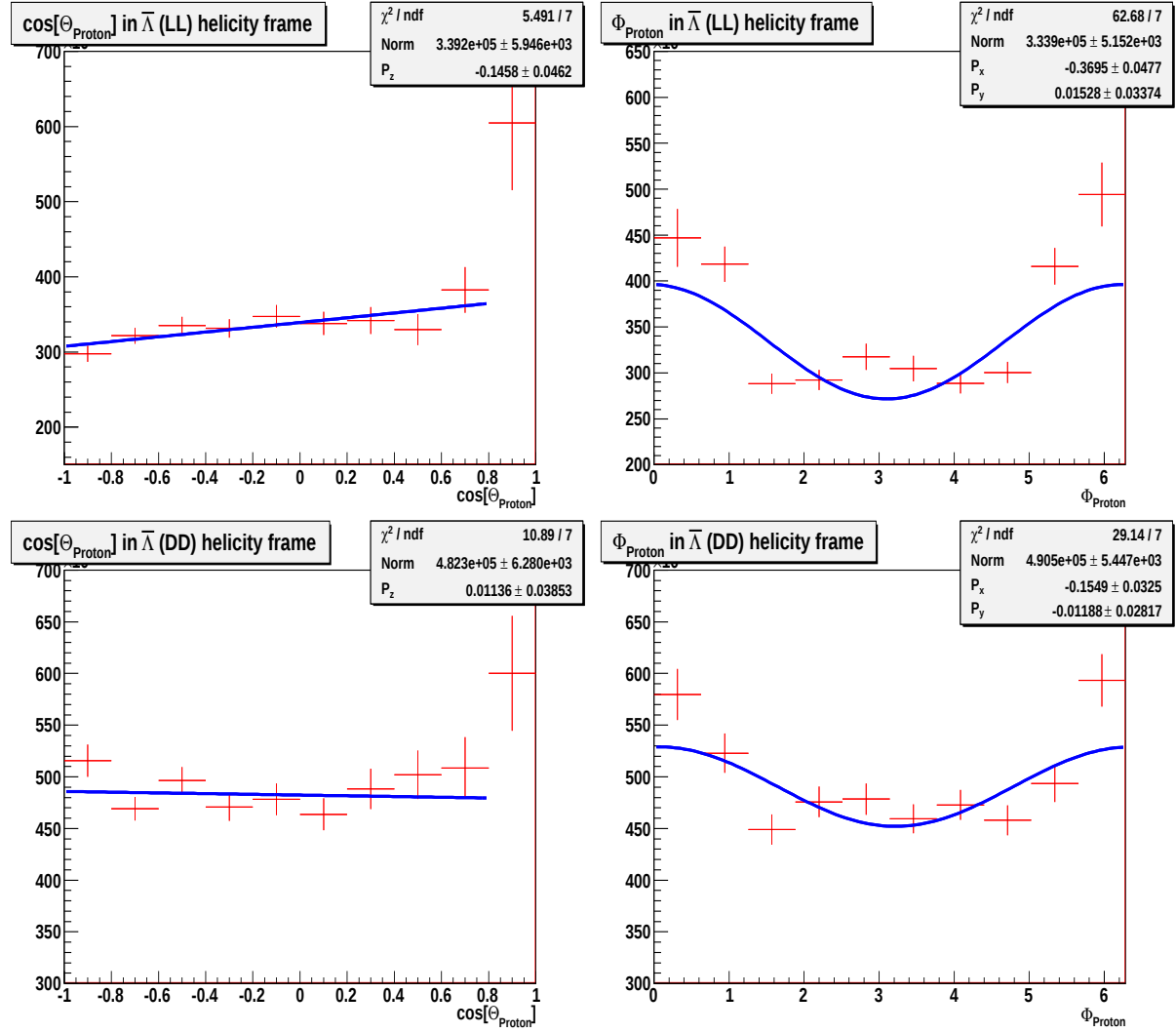


FIGURE 6.12 – Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats $\bar{\Lambda}$ (LL) et (DD) dans le repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}$.

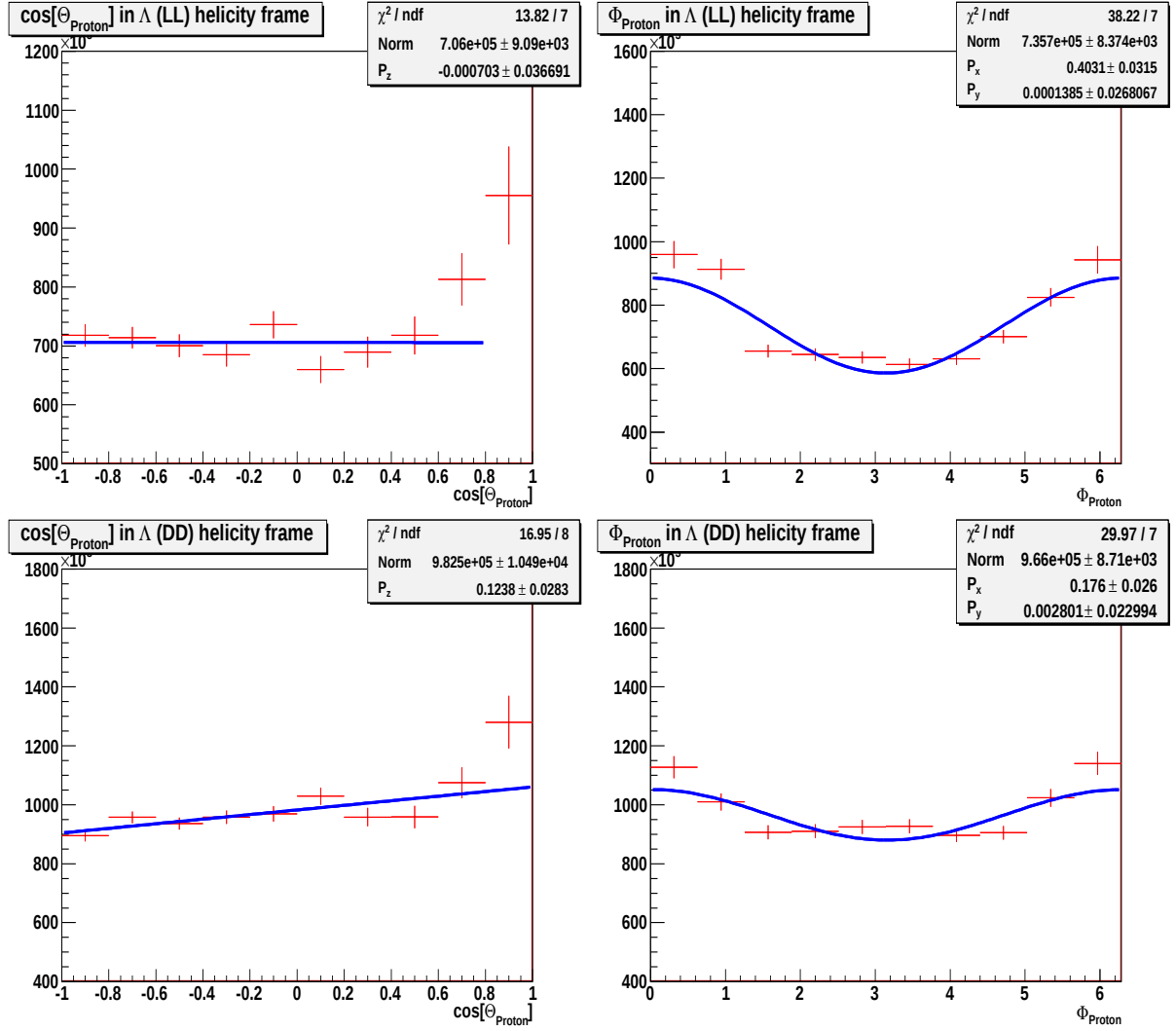


FIGURE 6.13 – Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats Λ (LL) et (DD) dans le repère d'hélicité du Λ .

TABLE 6.6 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité.

