



Recherche de la violation des symétries CP et T dans les réactions $\Lambda^0_b \rightarrow \Lambda^0 +$ un méson vecteur. Validation de l'architecture de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb.

E. Conte

► To cite this version:

E. Conte. Recherche de la violation des symétries CP et T dans les réactions $\Lambda^0_b \rightarrow \Lambda^0 +$ un méson vecteur. Validation de l'architecture de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2007. Français. NNT: . tel-00261494

HAL Id: tel-00261494

<https://theses.hal.science/tel-00261494>

Submitted on 7 Mar 2008

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

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

Numéro d'ordre : DU 1785
EDSF : 546

PCCF T 0710

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologie

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Éric CONTE
Maître ès-sciences, Diplômé d'Études Approfondies

**RECHERCHE DE LA VIOLATION DES SYMÉTRIES CP ET T
DANS LES RÉACTIONS $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 + \text{un méson vecteur}$**

**VALIDATION DE L'ARCHITECTURE DE LECTURE DES
CANAUX DU DÉTECTEUR DE PIED DE GERBE DE
L'EXPÉRIENCE LHCb**

Soutenue publiquement le 12 novembre 2007, devant la commission d'examen :

Président :	M. A. BALDIT	
Examineurs :	M. Z. AJALTOUNI	Directeur de thèse
	M. A. BAY	
	M. B. LOISEAU	Rapporteur
	M. P. PERRET	
	M. A. SCHOPPER	
	M. M. TALBY	Rapporteur

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse Ziad AJALTOUNI. Son encadrement, sa disponibilité et son soutien m'ont permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions. Sa passion communicative pour la Physique a vraiment été un moteur dans mes activités de recherche. Je suis également reconnaissant envers Pascal PERRET, responsable de l'équipe LHCb du LPC, pour m'avoir permis de participer à cette aventure.

Je suis totalement redevable à Stéphane MONTEIL qui m'a appuyé dans mes travaux, ainsi qu'à tous les autres membres de l'équipe LHCb de Clermont-Ferrand : Cristina CÂRLOGANU, Valentin NIESS, Régis LEFÈVRE et Olivier DESCHAMPS. Les relations tissés au cours de ces trois années de thèse ont dépassé largement le cadre professionnel. Je remercie également mes prédécesseurs et parrains, Arnaud ROBERT et David BORRAS.

Mes remerciements vont aussi à Patrick ROBBE pour l'intérêt qu'il a montré pour mes recherches et l'aide qu'il m'a apporté. Par ailleurs, je dois également beaucoup à Ivan BELYAEV qui fut d'un grand secours sur les problèmes *software*.

La partie instrumentale de ma thèse m'a permis d'interagir avec de nombreuses personnes. En premier lieu, j'adresse mes remerciements à Rémi CORNAT, Roméo BONNEFOY et Jacques LECOQ de l'équipe microélectronique de Clermont-Ferrand. J'ai eu également beaucoup de plaisir à travailler avec les physiciens et électroniciens de l'électronique L0 du système de déclenchement, en particulier Jacques LEFRANÇOIS, Frédéric MACHEFERT, Cyril DRANCOURT, Victor COCO et Alvaro GASPARD DE VALENZUELA.

De même, je remercie Alain BALDIT, directeur du LPC, ainsi que Aurelio BAY, Benoît LOISEAU, Andreas SCHOPPER et Mossadek TALBY d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. J'ai apprécié les nombreux échanges entretenus sur mon travail, échanges qui m'ont permis d'améliorer et de finaliser le présent manuscrit.

Étant moniteur à Polytech'Clermont-Ferrand, une part importante de mes activités de doctorant a été consacrée à l'enseignement. À ce titre, j'exprime ma gratitude à Hélène de BAYNAST, Jean-Pierre CHERRÉ, Jean-Pierre FONTAINE et Lionel BATIER pour m'avoir encadré et initié au métier d'enseignant.

Enfin, je remercie ma famille sans laquelle je ne serais jamais arrivé à ce niveau d'étude. Grand merci à toutes les personnes qui m'ont soutenu et encouragé pendant ces trois années : mes amis de Polytech'Clermont-Ferrand (Claire, Marie, Jacques, Jean-Paul, Gaëtan, Loïc, David, Antoine, Julie, Adrien, Philippe, Christophe et Sébastien), mes compagnons d'arme du LPC (Djamel, Baptiste, Ziad, Nicolettta, FC, FG, BenJ, VG, VL, Chôz et F7), mes camarades hispanophones (Miguel, Marie, Gabriel, Claudio et "*los malditos argentinos*") et tous ceux que j'aurais involontairement oubliés. Enfin, mes remerciements vont à CROUSTI-PAIN, dont les sandwiches furent pendant (trop) longtemps la base de mon alimentation, ainsi qu'aux PINK FLOYD dont la musique envoûtante m'a accompagné durant les longues soirées de rédaction.

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	v
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xvii
Glossaire	xix
Introduction	1
I Contexte et enjeux de l'étude	3
1 Des symétries discrètes en Physique des Particules	5
1.1 Classification des symétries	5
1.2 Définition des symétries discrètes d'espace-temps C, P et T	6
1.3 De l'invariance du monde macroscopique par les symétries discrètes	7
1.4 De l'invariance du monde subatomique par les symétries discrètes	9
1.4.1 Formalisme des symétries en mécanique quantique	9
1.4.2 Représentation des opérateurs C, P et T	10
1.4.3 Un pilier de la théorie quantique des champs : le théorème CPT . . .	11
1.4.4 Découverte expérimentale de la violation des symétries C, P, CP et ... T	11
1.4.4.1 Prédiction de la violation de P dans les interactions faibles	12
1.4.4.2 Mise en évidence de la violation maximale de P et de C dans les interactions faibles	12
1.4.4.3 Découverte de la violation partielle de CP dans les inter- actions faibles	12
1.4.4.4 Mise en évidence de la violation partielle de T dans les interactions faibles	13
2 Sources de la violation de CP et de T dans le Modèle Standard	17
2.1 Le modèle de base : l'électrodynamique quantique	17
2.2 Secteur fort du Modèle Standard	18
2.3 Secteur électrofaible minimal du Modèle Standard	20
2.3.1 Une théorie de jauge basée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (ou presque)	20
2.3.2 Matrices de masse et de mélange pour les fermions	22
2.3.3 Description de la violation de CP par le mécanisme CKM	23

2.4	Extension du Modèle Standard : la Physique des neutrinos	27
3	Comment mettre en évidence la violation de CP et de T dans la désintégration faible d'un baryon ?	29
3.1	Mise en évidence de la violation de CP	29
3.1.1	Les trois formes de violation de CP	29
3.1.1.1	Violation indirecte de CP ou violation dans le mélange . .	30
3.1.1.2	Violation directe de CP ou violation dans les désintégrations	30
3.1.1.3	Violation de CP par interférences	30
3.1.2	Conditions pour obtenir une violation directe de CP	31
3.1.3	Résultats expérimentaux sur la violation directe de CP pour les hadrons étranges	31
3.1.3.1	Étude avec les kaons chargés	32
3.1.3.2	Étude avec le baryon neutre Λ^0	32
3.2	Mise en évidence de la violation de T	33
3.2.1	Comparaison de processus T conjugués	33
3.2.1.1	Principe du bilan détaillé et relation de réciprocité	33
3.2.1.2	Systèmes de particules oscillantes	34
3.2.2	Observables impaires par T	34
3.2.2.1	Moment dipolaire électrique	34
3.2.2.2	Observables impaires par T dans les états finaux des réac- tions	35
3.3	Justification des canaux étudiés : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$	37
3.3.1	Choix du baryon étudié	37
3.3.2	Les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$	39
3.3.3	Violation de CP et importance du mélange $\rho^0 - \omega^0$	40
4	Accélérateur LHC et détecteur LHCb	43
4.1	Tour d'horizon des usines à B et à b	43
4.2	Le futur collisionneur du CERN : le Large Hadron Collider	44
4.2.1	Caractéristiques du collisionneur LHC	45
4.2.2	Expériences de physique autour du LHC	45
4.3	LHCb : un détecteur dédié à la physique de la beauté	46
4.3.1	Motivations premières de la collaboration LHCb	47
4.3.2	Configuration du détecteur	47
4.3.3	Les sous-détecteurs	49
4.3.3.1	Le détecteur de vertex	49
4.3.3.2	Le trajectographe	50
4.3.3.3	Les imageurs d'anneaux Cherenkov (RICH)	51
4.3.3.4	Le système de calorimétrie	52
4.3.3.5	Les chambres à muon	55
4.3.4	Structure du système de déclenchement	55
4.3.4.1	Système de déclenchement hardware : niveau L0	56
4.3.4.2	Système de déclenchement software : niveau High Level Trigger (HLT)	57

II	Définition et validation des cartes FE du détecteur de pied de gerbe	61
5	Le détecteur de pied de gerbe et son électronique de lecture	63
5.1	Spécificités de la chaîne de mesure	63
5.2	Cellules scintillantes et fibres optiques	65
5.3	Les tubes photomultiplicateurs	66
5.4	Électronique de lecture : étage analogique (Very Front-End)	69
5.5	Électronique de lecture : étage numérique (Front-End)	71
5.5.1	Introduction à l'électronique Front-End	71
5.5.2	Répartition des cartes Front-End	71
5.5.3	Voie d'acquisition	72
5.5.3.1	Synchronisation avec la carte Very Front-End	72
5.5.3.2	Détermination de l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe	73
5.5.3.3	Détermination des cellules actives du détecteur de pied de gerbe	74
5.5.3.4	Détermination des cellules actives du SPD	75
5.5.4	Voie du système de déclenchement	76
5.5.4.1	Détermination de la multiplicité SPD	76
5.5.4.2	Détermination du Trigger Cluster	76
6	Développement de l'architecture Front-End : des cartes prototypes aux cartes de production	79
6.1	Planning du développement de l'électronique Front-End du détecteur de pied de gerbe	80
6.2	Premier aperçu de l'architecture Front-End	81
6.2.1	À l'échelle d'un châssis de cartes Front-End	81
6.2.2	À l'échelle d'une carte Front-End	82
6.2.3	À l'échelle d'un composant FPGA	84
6.2.4	Contraintes liées à l'usage de l'électronique pour l'expérimentation	85
6.3	Mise en place d'un banc de test	86
6.3.1	Structure matérielle	86
6.3.2	Structure logicielle	87
6.4	Développement du coeur algorithmique des cartes Front-end	88
6.4.1	Enrichissement et validation du programme des FE-PGA	88
6.4.1.1	Contexte du développement du programme des FE-PGA	88
6.4.1.2	Chargement des registres du FE-PGA	91
6.4.1.3	Mode d'acquisition/injection et synchronisation	92
6.4.1.4	Correction du signal et détermination des cellules actives	92
6.4.1.5	Acquisition des données analogiques	92
6.4.1.6	Stabilité du FE-PGA par rapport au signal d'horloge	93
6.4.2	Définition et validation de la partie système de déclenchement	93
6.4.2.1	Difficultés rencontrées lors de la phase de développement	93
6.4.2.2	Test de connectivité	95
6.4.2.3	Test de calcul de la multiplicité SPD	95
6.4.2.4	Test de l'algorithme du Trigger Cluster	96
6.4.2.5	Synchronisation et intégration	96
6.5	Production des cartes Front-End	96

6.5.1	Production des cartes et tests réalisés par le manufacturier	96
6.5.2	Tests réalisés au laboratoire de Physique Corpusculaire	97
6.5.2.1	Position du problème	97
6.5.2.2	Élaboration d'une plateforme logicielle de tests	98
6.5.2.3	Phase 1 : test d'une carte Front-End	98
6.5.2.4	Phase 2 : test d'un châssis de cartes Front-End	100
6.5.3	Résultats des tests sur la série des cartes Front-End	100
7	Intégration de l'électronique Front-End du détecteur de pied de gerbe dans le système de déclenchement	103
7.1	Intégration de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe dans le système de déclenchement de niveau L0	104
7.1.1	Interaction entre les différentes cartes électroniques	104
7.1.1.1	Détermination des candidats "électromagnétiques"	104
7.1.1.2	Détermination des candidats "hadroniques"	105
7.1.1.3	Détermination de la multiplicité SPD	105
7.1.2	Disposition des cartes dans les châssis de l'expérience LHCb	106
7.1.3	Synchronisation des cartes électroniques	106
7.1.3.1	Importance d'une électronique synchronisée	106
7.1.3.2	Méthodes et options déployées pour la synchronisation des cartes	108
7.2	Motivations des tests communs	109
7.3	Banc de test utilisé pour les tests communs	109
7.3.1	Au plus proche des conditions de l'expérience	109
7.3.2	Supervision logicielle	111
7.3.3	Cartes électroniques utilisées durant les tests et câblage	111
7.4	Tests effectués et résultats obtenus	112
7.4.1	Test du système intégré (Front-End PS + carte de contrôle SPD)	113
7.4.2	Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL)	113
7.4.3	Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL + Front-End HCAL + carte de validation)	114
III	Recherche d'une possible violation des symétries CP et T dans les désintégrations faibles du Λ_b^0	117
8	Génération du baryon beau Λ_b^0	119
8.1	Principe de fonctionnement d'un générateur Monte-Carlo	120
8.2	Choix du générateur Pythia : le modèle de Lund	122
8.2.1	Principe de la fragmentation par corde	122
8.2.2	Détermination des paramètres cinématiques du hadron	123
8.3	Configuration LHCb de PYTHIA	123
8.4	Production des quarks beaux et asymétrie	124
8.4.1	Production de paires $b\bar{b}$ par interaction forte	124
8.4.2	Asymétrie entre le nombre de quarks beaux et le nombre d'anti-quarks beaux	126
8.5	Hadronisation en Λ_b^0 et asymétrie	127
8.5.1	Probabilité d'hadronisation en baryons beaux	127
8.5.2	Asymétrie entre la probabilité d'hadronisation en Λ_b^0 et en $\bar{\Lambda}_b^0$	128

8.5.3	Erreur systématique sur l'asymétrie de production	130
9	Phénoménologie de la désintégration faible du Λ_b^0	133
9.1	Importance de la polarisation	134
9.1.1	Quelques notions de "spinologie"	134
9.1.2	Polarisation du Λ_b^0 et des autres résonances	135
9.1.3	Repères utilisés dans le modèle	137
9.2	Calcul des distributions angulaires	138
9.2.1	Formalisme d'hélicité	138
9.2.2	Amplitude globale	139
9.2.3	Distribution angulaire de chaque résonance	140
9.2.3.1	Désintégration du Λ_b^0	140
9.2.3.2	Désintégration du Λ^0	141
9.2.3.3	Désintégration du V	142
9.3	Calcul des éléments de matrice hadronique	143
9.3.1	Approche effective par le formalisme OPE (Operator Product Expansion)	143
9.3.1.1	Introduction à la méthode OPE	143
9.3.1.2	Opérateurs locaux utilisés dans la modélisation	144
9.3.2	Hypothèse de factorisation	146
9.3.2.1	Introduction à l'hypothèse de factorisation	146
9.3.2.2	Effets non factorisables et interactions dans l'état final	147
9.3.2.3	Les constantes de désintégration des mésons vecteurs	148
9.3.3	Premiers résultats du modèle dynamique	149
9.3.3.1	Détermination des rapports d'embranchement	149
9.3.3.2	Paramètres des distributions angulaires	150
9.4	Implantation de la dynamique dans le code de simulation du logiciel EVTGEN	151
9.4.1	Architecture logicielle utilisée	151
9.4.2	Représentation graphique des distributions angulaires du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	152
9.4.3	Spécificités des canaux comportant un méson vecteur ρ^0 ou ω^0	155
9.4.3.1	Simulation du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0 (\pi^+ \pi^- \pi^0)$	155
9.4.3.2	Simulation du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0 (\pi^+ \pi^-)$	155
10	Reconstruction et sélection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	159
10.1	Stratégie adoptée pour l'analyse	160
10.2	Production des données simulées	161
10.2.1	Organisation des logiciels de simulation et de reconstruction	161
10.2.2	Les "Data challenges"	162
10.2.3	Échantillons produits pour notre étude	163
10.3	Reconstructibilité des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	164
10.3.1	Reconstruction et identification des particules chargées	164
10.3.1.1	Algorithme de reconstruction des traces	164
10.3.1.2	Répartition des traces des états finaux du Λ^0	165
10.3.1.3	Identification du proton issu du Λ^0	167
10.3.2	Reconstruction des particules π^0	168
10.3.2.1	Reconstruction et identification des photons	168
10.3.2.2	Les π^0 "résolus" et "mélangés"	169
10.3.3	Efficacité de détection et de reconstruction	170

10.4	Les programmes de présélection	172
10.4.1	Première présélection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	172
10.4.2	Mise au point du programme " Λ^0 standard" et de la présélection renforcée du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	174
10.4.3	Présélection des autres canaux	178
10.5	Sélection finale du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	180
10.5.1	Raffinement de la sélection avec le bruit de fond générique de la beauté	180
10.5.2	Estimation du rapport bruit sur signal pour le bruit de fond générique	180
10.5.3	Étude des bruits de fond spécifiques	184
10.6	Efficacité du système de déclenchement	185
10.6.1	Niveau L0	185
10.6.2	Niveau HLT	187
10.7	Performances du détecteur LHCb à la détection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	188
10.7.1	Efficacité globale de la sélection	188
10.7.2	Résolution en masse	189
10.7.3	Résolution en temps propre	189
11	Prédictions et limites expérimentales de l'étude sur la violation des symétries CP et T	193
11.1	Mise en évidence de la violation de CP	193
11.1.1	Stratégie employée	193
11.1.2	Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP sans effet systématique	194
11.1.3	Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP avec effets systématiques	195
11.1.4	Confrontation avec les résultats théoriques	197
11.2	Étude des observables impaires par T	199
11.2.1	Les angles "spéciaux"	199
11.2.1.1	Définition des observables	199
11.2.1.2	Asymétries prédites par le modèle	200
11.2.1.3	Sensibilité du détecteur LHCb aux asymétries des angles spéciaux	202
11.2.2	La polarisation des résonances intermédiaires	203
12	Mesure du temps de vie du Λ_b^0	207
12.1	Les enjeux de la mesure du temps de vie du Λ_b^0	207
12.1.1	Un puzzle théorique	207
12.1.2	Un puzzle expérimental	208
12.2	Méthode utilisée	209
12.3	Mise en place de l'ajustement	210
12.3.1	Ajustement de la distribution en masse	210
12.3.2	Ajustement de la distribution en temps propre du signal	210
12.3.3	Modélisation de la distribution en temps propre du bruit de fond	212
12.3.4	Ajustement global	212
12.4	Estimation des erreurs systématiques et perspectives d'amélioration de la méthode	213
12.4.1	Résolution en masse et en temps propre	214
12.4.2	Modélisation de l'acceptance du détecteur	214

Conclusion	215
Annexes	I
A Construction du détecteur LHCb en images	III
A.1 Le collisionneur LHC	III
A.2 Les différents éléments du détecteur LHCb	IV
A.3 Le détecteur de pied de gerbe et son électronique	VIII
B Précisions sur les méthodes de calcul employées dans la modélisation dynamique des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	XI
B.1 Calcul du terme $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ - traitement non perturbatif	XI
B.1.1 Vision intuitive de la HQET	XII
B.1.2 Détermination des facteurs de forme par HQET	XIII
B.1.3 Expression finale de $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$	XIII
B.2 Valeurs des coefficients de Wilson - traitement perturbatif	XV
C Calcul des erreurs statistiques	XVII
C.1 Erreur sur les efficacités	XVII
C.2 Erreur sur les asymétries Monte-Carlo	XVIII
C.3 Erreur sur les asymétries réelles	XVIII
C.3.1 Erreur sur les asymétries réelles sans contribution du bruit de fond	XVIII
C.3.2 Erreur sur les asymétries réelles avec contribution du bruit de fond	XIX
C.4 Erreur sur le paramètre κ	XX
Références bibliographiques	XXI

Table des figures

1.1	Évolution de l'asymétrie A_{exp} en fonction du temps entre 0 et $20\tau_s$	14
2.1	Représentation du triangle d'unitarité et de ses conventions dans le plan complexe correspondant à la relation $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$	25
2.2	Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité par la collaboration CKM fitter (approche fréquentiste)	26
2.3	Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité par la collaboration UT fit (approche bayésienne)	26
3.1	Notations utilisées dans KTeV	37
3.2	Multiplet des baryons beaux (non charmés) de spin 1/2	38
3.3	Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	40
3.4	Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \Phi$	40
3.5	Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0(\omega^0)$	40
3.6	Déphasage Δ_δ produit par le mélange $\rho^0 - \omega^0$	42
4.1	Anneau du collisionneur LHC et les quatre détecteurs principaux	46
4.2	Corrélation des angles d'émission θ des quarks b et $\bar{b}$	48
4.3	Probabilités d'avoir 0, 1, 2, 3 ou 4 interactions proton-proton en fonction de la luminosité	48
4.4	Les différents éléments du détecteur LHCb dans la caverne	49
4.5	Vue d'ensemble du détecteur de vertex	50
4.6	Plan de détecteur à silicium utilisé dans le détecteur de vertex	50
4.7	Les quatre plans de détecteurs à silicium du Trigger Tracker (TT)	51
4.8	Le détecteur RICH1	53
4.9	Le détecteur RICH2	53
4.10	Efficacité d'identification des kaons et taux de contamination par les pions	53
4.11	Les différents éléments de calorimétrie	54
4.12	Géométrie du PS, SPD et ECAL	54
4.13	Contribution du calorimètre au système de déclenchement de niveau L0	57
5.1	Trois domaines de granulométrie du détecteur de pied de gerbe	65
5.2	Distribution des photons émis par scintillation	65
5.3	Principe d'un tube photomultiplicateur	67
5.4	Quelques exemples de signaux correspondant à 1 MIP à la sortie du tube photomultiplicateur	68
5.5	Correspondance entre les voies côté détecteur - côté photomultiplicateur	68
5.6	Schéma simplifié de l'architecture Very Front-End du détecteur de pied de gerbe	70

5.7	Réponse de la carte Very Front-End à un pic d'intensité	70
5.8	Schéma fonctionnel de l'électronique Front-End	72
5.9	Blocs de cellules lues par les cartes Front-end pour un demi-plan du détec- teur de pied de gerbe et conventions LEFT, RIGHT, TOP, BOTTOM . . .	72
5.10	Exemple d'empilement de signaux consécutifs	74
5.11	Architecture électronique Very Front-End pour le SPD	75
5.12	Le Trigger Cluster	77
5.13	Transmission des cellules voisines du détecteur de pied de gerbe et du SPD	78
6.1	Répartition des cartes Front-End et des cartes de contrôle SPD dans les châssis pour un demi-plan du détecteur de pied de gerbe	83
6.2	Châssis pour les cartes Front-End et la carte CROC	83
6.3	Interface graphique du FEPGA	84
6.4	Banc de test	87
6.5	Interface graphique d'un des 8 FE-PGA	89
6.6	Interface graphique du TRIG-PGA	89
6.7	Interface graphique pour la gestion d'une carte Front-End	90
6.8	Distribution des piédestaux d'une voie après correction	93
6.9	Mise en évidence d'une valeur critique du taux de bits inversés par le TRIG- PGA	95
6.10	Plateforme logicielle dédiée aux tests de production	99
7.1	Schéma des différentes liaisons entre les éléments de l'électronique L0 (le nombre de cartes est rapporté à une seule carte de contrôle SPD)	104
7.2	Répartition des cartes Front-End ECAL et des cartes de validation dans les châssis pour un demi-plan du détecteur (disposition symétrique pour les châssis 15 à 21)	107
7.3	Répartition des cartes Front-End HCAL dans les châssis pour un demi-plan du détecteur (disposition symétrique pour les châssis 24 et 25)	107
7.4	Vue d'ensemble du banc de test	110
7.5	Ensemble des cartes utilisées au cours de la seconde campagne de tests . .	112
8.1	Les étapes d'un générateur Monte-Carlo	120
8.2	Processus élémentaires à l'origine de la "cascade" de partons	121
8.3	Schéma de la brisure de la corde	122
8.4	Les diagrammes de Feynman de production de paires $b\bar{b}$ (LO)	125
8.5	Les diagrammes de Feynman de production de beauté au Next-Leading- Order (NLO)	125
8.6	Production électrofaible de (anti-)quark beau unique	126
8.7	Asymétrie de production en fonction de la rapidité y	129
9.1	Plan de production (Σ) de la collision proton-proton	135
9.2	Polarisation transverse du Λ^0 produit dans les réactions $pp \rightarrow \Lambda^0 X$ ou $pBe \rightarrow \Lambda^0 X$	136
9.3	Repère d'hélicité des particules Λ^0 et V dans le repère de transversité du Λ_b^0	137
9.4	Repères et notations pour l'étude de la désintégration de chacune des ré- sonances	138
9.5	Passage de la théorie complète à la théorie effective	144
9.6	Diagrammes pris en compte par les opérateurs locaux O^i	146

9.7	Distribution angulaire du Λ^0 , du μ^+ et du proton en fonction de l'angle polaire dans leur repère d'étude respectif pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	153
9.8	Distribution angulaire du proton dans le repère propre du Λ^0 pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	154
9.9	Spectre en masse du mélange $\rho^0 - \omega^0$	156
10.1	Organisation des logiciels LHCb	162
10.2	Conventions sur la désignation des traces dans LHCb	165
10.3	Combinaisons dominantes de traces permettant de reconstruire le Λ^0 . . .	166
10.4	Topologies de traces dominantes pour la reconstruction du Λ^0	166
10.5	Test de l'hypothèse proton par rapport aux hypothèses pions et kaons . . .	168
10.6	Qualité de l'ajustement des traces chargés avec les amas	169
10.7	Spectre des grandeurs contraintes dans la préselection du J/Ψ inclusif . . .	173
10.8	Coupures en impulsion transverse P_T sur les protons et pions	175
10.9	Coupures sur la signification du paramètre d'impact IP/σ des protons et des pions	175
10.10	Grandeurs contraintes par la sélection " Λ^0 standard"	177
10.11	Coupures appliquées sur le candidat Λ_b^0	182
10.12	Efficacité du système de déclenchement de niveau L0	186
10.13	Grandeurs physiques contraintes par le système de déclenchement de niveau L0	186
10.14	Résolution en masse de la particule Λ_b^0	191
10.15	Résolution en temps propre de la particule Λ_b^0	192
11.1	Asymétrie CP pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$ en fonction de la masse invariante du système $\pi^+ \pi^-$	198
11.2	Plan de production du Λ^0 et du V	199
11.3	Distribution des <i>angles spéciaux</i> pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	200
11.4	Résolution du détecteur LHCb sur l'observable $AS(\cos \phi)$	203
11.5	Repère $(\Lambda^0, e_{L1}, e_{N1}, e_{T1})$ et $(V, e_{L2}, e_{N2}, e_{T2})$ d'étude des polarisation des résonances intermédiaires	204
12.1	Spectre du temps propre du Λ_b^0 (signal) après reconstruction	211
12.2	Ajustement de la fonction d'acceptance du temps propre du Λ_b^0 (signal) . .	212
12.3	Spectre en temps propre de l'échantillon de bruit de fond utilisé	213
12.4	Ajustement global	213
A.1	Étendue géographique de l'anneau du LHC. Localisation des quatre principaux détecteurs.	III
A.2	Les cryodipôles constituant l'anneau du LHC	III
A.3	Vue d'ensemble du détecteur LHCb dans sa caverne (décembre 2006) . . .	IV
A.4	Le détecteur de vertex VELO	IV
A.5	Demi-plans constituant le détecteur de vertex	IV
A.6	L'aimant dipolaire de LHCb	V
A.7	Le Trigger Tracker - prémontage dans le building 156 du CERN	V
A.8	Détecteurs de silicium à micropiste constituant le Trigger Tracker et l'InnerTracker	V
A.9	Installation de l'OuterTracker	V
A.10	Installation de l'imageur Cherenkov RICH1	VI

A.11 Installation de l'imageur Cherenkov RICH2	VI
A.12 Photodétecteur HPD utilisé par les imageurs Cherenkov	VI
A.13 Vue arrière de la chambre à muon M5	VI
A.14 Détecteur GEM (Gas Electron Multiplier)	VI
A.15 Le calorimètre électromagnétique ECAL	VII
A.16 Les différents types de modules ECAL	VII
A.17 Le calorimètre hadronique HCAL	VII
A.18 Constitution du HCAL	VII
A.19 Le détecteur de pied de gerbe et le SPD associé au mur de plomb	VII
A.20 Cellule scintillante enroulée par une fibre à décalage de longueur d'onde (WLS)	VIII
A.21 Les trois formats de cellules scintillantes et organisation des cellules dans un module (48x48 cm ²) du détecteur de pied de gerbe	VIII
A.22 Toron divisé en 4 sous-torons de 16 fibres optiques	VIII
A.23 Carte Very Front-End	VIII
A.24 Carte Front-End	VIII
A.25 Banc de test de la salle de manipulation du LPC	IX
A.26 Baie électronique utilisée pour les tests communs de novembre 2006	IX
A.27 Cartes Very Font-End du détecteur de pied de gerbe totalement câblées et installées sur le détecteur LHCb	X
A.28 Un châssis Front-End du détecteur de pied de gerbe totalement câblé et installé sur le détecteur LHCb	X
B.1 Valeurs des facteurs de forme en fonction de la vitesse de transfert ω	XIV

Liste des tableaux

1.1	Effet des transformations P et T sur les grandeurs cinématiques usuelles . . .	7
1.2	Effet des transformations discrètes sur les grandeurs physiques de l'Élec- tromagnétisme	8
2.1	Caractéristiques des groupes de Lie utilisés pour construire le Modèle Stan- dard	19
3.1	Effet de la violation de CP dans plusieurs systèmes de désintégration . . .	37
3.2	Baryons beaux non charmés comprenant un seul quark beau	38
3.3	Caractéristiques des mésons vecteurs intervenant dans les canaux de phy- sique étudiés	39
4.1	Coupures effectuées par le système de déclenchement de niveau L0	56
4.2	Partage de la bande passante du système de déclenchement HLT	58
5.1	Transcodage 10 bits en 8 bits effectué pour réduire la taille des données . .	75
6.1	Les étapes du développement des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe	80
8.1	Probabilités d'hadronisation des quarks beaux (estimées à partir des me- sures expérimentales)	124
8.2	Probabilité de production de B en résonances intermédiaires	124
8.3	Processus durs contribuant à la production de quarks beaux et leurs pro- babilités respectives	126
8.4	Probabilité de la production de Λ_b^0 par une résonance intermédiaire	127
8.5	Asymétries de production pour les hadrons B_d^0 , B_s^0 et Λ_b^0	128
8.6	Asymétries de production pour les hadrons B_d^0 , B_s^0 et Λ_b^0 compris dans l'acceptance géométrique du détecteur LHCb	130
8.7	Influence, sur l'asymétrie de production du Λ_b^0 , du choix de la fonction de densité partonique pour les protons du faisceau	131
8.8	Valeurs prises par convention par la collaboration LHCb	132
9.1	Etats d'hélicité autorisés dans le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	139
9.2	Rapport d'embranchement en fonction du nombre effectif de couleur N_c^{eff}	150
9.3	Paramètres intervenant dans les distributions angulaires	151
10.1	Échantillons produits et utilisés dans l'analyse des données	163
10.2	Sous-détecteurs touchés et nombre d'impacts minimum pour qu'une parti- cule soit dite reconstituée	170
10.3	Efficacités de détection et de reconstruction pour les différents canaux . .	171

10.4 Coupures utilisées dans la présélection du J/Ψ inclusif	173
10.5 Critères de sélection du proton et du pion	174
10.6 Critères de sélection du Λ^0	176
10.7 Efficacité sur le signal de la sélection " Λ^0 standard"	176
10.8 Pureté du signal obtenue par la sélection " Λ^0 standard"	176
10.9 Coupures utilisées dans la présélection du ϕ	178
10.10 Coupures utilisées dans la présélection du ρ^0	178
10.11 Coupures utilisées dans la présélection du ω^0	179
10.12 Critères de sélection du Λ_b^0 pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ pour V un méson vecteur autre que J/Ψ	179
10.13 Efficacité de présélection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	179
10.14 Coupures de sélection du J/Ψ	181
10.15 Critères de sélection des protons et des pions	181
10.16 Critères de sélection du Λ^0	181
10.17 Critères de sélection du Λ_b^0	181
10.18 Estimation du rapport B/S en fonction du nombre effectif de couleur N_c^{eff}	184
10.19 Contamination du signal par les processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V pour ϕ , ω^0 et ρ^0	184
10.20 Contamination du signal par les processus " $B \rightarrow J/\Psi X$ "	184
10.21 Efficacité du système de déclenchement de niveau L0 des les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow$ $\Lambda^0 V$	186
10.22 Efficacité HLT des les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	187
10.23 Coupures utilisées dans la sélection " $B \rightarrow J/\Psi X$ "	187
10.24 Les différentes efficacités pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	188
10.25 Nombre de Λ_b^0 attendus par an	189
11.1 Erreur statistique sur l'asymétrie CP en fonction du nombre d'années de prises de données	195
11.2 Erreur (statistique + systématique) sur l'asymétrie CP en fonction du nombre d'années de prises de données	197
11.3 Asymétries CP théoriques estimées à partir de notre modèle dynamique	198
11.4 Asymétries calculées pour $AS(\cos \phi)$ et $AS(\sin \phi)$	201
11.5 Évolution des asymétries $AS(\cos \phi)$ et $AS(\sin \phi)$ en fonction de la polari- sation du Λ_b^0	201
11.6 Transformation des vecteurs de la base transverse et des composantes du vecteur polarisation.	204
12.1 Liste des mesures du temps de vie du Λ_b^0 réalisées	208
12.2 Résumé des travaux effectués pour chaque canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ étudié	220
B.1 Règles de Feynman en QCD et règles effectives en HQET	XIII
B.2 Valeurs des coefficients $\zeta_1(\omega_V)$ et $\zeta_2(\omega_V)$	XV
B.3 Expression numérique des coefficients de Wilson pour deux valeurs du mo- ment de transfert q^2	XV

Glossaire

$\mathcal{A}$

ASIC (Application Specific Integrated Circuit) circuit intégré dont la fonction peut être personnalisée en vue d'une application spécifique.

AWG (Analogic Wave Generator) générateur de signaux analogiques.

$\mathcal{B}$

BCID (Bunch-Crossing IDentification) numéro identifiant chaque collision proton-proton du LHC.

BOTTOM

- convention utilisée pour repérer les cellules du détecteur de pied de gerbe ou de tout autre élément de calorimétrie. Voir figure 5.9.
- correspondance spécifique pour le détecteur de pied de gerbe entre les voies côté détecteur et les voies côté photomultiplicateur.

$\mathcal{C}$

CAN Convertisseur Analogique Numérique.

CNA Convertisseur Numérique Analogique.

Carte de Contrôle SPD ou **SPD-CB** (SPD Control Board). Carte électronique du système de déclenchement L0 qui détermine la multiplicité en traces chargées, au niveau du SPD, pour un bloc de 64x64 voies.

Carte de Sélection carte électronique du système de déclenchement L0 qui "sélectionne" les candidats les plus énergétiques envoyés par les cartes de validation.

Carte de Validation ou **TVB** (Trigger Validation Board). Carte électronique du système de déclenchement L0 qui détermine les candidats électrons, photons, hadrons chargés, π^0 de plus haute énergie transverse et les candidats muons de plus haute impulsion transverse.

CAT (Control and Acquisition Task) environnement logiciel destiné à contrôler l'électronique du calorimètre et à vérifier son bon fonctionnement.

Commissioning phase de réglage et de mise en oeuvre du détecteur qui conduit à l'opérationnalité du détecteur.

Convoyeur de courant	circuit d'amplication des signaux en courant.
Crate	terme anglophone pour "châssis électronique".
CROC	(C alorimeter R ead- O ut C ard) carte électronique assurant la communication entre les cartes d'un châssis et l'environnement extérieur (supervision et acquisition).
Cross-talk	<i>voir diaphonie.</i>

$\mathcal{D}$

DAVINCI	Programme d'analyse des données acquises par le détecteur LHCb ou des données simulées.
DD	particule intermédiaire (ici le Λ^0) reconstruite à partir de deux traces <i>Downstream</i> .
Delay chip	circuit électronique permettant de déphaser un signal numérique.
Delatcher	dipositif électronique qui limite la consommation en courant et protège ainsi une carte électronique en cas de <i>Latch-up</i> .
Demi-voie	caractéristique de l'électronique du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb. Une voie est scindée en deux demi-voies selon l'étage intégrateur de la carte Very Front-End utilisé.
Diaphonie	bruit électronique où une partie du signal d'une voie se retrouve dans une voie adjacente.
Downstream	trace touchant seulement le Trigger Tracker et les chambres T1, T2, T3.

$\mathcal{E}$

ECAL	(E lectromagnetic C alorimeter) calorimètre électromagnétique.
EVTGEN	programme simulant la désintégration des particules belles.

$\mathcal{F}$

FE	(F ront- E nd) étage numérique d'électronique de lecture.
FE-PGA	FPGA des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe dédié aux traitements des données de ce détecteur et à la transmission des données vers le système d'acquisition.

FPGA (**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray) circuit programmable composé d'un ensemble de blocs logiques élémentaires qui peuvent être interconnectés de manière à réaliser une fonction logique précise.

$$\mathcal{G}$$

GLUE-PGA FPGA des cartes Front-End réalisant l'interface entre les autres FPGA et la carte CROC.

$$\mathcal{H}$$

HCAL (**H**adronic **C**alorimeter) calorimètre hadronique.

HLT (**H**igh **L**evel **T**rigger) deuxième niveau du système de déclenchement du détecteur LHCb, permettant de passer d'un flux de données de 1 MHz à 2 KHz.

$$I, \mathcal{I}, \mathcal{K}$$

I²C (**I**nter**I**ntegrated **C**ircuit bus) bus série largement employé en électronique.

InnerTracker Trigger Tracker (TT) et partie centrale des chambres T1, T2, T3 qui sont constitués de détecteurs à silicium.

IP Paramètre d'impact.

IP/ σ Significance du paramètre d'impact : paramètre d'impact rapporté sur son erreur.

$$\mathcal{L}$$

L0 (**L**evel **0**) premier niveau du système de déclenchement du détecteur LHCb, permettant de passer d'un flux de données de 40 MHz à 1 MHz.

L0DU voir *Unité de Décision*.

LAL Laboratoire de l'**A**ccélérateur **L**inéaire d'Orsay.

Latch-up court-circuit provoqué par l'interaction d'une particule avec la matière.

LAPP Laboratoire d'**A**nnecy-le-vieux de **P**hysique des **P**articules.

LD particule intermédiaire (ici le Λ^0) reconstruite à partir d'une trace **L**ong et d'une trace **D**ownstream.

LEFT convention utilisée pour repérer les cellules du détecteur de pied de gerbe ou de tout autre élément de calorimétrie. Voir figure 5.9.

LHC	(L arge H adron C ollider) collisionneur hadronique du CERN qui entrera en fonctionnement en mai 2008.
LHCb	expérience, auprès du collisionneur LHC, dédiée à l'étude des désintégrations des particules belles et de la violation de CP.
LL	particule intermédiaire (ici le Λ^0) reconstruite à partir de deux traces <i>Long</i> .
LO	(Leading Order) premier ordre du développement perturbatif en α_s .
Long	trace touchant tous les sous-détecteurs du trajectographe (détecteur de vertex, Trigger Tracker, T1, T2 et T3).
LPC	Laboratoire de P hysique C orpusculaire de Clermont-Ferrand.
LU	particule intermédiaire reconstruite à partir d'une trace <i>Long</i> et d'une trace <i>Upstream</i> . Dans la sélection du Λ^0 , les pions sont reconstruits par une trace <i>Upstream</i> et les protons par une trace <i>Long</i> .

$\mathcal{M}$

M1, ..., M5	chambres à muon du détecteur LHCb.
MAPMT	(M ulti A node P hoto M ultiplicator T ube) tube photomultiplicateur multi-anode.
MIP	(M imum I onizing P article) énergie moyenne déposée dans la matière par une particule chargée au minimum d'ionisation.
Multiplexeur	circuit consistant à faire passer deux ou plusieurs informations à travers un seul support de transmission.

$\mathcal{N}$

NLO	(Next Leading Order) deuxième ordre du développement perturbatif en α_s .
NNLO	(Next Next Leading Order) troisième ordre du développement perturbatif en α_s .

$\mathcal{O}$

Offset	voir <i>Piédestal</i> .
OuterTracker	région périphérique des chambres T1, T2, T3 qui est constituée de chambres à paille.

$\mathcal{P}, Q$

Piédestal	décalage de l'amplitude du signal par rapport au zéro.
Pile-up system	ou système d'empilement . Système permettant de détecter la présence éventuelle d'un deuxième vertex primaire.
PMT	(P hoto M ultiplicateur T ube) tube photomultiplicateur.
Présélection	ensemble de coupures "grossières" permettant de rejeter le bruit de fond d'un facteur 1000.
PRR	(P roduction R eadiness R ewiew) jalon concluant la phase de développement d'une carte électronique dans l'expérience LHCb. Présentation devant une commission des fonctionnalités et des tests réalisés du prototype final.
P_T	impulsion transverse.
PS	(P re S hower) détecteur de pied de gerbe.
PVSS	(P rozess V isualisierungs und S teuerungssystem) programme de supervision générale de l'électronique du détecteur LHCb.
PYTHIA	générateur Monte-Carlo utilisé dans la collaboration LHCb.

 $\mathcal{R}$

Rack	terme anglophone pour "baie électronique".
RAM	(R andom A ccess M emory) mémoire dite "vive" permettant de stocker des données. Ces données sont effacées après reset ou arrêt du dispositif électronique.
readCommand	signal utilisé dans l'électronique Front-End. Il est émis lors de la réception d'un signal L0 pour donner l'ordre aux composants FE-PGA d'envoyer les données au système d'acquisition.
Reset BCID	signal de synchronisation des compteurs BCID des cartes électroniques. Au cours du fonctionnement normal du détecteur, un signal <i>reset BCID</i> sera envoyé tous les 65335 cycles.
RICH	(R ing I maging C herenkov C ounter) imageur Cherenkov.
RIGHT	convention utilisée pour repérer les cellules du détecteur de pied de gerbe ou de tout autre élément de calorimétrie. Voir figure 5.9.

S

Sélection	ensemble de coupures employé dans le but d'extraire le signal physique du bruit de fond hadronique.
SEQ-PGA	FPGA des cartes Front-End qui émet les signaux de <i>readCommand</i> et reséquence les données prises par les FE-PGA avant de les envoyer au système d'acquisition.
SPD	(Scintillator Pad Detector) plan de scintillateurs discriminant les particules chargées des particules neutres.
SPD-CB	<i>voir Carte de contrôle SPD.</i>
SPECS	(a S erial P rotocol for the E xperiment C ontrol S ystem) bus série dédié à la gestion de l'électronique du calorimètre de l'expérience LHCb.
Suiveur-bloqueur	système analogique qui maintient la valeur du signal pendant un laps de temps donné.

T

T1, T2, T3	les trois dernières chambres constituant le trajectographe.
TestSequence	signal de calibration envoyé par TTC.
TOP	• convention utilisée pour repérer les cellules du détecteur de pied de gerbe ou de tout autre élément de calorimétrie. <i>Voir figure 5.9.</i> • correspondance spécifique pour le détecteur de pied de gerbe entre les voies côté détecteur et les voies côté photomultiplicateur.
Trigger Cluster	résultat de l'algorithme du TRIG-PGA de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe. Pour une adresse donnée, envoyée par le calorimètre électromagnétique, le <i>Trigger Cluster</i> indique si les cellules correspondantes du détecteur de pied de gerbe et du SPD, ainsi que trois cellules voisines, sont actives. <i>Voir figure 5.12.</i>
TRIG-PGA	FPGA des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe dédié aux fonctionnalités du système de déclenchement.
TT	(T rigger T racker) première station du trajectographe de l'expérience LHCb situé avant l'aimant.
TTC	(T rigger T iming and C ontrol) système de transmission des informations "vitales" pour l'électronique LHCb. Il comprend le signal d'horloge(voie A) ainsi que les signaux de calibration(voie B).
Trigger	terme anglophone pour "système de déclenchement".
TVB	<i>voir Carte de Validation.</i>

$\mathcal{U}$

Unité de décision dernier élément de l'électronique L0 qui "décide" si l'événement est accepté ou rejeté à partir de critères physiques.

Upstream trace touchant seulement le détecteur de vertex et le Trigger Tracker.

 $\mathcal{V}$

VELO (**V**ertex **L**ocator) détecteur de vertex.

VFE (**V**ery **F**ront-**E**nd) étage analogique d'électronique de lecture

VHDL (**V**ery **H**igh speed integrated circuit hardware **D**escription **L**anguage) langage permettant de décrire les fonctionnalités d'un circuit logique programmable tel qu'un FPGA.

 $\mathcal{W}, \mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z}$

WLS (**W**ave**L**ength **S**hifter) fibre à décalage de longueur d'onde.

Introduction

À l'heure actuelle, le Modèle Standard constitue le cadre théorique communément admis qui décrit les phénomènes physiques à l'échelle des particules dites élémentaires. Basé sur des principes de symétrie, il formule les interactions électromagnétique, faible et forte entre les particules élémentaires, leptons et quarks. Les résultats expérimentaux obtenus durant les dernières décennies sont en très bon accord avec les prédictions théoriques. Seul le boson de Higgs échappe à l'expérience ... Par ailleurs, le Modèle Standard comporte plusieurs lacunes comme le nombre important de paramètres libres. Ce constat laisse à penser qu'il existe une théorie plus générale qui le supplante. Ainsi, les expérimentateurs cherchent à contraindre le Modèle Standard et à observer des déviations, signes de "Nouvelles Physiques".

Parmi les thématiques de recherche existantes, le test de la symétrie CP (Conjugaison de charge - Parité) fait l'objet de nombreuses études. Cette symétrie correspond à la symétrie entre matière et antimatière, et sa violation pourrait être l'une des origines de la prédominance de la matière dans l'univers. Mais les origines dynamiques de la violation de CP ne sont pas encore comprises. Un axe de recherche à considérer est l'observation de ce phénomène dans la désintégration faible des baryons. En effet, la violation de CP a été mise en évidence uniquement dans le cas de particules oscillantes telles que $K^0 - \bar{K}^0$, $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ ou $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Mettre des limites sur les effets de la violation de CP pour les baryons pourraient contraindre les théories au-delà du Modèle Standard.

Dans la majorité des théories actuelles, une violation de la symétrie CP implique une violation de la symétrie T (renversement du Temps) en vertu du théorème CPT. Si l'invariance par T était respectée, tous les processus physiques à l'échelle subatomique seraient réversibles. Les expérimentateurs se sont longtemps contentés de la manifestation de la violation de CP comme signature indirecte de la violation de T. Il a fallu attendre la fin des années 90 pour mettre en évidence la violation de T de manière directe dans le système $K^0 - \bar{K}^0$. Néanmoins, les rares preuves expérimentales laissent perplexes certains auteurs, ce qui incite à élaborer de nouveaux tests du renversement du temps.

* * *

Notre étude se propose donc de tester les symétries CP et T dans le secteur baryonique, avec la désintégration du baryon beau Λ_b^0 en $\Lambda^0(p\pi^-)$ et un méson vecteur $V(1^-)$. Le méson vecteur peut être la résonance $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$, $\Phi(K^+K^-)$, $\omega^0(\pi^+\pi^-\pi^0)$ ou le mélange $\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$. Cette étude s'appuie sur l'utilisation du détecteur LHCb, sis auprès du collisionneur LHC au CERN qui entrera en fonctionnement en mai 2008. Dans un esprit de prospection, nous devons estimer la faisabilité de l'étude dans les conditions expéri-

mentales de LHCb.

En plus de l'analyse du Λ_b^0 , une partie instrumentale compose également ce travail de thèse. Elle concerne la participation au développement de l'électronique de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb. Dans ce but, des outils matériels et logiciels ont été développés et mis en oeuvre pour valider les fonctionnalités de cette électronique. De plus, un regard de physicien doit être apporté au développement pour veiller à ce que les spécifications soient conformes aux objectifs physiques à atteindre.

* * *

La première partie de ce manuscrit présentera l'état de l'art en Physique des saveurs et placera l'étude dans ses contextes, théorique et expérimental. Après un bref rappel des symétries discrètes en Physique des particules, nous exposerons les sources potentielles de la violation de CP et de T dans le Modèle Standard. Nous nous interrogerons ensuite sur les tests permettant de mettre en évidence ces phénomènes. Cette réflexion nous permettra de justifier les canaux de physiques étudiés. Enfin, nous montrerons pourquoi le détecteur de l'expérience LHCb est le dispositif expérimental le plus adapté pour notre étude.

Nos travaux réalisés sur l'électronique du détecteur LHCb feront l'objet de la deuxième partie. En premier lieu, il est nécessaire de maîtriser la chaîne électronique qui traite le signal du détecteur de pied de gerbe. Le rôle et les caractéristiques physiques des différents éléments qui la constituent seront présentés. Ensuite, nous nous concentrerons sur le maillon sur lequel porte notre étude, la carte "Front-End". Nous retracerons les différentes étapes du développement et de la validation des circuits logiques programmables de la carte. Un chapitre est consacré aux essais communs réalisés au CERN dans le but de vérifier l'intégration de notre carte dans la chaîne globale du système de déclenchement du détecteur LHCb.

Enfin dans une dernière partie, nous nous consacrerons à l'analyse des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson vecteur. Une étude préliminaire s'intéressera à la production du Λ_b^0 dans les conditions expérimentales de LHCb. Nous exposerons en détail le modèle phénoménologique des désintégrations de ce hadron beau qui a été développé. Puis, une analyse de nos canaux de physique avec les logiciels de simulation du détecteur sera présentée. On montrera les performances de reconstruction du détecteur LHCb en particulier sur la mesure du temps de vie du Λ_b^0 . Enfin, les premiers résultats sur la sensibilité attendue du détecteur à la mise en évidence de la violation de CP et de T seront discutés.

Première partie

Contexte et enjeux de l'étude

Chapitre 1

Des symétries discrètes en Physique des Particules

Pour définir la notion de symétrie, Weyl écrivait "une chose est symétrique si, après avoir réalisé une certaine action, son apparence n'est pas modifiée" [1]. Dans son sens le plus commun, la nature de cette "chose" est limitée à la géométrie d'un objet. En Physique, ce concept prend un sens plus large en s'appliquant à un processus physique. On dira qu'une transformation réalise une symétrie si, une fois la transformation appliquée au processus physique, la loi du mouvement reste inchangée.

La notion de symétrie est devenue un concept fondateur de la Physique moderne. Les symétries permettent de classer les objets physiques ou encore d'imposer des règles de sélection dans les réactions physiques. Elles contraignent la dynamique et les théories actuelles sont basées sur ce principe. Ce chapitre est consacré en particulier aux symétries discrètes ainsi qu'à l'invariance des lois de la Physique des Particules par ces symétries.

Sommaire

1.1	Classification des symétries	5
1.2	Définition des symétries discrètes d'espace-temps C, P et T .	6
1.3	De l'invariance du monde macroscopique par les symétries discrètes	7
1.4	De l'invariance du monde subatomique par les symétries discrètes	9
1.4.1	Formalisme des symétries en mécanique quantique	9
1.4.2	Représentation des opérateurs C, P et T	10
1.4.3	Un pilier de la théorie quantique des champs : le théorème CPT	11
1.4.4	Découverte expérimentale de la violation des symétries C, P, CP et ... T	11

1.1 Classification des symétries

Il existe une grande diversité de symétries en Physique des Particules, qu'elles soient exactes ou approchées. Une classification peut être établie à partir de leurs propriétés.

Une première distinction peut être faite à partir d'un critère d'ordre mathématique : **symétrie continue**/ **symétrie discrète**. On dira qu'une symétrie est discrète si l'ensemble des actions qu'elle réalise est fini. Pour une symétrie continue, les transformations peuvent être considérées comme une somme de transformations infinitésimales. Les symétries continues possèdent une particularité : elles font l'objet d'un théorème mathématique due à Emmy Noether [2]. Valide aussi bien en Physique classique qu'en Physique quantique, ce théorème fondamental associe à toute invariance par une symétrie continue la conservation d'une quantité physique, que l'on appelle *charge*. Les lois de conservation qui en découlent sont capitales en Physique.

En théorie quantique des champs, on peut différencier les symétries selon un autre critère : **symétrie interne** et **symétrie d'espace-temps (ou externe)**.

- Les symétries internes sont intrinsèques à la structure des champs. On peut distinguer les **symétries globales** qui ne dépendent pas de l'espace, des **symétries locales (ou de jauge)** qui dépendent du point de l'espace considéré. Par exemple, le groupe $U(1)_V$ est une symétrie globale en chromodynamique quantique. L'invariance de la théorie par un facteur de phase ne dépendant pas des coordonnées spatiales et temporelles, est équivalent selon le théorème de Noether à la conservation du nombre baryonique. Comme exemple de symétrie locale, considérons l'électrodynamique quantique. Celle-ci doit être invariante par rapport à un facteur de phase qui dépend du point de l'espace-temps. Cette exigence implique la conservation de la charge électrique.
- Les symétries d'espace-temps affectent les coordonnées de temps et d'espace. En particulier, l'invariance par le groupe de Poincaré est le point de départ de la théorie quantique des champs "standards". En effet, dans ce formalisme, les particules sont décrites par les représentations irréductibles de ce groupe, qui sont caractérisées par deux invariants : la masse et le spin. De plus, le groupe de Poincaré comporte des transformations continues telles que les transformations spéciales de Lorentz, les translations dans le temps et dans l'espace, les rotations dans l'espace. L'application du théorème de Noether permet d'obtenir les résultats classiques : conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment cinétique.