Candidats	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
Λ (LL)	$0,109 \pm 0,03$	$0,419 \pm 0,03$	$0,005 \pm 0,03$
Λ (DD)	$0,147 \pm 0,03$	$0,205 \pm 0,03$	$-0,016 \pm 0,02$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$-0,2183 \pm 0,04$	$-0,41 \pm 0,04$	$-0,0039 \pm 0,03$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$-0,088 \pm 0,03$	$-0,12 \pm 0,03$	$-0,008 \pm 0,02$

TABLE 6.7 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité.

Candidats	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
Λ (LL)	$0,40 \pm 0,03$	$-0,0001 \pm 0,03$	$-0,0007 \pm 0,037$
Λ (DD)	$0,18 \pm 0,03$	$-0,003 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,03$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$-0,369 \pm 0,048$	$0,0153 \pm 0,0337$	$-0,146 \pm 0,046$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$-0,155 \pm 0,033$	$-0,0119 \pm 0,0282$	$0,0114 \pm 0,0385$

6.4.5 Discussion sur les erreurs statistiques et systématiques

Les erreurs présentés dans les tableaux 6.6 et 6.7 comprennent les erreurs statistiques provenant de la procédure de fit. Les barres d'erreurs apparaissent également sur les histogrammes. En effet, le logiciel Root gère les incertitudes lors de la construction des histogrammes. Lorsque ceux-ci sont construits pas-à-pas, Root attribue à chaque bin de population, N_{bin} , une erreur statistique $\sigma_{bin} = \sqrt{N_{bin}}$. De même, lorsque les histogrammes sont combinés algébriquement, ROOT réalise la propagation des erreurs sur le résultat de l'opération.

En ce qui concerne les erreurs systématiques, on a identifié plusieurs sources :

- ★ Le choix du nombre de bins.
- ★ La méthode d'extraction du bruit de fond.

En ce qui concerne la deuxième source d'erreur, a priori le problème survient lors de l'estimation et de la soustraction du bruit de fond du signal. La fraction du bruit de fond dans le signal n'est pas nécessairement constante en fonction de $\cos\theta$ et de ϕ . Ce bruit a été évalué à partir de différents intervalles. Si le bruit de fond n'est pas correctement soustrait, des effets systématiques peuvent être introduits. Pour estimer l'efficacité de la méthode de détermination du bruit, nous avons recalculé la polarisation en changeant à chaque fois la localisation des bandes latérales servant à estimer le bruit de fond. Pour cela on a choisi 6 intervalles différents de bruit de fond, illustrés dans le tableau 6.8 pour les candidats de type LL et de type DD. Par la suite, les déviations des valeurs de la polarisation correspondantes à ces 6 intervalles par rapport à la valeur moyenne est considérée comme erreur systématique de la procédure suivie. Cette méthode est appliquée à la fois pour les deux cas : repère hélicité et repère de transversité.

Les tableaux 6.9 à 6.12 représentent les résultats obtenus pour chaque intervalle en utilisant le repère de transversité tandis que les tableaux 6.13 à 6.16 représentent ceux obtenus à partir du repère d'hélicité.

En prenant les incertitudes extrêmes de chaque composante de la polarisation, ceci nous permet donc de donner une première estimation de l'incertitude systématique qui affecte les composantes illustrée dans les tableaux 6.17 et 6.18 pour le repère de transversité et le repère d'hélicité respectivement.

TABLE 6.8 – Bornes des 6 intervalles du spectre en masse du Λ pour les candidats $\Lambda(\bar{\Lambda})$ de type DD et LL.

Candidats DD						
Intervalle	1	2	3	4	5	6
Bornes (MeV/ c^2)	1078 → 1098	1125 → 1145	1150 → 1170	1180 → 1200	1200 → 1215	1250 → 1270

Candidats LL						
Intervalle	1	2	3	4	5	6
Bornes (MeV/ c^2)	1078 → 1093	1093 → 1108	1124 → 1139	1139 → 1154	1200 → 1215	1250 → 1265

TABLE 6.9 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (LL) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

Λ (LL)			
Intervalle	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
1	$0,06 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,03$	$0,001 \pm 0,02$
2	$0,07 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,03$	$0,004 \pm 0,02$
3	$0,14 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,02$
4	$0,20 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$
5	$0,14 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,02$
6	$0,15 \pm 0,03$	$0,77 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$

TABLE 6.10 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (DD) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

Λ (DD)			
Intervalle	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
1	$0,14 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,07$	$-0,01 \pm 0,02$
2	$0,14 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$
3	$0,16 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,004 \pm 0,02$
4	$0,16 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$
5	$0,15 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$
6	$0,14 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,02$

TABLE 6.11 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_{\bar{\Lambda}}$ (LL) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

$\bar{\Lambda}$ (LL)			
Intervalle	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
1	$-0,44 \pm 0,03$	$-0,27 \pm 0,07$	$0,01 \pm 0,02$
2	$-0,46 \pm 0,05$	$-0,40 \pm 0,02$	$0,005 \pm 0,02$
3	$-0,25 \pm 0,03$	$-0,45 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,02$
4	$-0,46 \pm 0,04$	$-0,41 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$
5	$-0,26 \pm 0,02$	$-0,60 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,02$
6	$-0,28 \pm 0,03$	$-0,50 \pm 0,03$	$0,0003 \pm 0,02$

TABLE 6.12 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_{\bar{\Lambda}}$ (DD) dans le repère de transversité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

$\bar{\Lambda}$ (DD)			
Intervalle	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
1	$-0,12 \pm 0,03$	$-0,14 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$
2	$-0,12 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,0003 \pm 0,02$
3	$-0,10 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,02$
4	$-0,09 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$
5	$-0,14 \pm 0,03$	$-0,18 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$
6	$-0,12 \pm 0,03$	$-0,18 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$

TABLE 6.13 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (LL) dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

Λ (LL)			
Intervalle	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
1	$0,34 \pm 0,03$	$-0,004 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,04$
2	$0,25 \pm 0,03$	$0,001 \pm 0,02$	$-0,002 \pm 0,03$
3	$0,35 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,03$
4	$0,51 \pm 0,03$	$-0,03 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,03$
5	$0,54 \pm 0,04$	$-0,004 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$
6	$0,58 \pm 0,04$	$0,003 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,03$

TABLE 6.14 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ (DD) dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

Λ (DD)			
Intervalle	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
1	$0,08 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$
2	$0,09 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
3	$0,09 \pm 0,03$	$0,009 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$
4	$0,09 \pm 0,03$	$0,004 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$
5	$0,09 \pm 0,03$	$-0,002 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
6	$0,1 \pm 0,03$	$-0,001 \pm 0,02$	$0,1 \pm 0,02$

TABLE 6.15 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

$\bar{\Lambda}$ (LL)			
Intervalle	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
1	$-0,30 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,03 \pm 0,03$
2	$-0,28 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,01 \pm 0,04$
3	$-0,34 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,05 \pm 0,04$
4	$-0,41 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,3 \pm 0,03$
5	$-0,29 \pm 0,05$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,4 \pm 0,03$
6	$-0,40 \pm 0,05$	$-0,001 \pm 0,02$	$-0,4 \pm 0,03$

TABLE 6.16 – Composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en fonction de l'intervalle d'évaluation du bruit de fond.

$\bar{\Lambda}$ (DD)			
Intervalle	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
1	$-0,15 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,02$	$-0,06 \pm 0,03$
2	$-0,15 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,02$
3	$-0,17 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,02$
4	$-0,18 \pm 0,02$	$-0,001 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,03$
5	$-0,18 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,03$
6	$-0,20 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$

TABLE 6.17 – Résultat final des composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité en incluant les erreurs systématiques.