Parmi les symétries d'espace-temps, il existe également des transformations discrètes. La suite de ce chapitre est consacrée à leur étude.

1.2 Définition des symétries discrètes d'espace-temps C, P et T

On peut définir trois transformations élémentaires discrètes [3][4][5][6], symétries de l'espace temps :

- La **parité P** transforme le vecteur position $\vec{x}$ en $-\vec{x}$. Elle peut être vue comme la composition d'une réflexion par rapport à un plan suivie d'une rotation de 180° par rapport à un axe perpendiculaire à ce plan. C'est la première transformation qui confère le caractère discret à la parité. Dans les illustrations, la parité P est souvent

représentée par un miroir.

- Le **renversement du temps** $\mathbf{T}^*$ renverse le sens du temps, t en $-t$, et permute les états initiaux et finaux.
- La **conjugaison de charge** $\mathbf{C}$ transforme une particule en son antiparticule. Cela implique un inversement du signe du nombre baryonique et des charges quantiques : charge électrique, étrangeté (*strange*), charme (*charm*), beauté (*beauty*), sommet (*top*).

Les transformations $\mathbf{P}$ et $\mathbf{T}$ font formellement partie du groupe de Poincaré. Le résultat de l'application de $\mathbf{P}$ et de $\mathbf{T}$ sur les grandeurs cinématiques usuelles est donné par le tableau 1.1. La transformation de conjugaison de charge $\mathbf{C}$ est propre à la Physique subatomique. Bien que selon la définition elle agisse sur les charges quantiques, elle fait partie des symétries d'espace-temps. En effet, une particule peut être représentée par une fonction d'onde d'énergie positive. L'antiparticule est une solution d'énergie négative et, selon Feynman, peut être vue comme une particule qui remonte le temps. Ainsi, la transformation $\mathbf{C}$ agit sur les composantes spatio-temporelles de la fonction d'onde.

	$\mathbf{P}$	$\mathbf{T}$
temps t	t	$-t$
vecteur position $\vec{x}$	$-\vec{x}$	$\vec{x}$
impulsion $\vec{p}$	$-\vec{p}$	$-\vec{p}$
moment cinétique orbital $\vec{L}$	$\vec{L}$	$-\vec{L}$
spin $\vec{s}$	$\vec{s}$	$-\vec{s}$
hélicité $\lambda = \vec{s} \cdot \vec{p} / \vec{p} $	$-\lambda$	λ

TAB. 1.1: Effet des transformations $\mathbf{P}$ et $\mathbf{T}$ sur les grandeurs cinématiques usuelles

À partir de ces trois symétries élémentaires, il est possible de définir des symétries composées : $\mathbf{TC}$, $\mathbf{CP}$, $\mathbf{PT}$, $\mathbf{CPT}$. Les autres permutations possibles sont redondantes car $\mathbf{C}$, $\mathbf{P}$ et $\mathbf{T}$ commutent entre eux. Les symétries élémentaires et composées forment selon Wigner les 7 miroirs de la Physique. La nature peut respecter ces miroirs ou ces derniers peuvent être brisés [7].

1.3 De l'invariance du monde macroscopique par les symétries discrètes

Les transformations élémentaires $\mathbf{C}$, $\mathbf{P}$ et $\mathbf{T}$ peuvent être appliquées aux équations de la Physique classique [3][4]. Bien entendu, l'action de la conjugaison de charge est limitée à

*En mécanique quantique, on peut définir deux types de renversement du temps. La définition retenue dans le manuscrit est celle formulée en 1932 par Wigner [8]. En 1951, Schwinger formula un renversement du temps qui conserve le courant et renverse le signe des charges [9]. Cette deuxième transformation peut être vue comme la combinaison du renversement du temps $\mathbf{T}$ au sens de Wigner et de la conjugaison de charge $\mathbf{C}$.

l'inversion de la charge électrique. La question discutée dans cette section est de savoir si les lois du mouvement qui gouvernent le monde macroscopique sont invariantes par les trois symétries discrètes.

En Mécanique Classique, le mouvement d'un corps ponctuel de masse m et de position $\vec{x}$ soumis à une force $\vec{F}$ est décrit par l'équation de Newton (1.1). Appliquer la parité P au système revient à observer le processus physique dans un miroir. La position $\vec{x}$ devient $-\vec{x}$ et la force appliquée $\vec{F}$ devient $-\vec{F}$. Ainsi la loi du mouvement reste inchangée et la parité P est une symétrie exacte du système. Si on applique le renversement du temps T, le sens du temps doit être inversé ainsi que les états initiaux et finaux. L'équation du mouvement n'est pas modifiée car elle comporte une dérivée d'ordre 2 par rapport au temps. Le processus renversé dans le temps est dynamiquement possible en mécanique newtonienne.

$$m \frac{d^2}{dt^2} \vec{x} = \vec{F} \quad (1.1)$$

Le même raisonnement peut être adopté pour l'Électromagnétisme. On utilisera la forme covariante des équations de Maxwell reliant le tenseur électromagnétique $F^{\mu\nu}$, qui dérive d'un potentiel A^μ , à un terme de source j^ν . Ce formalisme sera utilisé également dans le prochain chapitre. L'action des trois transformations discrètes sur les grandeurs physiques utilisées en Électromagnétisme est récapitulée dans le tableau 1.2. On montre aisément que les équations de Maxwell sont invariantes par C, P et T.

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = -\mu_0 j^\nu \quad \text{avec} \quad j^\nu = (\rho c, \vec{j}) \quad (1.2)$$

$$\text{et} \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu = \begin{pmatrix} 0 & E_1/c & E_2/c & E_3/c \\ -E_1/c & 0 & B_3 & -B_2 \\ -E_2/c & -B_3 & 0 & B_1 \\ -E_3/c & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

	P	T	C
densité de charge ρ	ρ	ρ	$-\rho$
densité de courant $\vec{j}$	$-\vec{j}$	$-\vec{j}$	$-\vec{j}$
champ électrique $\vec{E}$	$-\vec{E}$	$\vec{E}$	$-\vec{E}$
champ magnétique $\vec{B}$	$\vec{B}$	$-\vec{B}$	$-\vec{B}$

TAB. 1.2: Effet des transformations discrètes sur les grandeurs physiques de l'Électromagnétisme

Bien que T soit une symétrie de la Mécanique Classique et de l'Électromagnétisme, on constate que certains phénomènes physiques sont irréversibles et donc que l'écoulement du temps est orienté. C'est le deuxième principe de la thermodynamique qui rend compte de l'irréversibilité (plus exactement, une classe de processus irréversibles) en terme d'accroissement d'entropie, qui peut être interprétée, depuis Boltzmann, d'un point de vue statistique. En effet, on peut considérer qu'un corps macroscopique est constitué d'une infinité de microétats. Au cours d'un processus physique, chaque microétat évolue vers un

état final avec une certaine probabilité. Le processus renversé demanderait que chaque microétat revienne à son état initial. Mais cet état initial n'est qu'une configuration possible parmi d'autres. Ainsi la réaction renversée est physiquement possible, mais statistiquement improbable en dehors d'une intervention extérieure. **On observe alors une flèche du temps à l'échelle macroscopique, même si les processus élémentaires permettant de passer d'un microétat à un autre sont réversibles.**

Illustrons cette argumentation avec la loi d'Ohm (1.4) qui relie la densité de courant au champ électrique par la conductivité σ . D'après le tableau 1.2, $\vec{j}$ est impaire par T tandis que $\vec{E}$ est paire par T. L'invariance par T impliquerait que la conductivité doit être nulle pour tout type de matériau. Mais le phénomène mis en jeu est lié à la dissipation d'énergie dans un conducteur, soit l'excitation d'une quantité incommensurable de degrés de liberté du matériau. Cette loi phénoménologique traduit uniquement une irréversibilité macroscopique liée à l'augmentation de l'entropie [10].

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.4)$$

Ainsi C, P et T sont des symétries des relations fondamentales de la physique classique. La flèche du temps (thermodynamique) constatée est due à l'infinité de degrés de liberté d'un système macroscopique. Désormais, la question qui se pose à nous est de savoir si les mécanismes de la Physique des Particules sont invariants par les transformations discrètes.

1.4 De l'invariance du monde subatomique par les symétries discrètes

1.4.1 Formalisme des symétries en mécanique quantique

En mécanique quantique, une transformation de symétrie est représentée par un opérateur. Le formalisme utilisé pour écrire cet opérateur sera différent selon le point de vue par rapport auquel on se place [11][12][13] :

- Du point de vue passif, deux observateurs $\mathcal{O}$ et $\bar{\mathcal{O}}$ étudient le même système physique S . L'état du système pourra être décrit par un état $\Psi_{\mathcal{O}}$ pour $\mathcal{O}$ et $\Psi_{\bar{\mathcal{O}}}$ pour $\bar{\mathcal{O}}$. L'opérateur de symétrie U permettra de passer d'un référentiel à l'autre : $\Psi_{\mathcal{O}} = U\Psi_{\bar{\mathcal{O}}}$. L'opérateur U est une symétrie exacte du système si les lois du mouvement de S restent identiques pour les deux observateurs.
- Du point de vue actif, un unique observateur $\mathcal{O}$ étudie deux systèmes physiques S et $\bar{S}$. Vu par $\mathcal{O}$, l'état du système S pourra être décrit par un état Ψ et celui de $\bar{S}$ par $\bar{\Psi}$. Les deux systèmes sont identiques à une transformation près, ce qui permet d'écrire : $\Psi = U\bar{\Psi}$. L'opérateur U constitue une symétrie du système si les lois du mouvement appliquées aux systèmes S et $\bar{S}$ sont identiques.

Selon le point de vue, l'opérateur de symétrie peut s'appliquer soit sur l'état du système, soit sur le référentiel. Bien entendu, ces deux visions sont parfaitement équivalentes. En

adoptant un point de vue passif, on pourra dire que U est un opérateur de symétrie, si la probabilité de passer d'un état Φ à Ψ est identique selon les deux référentiels :

$$| \langle \Phi_{\mathcal{O}}(t) | \Psi_{\mathcal{O}}(t) \rangle |^2 = | \langle \Phi_{\bar{\mathcal{O}}}(t) | \Psi_{\bar{\mathcal{O}}}(t) \rangle |^2 = | \langle U\Phi_{\mathcal{O}}(t) | U\Psi_{\mathcal{O}}(t) \rangle |^2 \quad (1.5)$$

En 1931, Wigner montra qu'un opérateur U qui vérifiait la relation 1.5 était soit unitaire ($U.U^\dagger = U^\dagger.U = 1$ et U linéaire), soit antiunitaire ($U.U^\dagger = U^\dagger.U = 1$ et U antilinéaire) [14][15]. Ce théorème peut être appliqué aux symétries discrètes.

1.4.2 Représentation des opérateurs C, P et T

Les symétries C et P sont représentées par des opérateurs unitaires alors que la symétrie T est représentée par un opérateur antiunitaire. Ce résultat peut être montré en théorie quantique des champs en appliquant les transformations discrètes aux différentes lois du mouvement et aux relations de commutation canoniques à temps égaux. Pour simplifier, nous nous contenterons d'expliquer la particularité de l'opérateur T dans l'exemple simple de l'équation de Schrödinger de la mécanique quantique non relativiste [11][3].

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle \quad (1.6)$$

On suppose que l'hamiltonien H est hermitique et de plus réel. Lorsque l'on applique le renversement du temps T, la variable temporelle t devient $-t$. L'équation obtenue diffère de l'équation de Schrödinger d'origine par la présence d'un signe moins dans le terme de gauche.

$$-i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(-t)\rangle = H |\Psi(-t)\rangle \quad (1.7)$$

Pour revenir à la forme souhaitée de l'équation, nous devons prendre le conjugué complexe de l'équation. Comme l'hamiltonien H est réel, $H^* = H$:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi^*(-t)\rangle = H |\Psi^*(-t)\rangle \quad (1.8)$$

Pour passer de la fonction d'onde $\Psi(t, \vec{x})$ à $\Psi^*(-t, \vec{x})$, l'opérateur T doit s'écrire sous la forme $T = U.K$ avec U un opérateur unitaire et K l'opérateur qui prend le conjugué complexe. La présence de l'opérateur K dans la formulation montre que l'opérateur T est antiunitaire.

En ce qui concerne les symétries discrètes, la distinction entre opérateur unitaire et antiunitaire se manifeste lorsque l'on s'intéresse aux valeurs propres de ces opérateurs [6] :

$$C|f(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_C |f^C(\vec{p}, \vec{s})\rangle \quad (1.9)$$

$$P|f(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_P |f(-\vec{p}, \vec{s})\rangle \quad (1.10)$$

$$T|f(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_T |f(-\vec{p}, -\vec{s})^*\rangle \quad (1.11)$$

Les valeurs propres obtenus sont des facteurs de phase car les opérateurs C, P et T sont involutifs : $C^2 = P^2 = 1$ et $T^2 = \pm 1$. Pour les opérateurs P et C, η_C et η_P sont respectivement la parité intrinsèque et la conjugaison de charge intrinsèque (ou parité de

charge) de la particule. Ces nombres sont mesurables, caractéristiques de la particule et généralement donnés dans la littérature sous la forme J^{PC} avec J le spin, P la parité et C la conjugaison de charge. Si les symétries C et P sont conservées au cours d'une réaction, les états initiaux et finaux devraient avoir même parité globale et même conjugaison de charge globale. En ce qui concerne la symétrie T, l'opérateur qui le représente est antiunitaire et antihermitique, et par conséquent ne peut pas être une observable quantique. La phase η_T n'est pas une valeur propre mesurable.

Ainsi l'invariance par les symétries unitaires P, C et CP permettent d'obtenir des règles de sélection, contrairement aux symétries antiunitaires T, PT, TC et CPT. Toutefois, la symétrie CPT se distingue des autres symétries antiunitaires grâce à un théorème éponyme formulé dans le cadre de la théorie quantique des champs.

1.4.3 Un pilier de la théorie quantique des champs : le théorème CPT

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, le théorème CPT assure que la transformation composée CPT est la symétrie globale des lois de la Nature. L'ordre des opérations n'ayant pas d'importance, on entend aussi parler de théorème TCP ou PCT. Il a été formulé la première fois par Schwinger et Zumino en 1951. Les premières démonstrations remontent à Lüders [16] et à Pauli [17] en 1954 ainsi qu'à Bell [18] en 1955. Les démonstrations du théorème ont été perfectionnées de manière à obtenir l'invariance par CPT sous des conditions plus larges. Une formulation contemporaine du théorème CPT pourrait être : la transformation CPT laisse invariant le lagrangien d'une théorie physique à condition que cette théorie satisfasse les hypothèses suivantes [19] :

- la localité
- l'invariance de Lorentz (associée à la causalité)
- l'hermiticité (associée à l'unitarité)
- les champs vérifiant le théorème spin-statistique

Ces hypothèses sont vérifiées dans le cadre du Modèle Standard. En outre, ce théorème implique une conséquence importante en Physique des Particules [19]. Il assure que des particules C conjuguées ont même masse et même temps de vie. Cette propriété constitue un test de la symétrie CPT pour de nombreuses expériences. À l'heure actuelle, aucune donnée expérimentale ne contredit le théorème. Pourtant, de nouvelles théories prédisent une violation de la symétrie CPT (par exemple, la théorie des cordes à cause d'une violation partielle de la non localité des interactions).

On notera également que le théorème CPT ne nous renseigne pas sur l'invariance par les symétries élémentaires C, P et T. Ces symétries peuvent être individuellement violées.

1.4.4 Découverte expérimentale de la violation des symétries C, P, CP et ... T

À l'origine, les physiciens pensaient que les théories formulées étaient invariantes par C, P et T. Ce n'est qu'à partir de la moitié du XXème siècle que fut découvert expérimentalement que l'interaction faible pouvait violer ces symétries. Quant aux autres interactions,

aucune donnée expérimentale ne met en défaut leur invariance [6].

1.4.4.1 Prédiction de la violation de P dans les interactions faibles

Au début des années 50, les expérimentateurs étaient confrontés à un problème connu sous le nom de puzzle $\theta - \tau$. Les deux particules baptisées θ^+ et τ^+ avaient même masse, même charge et même durée de vie. Ces ressemblances poussaient logiquement les physiciens à interpréter ces deux objets comme une même particule (le K^+). Cependant, la particule θ^+ se désintérait en deux pions alors que le τ^+ se désintérait en trois pions, toutes les deux par interactions faibles. En 1953, Dalitz montra que le pion a une parité interne de -1, et donc que les états à 2 pions et à 3 pions ont une parité opposée [20]. Cet argument physique empêchait d'identifier les deux résonances en une seule.

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \quad P = +1 \quad (1.12)$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \quad P = -1 \quad (1.13)$$

Pour résoudre ce puzzle, Lee et Yang avancèrent en 1956 la possibilité que la symétrie P serait violée et proposèrent une série d'expériences pour mettre en évidence ce phénomène [21]. L'expérience fut réalisée l'année suivante.

1.4.4.2 Mise en évidence de la violation maximale de P et de C dans les interactions faibles

En 1957, Mme Wu *et al* testèrent la symétrie P en étudiant la désintégration β^- du cobalt 60 : $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* e^- \bar{\nu}_e$ [22]. Le dispositif expérimental était placé à très basse température et un champ magnétique intense était appliqué de manière à polariser les noyaux de cobalt. L'analyse des données prises par l'expérience montra que la direction de l'émission de l'électron est majoritairement opposée à celle du spin nucléaire du cobalt. On conclut que l'électron présente une hélicité gauche dans ce processus physique. Cet unique état d'hélicité montre que la parité est violée de manière maximale.

Cette expérience mit également en évidence pour la première fois la violation de la conjugaison de charge. En effet, Lee, Yang et Oehme montrèrent que la large asymétrie constatée entre le nombre d'électrons d'hélicité gauche et droit n'était possible que si la violation de la P était accompagnée d'une violation de C [22][23]. D'autres expériences, telles que la désintégration du μ^- et du μ^+ , ont confirmé ultérieurement les conclusions de l'expérience de Mme Wu.

Les symétries P et C étant violées dans l'interaction faible, Landau et d'autres auteurs postulèrent que la physique était invariante par la transformation conjuguée CP. Cette transformation unitaire permet de faire passer un neutrino d'hélicité gauche à un anti-neutrino d'hélicité droite. Ce nouveau dogme fut rapidement remis en cause.

1.4.4.3 Découverte de la violation partielle de CP dans les interactions faibles

La violation de CP fut découverte pour la première dans le système $K^0 - \bar{K}^0$. Produits par paires, Gell-Man et Païs montrèrent que les états observés n'étaient pas les états propres de C mais une combinaison linéaire de ces derniers [24]. En effet, ces mésons neutres ont

la particularité de pouvoir se mélanger car ils possèdent un état final commun : $\pi^+\pi^-$. Païs montra que les états propres de masse étaient les mésons K_1^0 et K_2^0 définient par :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right) \quad \text{CP} = +1 \quad (1.14)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right) \quad \text{CP} = -1 \quad (1.15)$$

avec la convention, $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$, $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$

Par respect de la symétrie CP, la particule K_1^0 pouvait se désintégrer en deux pions (CP=+1) mais non en trois pions (CP=-1), à l'inverse de la particule K_2^0 . Les deux particules peuvent être discriminées notamment par leur différence de temps de vie $\tau_1 \ll \tau_2$. Suite à l'observation par Adair *et al* d'un excès dans la régénération du K_1^0 [25], les expérimentateurs Cronin, Turlay, Christenson et Fitch décidèrent de mettre une limite sur le rapport d'embranchement de la désintégration $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ qui devait être nul. L'expérience eut lieu en 1964 et on constata avec étonnement que 0,2% des particules K_2 se désintégraient en deux pions, en violation flagrante de la règle imposée par l'invariance par CP [26]. Par conséquent, seuls les états K_L^0 et K_S^0 , mélanges des états K_1^0 et K_2^0 , existent du point de vue de l'interaction faible :

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle \right) \quad \Rightarrow \quad K_L^0 \approx K_2^0 \quad (1.16)$$

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle \right) \quad \Rightarrow \quad K_S^0 \approx K_1^0 \quad (1.17)$$

Cette découverte de la violation de CP (faible comparée à la violation de P et de C) fut confirmée par la suite dans les désintégrations des mésons B_d^0 par les expériences BABAR et BELLE.

Comme la symétrie CP était violée, la symétrie T devait l'être forcément étant donnée l'invariance par CPT. Grâce à ce solide argument théorique, beaucoup de physiciens pensaient que la violation de T était acquise. Il a fallu attendre plus de 30 ans pour en avoir une preuve expérimentale.

1.4.4.4 Mise en évidence de la violation partielle de T dans les interactions faibles

Pour tester la symétrie T, la collaboration CPLEAR mesura le paramètre de Kabir [27] avec les kaons neutres en 1998. Ce paramètre représente l'asymétrie entre la fréquence d'oscillation du K^0 en $\bar{K}^0$ et celle du $\bar{K}^0$ en un K^0 .

$$A_T = \frac{P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) - P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)}{P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) + P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)} \quad (1.18)$$

Dans ce but, les kaons sont produits par des collisions proton antiproton et sont étiquetés dès leur production ($t=0$) à partir du signe du kaon chargé accompagnateur. La validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$ permet d'étiqueter la saveur des kaons à l'instant τ où ils se désintègrent, en reconstruisant la charge du lepton émis.

$$\text{à } t=0, \quad p\bar{p} \rightarrow K^-\pi^+K^0 \quad \text{à } t=\tau, \quad K^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu_e \quad (1.19)$$

$$p\bar{p} \rightarrow K^+\pi^-\bar{K}^0 \quad \bar{K}^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}_e \quad (1.20)$$

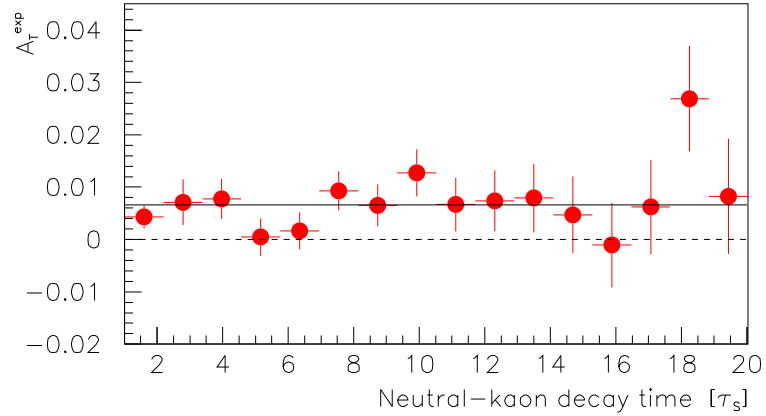
L'asymétrie mesurée peut être formulée par l'équation (1.21). Elle représente la différence de probabilité entre deux types d'événements :

- les événements où l'on détecte un K^0 à $t=0$ et les états finaux d'un $\bar{K}^0$ à $t=\tau$
- les événements où l'on détecte un $\bar{K}^0$ à $t=0$ et les états finaux d'un K^0 à $t=\tau$

$$A_{exp} = \frac{P(\bar{K}_{t=0}^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu_{t=\tau}) - P(K_{t=0}^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}_{t=\tau})}{P(\bar{K}_{t=0}^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu_{t=\tau}) + P(K_{t=0}^0 \rightarrow e^-\pi^+\bar{\nu}_{t=\tau})} \quad (1.21)$$

Les variations dans le temps de l'asymétrie sont représentées sur la figure 1.1. La valeur moyenne a été estimée à $(6,6 \pm 1,3 \pm 1,0) \times 10^{-3}$ [28] ce qui est une manifestation de la violation du renversement du temps. Cette conclusion confirme ce que les physiciens escomptaient depuis la découverte de la violation de CP. L'interprétation des résultats de CPLEAR fera l'objet d'une discussion plus détaillée dans le chapitre 3.

FIG. 1.1: Évolution de l'asymétrie A_{exp} en fonction du temps entre 0 et $20\tau_s$ avec $\tau_s = 0,895 \times 10^{-10} \text{ s}$



Ainsi on peut définir les trois symétries d'espace-temps C , P et T . Du fait de leur caractère discret, le théorème de Noether ne peut être appliqué et par conséquent il n'y a pas de relation entre invariance et conservation de charge. Mais les opérateurs C et P sont des observables physiques et on peut associer à chaque particule une parité intrinsèque et une conjugaison de charge intrinsèque. Ces nombres caractéristiques permettent d'établir des règles de sélection. A l'inverse, aucune observable ne peut être associée à T du fait de son antiunitarité.

Nous avons vu que les lois du monde macroscopique étaient invariantes par C , P et T . Pour rendre compte de l'irréversibilité macroscopique de certains processus, le deuxième principe de la thermodynamique constitue un garde fou de la Physique classique. En Physique subatomique, les symétries C , P , CP et T ne sont pas respectées. Seule la symétrie CPT est conservée pour des théories quantiques basées sur des hypothèses fondatrices précises.

Si la violation des symétries C et P sont parfaitement intégrées dans la théorie V-A de l'interaction faible, les mécanismes de violation des symétries CP et T sont encore à l'étude. Il est intéressant de savoir comment le Modèle Standard rend compte de ces deux phénomènes.

Chapitre 2

Sources de la violation de CP et de T dans le Modèle Standard

Dans le Modèle Standard, les hypothèses du théorème CPT sont parfaitement vérifiées. Par conséquent, nous avons une équivalence entre la violation de CP et la violation de T. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la manière dont sont décrites les violations de CP et de T dans le cadre de ce modèle.

Une théorie décrite à l'aide d'une densité lagrangienne $\mathcal{L}$ est invariante par CP si l'action $S = \int \mathcal{L} d^4x$ est invariante par CP : $S = (CP).S.(CP)^{-1}$. Dans ce but, nous allons montrer comment construire les différentes densités lagrangiennes qui interviennent dans le Modèle Standard et expliquer l'origine de la possible violation des symétries CP et T.