Candidats	P_X^{Trans}	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
Λ (LL)	$0,109 \pm 0,03 \pm 0,07$	$0,419 \pm 0,03 \pm 0,2$	$0,005 \pm 0,026 \pm 0,01$
Λ (DD)	$0,147 \pm 0,03 \pm 0,01$	$0,205 \pm 0,025 \pm 0,01$	$-0,016 \pm 0,02 \pm_{0,01}^{0,02}$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$-0,2183 \pm 0,04 \pm 0,1$	$-0,41 \pm 0,04 \pm 0,2$	$-0,0039 \pm 0,03276 \pm_{0,01}^{0,03}$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$-0,088 \pm 0,028 \pm 0,03$	$-0,12 \pm 0,03 \pm 0,02$	$-0,008 \pm 0,023 \pm_{0,01}^{0,02}$

TABLE 6.18 – Résultat final des composantes du vecteur-Polarisation du $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en incluant les erreurs systématiques.

Candidats	P_X^{Hel}	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
Λ (LL)	$0,40 \pm 0,03 \pm_{0,15}^{0,18}$	$-0,0001 \pm 0,03 \pm 0,01$	$-0,0007 \pm 0,037 \pm_{0,10}^{0,17}$
Λ (DD)	$0,18 \pm 0,03 \pm 0,01$	$-0,003 \pm 0,03 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,03 \pm 0,02$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$-0,369 \pm 0,048 \pm_{0,06}^{0,07}$	$0,0153 \pm 0,0337 \pm_{0,004}^{0,02}$	$-0,146 \pm 0,046 \pm 0,2$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$-0,155 \pm 0,033 \pm_{0,02}^{0,03}$	$-0,0119 \pm 0,0282 \pm_{0,008}^{0,01}$	$0,0114 \pm 0,0385 \pm_{0,02}^{0,03}$

6.4.6 K_s^0 et effets systématiques

Un test important de la méthode utilisée pour la mesure de la polarisation peut être effectué à partir d'un échantillon de méson K_s^0 . Du fait que la particule K_s^0 est sans spin, aucune polarisation ne devrait être observée.

Les figures 6.14 et 6.15 représentent les distributions en $\cos\theta$ et en ϕ pour les pions dans le repère de transversité et dans le repère d'hélicité respectivement. On divise le lot de K_s^0 en deux types : LL et DD. Une première impression tirée à partir de ces distributions qu'un effet systématique dû à l'acceptance du détecteur est présent, vu que les distributions en $\cos\theta$ et en ϕ ne sont pas plates.

Pour estimer cet effet systématique, on a lissé les distributions par une fonction constante. L'écart des valeurs extrêmes par rapport à la valeur de la fonction plate nous a permis de tirer un effet systématique qui peut varier entre 3% et 20%.

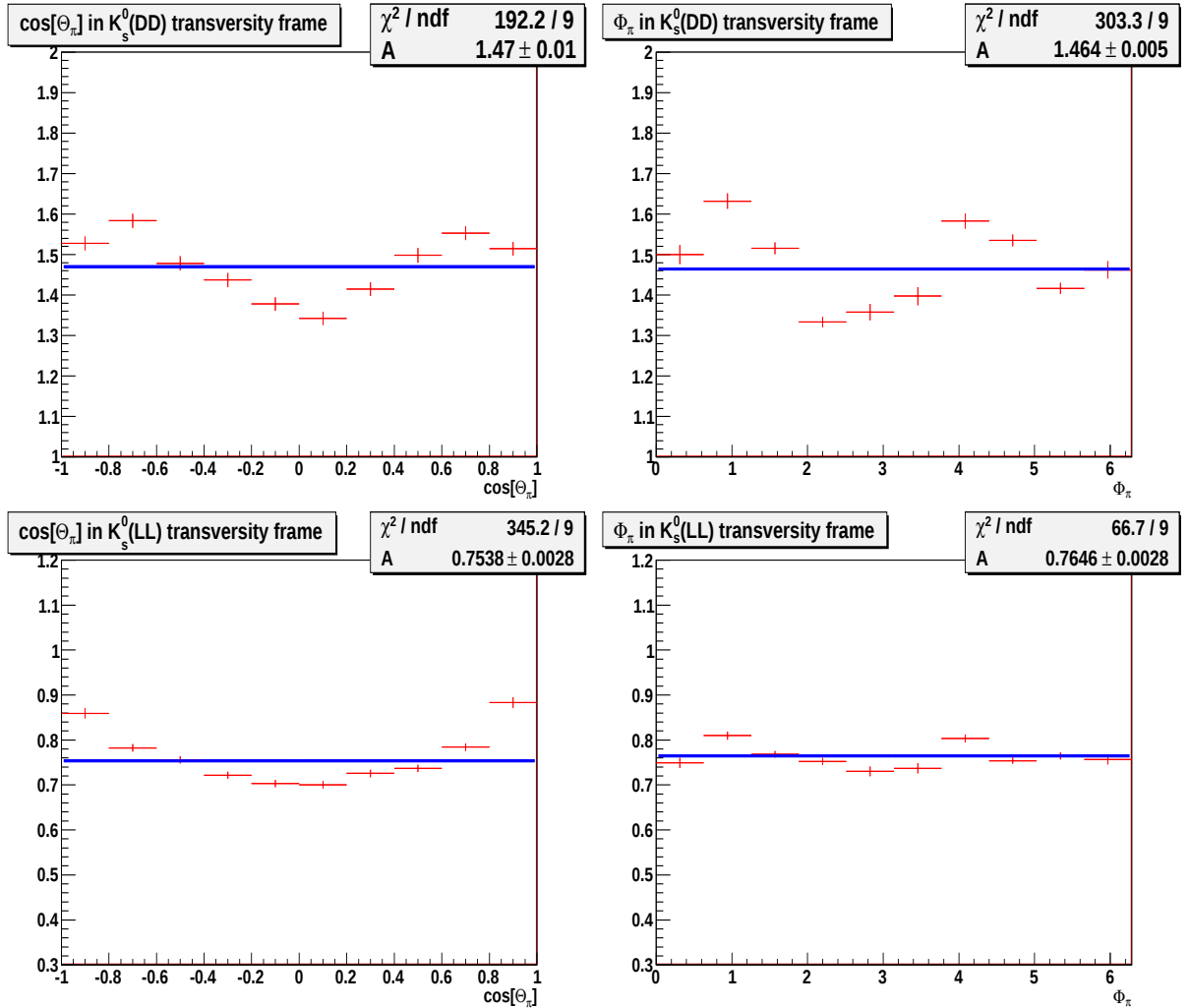


FIGURE 6.14 – Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats K_s^0 (DD) et (LL) dans le repère de transversité.