Sommaire

2.1	Le modèle de base : l'électrodynamique quantique	17
2.2	Secteur fort du Modèle Standard	18
2.3	Secteur électrofaible minimal du Modèle Standard	20
2.3.1	Une théorie de jauge basée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (ou presque)	20
2.3.2	Matrices de masse et de mélange pour les fermions	22
2.3.3	Description de la violation de CP par le mécanisme CKM	23
2.4	Extension du Modèle Standard : la Physique des neutrinos .	27

2.1 Le modèle de base : l'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (ou QED) constitue la théorie de base pour construire le Modèle Standard. Nous allons, dans un premier temps, rappeler sa construction et étendre ce formalisme aux autres interactions [29][5][30].

L'électrodynamique est fondée sur la formulation covariante des équations de Maxwell (équations (1.2) et (1.3)). Pour construire la densité lagrangienne de QED dans le cas d'un champ fermionique, il faut vérifier la densité lagrangienne d'un champ libre (2.1).

$$\mathcal{L}_{libre} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) \quad (2.1)$$

L'invariance de jauge par la symétrie abélienne $U(1)$ impose que cette densité soit invariante par la transformation (2.2). Cette transformation est exprimée en fonction d'un paramètre α , qui dépend de la position dans l'espace, et du générateur réel Q du groupe $U(1)$ que l'on peut identifier à la charge électrique e .

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp(iQ\alpha(x))\psi(x) \quad \text{avec} \quad Q \equiv e \quad (2.2)$$

L'invariance de $\mathcal{L}_{libre}$ ne peut être assurée que si l'on remplace la dérivée classique ∂_μ par la dérivée covariante $\mathcal{D}_\mu$ définie par la relation (2.3). Son expression fait intervenir le potentiel A^μ qui représente la particule médiatrice de l'interaction, le photon.

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ieQA_\mu \quad \text{avec} \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.3)$$

À ce stade, il ne reste plus qu'à insérer dans le lagrangien la partie propre aux photons. On démontre qu'il est possible de former uniquement deux grandeurs scalaires et invariantes de jauge à partir du tenseur électromagnétique $F^{\mu\nu}$:

- $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} = \vec{B}^2 - \vec{E}^2$ qui est un terme d' "énergie cinétique", invariant par CP et T.
- $-\frac{1}{2}F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu} = \vec{E} \cdot \vec{B}$ avec $\tilde{F}^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ où $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita. Ce terme n'est conservé ni par CP, ni par T. Cependant, il ne génère aucun phénomène de violation de CP et de T observable car il s'agit d'un terme topologique : il n'influe pas dans les équations du mouvement, ni dans les diagrammes de Feynman. C'est pourquoi, il est le plus souvent négligé en QED [31][32].

Au final, nous obtenons la densité lagrangienne (2.4). Elle devra être ensuite quantifiée.

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{interaction} + \mathcal{L}_{masse} + \mathcal{L}_{cinétique} + \mathcal{L}_{CP-V} \quad (2.4)$$

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi(x) - \bar{\psi}(x)m\psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu} \quad (2.5)$$

Pour construire les densités lagrangiennes du secteur fort et électrofaible du Modèle Standard, il est nécessaire d'étendre cette méthode aux symétries de jauge non abéliennes. La voie fut ouverte par les travaux de Yang et Mills en 1954 [33]. Ils utilisèrent l'invariance par symétrie de jauge comme concept fondateur de leur théorie. Ils se basèrent sur la QED et la modifièrent de manière à utiliser une jauge non abélienne, le groupe d'isospin $SU(2)$. La démarche qu'ils employèrent a été ensuite généralisée à l'établissement d'autres théories. Une des particularités que l'on obtient est que pour chaque générateur du groupe de jauge correspond un boson de jauge. Les groupes utilisés pour bâtir le Modèle Standard sont $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$. Le tableau 2.1 indique les notations qui seront utilisées.

2.2 Secteur fort du Modèle Standard

La symétrie de jauge à la base du lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD) est la symétrie de couleur. Chaque saveur de quarks peut être représentée par un triplet de couleur [34][30].

$$\psi_n = \begin{pmatrix} q_{rouge} \\ q_{vert} \\ q_{bleu} \end{pmatrix} \quad \text{avec } n \text{ la saveur du quark, variant de 1 à 6}$$

groupe	U(1)	SU(2)	SU(3)
nb générateurs	1	3	8
générateurs	Q	matrice de Pauli σ_i	matrice de Gell-Mann t_a
constante de structure		ϵ_{jkl}	f^{abc}

TAB. 2.1: Caractéristiques des groupes de Lie utilisés pour construire le Modèle Standard

Le groupe est noté $SU(3)_c$. Les 8 générateurs du groupe donnent naissance alors à 8 champs de jauge appelés gluons, notés G_μ^a avec $a = 1 \dots 8$. La densité lagrangienne de QCD est alors composée de :

- un terme de jauge : $\mathcal{L}_{jauge} = \sum_{n=1}^6 \bar{\psi}_n i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_n$ avec $\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + i g_s G_\mu^a t_a$
- un terme de masse : $\mathcal{L}_{masse} = - \sum_{n=1}^6 m_n \bar{\psi}_n \psi_n$
- un terme cinétique : $\mathcal{L}_{cinétique} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a$ avec $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f_{\beta\gamma}^a G_\mu^\beta G_\nu^\gamma$

La quantification de cette densité lagrangienne nécessite l'apparition de deux nouveaux termes. En effet, le calcul doit être valable pour n'importe quelle condition de jauge. Dans ce but, on ajoute un terme qui dépend d'un paramètre libre ξ qui fixe la condition de jauge. Cependant, cet ingrédient entraîne des polarisations non physiques dans les boucles de gluons. Pour les supprimer, on introduit un nouveau champ scalaire χ^a correspondant à des particules virtuelles appelées "fantômes" de Faddeev-Popov : elles obéissent à la statistique de Fermi-Dirac malgré leur spin nul.

- un terme de fixation de jauge : $\mathcal{L}_{fixation} = -(1/2\xi)(\partial^\mu G_\mu^a)^2$
- un terme de Faddeev-Popov : $\mathcal{L}_{Faddeev-Popov} = -(\partial^\mu \bar{\chi}^a) \mathcal{D}_\mu \chi^a$
avec $\mathcal{D}^\mu \chi^a \equiv \partial^\mu \chi^a - g_s f^{abc} \chi^b G_c^\mu$

La densité lagrangienne définie par ces cinq contributions est invariante par CP et T. Cependant, à l'instar de la QED, nous devons ajouter un terme en $F^{a\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}^a$ qui brise l'invariance par les deux symétries discrètes. Ce terme ne peut être négligé dans une théorie de jauge non abélienne d'autant plus qu'il est lié au vide de QCD.

En effet, la structure du vide en QCD est beaucoup plus riche que celle d'une théorie abélienne comme la QED. L'état du vide n'est pas seulement l'état où les champs bosoniques G_μ^a s'annulent. Il faut tenir compte de solutions non triviales connues sous le nom d'instantons [35][36][32][37]. 't Hooft a montré [38] que la présence de ces instantons explique que la symétrie axiale $U(1)_A$ n'est pas une symétrie de la QCD et que les mésons pseudoscalaires η et η' ont des masses différentes. L'état du vide de QCD $|\theta_{QCD}\rangle$ est alors constitué par la superposition d'une infinité d'états d'énergie minimum, écrite sous la forme d'ondes de Bloch (2.6). Les états $|n\rangle$ sont les états de minimum d'énergie pour des configurations topologiques caractérisées par le nombre invariant de jauge n .

$$|\theta_{QCD} \rangle = \sum_n e^{-in\theta} |n \rangle \quad \text{avec} \quad n = \frac{1}{32\pi^2} \int d^4x F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (2.6)$$

Ainsi, les effets de l'état du vide peuvent être représentés dans la densité lagrangienne de QCD par :

- un terme en θ : $\mathcal{L}_\theta = -\frac{\theta}{64\pi^2} F^{a\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}^a$

Ce paramètre θ reste libre dans la théorie mais peut être fixée par l'expérience. Notamment, le moment dipolaire électrique du neutron est proportionnel à θ^* (voir le chapitre 3.3 pour le moment dipolaire électrique comme test des violations de CP et de T). D'après les mesures expérimentales, la valeur de θ_{QCD} est très faible (inférieure à 10^{-9}) [4][10]. Donc d'un point de vue de l'interaction forte, les effets de la violation de CP ou de T sont faibles voire inexistant. La faible valeur θ_{QCD} laisse à penser qu'un mécanisme empêche l'insertion du terme en θ dans le lagrangien. Ce problème est connu sous le nom de **problème de violation forte de CP**. Plusieurs théories tentent d'expliquer ce phénomène, la plus populaire étant la théorie de Peccei-Quinn faisant intervenir une nouvelle particule appelée axion [35].

2.3 Secteur électrofaible minimal du Modèle Standard

Dans cette partie, nous nous contenterons de présenter le Modèle Standard électrofaible dans sa version minimale, c'est-à-dire que nous considérons que les neutrinos n'ont pas de masse.

2.3.1 Une théorie de jauge basée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (ou presque)

Nous devons à Glashow, Salam et Weinberg d'avoir unifié l'interaction faible et l'interaction électromagnétique dans un même formalisme. Le modèle électrofaible est basé sur une symétrie de jauge plus complexe que les précédentes : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [30][39][29]. En effet les fermions élémentaires peuvent être ordonnés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{pour les quarks : } \psi_1 &= \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \psi_2 = u_R, \psi_3 = d_R \\ \text{pour les leptons : } \psi_1 &= \begin{pmatrix} l_\nu \\ l_l \end{pmatrix}_L, \psi_2 = l_R \end{aligned} \quad (2.7)$$

- $SU(2)_L$ représente le groupe d'isospin faible. Les fermions d'hélicité gauche peuvent interagir par interaction faible et électromagnétique et forment un doublet d'isospin faible ($T=1/2$). Les fermions d'hélicité droite ne sont soumis qu'à l'interaction électromagnétique, du fait de la violation de la parité dans les interactions faibles. Ils forment un singulet d'isospin faible ($T=0$).

*En réalité, la rotation de la phase chirale dans le secteur électrofaible contribue également à la violation forte de CP. Expérimentalement, c'est la quantité $\bar{\theta}$ qui est mesurée : $\bar{\theta} = \theta - \arg(\det M)$ avec M la matrice de masse des quarks

- Pour inclure l'électromagnétisme, on introduit l'hypercharge faible Y . Ce nouveau nombre quantique est défini de manière à obtenir une relation analogue à celle de Gell-Mann-Nishijima en QCD : $Q = T_3 + Y/2$, avec Q la charge électrique et T_3 la troisième composante de l'isospin faible. L'hypercharge faible est conservée et correspond à la symétrie de jauge du groupe $U(1)_Y$.

L'interaction basée sur le groupe $SU(2)_L$ aura pour constante de couplage g et possède 3 champs de jauge notés b_μ^l avec $l=1\dots 3$. Le groupe $U(1)_Y$ a pour couplage g' et son seul champs de jauge est noté a_μ . On construit alors les composantes fondamentales de la densité lagrangienne (le terme de masse sera traité dans la section suivante) :

- un terme de jauge : $\mathcal{L}_{jauge} = \sum_{j=1}^{2 \text{ ou } 3} \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_j$
avec D_μ la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig'}{2} y a_\mu + \frac{ig}{2} \sigma^i b_{i\mu}$
- un terme cinétique : $\mathcal{L}_{cinetique} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^l F^{l\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}$
avec pour le groupe abélien $U(1)_Y$, $f_{\mu\nu} = \partial_\nu a_\mu - \partial_\mu a_\nu$
avec pour le groupe non abélien $SU(2)_L$, $F_{\mu\nu}^l = \partial_\nu b_\mu^l - \partial_\mu b_\nu^l + g\epsilon_{jkl} b_\mu^j b_\nu^k$

En développant le terme de jauge, on peut extraire deux termes correspondant aux interactions à courant chargé (CC) et un à courant neutre (NC).

- Dans le terme d'interaction à courant chargé, on peut faire apparaître les bosons W^+ et W^- en posant $W_\mu = (b_\mu^1 + ib_\mu^2)/\sqrt{2}$:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \{ W_\mu^\dagger [\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e] + h.c. \} \quad (2.8)$$

- Pour l'interaction à courant neutre, on veut faire correspondre les champs du boson Z^0 et du photon à une combinaison des champs de jauge b_μ^3 et a_μ . La relation de passage dépend du paramètre θ_W appelé angle de Weinberg :

$$\begin{pmatrix} b_\mu^3 \\ a_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Le terme non chargé peut s'écrire alors :

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \{ A_\mu [\frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W + g' y_j \cos \theta_W] + Z_\mu [\frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W + g' y_j \sin \theta_W] \} \psi_j \quad (2.10)$$

En posant $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$ et en utilisant la relation $Y = Q - T_3$, on peut montrer que le courant neutre est la somme du terme d'interaction de la QED et du terme de courant neutre de l'interaction faible.

La densité lagrangienne que nous venons de construire pose deux problème majeurs. Premièrement, les bosons de jauge W^+ , W^- et Z^0 n'ont pas de masse. De plus, nous ne pouvons pas ajouter un terme de masse de la forme $\bar{\psi}\psi$ aux fermions car il viole l'invariance de jauge. Il est clair que la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ n'est pas exacte à notre

échelle d'énergie. Higgs [40] et d'autres (Anderson, Brout, Englert, Guralnik, Hagen et Kibble) eurent l'idée d'introduire alors une brisure spontanée de la symétrie de jauge. La méthode consiste à introduire un doublet de champs scalaires complexes ϕ de $SU(2)_L$ et d'ajouter dans la densité lagrangienne un terme d'interaction et un potentiel décrivant ce champ. Lorsque l'on cherche à minimiser le potentiel, on obtient une infinité d'états dégénérés dont le module peut être noté $v/\sqrt{2}$. La brisure de symétrie revient à choisir une solution particulière :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1) \quad (2.11)$$

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \rightarrow \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Après brisure, on obtient alors un terme de masse pour les bosons de jauge W^+ , W^- et Z^0 . De plus, leurs masses sont reliées entre elles par la relation : $M_Z \cos \theta_W = M_W = vg/2$. En contre partie, on gagne un terme de masse $\sqrt{2}hv$ pour le champ H , que l'on appelle champ de Higgs. Nous montrerons dans la section suivante comment construire les termes de masse à partir du champ de Higgs.

À ce stade, nous pouvons nous demander s'il est possible d'avoir un terme θ_{weak} faible analogue au terme θ_{QCD} de la QCD. Cette contribution pourrait être une source de violation de CP et de T dans les interactions faibles. Il faudrait pour cela ajouter à la densité lagrangienne un terme en $F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$ (le terme en $f_{\mu\nu}\tilde{f}^{\mu\nu}$ correspondant à la QED étant sans effet). Ce terme ne pose problème qu'avant la brisure de symétrie, la symétrie $SU(2)_L$ étant exacte. Toutefois, plusieurs auteurs [41][42] montrent que ce terme n'induit aucun effet observable, la différence avec la QCD étant due au fait que les fermions et les bosons n'acquièrent leur masse qu'après brisure de la symétrie de jauge. Par conséquent, ce terme, ne pouvant pas être source de violation des symétries CP et T, sera par la suite négligé.

Toutefois, nous savons depuis 1964 que la symétrie CP est violée dans l'interaction faible. Nous allons voir comment ce phénomène prend son origine dans les termes de masse des fermions.

2.3.2 Matrices de masse et de mélange pour les fermions

Le terme de masse des fermions adopté actuellement est le fruit des travaux de 1973 de Kobayashi et Maskawa [43]. Il a été formulé alors que seuls les quarks u , d et s avaient été découverts. Leur modèle tient compte de deux résultats importants :

- L'analyse des désintégrations de particules étranges (kaons) conduit Cabibbo en 1963 à postuler que le quark u ne se couple pas indépendamment au quark d et au quark s , mais au mélange $d' = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s$ [44]. L'angle θ_C est appelé angle de mélange ou angle de Cabibbo.
- Pour expliquer l'absence de courant neutre violant la saveur, le modèle de GIM (Glashow-Iliopolous-Maiani) [45] postule en 1970 l'existence d'un quatrième quark, le quark charme, qui se couple au mélange $s' = -\sin \theta_C d + \cos \theta_C s$. Il en résulte alors la "matrice de mélange de Cabibbo" :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Le mécanisme de Kobayashi et Maskawa généralise la "matrice de Cabibbo" à 3 générations de quarks et donne une description de la violation de CP dans les interactions faibles. Nous allons expliciter comment on peut construire cette matrice de mélange.

Pour ajouter une masse aux fermions du Modèle Standard électrofaible, il faut rajouter un terme de masse qui respecte la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ avant brisure. L'introduction du champs de Higgs H va permettre d'écrire ce terme. Dans ce but, un couplage de Yukawa entre le champ de Higgs et les fermions est introduit :

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{j,k} \left\{ (\bar{u}'_j, \bar{d}'_j) \left[c_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d'_{kR} + c_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)\dagger} \\ -\phi^{(+)\dagger} \end{pmatrix} u'_{kR} \right] + (\bar{\nu}'_j, \bar{l}'_j) c_{jk}^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} l'_{kR} \right\} + h.c. \quad (2.14)$$

Après brisure spontanée de symétrie, le lagrangien de Yukawa s'écrit alors :

$$L_Y = -(1 + \frac{H}{v}) \{ \bar{d}'_L M'_d d'_{kR} + \bar{u}'_L M'_u u'_{kR} + \bar{l}'_L M'_l l'_{kR} + h.c \} \quad (2.15)$$

$$\text{avec } (M'_d)_{ij} = -c_{ij}^{(d)} v / \sqrt{2}, (M'_u)_{ij} = -c_{ij}^{(u)} v / \sqrt{2}, (M'_l)_{ij} = -c_{ij}^{(l)} v / \sqrt{2}$$

Étant écrites de la manière la plus générale, les matrices de masse M'_d , M'_u , M'_l sont non diagonales. Pour obtenir les états de masse d_j , u_j et l_j , il suffit de se placer dans la base où les matrices de masse sont diagonales $M_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b)$. On montre que les états propres de masse s'écrivent :

$$d_L = S_d d'_L \text{ et } d_R = S_d U_d d'_R \text{ avec } U_d \text{ et } S_d \text{ des matrices unitaires}$$

Voyons ce qu'implique ce changement de base dans les termes d'interaction :

- Par construction, les courants neutres ne sont pas affectés : $\bar{f}'_L f'_L = \bar{f}_L f_L$
- Pour les courants chargés, le terme est modifié pour les courants hadroniques car $\bar{u}'_L d'_R = \bar{u}_R S_u S_d^\dagger d_R = \bar{u}_R V d_R$. On a alors :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \{ W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e \right] + h.c. \} \quad (2.16)$$

La matrice unitaire V couple les quark de type Up aux quarks de type Down. Cette matrice est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou matrice CKM.

2.3.3 Description de la violation de CP par le mécanisme CKM

Nous allons approfondir l'étude de la matrice CKM et montrer qu'il s'agit de la source la plus importante de violation de CP. Par convention, V agit sur les particules de charges $-e/3$.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Comme toute matrice unitaire 3x3, la matrice CKM peut être paramétrée par 3 angles et 6 phases. Toutefois, les propriétés de l'écriture mathématique des courants chargés réduisent le nombre de phases. En effet, le courant chargé est invariant par $u_L \rightarrow e^{i\theta} u_L$ et $d_L \rightarrow e^{i\theta} d_L$, donc 6 phases devraient être soustraites du compte. Mais la phase globale ne peut être absorbée ce qui implique que seulement 5 phases doivent être soustraites. Au final, la matrice CKM peut être paramétrée par 3 angles et 1 phase. C'est la présence de cette phase qui est responsable de la violation de CP dans les interactions électrofaibles (et de la violation de T indirectement).

Deux paramétrisations de la matrice CKM sont utilisées dans la littérature :

- Une paramétrisation exacte qualifiée de "standard" [46] interprète la matrice CKM comme le produit de matrices de rotation O_{ij} (paramétrées par les angles d'Euler) dans les plans ij , auquel un terme de phase est ajouté à travers la matrice $\Gamma_\delta = \text{diag}(1, 1, \exp(i\delta))$. Ainsi, on obtient 3 angles θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et 1 phase δ . Dans l'expression (2.18), les notations $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ et $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$.

$$V = O_{23}\Gamma_\delta O_{13}\Gamma_\delta^\dagger O_{12} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

- Wolfenstein fournit une paramétrisation [47] qui rend compte de la hiérarchie des transitions entre les 3 familles de quarks. Il propose un développement limité de la matrice en λ qui est égal à $\sin \theta_C$. 4 paramètres sont alors nécessaires : λ , A , ρ , η . Nous nous limiterons à l'ordre 4 :

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

Si on exploite la propriété d'unitarité $VV^\dagger = V^\dagger V = I$, on obtient 6 relations indépendantes : 3 relations de normalisation et 3 d'orthogonalité. Ces trois dernières peuvent être représentées dans le plan complexe par des triangles appelés triangles d'unitarité [48]. Parmi ces trois triangles, seulement un a des côtés de longueur similaire (proportionnel à λ^3), les autres sont beaucoup trop plats pour être exploités. Le triangle d'unitarité représenté par la figure 2.1 est donné par la relation (2.19).

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.19)$$

Généralement, on préférera travailler avec un triangle d'unitarité dont l'un des côtés est normalisé. On divise alors la relation 2.19 par $|V_{cd}V_{cb}^*|$:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{|V_{cd}V_{cb}^*|} + 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = 0 \quad (2.20)$$

De nouveaux paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, appelés également apex, sont définis de manière à ce que les deux autres côtés du triangle aient pour longueur :

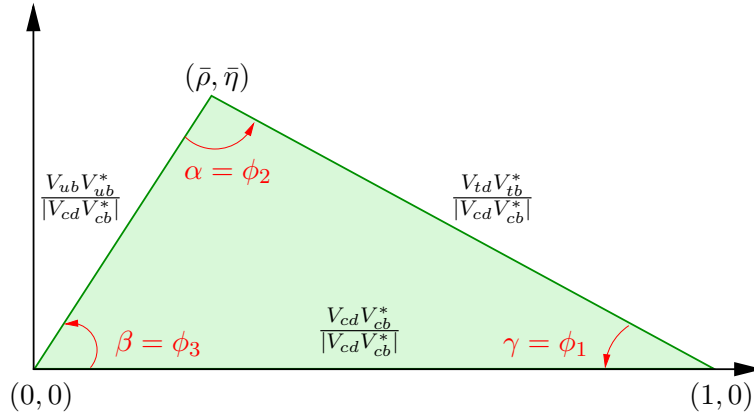


FIG. 2.1: Représentation du triangle d'unitarité et de ses conventions dans le plan complexe correspondant à la relation $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$

$$R_u = \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}, \quad R_t = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} \quad (2.21)$$

A l'ordre λ^4 , les apex ont la formulation suivante :

$$\bar{\rho} = (1 - \lambda^2/2)\rho + \mathcal{O}(\lambda^4), \quad \bar{\eta} = (1 - \lambda^2/2)\eta + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (2.22)$$

Ainsi, le triangle est complètement déterminé par ses apex. Depuis la découverte de la violation de CP, de nombreuses études expérimentales ont été menées de manière à contraindre ce triangle. Deux groupes combinent les différentes mesures et contraignent le triangle d'unitarité : CKM Fitter [49] (figure 2.2) basé sur une approche fréquentiste et UTFit [50] (figure 2.3) basé sur une approche bayésienne de traitement des erreurs statistiques et expérimentales des observables et de leurs corrélations. Les expressions (2.23) et (2.24) utilisent les résultats de CKM Fitter (seul le module des éléments de la matrice CKM est donné) [51]. On constate que les réactions sans changement de génération sont privilégiées : les termes diagonaux sont en effet quasiment égaux à 1.

$$\lambda = 0,2272 \pm 0,0010, \quad A = 0,818_{0,017}^{0,007}, \quad \bar{\rho} = 0,221_{0,028}^{0,064}, \quad \bar{\eta} = 0,034_{0,045}^{0,017} \quad (2.23)$$

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97383 & 0,2272 & 3,96 \times 10^{-3} \\ 0,2271 & 0,97296 & 42,21 \times 10^{-3} \\ 8,14 \times 10^{-3} & 41,61 \times 10^{-3} & 0,9991 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Le mécanisme CKM est la source principale de violation de CP dans le Modèle Standard, et le seul vérifié expérimentalement. À l'heure actuelle des expériences de violation de CP comme BABAR et BELLE continuent leurs prises de données de manière à déterminer avec précision les paramètres de la matrice CKM, laissés libres par la théorie.

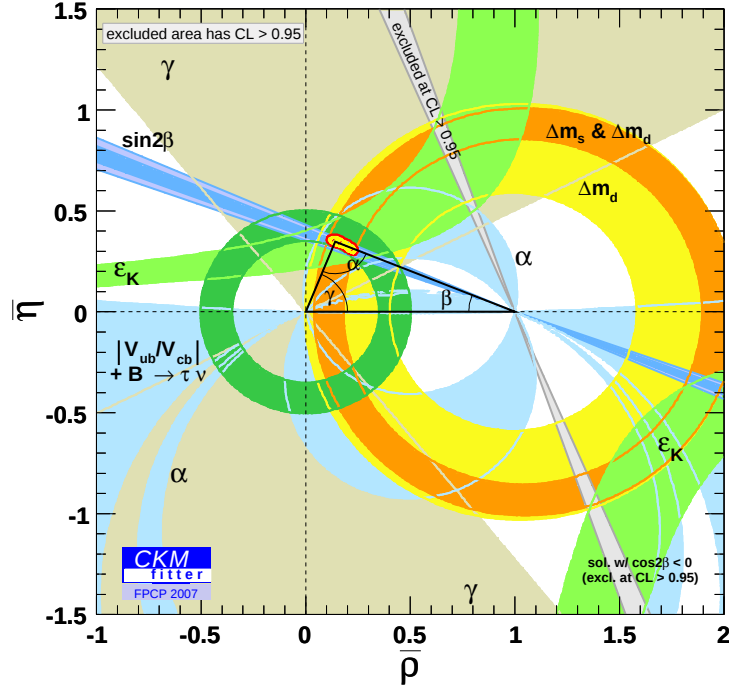


FIG. 2.2: Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité par la collaboration CKM fitter (approche fréquentiste) - Mise à jour : 4 juin 2007 [51]

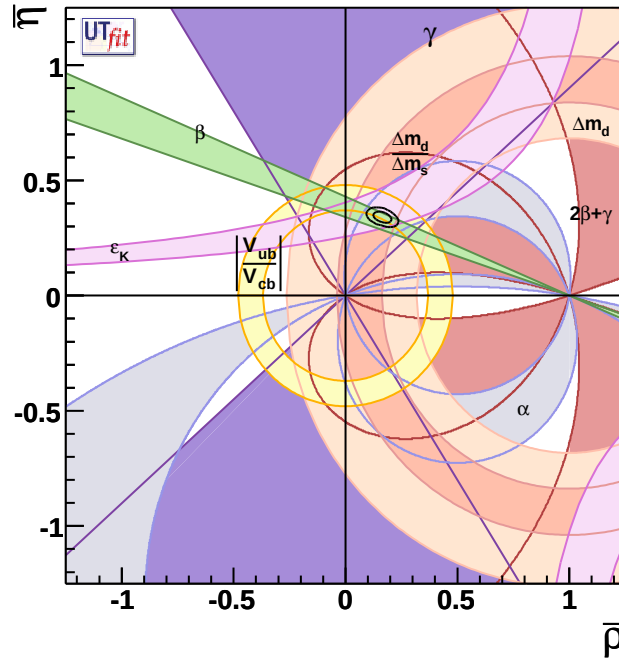


FIG. 2.3: Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité par la collaboration UT fit (approche bayésienne) - Mise à jour : hiver 2007 [52]

2.4 Extension du Modèle Standard : la Physique des neutrinos

Dans le Modèle Standard minimal, la violation de CP et de T est limitée au secteur hadronique. Depuis l'indication expérimentale des oscillations de neutrinos, plusieurs scénarii étendent le modèle en introduisant une matrice de mélange pour les leptons et une éventuelle contribution à la violation de CP et de T. [53][4][54]

La mise en évidence expérimentale de l'oscillations des neutrinos implique que les neutrinos sont massifs. En effet, la probabilité d'oscillation entre deux familles de neutrinos est proportionnelle à la différence du carré de leur masse.

Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont les seuls fermions élémentaires de charge nulle. Ce statut unique implique l'existence de deux modèles différents pour les représentés : soit une particule de Dirac, soit une particule de Majorana. Des expériences sur la désintégration double β essayent de trancher sur la nature des neutrinos (expérience NEMO [55]).

- Dans le cas où le neutrino est une particule de Dirac comme les autres fermions, une hélicité droite doit exister. Les spineurs droits et gauches sont alors mélangés via une matrice de masse :

$$\mathcal{L}_D = \sum_{i,j=1}^3 \bar{\nu}_{iL} M_{ij} \nu_{jR} + hc \quad (2.25)$$

- Si le neutrino est une particule de Majorana, il serait alors sa propre antiparticule. On notera ν^{CP} l'état CP conjugué du neutrino ν . Cependant ce type de particule ne respecte pas l'invariance de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et pourrait être source de Nouvelle Physique. Le terme de masse des neutrinos gauches et droits peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_M^L = \sum_{i,j=1}^3 \nu_{iL} M_{ij}^L \nu_{jL}^C + hc \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_M^R = \sum_{i,j=1}^3 \nu_{iR} M_{ij}^R \nu_{jR}^C + hc \quad (2.26)$$

Toutefois, ces termes de masse ne permettent pas d'expliquer la faible valeur de masse des neutrinos comparée à celle des autres fermions. De plus, il faut tenir compte du fait que les neutrinos sont essentiellement d'hélicité gauche. Pour résoudre ces problèmes, des mécanismes dits "balançoire" (*see-saw*) [56] ont été introduits. Ils permettent d'obtenir une masse faible pour le neutrino d'hélicité gauche et une masse élevée pour le neutrino d'hélicité droite. Les neutrinos d'hélicité droite n'auraient donc pas été encore découverts du fait de leur grande masse. Interagissant très peu, ils sont dits stériles.

En introduisant les termes de masse des neutrinos dans le secteur électrofaible du Modèle Standard, on obtient une matrice de mélange pour les leptons à l'instar des quarks. Cette matrice de mélange est appelée MNS (Maki-Nakagawa-Sakata) [57]. Dans ce formalisme, on notera ν_e, ν_μ, ν_τ les états de saveur des neutrinos observés et ν_1, ν_2, ν_3 les états de masse des neutrinos.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = V_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

La paramétrisation de la matrice va dépendre de la nature Dirac/Majorana de la particule. Pour une particule de Dirac, on retrouve la même paramétrisation que la matrice CKM (2.28). Pour une particule de Majorana, il n'est plus possible de redéfinir la phase pour les neutrinos : la phase de ϕ^{CP} doit être opposée à celle de ϕ . Donc 3 phases sont nécessaires pour décrire la matrice, soit 2 de plus que celle obtenue pour des particules de Dirac (2.29).

$$V_{MNS}^{Dirac} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$V_{MNS}^{Majorana} = V_{MNS}^{Dirac} \times \begin{pmatrix} e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

On constate que les paramétrisations de la matrice MNS autorisent une violation de CP et de T dans le secteur des leptons. Pour des particules de Dirac, le phénomène est décrit par une phase, alors que pour des particules de Majorana, il est décrit par 3 phases.

Contrairement au domaine des quarks, beaucoup d'efforts restent à accomplir pour déterminer avec précision les paramètres de la matrice MNS. Plusieurs expériences existantes ou en cours recherchent la violation de CP et de T dans les oscillations des neutrinos. À l'heure actuelle, ce phénomène n'a pas encore été mis en évidence.

Comme nous l'avons montré, le Modèle Standard possède trois sources potentielles de violation de CP (et de T). La manifestation la plus importante et la seule vérifiée expérimentalement à ce jour est liée à la phase complexe de la matrice CKM, matrices de mélange des quarks dans le secteur électrofaible. Sans comparaison, l'interaction forte pourrait briser l'invariance par CP par la présence du terme en θ dans le lagrangien QCD mais les résultats expérimentaux tendent à montrer que si violation existe, elle est très faible. D'un autre côté, le secteur leptonique reste encore inexploré. D'après les modèles mis au point, on devrait s'attendre à une violation de CP.

Dans la suite de nos travaux, nous considérons le mécanisme CKM comme seule source de violation de CP. Nous avons montré comment elle était décrite dans le Modèle Standard, reste à savoir comment la mettre en évidence expérimentalement, plus particulièrement dans le domaine baryonique.

Chapitre 3

Comment mettre en évidence la violation de CP et de T dans la désintégration faible d'un baryon ?

Parmi les expériences effectuées, notre contribution se centrera sur l'étude de la violation de CP et de T dans le secteur baryonique. En effet, pour l'instant la violation de CP n'a pas été mise en évidence dans ce domaine. De plus, nous voulons mettre en évidence de manière directe la violation de T, sans aucune ambiguïté avec CP. Nous aborderons les tests qu'il est possible de réaliser avec les moyens expérimentaux actuels. Enfin, les tests envisagés nous aideront dans le choix des canaux de physique à étudier.

Sommaire

3.1	Mise en évidence de la violation de CP	29
3.1.1	Les trois formes de violation de CP	29
3.1.2	Conditions pour obtenir une violation directe de CP	31
3.1.3	Résultats expérimentaux sur la violation directe de CP pour les hadrons étranges	31
3.2	Mise en évidence de la violation de T	33
3.2.1	Comparaison de processus T conjugués	33
3.2.2	Observables impaires par T	34
3.3	Justification des canaux étudiés : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$	37
3.3.1	Choix du baryon étudié	37
3.3.2	Les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$	39
3.3.3	Violation de CP et importance du mélange $\rho^0 - \omega^0$	40

3.1 Mise en évidence de la violation de CP

3.1.1 Les trois formes de violation de CP

D'un point de vue phénoménologique, il est possible de mettre en évidence trois formes de violation de CP [4][6][53]. Afin de les expliciter, nous considérons le processus physique pour lequel ces trois formes sont possibles : $K^0 - \bar{K}^0$. C'est dans ce système de particules que les violations de C, P, CP et T ont été mises en évidence expérimentalement pour la première fois.

3.1.1.1 Violation indirecte de CP ou violation dans le mélange

La violation de CP découverte en 1964 est la violation indirecte de CP (voir chapitre 1). Sa caractéristique est qu'elle a lieu dans l'oscillation de mésons neutres. Dans le cas le plus général, on considère deux particules C conjuguées notées P^0 et $\bar{P}^0$, caractérisées respectivement par un nombre quantique F et -F. L'oscillation se traduit par une transition de $|\Delta F| = 2$. La violation de CP indirecte est liée au fait que les états de masse ne sont pas les états propres de CP.

Dans le cas du système $K^0 - \bar{K}^0$, on a une transition $|\Delta S| = 2$, S étant l'étrangeté. Les états propres de masse K_L^0 et K_S^0 peuvent s'écrire à partir des états propres de CP, K_1^0 et K_2^0 (équations (3.1) et (3.2)). Il y a violation de CP si le paramètre complexe ϵ est non nul. Expérimentalement, ce paramètre vaut $|\epsilon| = (2,284 \pm 0,014) \times 10^{-3}$.

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_2^0\rangle + \epsilon |\bar{K}_1^0\rangle \right) \Rightarrow K_L^0 \approx K_2^0 \quad (3.1)$$

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left(|K_1^0\rangle - \epsilon |\bar{K}_2^0\rangle \right) \Rightarrow K_S^0 \approx K_1^0 \quad (3.2)$$

3.1.1.2 Violation directe de CP ou violation dans les désintégrations

A l'inverse de la violation indirecte, la violation directe de CP* ne fait pas intervenir d'oscillation de particules. Elle se manifeste par la différence d'amplitude entre deux processus physiques CP conjugués : $a \rightarrow b$ et $\bar{a} \rightarrow \bar{b}$. Elle se représente par une asymétrie :

$$A_{CP} = \frac{|A(a \rightarrow b)|^2 - |A(\bar{a} \rightarrow \bar{b})|^2}{|A(a \rightarrow b)|^2 + |A(\bar{a} \rightarrow \bar{b})|^2} \quad (3.3)$$

Pour le système $K^0 - \bar{K}^0$, on considère la désintégration des états CP conjugués vers un état final commun en deux pions. Il s'agit cette fois d'une transition $|\Delta S| = 1$. Les asymétries CP peuvent s'exprimer par les relations (3.4). Le terme ϵ' caractérise l'intensité de la violation directe de CP dans les kaons : $Re(\epsilon') = (2,5 \pm 0,4) \times 10^{-6}$. Le paramètre ϵ intervient dans l'expression des asymétries CP et mesure la proportion de mésons K^0 et $\bar{K}^0$ dans les états propres de CP.

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \epsilon + \epsilon' \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon' \quad (3.4)$$

Comme on le constate à travers la faible valeur de ϵ' comparée à ϵ , la violation directe de CP a une intensité plus faible que celle de la violation indirecte. Cette observation se généralise aux autres particules.

3.1.1.3 Violation de CP par interférences

La violation de CP par interférences est une forme "intermédiaire" des deux autres. Elle ne peut avoir lieu que dans le cadre d'un mélange de mésons neutres. Dans le système $K^0 - \bar{K}^0$, elle se manifeste par la différence entre l'amplitude de désintégration K^0 et du $\bar{K}^0$ en deux pions. Dans cette désintégration, on tient compte de deux processus :

*Ce phénomène a permis de rejeter le modèle *SuperWeak*. Ce dernier expliquait la violation de CP indirecte par la présence d'une nouvelle force fondamentale qui intervenait uniquement dans le mélange.

- la transition directe : $K^0 \rightarrow \pi\pi$ et $\overline{K}^0 \rightarrow \pi\pi$
- la transition en passant par une oscillation : $K^0 \rightarrow \overline{K}^0 \rightarrow \pi\pi$ et $\overline{K}^0 \rightarrow K^0 \rightarrow \pi\pi$

Ainsi, il faut qu'il y ait au moins deux amplitudes qui se superposent pour le même processus.

L'objet de notre étude est d'étudier la violation de CP dans les baryons neutres. Ce dernier ne peut se mélanger avec son partenaire C conjugué à cause de la conservation du nombre baryonique. Expérimentalement, la limite mesurée sur l'oscillation entre le neutron et l'antineutron (temps d'oscillation $\tau > 8,6 \times 10^7 s$ 90% CL) [58] tend à confirmer ce fait. Par conséquent, seule la violation directe de CP peut être observée pour les baryons.

3.1.2 Conditions pour obtenir une violation directe de CP

On considère une désintégration qui met en jeu deux amplitudes distinctes A_1 et A_2 . Ces amplitudes sont déphasées l'une par rapport à l'autre, par interaction forte et interaction faible. Les phases fortes δ_i sont conservées par CP alors que les phases faibles ϕ_i changent de signe par CP.

$$\begin{aligned} A_f &= A_1 + A_2 = |A_1|e^{i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{i\phi_2}e^{i\delta_2} \\ \overline{A}_f &= \overline{A}_1 + \overline{A}_2 = |A_1|e^{-i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{-i\phi_2}e^{i\delta_2} \end{aligned}$$

On peut alors calculer l'asymétrie entre les deux processus :

$$A_{CP} = \frac{|A_f|^2 - |\overline{A}_f|^2}{|A_f|^2 + |\overline{A}_f|^2} = \frac{2|A_1||A_2|\sin(\phi_1 - \phi_2)\sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\phi_1 - \phi_2)\cos(\delta_1 - \delta_2)}$$

Cette expression montre que trois conditions doivent être satisfaites pour observer une asymétrie CP :

- au moins deux amplitudes doivent contribuer
- les phases faibles doivent être différentes. Ce déphasage provient directement des éléments de la matrice V_{CKM} .
- les phases fortes doivent être différentes. Un tel déphasage est réalisé, entre autre, par les interactions dans l'état final et par l'hadronisation.

Les effets de la violation directe de CP sont généralement faibles ce qui explique que ce phénomène fut découvert tardivement pour des mésons neutres. Dans le cas de baryons, la violation directe de CP n'a pas encore été mise en évidence. Des expériences mettent des limites sur cette violation en étudiant les désintégrations de hadrons étranges.

3.1.3 Résultats expérimentaux sur la violation directe de CP pour les hadrons étranges

Les résultats de deux collaborations seront présentés : ceux de NA48(CERN) avec les kaons $K^\pm$ et ceux de HyperCP(FermiLab) avec le Λ^0 .

3.1.3.1 Étude avec les kaons chargés

Des premières études ont été effectuées avec les désintégrations des kaons chargés, principalement dans le canal $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ [59]. L'élément de matrice (3.5) de ces désintégrations peut être décomposé en fonction des variables de Dalitz u et v (3.6) :

$$|M(u, v)| \propto 1 + gu + O(u^2, v^2) \quad (3.5)$$

$$u = \frac{2(p_K - p_{\pi^\pm})^2 - (p_K - p_{\pi^+})^2 - (p_K - p_{\pi^-})^2}{3m_\pi^2}, \quad v = \frac{(p_K - p_{\pi^+})^2 - (p_K - p_{\pi^-})^2}{m_\pi^2} \quad (3.6)$$

Le terme prédominant g doit être identique pour la désintégration du K^+ et du K^- si la symétrie CP était conservée. L'asymétrie sur ce paramètre est estimée de 10^{-6} à 10^{-5} dans le Modèle Standard, mais elle peut être de l'ordre de 10^{-4} pour de nouvelles théories. Des limites expérimentales ont été apportées : $(0, 5 \pm 3, 8) \times 10^{-4}$ [59]. Des études sont en cours pour contraindre cette asymétrie dans le cadre de la désintégration $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

3.1.3.2 Étude avec le baryon neutre Λ^0

Le test de CP dans les hypérons est l'axe majeur de recherche de la collaboration HyperCP, en particulier dans la désintégration du Λ^0 [60]. La désintégration d'un hypéron de spin 1/2 peut être décrite en fonction des ondes $S(l = 0)$ et $P(l = 1)$. On définit alors le paramètre α par la relation (3.7) dont l'asymétrie constitue une signature de la violation de CP.

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2} \quad (3.7)$$

L'étude de ces désintégrations exploite en particulier la polarisation des hypérons. À partir de la désintégration de particules non polarisées telles $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, on obtient des particules Λ^0 polarisées du fait de la violation de la parité. Les Λ^0 étant reconstruits dans l'état final $p\pi^-$, la distribution angulaire des protons dans le repère propre du Λ^0 suit la distribution suivante :

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{N_0}{2}(1 + \alpha_\Lambda \alpha_\Xi \cos\theta) \quad (3.8)$$

avec θ l'angle polaire de l'impulsion du proton avec la direction du vecteur polarisation du Λ^0 . On peut alors calculer une asymétrie sensible à la violation de CP dans les désintégrations successives des hypérons Ξ et Λ :

$$A_{\Xi\Lambda} = \frac{\alpha_\Lambda \alpha_\Xi - \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}}}{\alpha_\Lambda \alpha_\Xi + \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}}} \approx A_\Lambda + A_\Xi \quad (3.9)$$

La dernière mesure expérimentale [61] est compatible avec zéro : $A_{\Xi\Lambda} = (0, 0 \pm 5, 1 \pm 4, 4) \times 10^{-4}$.

Les méthodes déjà utilisées pour les hypérons pourront être étendues à celles des baryons beaux en remplaçant le quark étrange par le quark beau. Reste maintenant à définir des méthodes expérimentales pour mettre en évidence la violation de T.

3.2 Mise en évidence de la violation de T

La mise en évidence de la violation du renversement du temps, en s'affranchissant du théorème CPT, est beaucoup plus délicate que celle de la violation de CP. Dans le chapitre 1, nous avons vu que l'une des difficultés est liée à l'antiunitarité de l'opérateur T et que l'on ne peut définir de valeurs propres mesurables, qui auraient pu être utilisées dans des règles de sélection. Dans cette section, nous avons essayé de dégager deux classes de test de la symétrie T [62] : la vérification de la réciprocité de processus T conjugué et l'étude des observables impaires par T. Nous ferons une analyse critique des conclusions qui peuvent être tirées de ces tests.

3.2.1 Comparaison de processus T conjugués

3.2.1.1 Principe du bilan détaillé et relation de réciprocité

Pour tester la symétrie T, l'idée première serait de vérifier la réversibilité microscopique, c'est-à-dire de comparer la probabilité de passer d'un état A à un état B à celle de passer de l'état B à l'état A. En Physique Subatomique, ce principe s'écrit formellement comme l'égalité des éléments de matrice S des deux processus. Pour l'exprimer on considère la réaction $a + b \rightarrow c + d$ dont les états initial et final sont respectivement représentés par les vecteurs d'états $|\vec{p}_i, \vec{s}_i\rangle$ et $|\vec{p}_f, \vec{s}_f\rangle$. La relation de réciprocité s'exprime par la relation (3.10) [63][4].

$$| \langle \vec{p}_f, \vec{s}_f | S | \vec{p}_i, \vec{s}_i \rangle | = | \langle \vec{-p}_i, \vec{s}_i | S | \vec{-p}_f, \vec{s}_f \rangle | \quad (3.10)$$

On parlera de principe du bilan détaillé quand il n'y a aucun degré de liberté lié au spin ; une moyenne est effectuée sur les états initiaux de spin et une sommation sur les états finaux de spin. Il faut être vigilant au fait que l'invariance par T est une condition suffisante mais pas nécessaire du principe du bilan détaillé. Par exemple, l'invariance par P de la diffusion élastique pion-nucléon $\pi + N \rightarrow \pi + N$ permet d'obtenir la dite relation.

Pour vérifier la réciprocité des réactions, ce sont surtout les moyens expérimentaux qui empêchent de réaliser la réaction inverse $c + d \rightarrow a + b$. En effet, l'étude de ce processus nécessite de produire, à l'aide de faisceaux, les particules c et d . Un tout autre argument est lié à la nature quantique des phénomènes mis en jeu [63]. En mécanique quantique, l'état final d'une diffusion peut être vu comme une superposition d'une onde plane (l'onde incidente) et d'une onde sphérique. Outre renverser les impulsions, il faudrait permuter les états initial et final, donc recréer cette superposition d'onde plane et d'onde sphérique, ce qui expérimentalement est impossible à réaliser.

Toutefois, il est possible de réaliser l'expérience dans les cas où les états finaux et initiaux sont dominés par les ondes planes. Par exemple, nous pouvons prendre la réaction à 2 corps $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ et $\pi^+ + d \rightarrow p + p$. L'invariance par T implique la relation entre les deux sections efficaces suivante :

$$\frac{\sigma(\pi^+ + d \rightarrow p + p)}{\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d)} = \frac{2}{3(2j_\pi + 1)} \left(\frac{k_p}{k_\pi} \right)^2 \quad (3.11)$$

où k_p et k_π sont les quadrivecteurs énergie-impulsion du proton et du pion. En 1951, le spin du pion, noté j_π dans la formule, était inconnu. À partir des mesures des sections et

des impulsions, il a été montré que le spin du pion est nul [64], ce qui confirme l'hypothèse de l'invariance de T dans les interactions fortes.

3.2.1.2 Systèmes de particules oscillantes

Au lieu d'essayer de réaliser la réaction inverse, il y a le cas particulier pour lequel des particules ayant un état final commun oscillent entre elles. L'exemple maintes fois étudié, $K^0 - \bar{K}^0$, peut être généralisé à d'autres systèmes : $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, $D_0 - \bar{D}_0$, voire même les neutrinos $\nu_l - \bar{\nu}_l$. Le paramètre de Kabir est une signature du renversement du temps (1.18).

Comme nous l'avons montré au chapitre 1, il s'agit de la méthode utilisée par CPLEAR pour tester la symétrie T [28]. Cependant, l'égalité entre l'asymétrie mesurée A_{exp} et le paramètre A_{Kabir} n'est pas triviale. Une possible violation de la symétrie CPT et une possible violation de la règle $\Delta Q = \Delta S$ peuvent contribuer à l'asymétrie mesurée. Au cours de l'année qui a suivi la découverte, la collaboration CPLEAR a publié un article [65] dans lequel sont considérées les limites sur les effets de ces phénomènes secondaires grâce à une analyse utilisant la relation de Bell-Steinberger (basée sur l'unitarité) [66]. La conclusion montre que le phénomène mis en évidence est bien une violation du renversement du temps [67][68][69][70][71][72].

On remarquera que le paramètre de Kabir est très proche d'une signature de la violation de CP. En effet, sous certaines approximations, l'expression (3.12) montre que le phénomène est relié au paramètre ϵ qui caractérise l'intensité de la violation de CP indirecte. Ce résultat est peu surprenant dans une théorie invariante par CPT. Les estimations du paramètre ϵ sont compatibles avec le Modèle Standard : $Re(\epsilon) = (164,9 \pm 2,5) \times 10^{-5}$ [65]. Ainsi plusieurs auteurs [73][74], dont Wolfenstein, ont exprimé leurs doutes sur l'interprétation de cette asymétrie en signature du renversement du temps.

$$A_{Kabir} \approx 4Re(\epsilon) \quad (3.12)$$

Bien entendu, dans le cas d'un baryon, ce test de l'invariance de T est proscrit.

3.2.2 Observables impaires par T

Les observables impaires par T sont également un axe de recherche de la violation de T. Dans un monde invariant par T, la valeur moyenne d'une observable impaire par T doit être nulle. Dans le cas contraire, il pourrait s'agir d'une manifestation de la violation du renversement du temps. Une distinction très nette sera faite entre deux types d'observables : les caractéristiques d'une particule élémentaire telles que le moment dipolaire électrique et les observables mesurées dans l'état final d'un processus physique.

3.2.2.1 Moment dipolaire électrique

Le moment dipolaire électrique constitue une observable qui est propre à une particule [75][10]. D'après sa définition électrique, le moment dipolaire $\vec{D}$ ne change pas de signe car le renversement de T (de Wigner) conserve les charges électriques e et les distances $\vec{r}$. Cependant à l'échelle microscopique, le moment dipolaire électrique est proportionnel

au spin $\vec{S}$ de la particule. Comme le spin est impair par T, le moment dipolaire électrique doit l'être.

$$\vec{D} = e \vec{r} \quad \text{et} \quad \vec{D} = k \vec{S} \quad (3.13)$$

On en déduit que si la dynamique est invariante par renversement du temps, la constante de proportionnalité k est nulle, donc que le moment dipolaire électrique de la particule doit être nul. Néanmoins, si la symétrie P est conservée, le moment dipolaire électrique s'annule également car $\vec{D}$ est polaire alors que $\vec{S}$ est axial. Pour utiliser le moment dipolaire électrique comme signature de la violation de T, il faut s'assurer que la symétrie par parité est bien brisée, ce qui est le cas de l'interaction faible.

La particule privilégiée pour ce type d'expérience est le neutron. Dès 1950, Purcell et Ramsay ont essayé de fixer une limite supérieure au moment dipolaire électrique du neutron. La précision des mesures s'est améliorée avec l'évolution des moyens expérimentaux. La mesure la plus précise a été réalisée par l'institut Laue-Langevin de Grenoble avec des neutrons ultrafroids, $D < 6,3 \times 10^{-26}$ e.cm (90 %CL) [76]. Les prédictions théoriques basées sur le Modèle Standard sont de l'ordre de 10^{-31} à 10^{-32} e.cm [4] en négligeant l'éventuelle violation de CP forte ($\theta_{QCD} = 0$).

Bien que le moment dipolaire électrique du neutron soit un test de la symétrie T sans aucune ambiguïté, les valeurs prédites par le Modèle Standard sont trop faibles pour être vérifiées expérimentalement. Cet argument pousse les expérimentateurs à chercher d'autres observables impaires par T.

3.2.2.2 Observables impaires par T dans les états finaux des réactions

Dans le cas des états finaux d'une désintégration d'une particule, l'interprétation d'une valeur moyenne non nulle d'une observable impaire par T est délicate. En effet, les effets de la violation du renversement du temps peuvent être masqués par les interactions dans l'état final. Un raisonnement simple utilisant la matrice S permet de bien comprendre le problème [77][78][71].