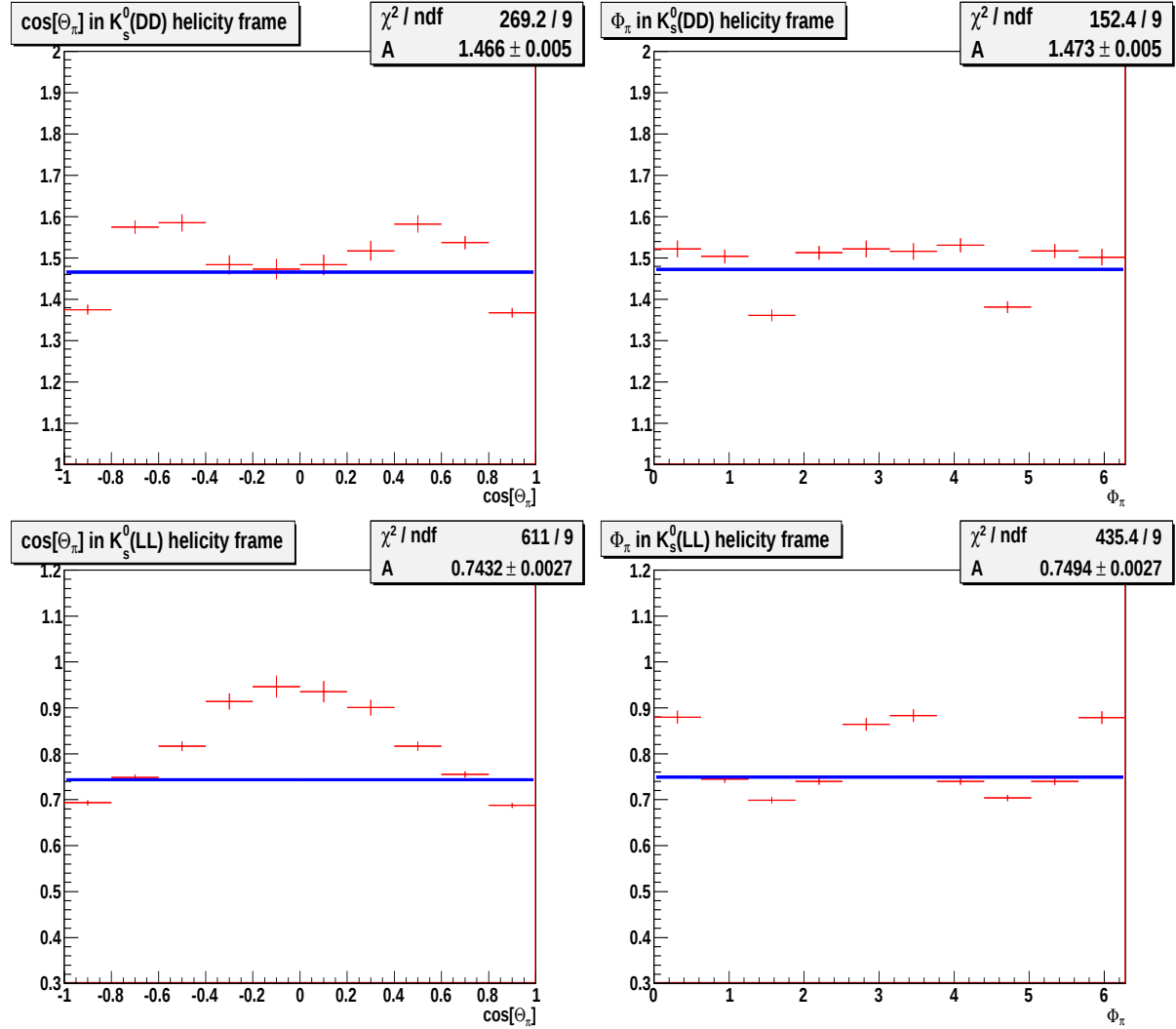


FIGURE 6.15 – Distribution angulaire en $\cos\theta$ et en ϕ pour les candidats K_s^0 (DD) et (LL) dans le repère d'hélicité.

6.4.7 Deuxième méthode de calcul de la polarisation : méthode des asymétries

Une deuxième méthode basée sur le calcul des asymétries a été développée dans le but d'extraire les composantes du vecteur-polarisation $\vec{P}_\Lambda$. Ces calculs sont en bon accord avec les résultats précédemment mentionnés par F.S. Crawford en 1957 [65].

On calcule pour chaque distribution en $\cos\theta$ et en ϕ l'asymétrie A correspondante définie par :

$$A_{\cos\theta} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (6.6)$$

$$A_\phi = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (6.7)$$

★ N_- et N_+ sont les nombres des événements qui correspondent à une valeur de $\cos\theta$ entre -1 et 0 , 0 et 1 respectivement.

★ N_1 et N_2 sont les nombres des événements qui correspondent à une valeur de ϕ entre 0 et π , π et 2π respectivement.

Par la suite, on peut déduire la valeur de P_Z à partir de l'asymétrie calculée pour la distribution en $\cos\theta$ et la valeur de P_Y à partir de celle évaluée pour la distribution en ϕ . La relation entre chaque asymétrie et une composante du vecteur-polarisation du Λ est donnée par (cf Annexe 3) :

$$A_{(\cos\theta)} = \frac{1}{2}\alpha_{AS}^\Lambda P_Z^\Lambda \quad (6.8)$$

$$A_{(\phi)} = \frac{1}{2}\alpha_{AS}^\Lambda P_Y^\Lambda \quad (6.9)$$

Le tableau 6.19 résume les valeurs obtenues pour P_Y^Λ et P_Z^Λ pour chaque type de $\Lambda(\bar{\Lambda})$ en choisissant les deux types de repère : transversité et hélicité. Les valeurs de ces deux composantes sont en bonne accord avec celles obtenues en utilisant la première méthode de 'fit' des distributions angulaires.

TABLE 6.19 – Les valeurs des deux composantes du vecteur-Polarisation $\vec{P}_\Lambda$ dans le repère de transversité et dans le repère d'hélicité calculées à partir de la méthode des asymétries.

Candidats	P_Y^{Trans}	P_Z^{Trans}
Λ (LL)	$0,50 \pm 0,002$	$0,009 \pm 0,002$
Λ (DD)	$0,20 \pm 0,001$	$-0,015 \pm 0,001$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$0,59 \pm 0,002$	$-0,02 \pm 0,002$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$0,11 \pm 0,002$	$-0,023 \pm 0,002$

Candidats	P_Y^{Hel}	P_Z^{Hel}
Λ (LL)	$0,04 \pm 0,002$	$0,115 \pm 0,002$
Λ (DD)	$-0,004 \pm 0,001$	$-0,177 \pm 0,001$
$\bar{\Lambda}$ (LL)	$-0,032 \pm 0,002$	$0,27 \pm 0,002$
$\bar{\Lambda}$ (DD)	$0,018 \pm 0,002$	$0,083 \pm 0,002$

Origine du Λ -Etude au niveau Monte Carlo

Une étude est faite au niveau Monte Carlo pour connaître la source des hypérons Λ . Le tableau 6.20 présente ces différentes sources. L'observation de ce tableau montre bien que la majorité des Λ sont produits d'une manière inclusive mais il y a une partie non négligeable de Λ qui est issue de différentes résonances.

Les $\Lambda(\bar{\Lambda})$ provenant de la désintégration faible des résonances plus lourdes peuvent donner naissance à une polarisation longitudinale.

TABLE 6.20 – Différentes sources qui donnent naissance à un Λ .

résonance	Σ^{-*}	Σ^0	Σ^{+*}	Σ^{0*}	Ξ^{-}	Ξ^0	Λ	others
Nbre of events	4572	10572	6468	5565	3334	3617	24213	154
%	7,8	18,1	11	9,5	5,7	6,2	41,4	0,3

L'analyse des données collectées par LHCb à deux énergies dans le centre de masse $\sqrt{s} = 900$ GeV et 7 TeV est présentée. Les différentes résolutions de masse de différentes particules (Λ , J/ψ , K_s^0) ont été calculées.

Une étude préliminaire de la polarisation du Λ a été faite en vue de tester notre méthode d'extraction de polarisation du Λ_b . Deux méthodes ont été développées, leurs résultats coïncident.

On peut apporter une réponse préliminaire quant à l'état de polarisation du Λ : aucune polarisation transversale pour les deux types des hypérons Λ et $\bar{\Lambda}$, par contre une polarisation normale contenue dans le plan de production du Λ est observée.

Cette étude serait indispensable pour une recherche ultérieure plus approfondie et suggère quelques pistes à explorer. L'obtention de résultats plus probants passe nécessairement par une étude sur une statistique plus importante et une estimation des erreurs systématiques plus précise.

Conclusion

Une étude sur la violation de la symétrie T dans les désintégrations faibles d'un baryon beau a été menée ; elle est motivée par le fait que la conservation du théorème CPT implique une violation indirecte de T dès lors que CP est violé. Nous nous sommes proposés de tester la symétrie T de manière directe. Pour mener cette étude, nous avons considéré les désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(p\pi^-)J/\psi(\mu^+\mu^-)$.

Dans la première partie, nous avons mis au point un modèle phénoménologique des désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$. Nous avons tenu compte de la polarisation du Λ_b et ainsi que celle des résonances intermédiaires. Notre méthode est basée sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et Jackson.

Il est intéressant de remarquer que la composante normale, P_N , du vecteur-polarisation de chacune des résonances intermédiaires Λ et J/ψ est impaire par TR. Ce qui indiquerait une possible violation du Renversement du Temps. Les distributions angulaires obtenues ont été incluses par la suite dans les codes du générateur EVTGEN de l'expérience LHCb. Cette implémentation nous a permis de produire des événements de signal selon la dynamique que nous avons calculée.