Pour un processus $i \rightarrow f$, la matrice S_{if} peut être formulée à partir de la matrice T_{if} : $S = 1 + iT$. L'unitarité de S ($SS^\dagger = S^\dagger S = 1$) implique que $T_{fi}^* = T_{if} - iA_{if}$. Le terme A_{if} correspond à la partie absorptive du processus. Mettre cette relation au carré implique :

$$|T_{fi}|^2 = |T_{if}|^2 + 2\text{Im}(A_{if}T_{if}^*) + |A_{if}|^2 \quad (3.14)$$

$$\text{ou } |T_{if}|^2 = |T_{fi}|^2 - 2\text{Im}(A_{if}T_{if}^*) - |A_{if}|^2 \quad (3.15)$$

On note $\tilde{i}$ et $\tilde{f}$ les états initiaux et finaux avec impulsions et spins renversés. On soustrait l'expression précédente par $|T_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2$:

$$(|T_{if}|^2 - |T_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2) = (|T_{fi}|^2 - |T_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2) - 2\text{Im}(A_{if}T_{if}^*) - |A_{if}|^2 \quad (3.16)$$

Le terme de gauche de l'expression (3.16) correspond à ce que nous mesurons. Il s'agit de la différence d'amplitude entre le processus $i \rightarrow f$ et $\tilde{i} \rightarrow \tilde{f}$ dont seuls les impulsions et les spins ont été renversés. L'opérateur associé est qualifié "renversement du temps naïf". À droite de l'égalité, le premier terme correspond cette fois à la différence d'amplitudes

entre les deux processus conjugués dans le temps. "Malheureusement", à ce terme que nous souhaitons estimer s'ajoute le terme absorptif correspondant aux interactions dans l'état final. Ainsi le terme absorptif doit être connu ou négligeable si nous souhaitons accéder à la différence d'amplitudes entre $i \rightarrow f$ et $\tilde{f} \rightarrow \tilde{i}$ à partir de la différence d'amplitudes entre $i \rightarrow f$ et $\tilde{i} \rightarrow \tilde{f}$.

$$\text{le véritable renversement du temps} \quad TR : \quad |T_{if}|^2 \rightarrow |T_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2 \quad (3.17)$$

$$\text{le renversement du temps "naïf"} \quad TR_{naïf} : \quad |T_{if}|^2 \rightarrow |T_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2 \quad (3.18)$$

Pour une grandeur physique impaire par T, l'observation d'une valeur moyenne non nulle est appelée dans la littérature anglaise un "T-odd effect". Pour considérer un "T-odd effect" comme une signature de la violation du renversement du temps, les interactions dans l'état final doivent être soit négligeables, soit calculables et soustraites des données. Pour rendre compte de la difficulté de l'interprétation d'un "T-odd effect", nous rapportons deux exemples :

- La désintégration β^- dans les neutrons polarisés : $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$. La polarisation transverse du neutron $D \cdot \vec{\sigma}_n \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_p)$ est une observable impaire par renversement du temps. Les mesures actuelles, $D = (-3, 9 \pm 5, 8) \times 10^{-4}$ [79], sont compatibles avec zéro. D'un point de vue théorique, le modèle Standard prédit une faible valeur, inférieure à 10^{-12} [79], mais elle pourrait être amplifiée par des effets non standards (comme l'hypothèse des leptoquarks). Bien entendu, il faut tenir compte des interactions de nature essentiellement électromagnétique entre l'électron et le proton. Ces interactions dans l'état final ont une contribution estimée à $D = -5, 7 \times 10^{-5}$ [79], ce qui constitue une limite inférieure à l'expérience.
- La collaboration KTeV (FermiLab) s'est intéressée à une observable impaire par T dans la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$. Cette observable fut construite initialement par Sehgal et Wanninger [80]. On trace la normale $\vec{n}_e$ au plan formé par les impulsions de e^+ et e^- , puis la normale $\vec{n}_\pi$ au plan formé par les impulsions de π^+ et π^- , conformément à la figure 3.1. Dans le repère propre du K_L^0 , la projection de la quantité $(\vec{n}_e \times \vec{n}_\pi)$ sur le vecteur unitaire $\vec{z}$, correspondant à la direction de la paire $e^+ e^-$, est impaire par CP et par T. Prédite à 14% [80] par la théorie, l'asymétrie fut constatée par KTeV avec une valeur de $(13, 6 \pm 2, 5 \pm 1, 2)\%$ [81] et fut confirmée ultérieurement par NA48 [82]. Il s'agit de la plus grande asymétrie découverte liée à la violation de symétries discrètes.

Si l'interprétation de l'asymétrie en terme de violation de CP est évidente, elle l'est moins en terme de violation de T. En 1999, la collaboration KTeV annonça "précipitement" une mise en évidence de la violation du renversement du temps [83][84]. Mais il est nécessaire d'extraire la contribution des interactions fortes dans l'état final entre les deux pions (la partie électromagnétique pouvant être négligée). Wolfenstein montre, à partir du modèle théorique développé par Sehgal, que l'asymétrie est non nulle dans le cas où T est conservé [73][72]. Cet argument montre que le phénomène observé n'est pas une signature de la violation du renversement du temps mais un "T-odd effect". D'un autre côté, Sehgal insiste sur le fait que le modèle utilisé n'est qu'approximatif et que les techniques de calcul doivent être perfectionnées afin de maîtriser les interactions dans l'état final [85]. De plus, une

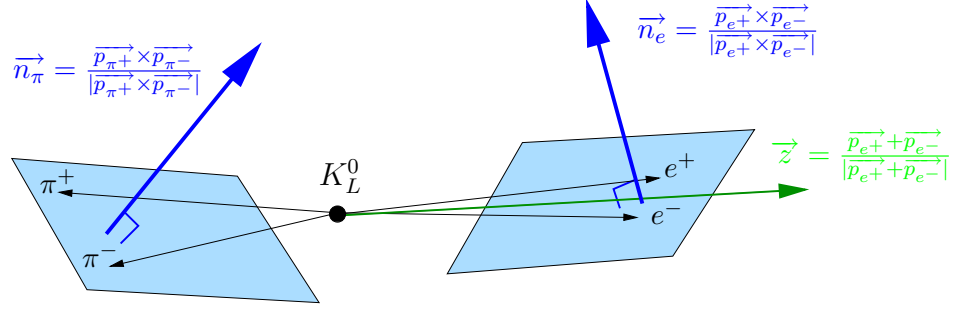


FIG. 3.1: Notations utilisées dans KTeV

éventuelle manifestation de la violation de CPT pourrait contribuer à la valeur de cette asymétrie [69][4]. Néanmoins, Ellis *et al* montrent que cette éventuelle contribution ne pouvait être l'origine de cette large asymétrie [69].

Ainsi, les "T-odd effects" peuvent constituer une signature du renversement du temps à condition que l'on maîtrise les interactions fortes et électromagnétiques dans l'état final. Le problème qui se pose est un challenge pour la QCD. L'étude des "T-odd effects" est l'une des principales motivations qui justifient le choix des canaux de physique que nous avons étudiés.

3.3 Justification des canaux étudiés : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$

3.3.1 Choix du baryon étudié

Pour obtenir des effets importants de violation de CP et de T, nous choisissons de réaliser notre étude avec des particules belles. En effet, le tableau 3.1 montre à partir des éléments de la matrice V_{CKM} (paramétrisation de Wolfenstein) que les effets sont les plus importants dans le système de mésons B. Cependant, la largeur de désintégration des particules belles est beaucoup plus faible. Ainsi, nous avons le choix entre étudier des modes de désintégration relativement grands avec des effets de violation de CP très petits, ou bien des modes de désintégrations rares mais avec des effets de violation de CP assez grands. Nous avons opté pour le deuxième cas de figure.

Méson	Désintégration dominante au niveau des quarks	Largeur	Effet de la violation de CP (indirecte)
K	$s \rightarrow u$	$\propto \lambda^2 \times \text{espace de phase}$	$\propto A^2 \lambda^4 \eta$
D	$c \rightarrow s$	$\propto 1 \times \text{espace de phase}$	$\propto A^2 \lambda^6 \eta$
B	$b \rightarrow c$	$\propto A^2 \lambda^4 \times \text{espace de phase}$	$\propto \lambda^2 \eta$

TAB. 3.1: Effet de la violation de CP dans plusieurs systèmes de désintégration [6]

D'un point de vue théorique, les différents baryons beaux peuvent être obtenus en utilisant le groupe de saveurs SU(5). La figure 3.2 représente le multiplet de spin 1/2 des baryons

beaux (sans charme). Le multiplet de spin 3/2 existe également, et on se référera au tableau 3.2 pour plus de détails. On peut constater que la construction des famille Λ , Σ , Ξ et Ω dans le domaine des baryons beaux peut être obtenue à partir de celles des baryons étranges en remplaçant un quark étrange par un beau. Les études physiques réalisées sur les baryons étranges pourraient être alors étendues aux baryons beaux. Toutefois, notre connaissance sur les baryons beaux est limitée sur le plan expérimental. Comme la probabilité de production d'un baryon beau est plus faible que celle d'un méson beau, le Λ_b^0 fut observée la première fois en 1991 [86], les particules Σ_b en 1995 [87] et Ξ_b [88] en 2007. La faible statistique obtenue ne permet pas de réaliser des mesures aussi précises que celle des mésons beaux.

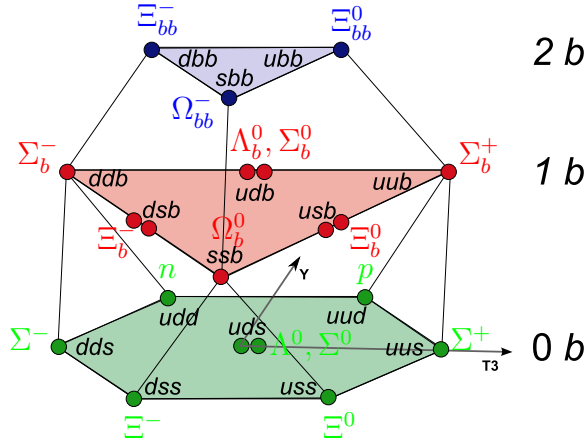


FIG. 3.2: Multiplet des baryons beaux (non charmés) de spin 1/2

Baryon	Quarks	J^P	(I, I_3)
Λ_b^0	bud	$(1/2)^+$	(0,0)
Σ_b^+	buu	$(1/2)^+$	(1,+1)
Σ_b^0	bud	$(1/2)^+$	(1,0)
Σ_b^-	bdd	$(1/2)^+$	(1,-1)
Ξ_b^-	dsb	$(1/2)^+$	(1/2,-1/2)
Ξ_b^0	usb	$(1/2)^+$	(1/2,+1/2)
Ω_b^0	ssb	$(1/2)^+$	(0,0)
Σ_b^{*+}	buu	$(3/2)^+$	(1,+1)
Σ_b^{*0}	bud	$(3/2)^+$	(1,0)
Σ_b^{*-}	bdd	$(3/2)^+$	(1,-1)
Ξ_b^{*-}	dsb	$(3/2)^+$	(1/2,-1/2)
Ξ_b^{*0}	usb	$(3/2)^+$	(1/2,+1/2)
Ω_b^-	ssb	$(3/2)^+$	(0,0)

TAB. 3.2: Baryons beaux non charmés comprenant un seul quark beau

Dans le but d'avoir la plus grande statistique possible, le choix du baryon dans le cas de notre étude s'oriente vers celui qui offre la plus grande probabilité de production. Les résultats expérimentaux du LEP et du Tévatron montrent que le Λ_b^0 est le baryon dominant.

3.3.2 Les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$

Parmi les désintégrations possibles du Λ_b^0 , il est naturel de retenir les désintégrations du Λ_b^0 en Λ^0 , soit la transition du quark b en quark s.

Pour tester le renversement du temps, nous allons étendre au domaine de la beauté les études "traditionnelles" réalisées avec des hyperons (Gatto *et al* [89]). Dans ce but, il est nécessaire d'avoir au moins une désintégration à 3 corps dans le but de construire des corrélations triples ou des observables impaires par T telles qu'celles étudiées à KTeV. Plusieurs canaux peuvent être étudiés : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \mu^+ \mu^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 K^+ K^-$ ou $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. Pour faciliter notre étude, nous considérons que ces différents états finaux sont produits par une résonance intermédiaire : J/Ψ pour $\mu^+ \mu^-$, Φ pour $K^+ K^-$ et le mélange $\rho^0 - \omega^0$ pour $\pi^+ \pi^-$. Concernant le dernier cas, les bosons neutres ρ^0 et ω^0 possèdent un état final commun $\pi^+ \pi^-$. Aucun argument physique ne les empêche de se mélanger comme pour le système $K^0 - \bar{K}^0$, hormis la conservation de l'isospin (1 pour le ρ^0 et 0 pour le ω^0). En outre, comme nous pensons calculer la dynamique du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0 (\pi^+ \pi^-)$, il pourrait être intéressant d'introduire également la désintégration du ω^0 en trois pions. Finalement, les caractéristiques de ces mésons vecteurs sont données dans le tableau 3.3.

Méson vecteur	J/Ψ	ϕ	ρ^0	ω^0
J^{PC}	1^{--}	1^{--}	1^{--}	1^{--}
Composition	$c\bar{c}$	$s\bar{s}$	$(u\bar{u} - d\bar{d})\sqrt{2}$	$(u\bar{u} + d\bar{d})\sqrt{2}$
Masse (MeV/c ²)	$3096,91 \pm 0,01$	$1019,46 \pm 0,02$	$775,5 \pm 0,4$	$782,65 \pm 0,12$
Largeur (MeV)	$0,0934 \pm 0,021$	$4,26 \pm 0,05$	$149,4 \pm 1,0$	$8,49 \pm 0,08$
Rapport d'embranchement	$(5,93 \pm 0,06)\%$ en $\mu^+ \mu^-$	$(49,2 \pm 0,6)\%$ en $K^+ K^-$	100% en $\pi^+ \pi^-$	$(1,70 \pm 0,27)\%$ en $\pi^+ \pi^-$, $(89,1 \pm 0,7)\%$ en $\pi^+ \pi^- \pi^0$

TAB. 3.3: Caractéristiques des mésons vecteurs intervenant dans les canaux de physique étudiés [53]

Les figures 3.3, 3.4 et 3.5 montrent les diagrammes dominants qui décrivent les désintégrations étudiées. D'un point de vue purement qualitatif, on peut se rendre compte que le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est le canal dominant. La transition du quark b en quark c est beaucoup plus importante que celle du quark b en quark u ou d. Le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \Phi$ présente une transition b en s ce qui pourrait laisser à penser que son amplitude serait similaire à celle avec le J/Ψ . Mais il n'existe pas de diagramme à l'arbre pour ce canal. En outre, le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ comporte des muons qui sont des particules généralement bien identifiées et reconstruites dans les détecteurs de particules. D'un point de vue expérimental, seul le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ a fait l'objet d'une mesure de son rapport d'embranchement. La mesure réalisée par CDF ne permet d'avoir qu'un ordre de grandeur de la réaction : $BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi) = (4,7 \pm 2,1_{\text{(stat)}} \pm 1,9_{\text{(sys)}}) \times 10^{-4}$ (90% CL) [90].

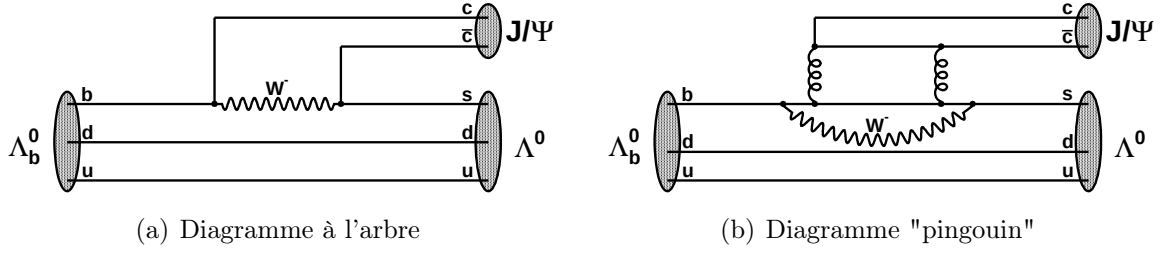


FIG. 3.3: Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

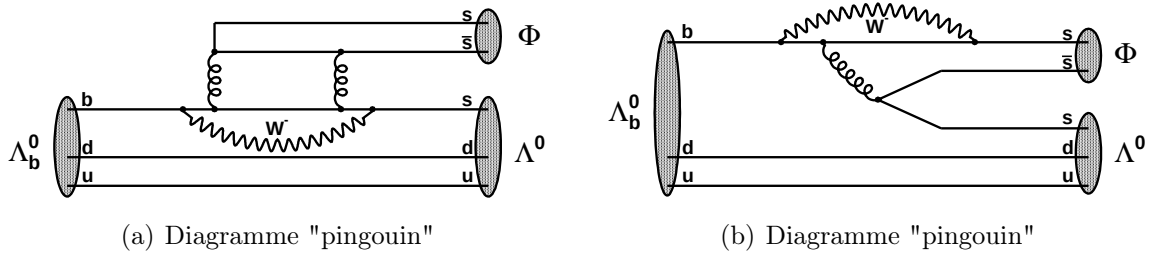


FIG. 3.4: Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \Phi$

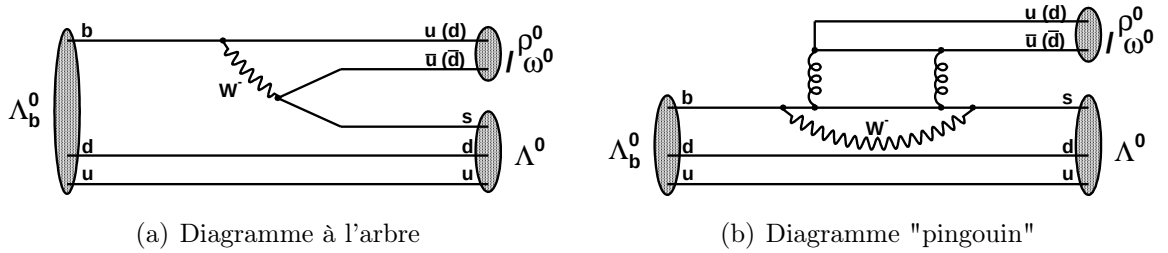


FIG. 3.5: Diagrammes dominants du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0(\omega^0)$

Si l'on veut tester le renversement du temps, il est nécessaire de bien maîtriser les interactions dans l'état final. À l'heure actuelle, aucun calcul n'a été effectué pour ces canaux. Le cas du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est encore une fois prioritaire dans ce test. En effet, les interactions dans l'état final pour ce canal apportent une faible contribution aux "T-odd effects". Un premier argument à prendre en compte est que les interactions entre les états finaux du J/Ψ (les muons) et ceux du Λ^0 sont d'origine électromagnétique, donc une contribution aux "T-odd effects" plus faible que celle par interaction forte. D'autant plus, le Λ^0 possède un temps de vie important, donc il se désintègre loin du vertex de désintégration du J/Ψ . Un deuxième argument dérive des travaux de Bjorken [91]. Dans le repère propre du Λ_b^0 , une énergie 3,1 GeV est prise des 5,6 GeV du Λ_b^0 pour former le méson J/Ψ . La fraction d'énergie restante pour les échanges gluoniques entre le Λ^0 et le J/Ψ , au moment de leur production, doit être faible.

3.3.3 Violation de CP et importance du mélange $\rho^0 - \omega^0$

Pour observer la violation directe de CP, nous allons étudier l'asymétrie entre les rapports d'embranchement du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ et de son canal conjugué CP :

$$A_{CP} = \frac{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V) - BR(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V)}{BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V) + BR(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V)} \quad (3.19)$$

Comme nous l'avons montré précédemment, il est nécessaire d'avoir deux amplitudes différentes. On prendra classiquement les amplitudes calculées à partir du diagramme à l'arbre et du diagramme "pingouin", qui réalisent un déphasage naturel qui contribuent à l'amplitude totale. L'amplitude de la désintégration pourra s'écrire :

$$A = \langle \Lambda^0 V | H^T | \Lambda_b^0 \rangle + \langle \Lambda^0 V | H^P | \Lambda_b^0 \rangle \quad (3.20)$$

$$\text{d'où,} \quad A_{CP} = \frac{2|A_T||A_P|\sin(\phi_T - \phi_P)\sin(\delta_T - \delta_P)}{|A_T|^2 + |A_P|^2 + 2|A_T||A_P|\cos(\phi_T - \phi_P)\cos(\delta_T - \delta_P)} \quad (3.21)$$

Dans le cas où V représente le mélange $\rho^0 - \omega^0$, la différence de phase forte $\delta_T - \delta_P$ est large, passe par 90° au niveau de la résonance du ω^0 et devient dominante par rapport aux autres déphasages. Cela a pour effet de maximiser l'asymétrie pour les autres paramètres fixés. Nous allons expliquer comment ce mélange permet d'arriver à ce résultat [92][93][94][95][96][97].

Les amplitudes à l'arbre et pingouin de la désintégration du Λ_b^0 peuvent se décomposer en une partie où $V=\rho^0$ et où $V=\omega^0$:

$$\langle \Lambda^0 \pi^+ \pi^- | H^T | \Lambda_b^0 \rangle = \frac{g_\rho^0}{s - m_{\rho^0}^2 + im_{\rho^0}\Gamma_{\rho^0}} \left(\frac{\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(s)}{s - m_{\omega^0}^2 + im_{\omega^0}\Gamma_{\omega^0}} A_{\omega^0}^T + A_{\rho^0}^T \right) \quad (3.22)$$

$$\langle \Lambda^0 \pi^+ \pi^- | H^P | \Lambda_b^0 \rangle = \frac{g_\rho^0}{s - m_{\rho^0}^2 + im_{\rho^0}\Gamma_{\rho^0}} \left(\frac{\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(s)}{s - m_{\omega^0}^2 + im_{\omega^0}\Gamma_{\omega^0}} A_{\omega^0}^P + A_{\rho^0}^P \right) \quad (3.23)$$

Les amplitudes de la réaction $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ sont pondérées par la quantité $\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}$ qui est l'amplitude effective du mélange $\rho^0 - \omega^0$. En combinant les deux amplitudes, on trouve l'amplitude totale :

$$\langle \Lambda^0 \pi^+ \pi^- | H | \Lambda_b^0 \rangle = \langle \Lambda^0 \rho^0 | H | \Lambda_b^0 \rangle + \frac{\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(s)}{s - m_{\omega^0}^2 + im_{\omega^0}\Gamma_{\omega^0}} \langle \Lambda^0 \omega^0 | H | \Lambda_b^0 \rangle \quad (3.24)$$

Le déphasage fort Δ_δ conséquence du mélange $\rho^0 - \omega^0$ est l'argument du facteur complexe associé à l'amplitude du ω^0 :

$$\Delta_\delta = \arg \left(\frac{\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(s)}{s - m_{\omega^0}^2 + im_{\omega^0}\Gamma_{\omega^0}} \right) \quad (3.25)$$

Le calcul du déphasage nécessite de connaître l'amplitude du mélange. Celui-ci a été déterminé en utilisant le facteur de forme électromagnétique du pion :

$$\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(s) = \tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(m_{\omega^0}^2) + (s - m_{\omega^0}^2) \tilde{\Pi}'_{\rho^0\omega^0}(m_{\omega^0}^2) \quad (3.26)$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \text{Re}\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(m_{\omega^0}^2) = -3500 \pm 300 \text{MeV}^2 \\ \text{Im}\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}(m_{\omega^0}^2) = -300 \pm 300 \text{MeV}^2 \\ \tilde{\Pi}'_{\rho^0\omega^0}(m_{\omega^0}^2) = 0,03 \pm 0,04 \end{array} \right\} \quad (3.27)$$

La figure 3.6 montre l'évolution du déphasage en fonction de la masse invariante $\pi^+\pi^-$. On voit que le déphasage devient très large dans la fenêtre de masse du ω^0 et passe notamment par la valeur de 90° qui, de ce fait, maximise l'amplitude de l'asymétrie CP.

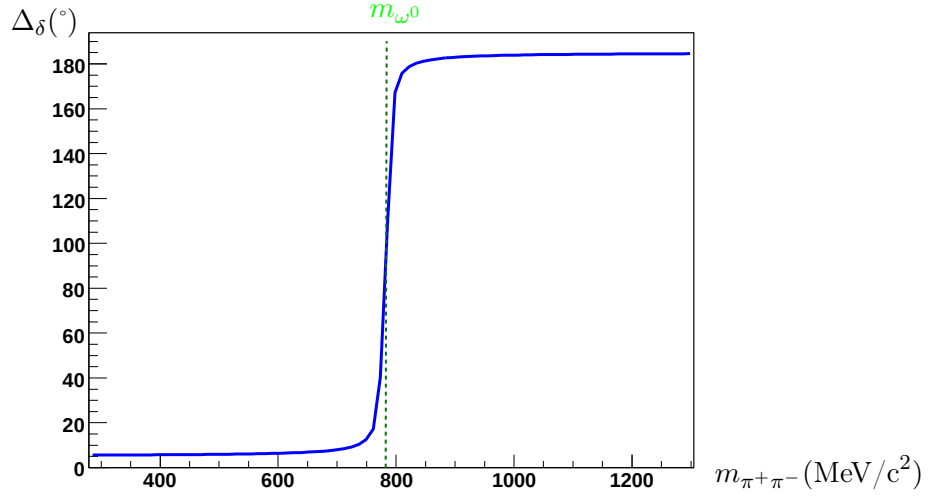


FIG. 3.6: Déphasage Δ_δ produit par le mélange $\rho^0 - \omega^0$ (le terme $\tilde{\Pi}'_{\rho^0\omega^0}$ étant négligé)

Notre discussion sur les tests de la symétrie CP et T justifie le choix des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson vecteur tel que J/Ψ , Φ , ω^0 ou ρ^0 . Nous avons vu que seule la violation directe de CP était possible à cause de la conservation du nombre baryonique. Une signature de ce phénomène est l'asymétrie entre les canaux conjugués $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ et $\overline{\Lambda}_b^0 \rightarrow \overline{\Lambda}^0 V$. En ce qui concerne le test de T, nous comptons utiliser les observables impaires par T. Elles constituent des candidats sérieux pour la mise en évidence de la violation de T si les interactions dans l'état final sont prises en compte. Parmi les canaux étudiés, le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est le canal dominant et on s'attend à ce que les interactions dans l'état final soient faibles. Le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$ devrait avoir un rapport d'embranchement plus faible mais le mélange de ces mésons vecteurs permettrait de compenser le manque de statistique par une asymétrie CP très importante.

Pour réaliser notre étude, il est nécessaire de disposer de moyens expérimentaux permettant de produire ces désintégrations et de les détecter.

Chapitre 4

Accélérateur LHC et détecteur LHCb

L'étude des désintégrations du baryon Λ_b^0 nécessite l'utilisation de grands moyens expérimentaux : des faisceaux de très haute énergie, un dispositif de détection conçu pour la Physique de la beauté et une excellente statistique. À travers ce chapitre nous montrerons que l'étude envisagée s'inscrit parfaitement dans le cadre de l'expérience LHCb. Son détecteur, en cours de construction au CERN (Genève) et opérationnel en 2008, bénéficiera de faisceaux de la dernière génération de collisionneur hadronique, le LHC (Large Hadron Collider).

Sommaire

4.1	Tour d'horizon des usines à B et à b	43
4.2	Le futur collisionneur du CERN : le Large Hadron Collider .	44
4.2.1	Caractéristiques du collisionneur LHC	45
4.2.2	Expériences de physique autour du LHC	45
4.3	LHCb : un détecteur dédié à la physique de la beauté	46
4.3.1	Motivations premières de la collaboration LHCb	47
4.3.2	Configuration du détecteur	47
4.3.3	Les sous-détecteurs	49
4.3.4	Structure du système de déclenchement	55

4.1 Tour d'horizon des usines à B et à b

Actuellement, plusieurs expériences disposant d'un programme du quark b sont en activité. Nous allons regarder si les machines correspondantes permettraient de réaliser l'objectif fixé.

Dans un premier temps, nous pouvons nous pencher sur les "**usines à B**". Elles ont été spécialement conçues pour observer les mésons beaux avec une très grande statistique, d'où leur nom. Deux machines peuvent être qualifiées ainsi :

- L'expérience **Babar** [98] se situe sur le site du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). L'accélérateur utilisé, PEP-II, permet d'envoyer des faisceaux d'électron et de positron asymétriques en énergie. Avec une énergie de 10,58 GeV dans le centre

de masse, il permet de produire le quarkonium beau $\Upsilon(4S)$ qui se désintègre essentiellement en paire de mésons $B_d^0 - \bar{B}_d^0$.

- Auprès du complexe KEK au Japon, l'expérience **Belle** [99] bénéficie de faisceaux d'électrons et de positrons très proches de ceux de Babar. Cette configuration lui autorise de produire la résonance $\Upsilon(4S)$ et plus récemment la résonance $\Upsilon(5S)$ (10,869 GeV/c²) permettant l'étude des oscillations des mésons $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ [100].

Malgré la statistique emmagasinée par chacune des deux expériences (environ $0,5 \times 10^9$ paires $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ jusqu'en fin 2006), l'énergie dans le centre de masse est insuffisante pour produire le baryon Λ_b^0 dont la masse vaut $5,624 \pm 9$ GeV/c² [53].

D'un autre côté, des expériences plus généralistes possèdent également un programme de physique de la beauté. Le FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) dispose d'un collisionneur hadronique proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV (pour le run II) [101]. Cette énergie disponible est suffisante pour produire des particules Λ_b^0 . Mais quelle est la statistique attendue? Le taux annuel de paire $b\bar{b}$ est d'environ 2×10^{11} avec la luminosité nominale, intégrée sur une année, de 2 fb^{-1} . La probabilité d'hadronisation d'un quark beau en Λ_b^0 est d'environ 10%. Donc on pourrait s'attendre à la production de 2×10^{10} Λ_b^0 . Toutefois, cet axe de recherche n'était pas à l'origine un axe prioritaire dans le programme des deux expériences **D0** et **CDF**. Les difficultés de ces expériences à identifier les particules et à sélectionner en temps réel les événements du b affaiblissent la reconstruction des données pour une analyse physique. Par exemple, pour mesurer le temps de vie de la particule Λ_b^0 , CDF et D0 ont reconstruit respectivement 538 et 61 Λ_b^0 à partir du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ [102][103].

Pour étudier les baryons beaux, il est nécessaire de disposer d'une usine à quark beau. Une machine disposant d'une grande énergie dans le centre de masse pour étudier les baryons beaux et conçu pour la physique de la beauté. L'expérience LHCb est tout à fait propice à cette étude. En cours de construction, son détecteur disposera d'une quantité importante d'énergie que lui délivrera l'accélérateur dédié, le LHC.

4.2 Le futur collisionneur du CERN : le Large Hadron Collider

Le CERN (Organisation Européenne de la Recherche Nucléaire) est un institut construit en 1954 sur la frontière franco-suisse. Depuis plus de cinquante ans, ses activités ont contribué à l'avancement de la recherche dans le domaine de la Physique Nucléaire et de la Physique des Particules. Le dernier accélérateur en date était le LEP (Large Electron Positron) qui comme son nom l'indique était un collisionneur d'électron-positron de 27 km de circonférence construit à environ 100 m sous terre. Ce dernier fut arrêté en 2000 pour laisser place au futur LHC (Large Hadron Collider) qui utilise les infrastructures du LEP pour accélérer des faisceaux hadroniques. Le premier faisceau est prévu en mai 2008.

4.2.1 Caractéristiques du collisionneur LHC

L'accélérateur LHC va permettre d'atteindre des échelles d'énergie sans précédent dans l'histoire de la Physique des particules. Deux modes de fonctionnement sont prévus en fonction du type de faisceaux. Le mode dominant est la collision proton-proton de 14 TeV dans le centre de masse, pendant une durée effective de 10^7 s par an. Un mode plus marginal, destiné à des études physiques spécifiques, mettra en jeu des ions lourds de plomb pendant une durée effective de 10^6 s par an (5,5 TeV/nucléon dans le centre de masse). Nous nous limiterons au mode proton-proton.

Le faisceau de protons est d'abord extrait d'un plasma de haute densité réalisé par un duoplasmatron [104] [105]. Puis les protons vont acquérir une énergie de plus en plus grande en passant par une succession d'accélérateurs : 50 MeV avec l'accélérateur linéaire LINAC2, 1,4 GeV avec le PSB (Proton Synchrotron Booster), 25 GeV avec le PS (Proton Synchrotron), 450 GeV avec le SPS (Super Proton Synchrotron). Le faisceau est ensuite injecté sous forme de paquets (2808 par faisceau) comportant chacun $1,15 \times 10^{11}$ protons [106].

À la sortie du SPS, les faisceaux de protons entrent dans l'anneau du collisionneur LHC. Celui-ci est constitué de deux tubes en acier permettant d'avoir des faisceaux de protons qui tournent en sens inverse. Un vide extrême est requis pour éviter les interactions avec les gaz (ou l'air) résiduels. Pour courber leur trajectoire, 2000 aimants supraconducteurs sont nécessaires avec un refroidissement à l'hélium liquide à une température de 1,9K. Les protons seront accélérés jusqu'à atteindre une énergie de 7 TeV [106].

Les deux tubes de faisceaux se croisent en 8 points précis de l'anneau. Ces points correspondront à des points d'interaction entre les paquets des faisceaux de protons. Ils auront lieu à une énergie de 14 TeV avec une fréquence de 40MHz, soit une collision toutes les 25ns. Au bout de deux ans, la luminosité nominale de $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ devrait être atteinte [106].

4.2.2 Expériences de physique autour du LHC

Au niveau des points d'interaction, seront logés les détecteurs pour les études physiques. Quatre grandes expériences vont profiter des performances de l'accélérateur (figure 4.1). Chacune d'elle aura un programme de recherche parfaitement défini avec un choix technologique différent :

- **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** est l'expérience la plus grande possédant un domaine de recherche très vaste. Outre la recherche du boson de Higgs, son objectif principal est de mettre en évidence des phénomènes non prédits par le Modèle Standard. ATLAS a également un programme de Physique du b.
- **CMS (Compact Muon Solenoid)** est une expérience généraliste comme ATLAS. Son détecteur est composé d'un gigantesque solénoïde. Ses axes de recherche sont équivalents à ceux d'ATLAS. De plus, CMS possède un programme de recherche utilisant les faisceaux d'ions lourds.

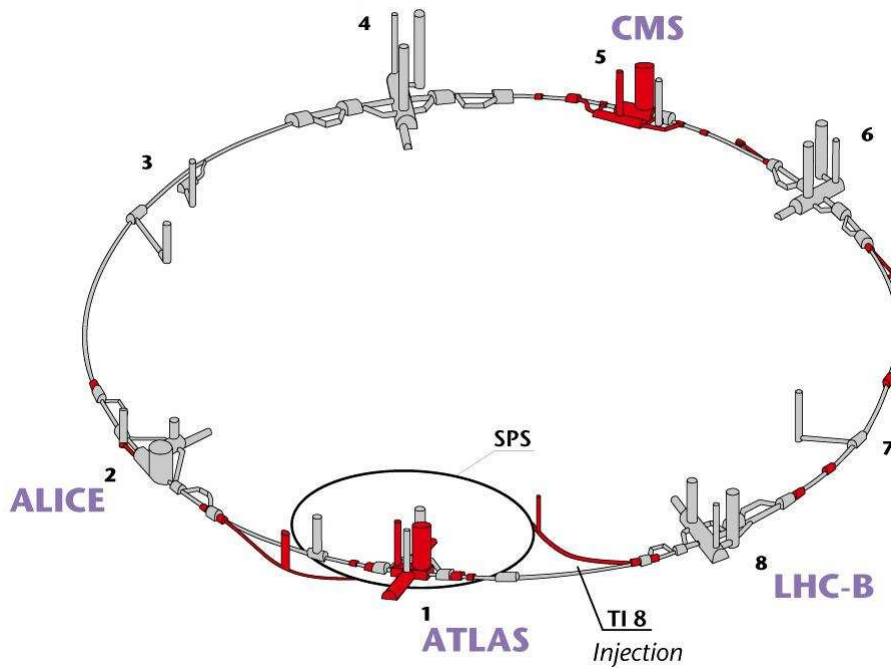


FIG. 4.1: Anneau du collisionneur LHC et les quatre détecteurs principaux

- **LHCb** (Large Hadron Collider beauty) est une expérience dédiée à la physique de la beauté. Elle s'intéresse en particulier à la violation de CP et aux désintégrations rares des hadrons beaux.
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) s'intéresse à la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons. Dans ce but, le détecteur utilisera des faisceaux d'ions de plomb (un programme de recherche moins conséquent pourra utiliser les faisceaux de protons).

A ces quatre grandes expériences, s'ajoute la contribution de collaborations ayant un champ de recherche très spécifique : **TOTEM** pour la mesure des sections efficaces proton-proton, **LHCf** pour l'étude des π^0 très proches du faisceau et **MOEDAL** pour la recherche d'événements exotiques tels que l'existence de monopole magnétique. Leurs dispositifs de détection de moins grande envergure utiliseront les infrastructures des quatre détecteurs principaux.

4.3 LHCb : un détecteur dédié à la physique de la beauté

Comme nous l'avons souligné précédemment, notre étude est compatible avec les enjeux physiques de l'expérience LHCb. La collaboration LHCb compte plus de 600 membres répartis dans 47 instituts différents. Comme les trois autres expériences auprès du LHC, elle nécessite un investissement colossal d'un point de vue technique, humain et financier. L'expérience est prévue pour une durée minimale de 5 ans et démarrera en mai 2008.

4.3.1 Motivations premières de la collaboration LHCb

L'étude des baryons beaux n'est pas un axe premier de recherche de l'expérience LHCb. D'autres enjeux physiques ont motivé et justifié sa conception [107].

LHCb contribue à tester et à contraindre les prédictions en matière de violation de CP dans le cadre du Modèle Standard, avec une forte statistique. Les efforts sont portés sur la mesure des angles α , β et γ du triangle d'unitarité. L'angle β (ou plus exactement $\sin 2\beta$) a déjà été contraint fortement par les résultats expérimentaux des usines à B. Des précisions pourront être apportées à partir de l'analyse du canal phare $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$. L'angle α pourra être contraint par des analyses Dalitz telles que $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ et il est difficilement accessible expérimentalement. La contribution la plus remarquable de l'expérience LHCb sera sans aucun doute la mesure de l'angle γ , déjà étudiée à partir des canaux $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ ou $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$.

Par ailleurs, grâce à l'importante énergie disponible, LHCb pourra étudier plus de canaux de physique que les usines à B actuelles, en particulier les désintégrations du méson B_s^0 . Il sera possible d'extraire avec une bonne précision les paramètres intervenant dans la phénoménologie des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. On citera, par exemple, le paramètre Δm_s (qui donne la période d'oscillation) à partir du processus $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, et en premier chef $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$.

Comme les expériences ATLAS et CMS, LHCb recherche également dans les résultats physiques des déviations au Modèle Standard. Ces déviations peuvent se traduire par des valeurs non standard des angles du triangle d'unitarité. Mais elles peuvent également apparaître dans l'étude de processus rares. Le canal $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ est un exemple représentatif. Son faible rapport d'embranchement est très sensible à la nouvelle physique, dont notamment la théorie de la supersymétrie. Son étude constitue un véritable challenge pour la collaboration LHCb qui envisage de repousser la limite mesurée au Tévatron ($1,5 \times 10^{-7}$) et d'exclure ou non des prédictions non standards.

Par conséquent, les principaux enjeux physiques nécessitent l'analyse de canaux que l'on peut baptiser les "*canaux d'or*". La conception du détecteur s'en trouve profondément marquée.

4.3.2 Configuration du détecteur

L'architecture du détecteur LHCb doit respecter les caractéristiques du signal à enregistrer. Plusieurs arguments physiques conditionnent sa géométrie et son électronique.

D'après la figure 4.2, les simulations données par le générateur PYTHIA indiquent que la production des paires $b\bar{b}$ est prédominante dans un cône centré sur l'axe du faisceau. Ainsi, pour des raisons physiques mais également financières, le détecteur est constitué d'un seul bras, placé à l'avant du point d'interaction. Son acceptation géométrique sera comprise entre 10 mrad (faisceau) et 250 mrad environ. De plus, comme la probabilité de production des particules belles proches du faisceau est élevée, il sera nécessaire d'avoir des moyens de détection ayant une meilleure résolution pour la région proche du faisceau que pour la région périphérique [107].

Le collisionneur LHC fournira une luminosité nominale de $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au bout de 2 à 3 années après son démarrage. Pour cette luminosité, la probabilité d'interactions multiples proton-proton est très importante, ce qui "handicaperait" la reconstruction et la sélection du signal. C'est pourquoi, la luminosité au niveau du détecteur LHCb sera réduite en focalisant plus légèrement les faisceaux de protons. La luminosité nominale visée est de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme le montre la figure 4.3, la probabilité d'avoir une seule interaction proton-proton par croisement de paquets est maximale au voisinage de la luminosité nominale. Au démarrage du détecteur, la luminosité sera de $10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle augmentera progressivement pour arriver au bout de 5 ans à une luminosité de $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. D'ores et déjà, des améliorations futures du détecteur sont envisagées afin d'exploiter une luminosité de l'ordre de $10^{33} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [107].

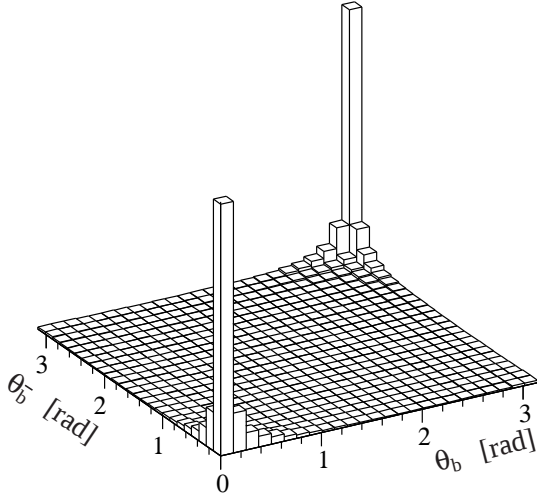


FIG. 4.2: Corrélations des angles d'émission θ des quarks b et $\bar{b}$ [107]

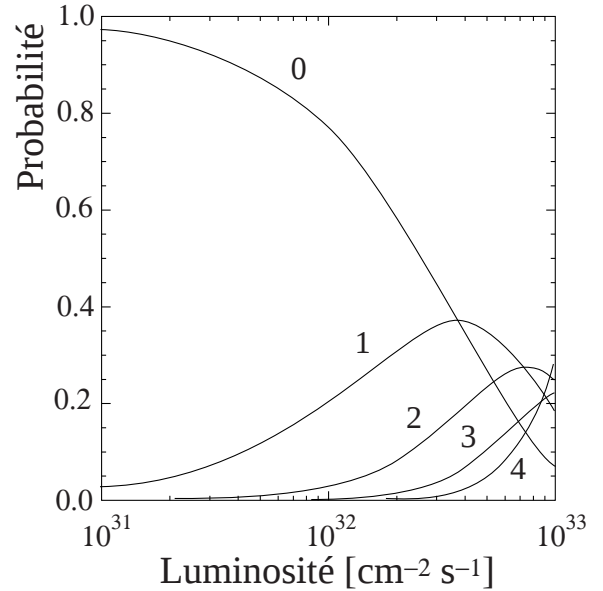


FIG. 4.3: Probabilités d'avoir 0, 1, 2, 3 ou 4 interactions proton-proton en fonction de la luminosité [107]

L'accélérateur LHC fonctionnant à 40 MHz, une quantité titanesque de données doit être stockée chaque année (à raison de 30Ko par événement). Cependant, tous ces événements ne sont pas intéressants pour les objectifs physiques requis. C'est pourquoi, le détecteur est muni d'un système de déclenchement qui sélectionne en temps réel les événements pertinents avant de les enregistrer. Le système de déclenchement de l'expérience LHCb est composé de deux niveaux : le niveau L0 qui est purement électronique et le niveau HLT (High Level Trigger) qui est réalisé par une ferme de PC. Le premier niveau est le plus critique car il réduit le taux d'information d'un facteur maximum de 40 à une cadence de 40MHz. Cet impératif affecte l'architecture du détecteur. En effet, certains éléments du détecteur sont conçus pour donner rapidement des informations simples sur l'événement détecté au système de déclenchement du niveau L0 [108].

4.3.3 Les sous-détecteurs

Les performances du détecteur LHCb doivent être à la mesure du grand nombre d'événements qui sera analysé. Ainsi, d'importants efforts ont été réalisés dans la conception des sous-détecteurs (figure 4.4). Les choix technologiques ont été adoptés en adéquation avec les caractéristiques des processus physiques à étudier. L'annexe A propose diverses illustrations complémentaires sur ce sujet.

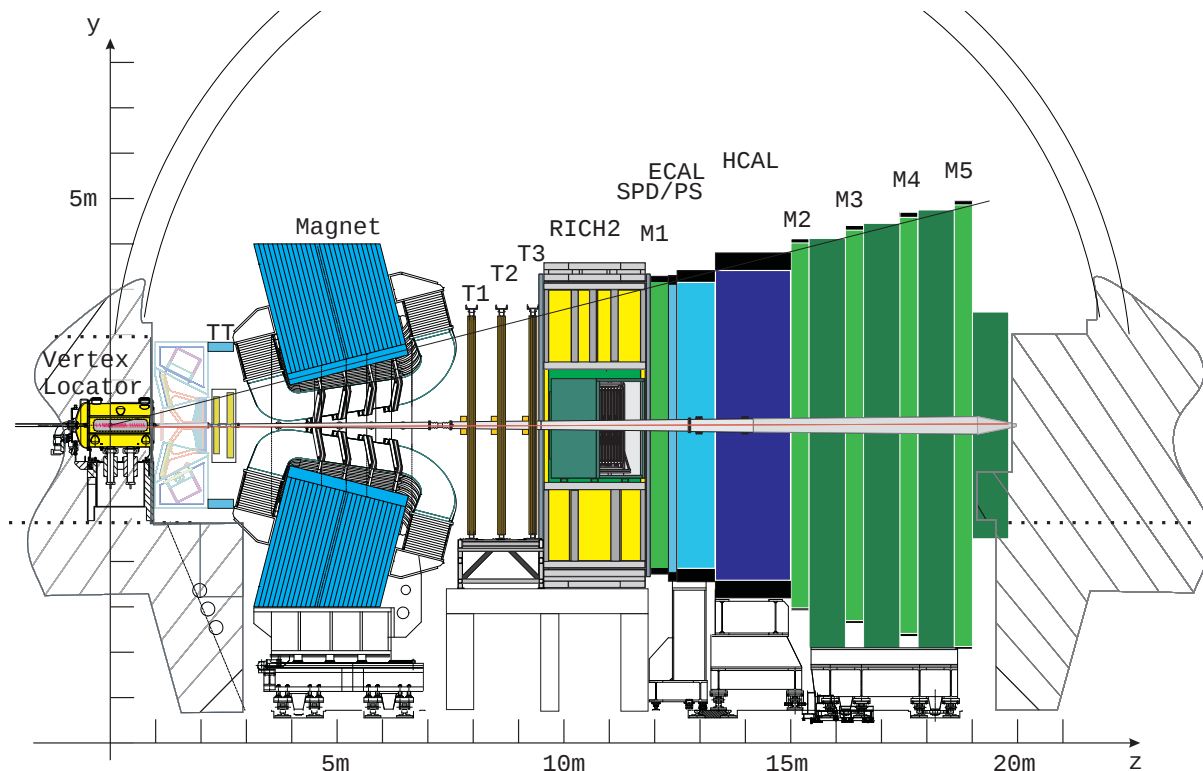


FIG. 4.4: Les différents éléments du détecteur LHCb dans la caverne [109]

4.3.3.1 Le détecteur de vertex

L'insertion du détecteur de vertex (Vertex Locator ou **VELO**) permet de déterminer la position du vertex primaire et du vertex de désintégration des hadrons beaux. De plus, il est utilisé pour identifier les traces qui ne proviennent pas du vertex primaire. Associé au détecteur de vertex, un compteur d'empilement (**pile-up system**) participe au système de déclenchement de niveau L0. Il permet de distinguer les événements à interaction proton-proton multiple en "comptant" le nombre de vertex primaires [107][110].

L'élément de base du détecteur de vertex est un plan de détecteurs à silicium (figure 4.6). Chaque station est composée de deux disques à pistes de silicium mesurant respectivement la position radiale et la position azimuthale (soit r et ϕ en coordonnées polaires) des points d'impact. La largeur des pistes de silicium varie de $40\mu\text{m}$ (cœur) à $100\mu\text{m}$ (périphérie). Comme l'illustre la figure 4.5, 21 stations sont réparties le long du faisceau sur une longueur d'un mètre permettant de mesurer la position en z . À partir de simulations avec des événements $b\bar{b}$, les résolutions sur la position du vertex primaire en z et en (x,y) sont estimées respectivement à $44\mu\text{m}$ et à $7,8\mu\text{m}$.

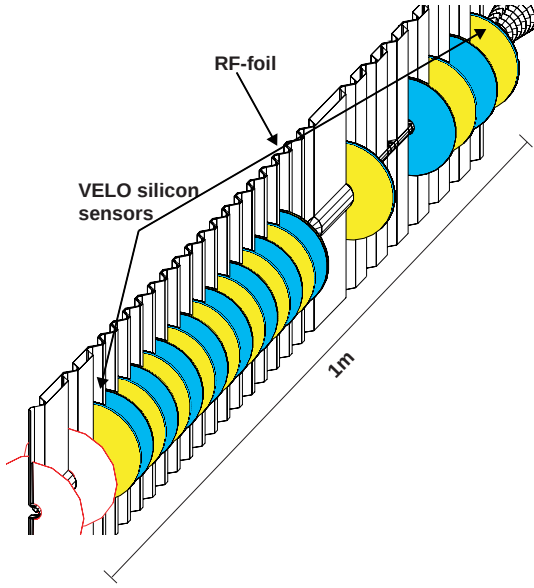


FIG. 4.5: Vue d'ensemble du détecteur de vertex [110]

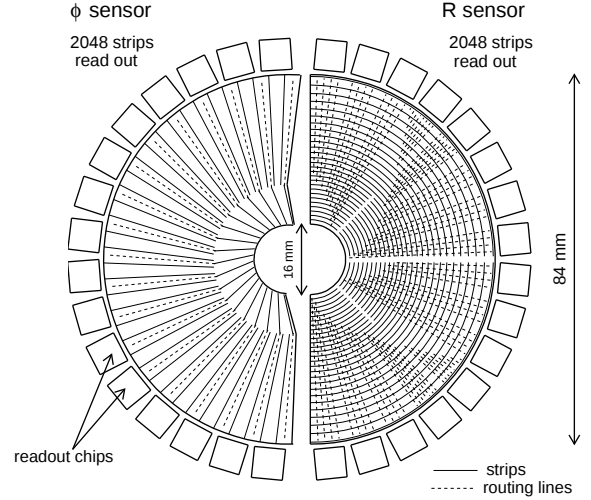


FIG. 4.6: Plan de détecteur à silicium utilisé dans le détecteur de vertex [110]

Le compteur d'empilement est composé de deux disques de détecteur de silicium, placés avant le point d'interaction. Chaque plan mesure exclusivement la position azimuthale des points d'impact à l'aide de 300 pistes de silicium dont la largeur varie de 120 à 240 μm . Ces deux stations permettent de reconstruire la position du vertex primaire avec 1mm de résolution. Intégrées au système de déclenchement de niveau L0, elles permettent de rejeter 80% des interactions doubles.

4.3.3.2 Le trajectographe

Le système de trajectrographie du détecteur LHCb assure la reconstruction des traces, la mesure de l'impulsion et la détermination de la charge [111]. Dans ce but, quatre stations sont utilisées pour déterminer la position des points d'impact des traces. Elles sont désignées (selon l'ordre des z croissants) : TT (Trigger Tracker), T1, T2, T3. Un aimant, placé entre la station TT et T1, produit un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du faisceau, d'une intensité maximale de 1,1T de manière à courber la trajectoire des particules chargées. L'impulsion transverse des particules pourra être déterminée à partir de son rayon de courbure dans le trajectographe [107].

Les quatre stations sont composées chacune de quatre plans de détecteurs, ce qui permet de mesurer quatre points d'impact par station. Comme le montre l'exemple du TT (figure 4.7), elles sont constituées de deux plans perpendiculaires à l'axe du faisceaux et de deux autres inclinés respectivement de -5° et de $+5^\circ$ de manière à mesurer avec précision la pente de la trace. Concernant les détecteurs qui recouvrent les quatre plans, deux technologies différentes sont employées selon le taux de radiation ambiant :

- Le TT et le coeur des chambres T1, T2 et T3 (partie appelée **InnerTracker**) [113][112], soumis à un taux de radiation très important, sont constitués de détecteur de silicium à micropiste. Les micropistes utilisés permettent d'avoir une

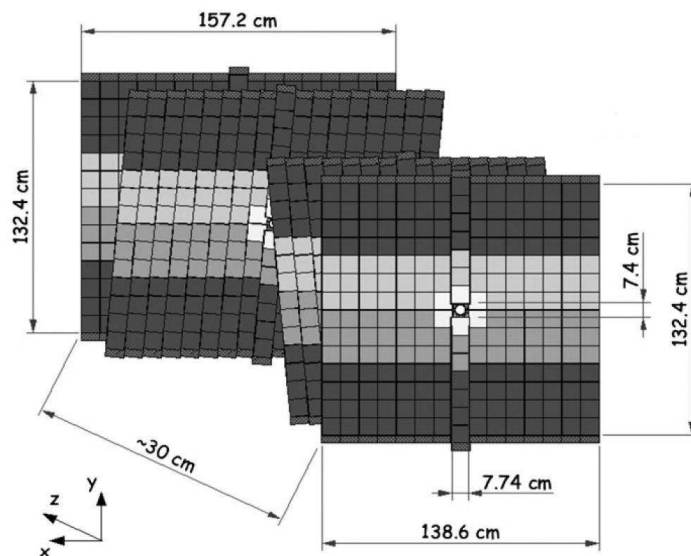


FIG. 4.7: Les quatre plans de détecteurs à silicium du Trigger Tracker (TT) [112]

résolution de l'ordre de $200 \mu\text{m}$.