Il s'est avéré que certaines distributions angulaires, le ϕ_μ et le ϕ_Λ , subissent d'importantes modifications par l'acceptance géométrique du détecteur.

La deuxième partie du travail a consisté à développer une sélection du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ (signal) ainsi que celle d'un canal de contrôle $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ en suivant des critères d'homogénéité avec d'autres canaux de mesure. Le canal étudié, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$, a un rendement annuel de 2200 d'événements, avec un rapport bruit sur signal de $S/B = 0.31 \pm 0.04$. Par la suite une méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b a été mise en place, cette mesure présente l'avantage d'être accessible avec les premières données.

Pour une luminosité intégrée de 250 pb^{-1} , un ajustement global simultané de la distribution en temps propre et en masse ainsi que leurs résolutions nous a permis de déduire un temps de vie du Λ_b égale à $1.392 \pm 0.027 \text{ ps}$, compatible avec la valeur introduite au niveau de la génération. On s'attend donc à une précision sur le temps de vie du Λ_b de 25 à 30 ps, soit une amélioration d'un facteur 2 sur les mesures actuelles.

Dans la dernière partie, nous avons exposé l'analyse des données collectées par le détecteur LHCb. Une étude de la mesure de la polarisation du Λ dans LHCb a été développée à l'aide de deux repères : le repère d'hélicité et le repère de transversité. Le choix du repère a joué un rôle essentiel dans l'expression des composantes du vecteur-polarisation, ainsi que leur transformation par les symétries discrètes P et TR. On a remarqué que les composantes P_Y^{Hel} dans le repère d'hélicité et P_Z^{Trans} dans le repère de transversité du vecteur-polarisation sont impaires par T.

L'étude nous a mené à constater qu'aucune polarisation transversale pour les deux types d'hypérons Λ et $\bar{\Lambda}$ existe, alors qu'une simple polarisation longitudinale est observée. Des erreurs systématiques ont été évaluées et peuvent aller jusqu'à 20%. Une deuxième méthode basée sur les asymétries a confirmé les résultats obtenus. Les composantes P_Y^{Hel} et P_Z^{Trans} sont compatibles avec zéro. Ce qui laisse la question de violation directe de T encore ouverte.

Des perspectives intéressantes se posent :

- ★ L'analyse de la polarisation du Λ demande d'être approfondie avec une statistique plus élevée et en tenant compte des variables dynamiques x_F et P_T .
- ★ Une méthode d'extraction de la polarisation du Λ_b à partir de ses produits finaux doit être développée.

Appendices

Annexe A

Matrice densité

A.0.8 Cas pur

Par définition, un cas pur correspond à la description du système par un vecteur d'état :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n C_n(t) |u_n\rangle \text{ avec } \sum_n |C_n(t)|^2 = 1 \quad (\text{A.1})$$

où $|u_n\rangle$ sont les vecteurs de la base.

La valeur moyenne $\langle A \rangle$ d'un opérateur quelconque A est :

$$\langle A \rangle = \langle \psi(t) | A | \psi(t) \rangle = \sum_{n,p} C_n^* C_p \langle u_n | A | u_p \rangle = \sum_{n,p} C_n^* C_p A_{np} \quad (\text{A.2})$$

L'opérateur densité est défini par :

$$\rho(t) = |\psi(t)\rangle \langle \psi(t)| = \sum_{n,p} C_n^* C_p |u_p\rangle \langle u_n| \quad (\text{A.3})$$

Les éléments de matrice de cet opérateur valent :

$$\rho_{pn} = \langle u_p | \rho | u_n \rangle = C_n^* C_p \quad (\text{A.4})$$

La valeur moyenne d'un opérateur A s'exprime simplement grâce à l'opérateur densité par :

$$\langle A \rangle = \sum_{n,p} C_n^* C_p A_{np} = \sum_{np} \rho_{pn} \langle u_n | A | u_p \rangle = \quad (\text{A.5})$$

$$\sum_{n,p} \rho_{pn} A_{np} = \sum_p (\sum_n \rho_{np} A_{np}) = \sum_p (\rho A)_{pp} = \text{Tr}(\rho A)$$

On remarque que la valeur moyenne dépend linéairement de ρ .

Il est aisé d'établir les propriétés suivantes de la matrice densité pour un cas pur :

- $\text{Tr}(\rho) = 1$ (Conservation de la probabilité totale)
- $\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A)$
- $\rho^\dagger = \rho \Rightarrow \text{Matrice hermitique}$
- $\rho^2 = \rho$

A.0.9 Cas d'un mélange

Pour un ensemble de particules dont les états initiaux respectifs n'ont pas été préparés dans les mêmes conditions, il faut considérer un mélange de plusieurs états $|\psi_i(t)\rangle$, qui se décomposent suivant les vecteurs de base. Vu que l'état initial n'est pas bien déterminé, on va prendre en compte la probabilité d'occurrence p_i de chaque état, comme c'est le cas de la production du Λ_b dans les collisions $p - p$. L'état d'un ensemble de particules de spin S est décrit par une matrice densité ρ , de dimensions $(2S + 1) \times (2S + 1)$, et dont les éléments sont définis par :

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (\text{A.6})$$

On remarque que la valeur moyenne d'une observable A s'exprime toujours par la relation :

$$\langle A \rangle = \sum_i p_i \langle \psi_i | A | \psi_i \rangle = \sum_i p_i \text{Tr}(\rho_i A) = \text{Tr}(\rho A) \quad (\text{A.7})$$

Annexe B

Calcul des distributions angulaires

Dans le repère propre de transversité du Λ_b ($\Lambda_b XYZ$), l'axe de quantification $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ est parallèle à $\vec{n}$. La projection de spin du Λ_b suivant l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ est désignée par M_i qui peut prendre les valeurs $\pm 1/2$.

La matrice densité de polarisation du Λ_b est désignée par (ρ^{Λ_b}) . C'est une matrice (2×2) , hermitique, et ses éléments ρ_{ij} vérifient les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\rho_{++} + \rho_{--} &= 1 \\ \rho_{+-} &= \rho_{-+}^\dagger\end{aligned}$$

où $\rho_{++}(\rho_{--})$ représente la probabilité pour que Λ_b soit produite avec $M_i = 1/2(M_i = -1/2)$. La polarisation initiale du Λ_b suivant l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ est donnée par :

$$\langle \vec{S} \cdot \vec{n} \rangle = P_{\Lambda_b} = \rho_{++} - \rho_{--}$$

Considérons la désintégration $\Lambda_b(M_i) \rightarrow \Lambda(\lambda_1) J/\psi(\lambda_2)$, $p_\Lambda(p, \theta, \phi)$ représente l'impulsion du Λ dans le repère propre du Λ_b ; λ_1 et λ_2 sont les hélicités du Λ et J/ψ respectivement. Les valeurs du λ_1 (λ_2) sont $\pm 1/2$, $(-1, 0, 1)$.

La projection du moment angulaire finale suivant un axe (Δ) parrallèle $\vec{p}_\Lambda$ est donnée par $M_f = \lambda_1 - \lambda_2 = \pm 1/2$ ce qui impose quatre possibilités de paires (λ_1, λ_2) :

$$(1/2, 0), (1/2, 1), (-1/2, -1), (-1/2, 0)$$

L'amplitude de désintégration du $\Lambda_b(M_i) \rightarrow \Lambda(\lambda_1) J/\psi(\lambda_2)$ est calculée en utilisant le théorème de Wigner-Eckart dans le cadre du formalisme de Jacob-Wick-Jackson. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$A_0(M_i) = M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) D_{M_i, M_f}^{1/2*}(\phi, \theta, 0) \quad (\text{B.1})$$

avec $M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2)$ est l'élément de la matrice hadronique qui est indépendant des angles polaire, θ , et azimutal, ϕ .

$D_{M_i, M_f}^j(\phi, \theta, 0)$ est l'élément de la matrice de rotation de Wigner qui dépend de la projection du moment angulaire M_i et M_f et s'exprime par :

$$D_{M_i, M_f}^j(\phi, \theta, 0) = d_{M_i, M_f}^j(\theta) \exp(-iM_i\phi) \quad (\text{B.2})$$

On considère maintenant les désintégrations $\Lambda(\lambda_1) \rightarrow p(\lambda_3)\pi^-(\lambda_4)$ et $J/\psi(\lambda_2) \rightarrow \mu^+(\lambda_5)\mu^-(\lambda_6)$.

L'hélicité du proton λ_3 prend les valeurs $\pm 1/2$ alors que l'hélicité du π , λ_4 , est égale à 0. De même l'hélicité du $\mu^+(\lambda_5)$ et celle du $\mu^-(\lambda_6)$ prennent les valeurs $\pm 1/2$.

Dans le repère d'hélicité propre du Λ , la projection du moment angulaire total suivant l'axe parallèle à l'impulsion du proton est donnée par $m_1 = \lambda_3 - \lambda_4 = \pm 1/2$.

De même dans le repère propre du J/ψ , la projection du moment angulaire total suivant l'axe parallèle à l'impulsion du μ^+ est égale à $m_2 = \lambda_5 - \lambda_6 = -1, 0, +1$.

D'après tout ce qui précède on peut tirer l'amplitude de désintégration de chacune de résonance Λ et J/ψ .

$$A_1(\lambda_1) = M_\Lambda(\lambda_3, \lambda_4) D_{\lambda_1, m_1}^{1/2*}(\phi_1, \theta_1, 0) \quad (\text{B.3})$$

$$A_2(\lambda_2) = M_{J/\psi}(\lambda_5, \lambda_6) D_{\lambda_2, m_2}^{1/2*}(\phi_2, \theta_2, 0) \quad (\text{B.4})$$

L'amplitude totale de la désintégration $\Lambda_b(M_i) \rightarrow \Lambda(\lambda_1)J/\psi(\lambda_2) \rightarrow p(\lambda_3)\pi^-(\lambda_4)\mu^+(\lambda_5)\mu^-(\lambda_6)$ sera donc le produit des trois amplitudes calculées précédemment en tenant compte de tous les états intermédiaires possibles :

$$A_{tot} = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} A_0(M_i) A_1(\lambda_1) A_2(\lambda_2) \quad (\text{B.5})$$

$$= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) d_{M_i, M_f}^{1/2} \exp(iM_i\phi) M_\Lambda(\lambda_3, \lambda_4) d_{\lambda_1, m_1}^{1/2} \exp(i\lambda_1\phi_1) M_{J/\psi}(\lambda_5, \lambda_6) d_{\lambda_2, m_2}^{1/2} \exp(i\lambda_2\phi_2)$$

où θ_1 et ϕ_1 sont les angles polaire et azimutal du proton dans le repère propre du Λ et θ_2 et ϕ_2 sont ceux du μ^+ dans le repère propre du J/ψ .

Étant donné qu'on ignore l'état initial de polarisation du Λ_b , on va introduire la matrice densité de polarisation (PDM), ρ^{Λ_b} , dans le calcul de la probabilité de désintégration.

$$d\sigma \propto \sum_{M_i, M_i'} \rho_{M_i, M_i'} A_{tot} A_{tot}^* \quad (\text{B.6})$$

En tenant compte du fait que les hélicités des particules finales ne sont pas mesurées, l'expression $d\sigma$ sera :

$$d\sigma \propto \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{\lambda_5, \lambda_6} \sum_{M_i, M_i'} \rho_{M_i, M_i'} A_{tot} A_{tot}^* \quad (\text{B.7})$$

En prenant la forme explicite de l'amplitude A_{tot} , la probabilité de désintégration prend la forme suivante :

$$d\sigma \propto \quad (B.8)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda'_1, \lambda'_2} \sum_{M_i, M'_i} \rho_{M_i, M'_i} M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) M_{\Lambda_b}^*(\lambda_1, \lambda_2) d_{M_i, M_f}^{1/2}(\theta) d_{M'_i, M'_f}^{1/2}(\theta) \exp i(M_i - M'_i)\phi \\ & \times |M_{\Lambda}(\lambda_3, \lambda_4)|^2 d_{\lambda_1, m_1}^{1/2}(\theta_1) d_{\lambda'_1, m_1}^{1/2}(\theta_1) \exp i(\lambda_1 - \lambda'_1)\phi_1 \\ & \times |M_{J/\psi}(\lambda_5, \lambda_6)|^2 d_{\lambda_2, m_2}^{1/2}(\theta_2) d_{\lambda'_2, m_2}^{1/2}(\theta_2) \exp i(\lambda_2 - \lambda'_2)\phi_2 \end{aligned}$$

avec $m_1 = \lambda_3 - \lambda_4 = \pm 1/2$, $m_2 = \lambda_5 - \lambda_6 = -1, 0, 1$, $M_f = \lambda_1 - \lambda_2$, $M'_f = \lambda'_1 - \lambda'_2$

Finalement, la probabilité de désintégration peut s'écrire de telle façon qu'elle ne dépende que des hélicités des résonances intermédiaires :

$$d\sigma \propto \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda'_1, \lambda'_2} D_{M_f, M'_f}(\theta, \phi, 0) \rho_{M_f, M'_f}^{\Lambda_b} M_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) M_{\Lambda_b}^*(\lambda_1, \lambda_2) F_{\lambda_1 \lambda'_1}^{\Lambda}(\theta_1, \phi_1) G_{\lambda_2 \lambda'_2}^{J/\psi}(\theta_2, \phi_2) \quad (B.9)$$

où

$$D_{M_f, M'_f}(\theta, \phi) = D_{\pm 1/2, \pm 1/2}(\theta, \phi) = \sum_{M_i, M'_i} \rho_{M_i, M'_i} d_{M_i, M_f}^{1/2}(\theta) d_{M'_i, M'_f}^{1/2}(\theta) \exp i(M_i - M'_i)\phi \quad (B.10)$$

et $F_{\lambda_1 \lambda'_1}^{\Lambda}(\theta_1, \phi_1)$ et $G_{\lambda_2 \lambda'_2}^{J/\psi}(\theta_2, \phi_2)$ sont données par :

$$F_{\lambda_1 \lambda'_1}^{\Lambda}(\theta_1, \phi_1) = \quad (B.11)$$

$$\exp i(\lambda_1 - \lambda'_1)\phi_1 (|M_{\Lambda}(1/2)|^2 d_{\lambda_1 1/2}^{1/2}(\theta_1) d_{\lambda'_1 1/2}^{1/2}(\theta_1) + |M_{\Lambda}(-1/2)|^2 d_{\lambda_1 -1/2}^{1/2}(\theta_1) d_{\lambda'_1 -1/2}^{1/2}(\theta_1))$$

$$G_{\lambda_2 \lambda'_2}^{J/\psi}(\theta_2, \phi_2) = \sum_{\lambda_5 \lambda_6} \exp i(\lambda_2 - \lambda'_2)\phi_2 (|M_{J/\psi}(\lambda_5, \lambda_6)|^2 d_{\lambda_2 m_2}^1(\theta_2) d_{\lambda'_2 m_2}^1(\theta_2)) \quad (B.12)$$

$D_{\lambda_1 - \lambda_2, \lambda'_1 - \lambda'_2}(\theta, \phi)$ est une matrice (4×4) hermitique qui comprend la matrice densité de polarisation du Λ_b .

Nous remarquons que quatre éléments de matrice hadronique sont nécessaires pour décrire la dynamique de la désintégration du Λ_b : $M_{\Lambda_b}(1/2, 0)$, $M_{\Lambda_b}(-1/2, 0)$, $M_{\Lambda_b}(1/2, 1)$, et $M_{\Lambda_b}(-1/2, -1)$.

Les deux autres termes $F_{\lambda_1 \lambda'_1}^{\Lambda}$ et $G_{\lambda_2 \lambda'_2}^{J/\psi}$ décrivent la dynamique de désintégration des résonances intermédiaires $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ respectivement.

$F_{\lambda_1 \lambda'_1}^{\Lambda}$ a besoin de la détermination de deux éléments de matrice hadronique $M_{\Lambda}(1/2, 0)$ et $M_{\Lambda}(-1/2, 0)$ afin de décrire la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Ils sont liés aux états d'hélicité du proton et ils sont inégaux en raison de violation de la parité alors que pour $G_{\lambda_2 \lambda'_2}^{J/\psi}$, quatre éléments de la matrice doivent être déterminés $M_{J/\psi}(1/2, 1/2)$, $M_{J/\psi}(-1/2, 1/2)$, $M_{J/\psi}(1/2, -1/2)$, et $M_{J/\psi}(-1/2, -1/2)$. Mais, par conservation de la Parité dans les désintégrations électromagnétiques, on déduit :

$$\begin{aligned} M_{J/\psi}(+1/2, +1/2) &= M_{J/\psi}(-1/2, -1/2) \\ \text{et } M_{J/\psi}(+1/2, -1/2) &= M_{J/\psi}(-1/2, +1/2) \end{aligned}$$

Par la suite les distributions angulaires de chaque désintégration seront calculées de la façon suivante :

$$d\sigma(\Lambda)_{\Lambda_b} = \int_{\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2} d\sigma \times d\phi_1 d\phi_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 \quad (\text{B.13})$$

$$d\sigma(p)_{\Lambda} = \int_{\phi, \phi_2, \theta, \theta_2} d\sigma \times d\phi d\phi_2 d\cos\theta d\cos\theta_2 \quad (\text{B.14})$$

$$d\sigma(\mu)_{J/\psi} = \int_{\phi, \phi_1, \theta, \theta_1} d\sigma \times d\phi d\phi_1 d\cos\theta d\cos\theta_1 \quad (\text{B.15})$$

Annexe C

Méthode des asymétries

Cette annexe a pour but d'expliquer cette méthode ainsi que le calcul des erreurs statistiques.

C.1 Relations entre l'asymétrie et les composantes P_Z et P_Y du vecteur-polarisation

L'asymétrie A est donnée par la relation suivante :

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (\text{C.1})$$

En prenant la distribution angulaire en $\cos \theta$ qui varie entre -1 et +1, N_- sera le nombre d'événements qui sont répartis entre -1 et 0. N_+ correspond à ceux répartis entre 0 et 1. D'où :

$$N_- = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d \cos \theta} d \cos \theta \quad (\text{C.2})$$

$$N_+ = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d \cos \theta} d \cos \theta \quad (\text{C.3})$$

Pour la distribution angulaire en ϕ qui varie entre 0 et 2π , N_- sera le nombre d'événements qui sont répartis entre π et 2π . N_+ correspond à ceux répartis entre 0 et π . D'où :

$$N_- = \int_{\pi}^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi \quad (\text{C.4})$$

$$N_+ = \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi \quad (\text{C.5})$$

Les distributions angulaires en $\cos \theta$ et en ϕ du proton dans le repère propre du Λ sont exprimées par :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} P_Z^{\Lambda} \cos \theta \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{d\sigma}{d\phi} \propto 1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{AS}^\Lambda (P_X^\Lambda \cos \phi + P_Y^\Lambda \sin \phi) \quad (\text{C.7})$$

ce qui nous donne :

$$A_{\cos \theta} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{1}{2} \alpha_{AS}^\Lambda P_Z^\Lambda \quad (\text{C.8})$$

$$A_\phi = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{1}{2} \alpha_{AS}^\Lambda P_Y^\Lambda \quad (\text{C.9})$$

C.2 Erreur sur les asymétries

L'erreur sur A dépend de l'erreur sur N_+ et N_- , et peut être déterminé à partir de la formule suivante :

$$\sigma_A^2 = \left| \frac{\partial A}{\partial N_+} \right|^2 \sigma_{N_+}^2 + \left| \frac{\partial A}{\partial N_-} \right|^2 \sigma_{N_-}^2 + 2 \frac{\partial A}{\partial N_+} \frac{\partial A}{\partial N_-} \text{COV}(N_+, N_-) \quad (\text{C.10})$$

En prenant $N = N_+ + N_-$, l'erreur sur A sera :

$$\sigma_A^2 = \frac{4(N_+ \sqrt{N_-} + N_- \sqrt{N_+})^2}{N^4} \quad (\text{C.11})$$

Dans le cas où $N_+ \simeq N_-$, N_+ et N_- peuvent être écrites sous la forme :

$$N_+ = N_0 + n \quad (\text{C.12})$$

$$N_- = N_0 - n \quad (\text{C.13})$$

avec $n \ll N_0$ et $N_+ + N_- = 2N_0 = N$. D'où :

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (\text{C.14})$$

Pour des valeurs des asymétries très faibles, l'erreur sera inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'événements total.

Bibliographie

- [1] F. Laloe *la transformation de symétrie en mécanique classique et en mécanique quantique*
URL [http ://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/fl-dea/chap-1.pdf](http://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/fl-dea/chap-1.pdf)
- [2] A. Messiah, *Mécanique Quantique*, Dunod 1995.
- [3] L. Michel *Symmetry and conservation laws in particle physics in the fifties*.
- [4] I.I. Bigi, A.I. Sanda, *CP violation*, Cambridge university press, 2000.
- [5] G. Chanfray, G. Smadja, *Les particules et leurs symétries*, Masson 1997.
- [6] J.M. Domingos, *Time Reversal in Classical and Quantum Mechanics*, International Journal of Theoretical Physics 18, No. 3, 1979.
- [7] E. Wigner *The operation of Time Reversal in Quantum Mechanics* 25 Novembre 1932.
- [8] F. Laloe *Cours sur les symétries, le Renversement du Temps*
URL [http ://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/fl-dea/chap-8.pdf](http://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/fl-dea/chap-8.pdf).
- [9] W. Pauli *Time Reversal*, Les Houches, Haute Savoie, été 1952.
- [10] T.D. Lee, C.N. Yang, *Question of parity conservation in weak interactions*, Phys. Rev. 104, pages 254-258, 1956.
- [11] C.S. Wu et al, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. D 105, pages 1413-1415, 1957.
- [12] C.S. WU, E. AMBLER, R.W. HAYWARD, D.D. HOPPES, R.P HUDSON, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. D 105, pages 1413-1415, 1957.

- [13] T.D. LEE, R. OEHME, C.N. YANG, *Remarks on possible noninvariance under Time Reversal and Charge conjugation*, Phys. Rev. 106, pages 340-345, 1955.
- [14] J.H. Christensen, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys. Rev. Lett. 13, pages 138, 1964.
- [15] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Observation of CP Violation in the B^0 Meson System*, Phys Rev Lett 87 091801, 2001.
- [16] K. Abe et al. (Belle Collaboration), *Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System*, Phys Rev Lett 87 091802, 2001.
- [17] A.D. Sakharov, *Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, JETP Lett 5, 24-27, 1967.
- [18] N.F. Ramsey, *Electric dipole moment of the neutron*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., pages 1-14, 1990.
- [19] P.G. HARRIS, *New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, Phys. Rev. Lett. 82, pages 904-907, 1999.
- [20] D. Wark, *New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, Phys. Rev. Lett 82 number 5, 1999.
- [21] S. Ando et al, *The D coefficient in neutron beta decay in effective field theory*. Phys. Lett. B 677, 109-115, 2009.
- [22] P.K KABIR, *What is not invariant under Time Reversal?*, Phys. Rev. D 2, pages 540-542, 1970.
- [23] CPLEAR Collaboration, *First direct observation of time-reversal non invariance in the neutral-kaon system*, Phys. Lett. B 444, pages 43-51, 1998.
- [24] J. Belz, *Study of the decays $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ and $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ at KTeV*, hep-ex/9903025v1, 1999.
- [25] LHCb Collaboration : A.A. Alves JR. et al. *The LHCb detector at the LHC*. Journal of Instrumentation, 3 S08005, 2008.
- [26] L. Evans et P. Bryant, *LHC machine*. JINST 3 S08001, 2008.

- [27] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Magnet. Technical Design Report*, LHCC-2000-007, 2000.
- [28] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Vertex Locator. Technical Design Report*, LHCC-2001-011, 2001.
- [29] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Inner Tracker. Technical Design Report*, LHCC-2002-029, 2002.
- [30] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Outer Tracker. Technical Design Report*, LHCC-2001-024, 2001.
- [31] LHCb. *LHCb technical design report : Reoptimized detector design and performance*. CERN-LHCC-2003-030, 2003.
- [32] S. Borghi *Performance of the Tracking System at the LHCb Experiment*, LHCb-PROC-2010-064; CERN-LHCb-PROC-2010-064.
- [33] A.A. Alves et al *The LHCb detector at the LHC*, Journal of Instrumentation, S08 005, 2008.
- [34] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Rich. Technical Design Report*, LHCC-2000-037, 2000.
- [35] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Calorimeters. Technical Design Report*, LHCC-2000-036, 2000.
- [36] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Muon System. Technical Design Report*, LHCC-2001-010, 2001.
- [37] LHCb Collaboration, S. Amato et al. *LHCb Trigger System. Technical Design Report*, LHCC-2003-031, 2003.
- [38] G. Barrand et al. GAUDI, *The software architecture and framework for building LHCb data processing applications*, International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics, vol. 140, Nos.1-2, October 2001
- [39] M. Cattaneo et al. *The GAUDI project*.
URL [http ://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/](http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/), 2001.
- [40] P. Robbe et al, *GAUSS*.
URL [http ://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Simulation/](http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Simulation/).

- [41] Torbjörn jöstrand et al. *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*. Comput. Phys. Commun., 135 :238-259, hep-ph/0010017, 2001.
- [42] BABAR. *The EVTGEN package home page*.
URL <http://www.slac.stanford.edu/lange/EvtGen/>.
- [43] M. Cattaneo et al, *BOOLE*.
URL <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Digitization/>.
- [44] M. Cattaneo et al, *BRUNEL*.
URL <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Reconstruction/>.
- [45] G. Corti et al. *DAVINCI*.
URL <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/>.
- [46] Z.J. Ajaltouni, E. Conte, O. Leitner, *Beauty baryons at LHCb*. LHCb Public Note,LHCb-2008-005, 2009.
- [47] E. DiSalvo, Z.J. Ajaltouni *Model-independent tests for Time Reversal, CP violations and for CPT theorem in Λ_b , $\bar{\Lambda}_b$ two body decays*. Modern Physics Letters A 24, 109-121, 2009.
- [48] O. Leitner, Z.J. Ajaltouni, E. Conte, *Testing Fundamental Symmetries with $\Lambda_b \rightarrow \Lambda$ Vector Decays*, hep-ph/0602043, PCCF RI0601.
- [49] Z.J. Ajaltouni, *Testing CP and Time Reversal Symmetries with $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V(-1)$ Decays* Nuclear Physics B 174, 169-172; hep-ph/0610189, 2007.
- [50] R. Hagedorn *The Density Matrix*, Lectures given to the experimental physicists et CERN, April 1958.
- [51] M. Jacob and G.C. Wick *On the General Theory of Collisions for Particles with Spin*, Annals of Physics 281, 774-799, 2000.
- [52] K. Nakamura et al, Particle Data Group, J. Phys. G **37**, (2010)
- [53] Z.J.Ajaltouni, E. Di Salvo, O. Leitner, *Resonances, Polarizations and Symmetries in Λ_b decays*
- [54] F. Gabbiani, A. Onishchenko, A.A. Petrov, *Λ_b lifetime puzzle in heavy-quark expansion*, Phys. Rev. Lett. D 68, 114006, 2003.

-
- [55] N.G. Uraltsev, *On the problem of boosting non-leptonic b baryon decays*, Phys. Lett.B 376 ,1996.
 - [56] C. Tarantino, *B-Meson Mixing and Lifetimes*, Nucl. Phys. Proc.Suppl.156 :33-37,2006.
 - [57] E. Franco et al, *Lifetime Ratios of Beauty Hadrons at the Next-to-Leading order in QCD*, B633, 212, 2002.
 - [58] F. Gabbiani, A. Onishchenko, A.A. Petrov, *Spectator effects and lifetimes of heavy hadrons*, Phys. Rev. D 70, hep-ph/0407004, 2004.
 - [59] Collaboration CDF, *Measurement of the Λ_b lifetime in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.*, Phys. Rev. Lett. 104, 102002, 2010.
 - [60] W. Verkerke, D. Kirkby, *RooFit Users Manual v2.07*, Janvier 2006.
URL [http : //roofit.sourceforge.net/docs/RooFitUsersManual2.07 – 29.pdf](http://roofit.sourceforge.net/docs/RooFitUsersManual2.07-29.pdf).
 - [61] Z.J. Ajaltouni, E. Conte, *Angular Analysis of Λ_b decays into $\Lambda V(-1)$* , hep-ph/0409262, PCCF RI 0409.
 - [62] Z.J. Ajaltouni, E. Conte, O. Leitner, *Λ_b Decays into $\Lambda -$ Vector*, Phys. Lett. B 614, 165-175 ; hep-ph/0412116, 2005.
 - [63] Z.J. Ajaltouni, M.Jahjah-Hussein, R.Lefèvre, *Kinematics of Λ_b decays including Resonance Polarizations*, CERN-LHCb-INT-2009-028, 2009
 - [64] W.E. Cleland, M. Veltman and al., *A determination of the β parameter as a test of T -invariance in the charged decay mode of the Λ hyperon*. Phys. Lett. B. **26** (1967), pages 45-48.
 - [65] F.S. Crawford et al, *Detection of Parity Nonconservation in Λ decay*, 1957.

Résumé

Les thèmes abordés et développés dans ce manuscrit ont pour objectif de proposer une nouvelle voie pour tester, d'une manière directe, la symétrie de renversement du temps (T) : voie offerte par le LHC grâce à la production copieuse de baryons beaux, spécialement le Λ_b dont les canaux de désintégration en $\Lambda V(1^-)$ révéleraient l'existence de nouvelles observables impaires par T. L'accent est mis sur l'importance de la polarisation initiale du Λ_b produit dans les collisions $p - p$ et, surtout, sur celles des résonances intermédiaires issues du Λ_b . Nous présentons en premier lieu le cadre théorique du travail effectué et en second lieu les différentes voies concernant la recherche directe de la violation de T.

Un modèle phénoménologique étudiant la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ a été développé à partir duquel les distributions angulaires ont été calculées. Une étude approfondie de la reconstruction et de la sélection du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ est exposée ainsi que celle du canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$; canal utilisé pour valider la méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b .

Sur un autre plan et grâce au démarrage du LHC, une analyse préliminaire des premières données enregistrées par le LHCb a été effectuée ainsi qu'une première mesure prometteuse de la polarisation de l'hyperon Λ .

Mots-Clés : LHCb, violation de la symétrie T, Modèle Phénoménologique, temps de vie du Λ_b , polarisation.

Abstract

The topics discussed and developed in this dissertation aim to propose a new way to test, in a direct manner, the symmetry of time reversal (T) : an opportunity is offered by the LHC through the copious production of beauty baryons, especially the Λ_b whose decay channels in $\Lambda V(1^-)$ would reveal the existence of new odd observables under T. The Emphasis is put on the importance of the Λ_b initial polarization produced in $p - p$ collisions, and especially those of intermediate resonances coming from Λ_b . We first present the theoretical framework of this work and secondly the different procedures concerning the direct search of T violation. A phenomenological model considering the decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ has been developed, from which angular distributions are computed. A detailed study of the reconstruction and selection of the channel $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ is exposed as well as that of the channel $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$; channel used to validate the extraction of the Λ_b lifetime.

On another side and due to the start of the LHC, a preliminary analysis of data recorded by the LHCb has been made. A promising first measure of the hyperon Λ polarization was also performed.

Keywords : LHCb, T violation, Phenomenological model, Λ_b lifetime, polarisation.