- L'extérieur des chambres T1, T2 et T3 (partie appelée **OuterTracker**) [114] est formé de chambres à paille (*Straw Chambers*). Ce dispositif est une version améliorée des chambres multi-fils (*Multi Wire Proportional Counter* ou *MWPC*). Dans ce cas, chaque fil est contenu dans un tube métallique et une différence de potentiel est appliquée entre la paroi du tube et le fil. Les chambres à paille sont beaucoup plus fiables dans des milieux à haut flux de particules. En effet, chaque tube possède sa propre source de champ électrique. De plus, si un fil casse dans un tube, cela n'entraîne aucun impact sur les autres canaux. Dans l'expérience LHCb, la distance entre les fils est de 5,25mm pour la région périphérique des chambres T1, T2 et T3 [113].

Pour déterminer les traces, les informations du détecteur de vertex sont combinées avec celles du trajectographe. Comme nous le verrons dans le chapitre 10, on distingue plusieurs types de traces en fonction des sous-détecteurs touchés. Pour les traces bénéficiant de toutes les informations du trajectographe (traces dites "Long" dans l'expérience LHCb), la résolution sur l'impulsion, $\delta p/p$, varie de 0,35% pour les traces de faible impulsion à 0,55% pour les traces à impulsion élevée [115].

4.3.3.3 Les imageurs d'anneaux Cherenkov (RICH)

Dans LHCb, il est nécessaire de pouvoir identifier les hadrons tels que les protons, kaons ou pions. Dans notre étude, pour reconstruire la particule Λ^0 , il faut distinguer les protons des pions du signal mais aussi du bruit de fond. La gamme d'impulsion sur laquelle doit avoir lieu l'identification a été ajustée à partir de spectres des états finaux des canaux d'or : 1 à 150 GeV/c. Pour couvrir cette gamme d'impulsion, la détection par imageur d'anneaux Cherenkov (**R**ing **I**maging **C**herenkov ou **RICH**) est une technologie bien adaptée.

L'effet Cherenkov est un phénomène similaire à une onde de choc. Lorsqu'une particule

chargée se propage dans un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière (dans ce milieu), elle perturbe la polarisation des couches électroniques des atomes rencontrés. Ces atomes émettent alors des radiations dont l'interférence est constructive. Un front d'onde cohérent apparaît sous la forme d'un cône de lumière d'ouverture θ_c appelé angle Cherenkov. Cet angle est caractéristique de la particule et du milieu :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p}\right)^2}$$

où m et p sont respectivement la masse et l'impulsion de la particule,
 n est l'indice de réfraction du milieu $n = v/c$

Les cônes de lumière sont alors focalisés par des miroirs sphériques sur un plan de photodétecteurs. L'image formé sur le détecteur a une forme d'anneau dont le rayon est relié directement à l'angle θ_c . A partir de la détermination de θ_c et de l'impulsion de la particule avec le trajectographe, on peut en déduire la masse de la particule, et donc identifier la particule.

Pour mesurer θ_c avec une bonne résolution, il est nécessaire d'ajuster l'indice de réfraction, soit le radiateur, à l'amplitude de l'impulsion de la particule. Pour couvrir le spectre en impulsion de 1 à 150 GeV/c, trois radiateurs différents sont utilisés dans LHCb : un aérogel de silice ($n=1,03$), les gaz C_4F_{10} ($n=1,0014$) et CF_4 ($n=1,0005$). Deux imageurs d'anneaux Cherenkov sont placés entre le trajectographe et le détecteur de vertex [116][115] :

- Le RICH1 (figure 4.8) placé avant l'aimant identifie les particules ayant une faible impulsion (1 et 60 GeV/c). Deux radiateurs sont utilisés : une couche fine de 5cm d'aérogel et le gaz C_4F_{10} . Les radiations Cherenkov sont transmises aux photodétecteurs placés hors acceptation par un jeu de miroirs.
- Le RICH2 (figure 4.9) utilise un seul radiateur CF_4 pour les particules de plus haute impulsion. Comme la trajectoire des particules est courbée par l'aimant, son acceptation est réduite à environ 100 mrad.

Pour mesurer les performances des sous-détecteurs RICH1 et RICH2, des simulations ont été réalisées avec des échantillons d'événements $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$. La figure 4.10 confronte l'efficacité d'identification des kaons au taux de contamination par les pions, en fonction de l'impulsion de la particule. Pour les kaons d'impulsion comprises entre 2 et 100 GeV/c, l'efficacité moyenne d'identification est de 88%. Le taux de contamination moyen par les pions ne dépasse pas 5%.

4.3.3.4 Le système de calorimétrie

Un ensemble de calorimètres qui permet de répartir les particules en trois groupes distincts : électron, photon et hadron et de mesurer leur énergie transverse [117][118].

Quatre éléments sont nécessaires à cet usage comme le montre la figure 4.11. Au passage d'une particule électromagnétique (électron ou photon), un mur de plomb initie une gerbe électromagnétique dont l'énergie sera mesurée par les cellules scintillantes du calorimètre

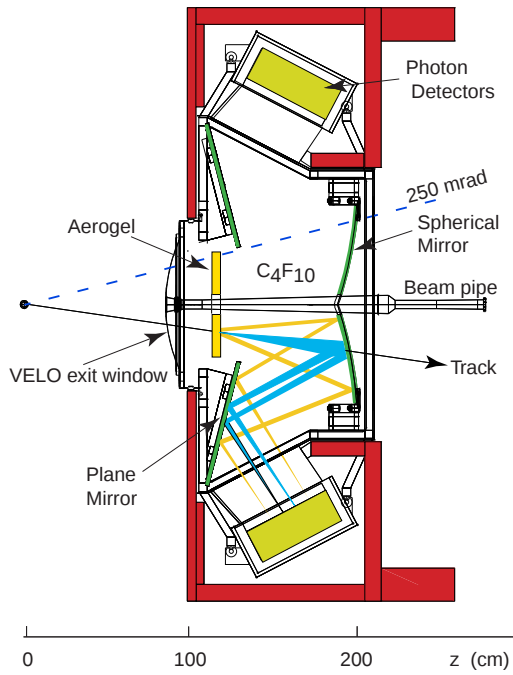


FIG. 4.8: Le détecteur RICH1 [115]

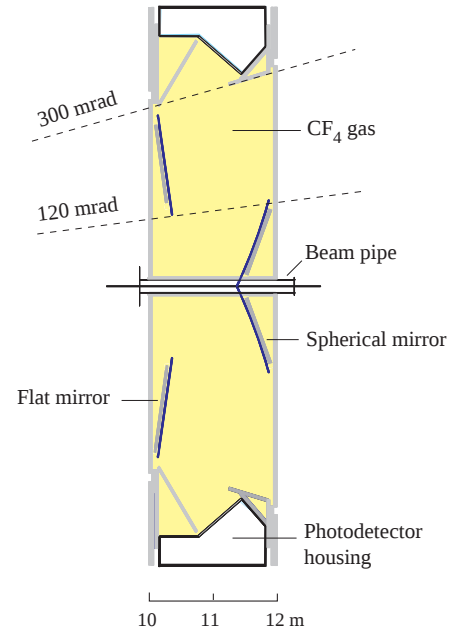
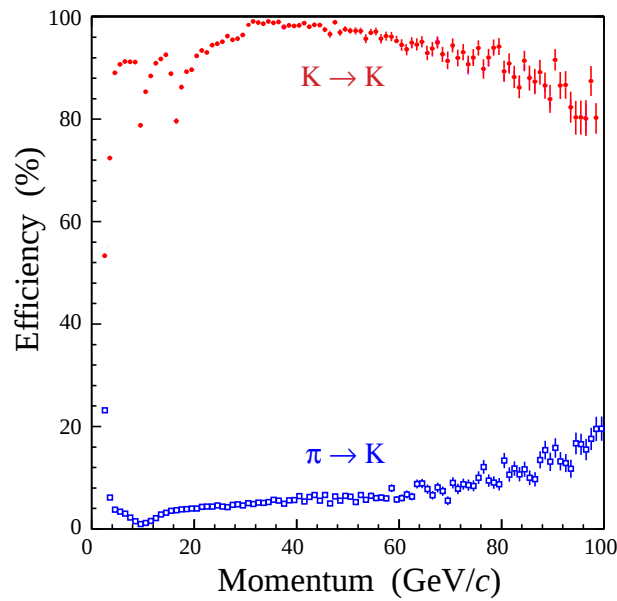


FIG. 4.9: Le détecteur RICH2 [116]


 FIG. 4.10: Efficacité d'identification des kaons ($K \rightarrow K$) et taux de contamination par les pions ($\pi \rightarrow K$) [115]

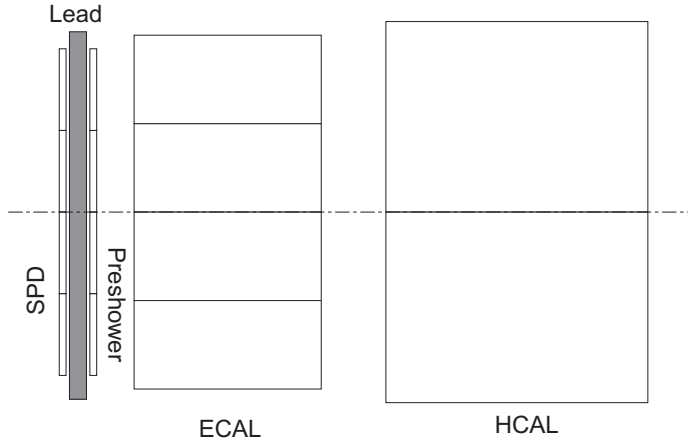


FIG. 4.11: Les différents éléments du calorimétrique [118]

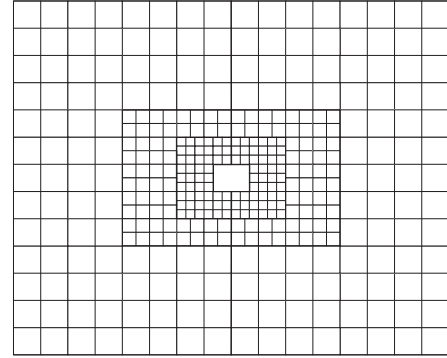


FIG. 4.12: Géométrie du PS, SPD et ECAL [118]

électromagnétique (**ECAL**). En ce qui concerne les particules hadroniques, leur gerbe s'amorcera ultérieurement et le calorimètre hadronique (**HCAL**) est prévu à cet effet. Cependant ces gerbes hadroniques peuvent s'amorcer dans le calorimètre électromagnétique. Ainsi, il est nécessaire d'ajouter à notre dispositif un moyen de discriminer d'un côté les électrons des photons dans une gerbe électromagnétique, et d'un autre côté les particules électromagnétiques des particules hadroniques. Cette fonction d'identification est remplie par un détecteur à damier de scintillateurs (**Scintillator Pad Detector** ou **SPD**) et un détecteur de pied de gerbe (**PreShower** ou **PS**). Situé avant le mur de plomb, le SPD permet de détecter le passage des particules chargées. De l'autre côté du mur de plomb, le détecteur de pied de gerbe mesure l'énergie transverse de l'amorce d'une gerbe électromagnétique et permet de séparer les particules électromagnétiques des hadrons. Les données du détecteur de pied de gerbe seront utilisées par le calorimètre électromagnétique pour compléter la mesure de l'énergie transverse. En combinant les données du SPD et du PS, sont discriminés les électrons, les photons et les hadrons.

Les éléments PS, SPD et ECAL possèdent la même géométrie. Conformément à la figure 4.12, ils possèdent trois régions de granulométrie différente : 4x4cm, 6x6cm et 12x12cm. Les dimensions des cellules de la partie centrale sont proches du rayon de Molière*. Le PS et le SPD sont constitués tout deux d'un seul plan de scintillateur de 15mm d'épaisseur. Quant au mur de plomb, il possède une épaisseur de 12mm (soit $2,5X_0^\dagger$).

Pour le calorimètre électromagnétique, il est composé d'un assemblage de feuilles de plomb fine de 2mm et de plans de 5mm de scintillateur (architecture "Shashlik"). Une longueur de radiation de $25X_0$ est requise. La résolution attendue en énergie E_T (exprimée en GeV)

*Le rayon de Molière caractérise la dimension transversale des gerbes électromagnétiques. Un cylindre dont le rayon est égal à celui de Molière comporte en moyenne 90% de l'énergie de la gerbe.

[†]L'échelle longitudinale d'un calorimètre est donnée selon le type de gerbe :

- Pour les gerbes électromagnétiques, on utilise la longueur de radiation X_0 (exprimée en g.cm^{-2}). Elle correspond à la distance moyenne parcourue par un électron dans un milieu pour perdre une énergie d'un facteur de $1/e$. Une définition équivalente existe pour les photons.
- Pour les gerbes hadroniques, l'échelle est caractérisée par la longueur d'interaction nucléaire λ_i . Elle vaut environ $35\text{g.cm}^{-2}A^{1/3}$

pour cet élément est donnée par la somme quadratique ($\oplus$) suivante :

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

Pour le calorimètre hadronique, la granulométrie est plus large : 1468 cellules avec deux dimensions possibles : 13x13cm et 26x26cm. Elle consiste en une juxtaposition de plans de fer de 8mm et de plans de tuiles scintillantes de 16 mm. La profondeur du calorimètre couvre une longueur d'interaction nucléaire de $5,6\lambda_i$. La résolution attendue est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

4.3.3.5 Les chambres à muon

Dans l'expérience LHCb, une importance particulière est apportée à la reconstruction et à l'identification des muons [107][119]. On retrouve ces particules dans les états finaux de plusieurs canaux d'or tels que $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$ ou $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, mais aussi dans notre étude avec le processus phare $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. En outre, la détection des muons est une contribution importante dans le système de déclenchement.

Avec ses cinq stations (M1 à M5), ce sous-détecteur est un véritable trajectographe à muon. Ces particules étant très pénétrantes, les stations sont placées en bout de chaîne du détecteur à l'exception de la station M1 qui est positionnée avant le calorimètre électromagnétique. Chaque station est séparée des autres par une plaque en fer de 80cm d'épaisseur de manière à épurer le flux de particules. Ainsi, ce trajectographe permet de mesurer l'impulsion transverse des muons avec une résolution de 20% au niveau du système de déclenchement. Une efficacité de 90% est attendue sur l'identification pour les muons d'impulsion transverse inférieure à 3GeV/c.

Deux technologies ont été adoptées. La totalité des stations à l'exception de la partie centrale de M1 est constituée de chambres proportionnelles multi fils (MWPC), 1368 au total. Les dimensions des cellules varient de 1x2cm (au centre) à 10x20cm (à la périphérie) [120]. Pour la partie centrale de M1 (où le taux de particules est très important), on utilise 24 détecteurs GEM (Gas Electron Multiplier) à triple couche. Comme pour les chambres à fil, ce système repose sur l'ionisation d'un gaz par les particules. Les électrons produits passent alors à travers les trous d'une fine couche de polymère revêtu par un métal. Le champ électrique qui règne au niveau des trous est très intense et assure une avalanche importante des électrons.

4.3.4 Structure du système de déclenchement

Comme nous l'avons précisé précédemment, le système de déclenchement est composé d'un premier niveau matériel noté L0 qui réduit la fréquence initiale de 40 MHz à 1 MHz et d'un niveau logiciel noté HLT (High Level Trigger) qui permet ensuite de descendre à un taux de 2 KHz. Nous allons nous intéresser à la manière dont est assurée la sélection en temps réel des événements.

4.3.4.1 Système de déclenchement hardware : niveau L0

Sélectionner les événements à une cadence de 40MHz est un challenge pour le système de déclenchement de niveau L0. Toutes les informations du détecteur ne pourront pas être utilisées. Par exemple, les données du trajectographe ne pourront pas être incluses à ce niveau car la reconstruction des traces est un processus coûteux en temps et en ressource. La stratégie consiste alors à privilégier la réponse des sous-détecteurs les plus rapides. C'est pourquoi, seulement trois sous-détecteurs participent au système de déclenchement de niveau L0 : le compteur d'empilement (associé au détecteur de vertex), les chambres à muon et le système de calorimétrie [118].

Chacun d'eux fournira des informations sur l'événement détecté à partir desquelles la décision de conserver ou non l'événement sera prise. On peut distinguer deux types d'information. D'abord des informations généralistes qui rendent compte des événements trop pauvres en particules (énergie transverse totale) et des événements trop "occupés" qui seraient difficiles à reconstruire. Des coupures sont imposées sur la multiplicité des traces chargées au niveau du SPD et au niveau Pile Up. De plus, on ne conservera que les événements qui comportent un seul vertex primaire. Puis, on dispose d'informations plus spécifiques. Des candidats électron, hadron, photon, pion sont sélectionnés par les informations calorimétriques en terme de plus haute énergie transverse. De la même façon, les muons de haute impulsion transverse sont sélectionnés à partir des données délivrées par les chambres à muon. Si au moins un candidat passe la coupure imposée, l'événement est sélectionné. La liste des coupures est donnée par le tableau 4.1.

Energie transverse totale	5 GeV	Électron de plus haut E_T	2,60 GeV
Multiplicité en traces chargées du SPD	280	Photon de plus haut E_T	2,30 GeV
Multiplicité en traces chargées du Pile Up	112	Hadron de plus haut E_T	3,50 GeV
Coupure sur la présence éventuelle d'un deuxième vertex primaire		π^0 "local" de plus haut E_T	4,30 GeV
		π^0 "global" de plus haut E_T	3,70 GeV
		Muon de plus haut P_T	1,30 GeV/c
		Les 2 muons de plus haut P_T	1,50 GeV/c

TAB. 4.1: Coupures effectuées par le système de déclenchement de niveau L0 [121]

Des données brutes à la prise de décision, il existe toute une chaîne électronique assez sophistiquée. Nous nous limiterons uniquement à l'architecture de l'électronique du système de calorimétrie comme le montre la figure 4.13.

Les cellules des différents éléments du calorimètre sont traités par bloc. Après numérisation, conditionnement et extraction des données par l'électronique Front-End, une partie des informations est transmise aux **cartes de validation**. Celles-ci permettent de sélectionner les candidats de plus haute énergie transverse pour chacune des classes suivantes : photon, électron, hadron, π^0 local et π^0 global. Ces deux derniers cas correspondent à des candidats π^0 reconstruits à partir de deux photons selon que les deux photons appartiennent au même bloc de cellules ou à des blocs de cellules voisins [122]. Enfin, des **cartes de sélection** trient les candidats sélectionnés par les cartes de validation et n'en

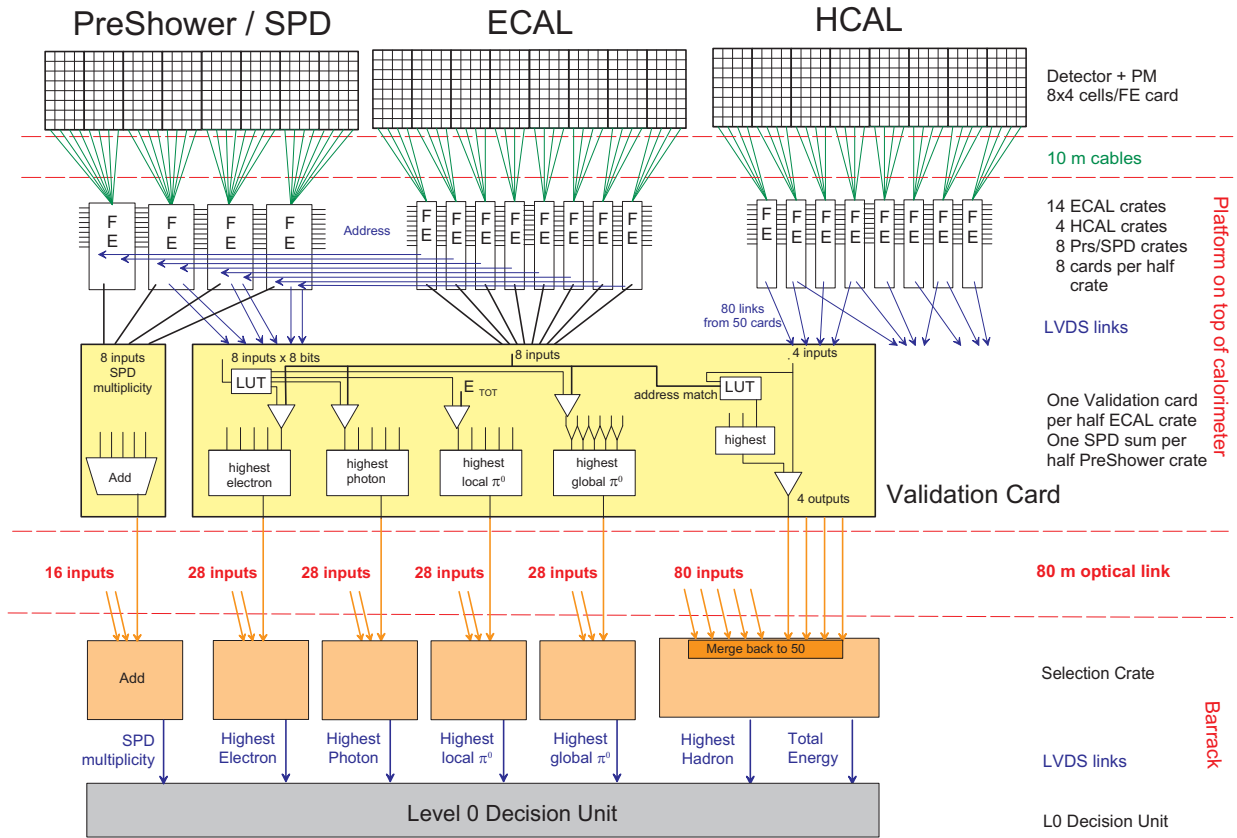


FIG. 4.13: Contribution du calorimètre au système de déclenchement de niveau L0 [118]

conservent qu'un seul. D'un autre côté, d'autres cartes électroniques permettent de calculer la multiplicité de traces chargées à partir des données du SPD. Une coupure sur ce paramètre général évite la reconstruction d'événements noyés par le bruit de fond et qui ne seront pas exploitables ultérieurement.

De même, à partir des données des chambres à muon, sont fournis les huit candidats muon de plus haute impulsion transverse (deux candidats par quadrant) et qui ont touché les cinq stations M1 à M5. Quant au compteur d'empilement, il donne accès au nombre d'interactions proton-proton dans un événement donné.

Toutes ces informations sont transmises au dernier maillon de la chaîne : l'unité de décision (**Level 0 Decision Unit** ou **L0DU**). À partir de coupures simples sur les différents paramètres, il décidera si l'événement est refusé ou accepté et transmis au niveau HLT.

4.3.4.2 Système de déclenchement software : niveau High Level Trigger (HLT)

Le HLT accepte un taux d'événement maximal de 1MHz en entrée. La décision finale du système de déclenchement est prise par une ferme de calcul (environ 2000 unités centrales). Cette configuration permet d'effectuer des traitements et des calculs beaucoup plus sophistiqués qu'au niveau L0. Il est composé de deux étages :

- un premier étage perfectionnant la précision sur les candidats reconstruits au niveau L0 et réduisant le taux de données à 10 KHz,

- un second étage effectuant des sélections inclusives et exclusives avec quasiment toutes les informations du détecteur et réduisant le taux de données à stocker à 2 KHz.

La premier étage du HLT consiste à combiner les informations issus du système de déclenchement de niveau L0 avec les informations du détecteur de vertex et du trajectographe. On définit alors 4 processus de sélection en fonction des candidats reconstruits au niveau L0 : muon, dimuon, hadron et candidat électromagnétique (photon, électron et π^0). Pour chaque voie, le traitement effectué suit le même schéma. Il commence par la reconstruction du vertex primaire et par l'association des candidats L0 avec les traces reconstruites par le détecteur de vertex (d'abord en 2D (rz) puis en 3D). À ce stade, des coupures sont appliquées sur la position du vertex déplacé et sur le paramètre d'impact(IP) des candidats. Puis la reconstruction des traces est enrichie par les données du Trigger Tracker (TT). Enfin, toutes les informations du trajectographe sont tirées à profit pour déterminer les traces "Long". Les événements peuvent alors être acceptés ou rejetés en fonction de l'impulsion estimée [123].

Dans un deuxième temps, des sélections inclusives et exclusives sont effectuées à partir des traces Long. La composition du flux de données à stocker est donnée par le tableau 4.2.

Taux	Description	Coupures physiques
600 Hz	dimuon	$M_{\mu\mu} > 2,5\text{GeV}/c^2$
300 Hz	$D^*(D^0\pi^0)$	$P_T > 2\text{GeV}/c$, $IP > 5\sigma$, $ M_{D^*} - M_{D^0\pi^0} < 10\text{MeV}/c^2$
900 Hz	B inclusif	muon tel que $P_T > 3\text{GeV}/c$, $IP > 3\sigma$
200 Hz	B exclusif	Sélection des "canaux d'or"
= 2000 Hz		

TAB. 4.2: Partage de la bande passante du système de déclenchement HLT [124]

Les sélections inclusives sont essentiellement destinées à la calibration du détecteur et au "data mining". Les événements comportant un dimuon qui satisfait les critères du tableau 4.2 sont utilisés pour déterminer l'incertitude sur les mesures de temps de vie. Les événements correspondant à la composante " B inclusif" sont utilisés pour déterminer les erreurs systématiques sur l'efficacité du système de déclenchement. Quant aux événements vérifiant la composante " D^* ", ils sont destinés à quantifier les taux d'identification et à étudier la violation de CP dans le système des mésons D . Au final, 200 Hz sont réservés pour le signal de physique proprement dit. S'inscrit dans cette composante tout événement satisfaisant au moins l'une des sélections exclusives, spécifiques aux "canaux d'or."

Ainsi grâce au système de déclenchement L0 et HLT, seulement 2000 événements par seconde sont sélectionnés et enregistrés par le détecteur. Le système de déclenchement n'est pas encore figé en particulier les coupures effectuées au niveau L0 et les algorithmes du HLT. Il pourra évoluer en fonction de nouvelles exigences physiques et de nos connaissances.

Notre objectif de tester les symétries CP et T dans les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ s'inscrit parfaitement dans le cadre de l'expérience LHCb. Cette expérience dédiée à la physique de la beauté utilisera un détecteur opérationnel début 2008 bénéficiant des faisceaux de protons du LHC au CERN.

Bien que ce détecteur n'ait pas été conçu pour l'étude des baryons beaux, ses caractéristiques font qu'il s'y prête bien. Les caractéristiques des sous-détecteurs ont été déterminées en adéquation avec les caractéristiques physiques du signal de la beauté. Le détecteur bénéficie également de deux niveaux de système de déclenchement permettant de sélectionner en ligne les événements intéressants.

Le détecteur devra être fin prêt en mai 2008 pour pouvoir acquérir les premières données. Nous avons participé à l'instrumentation du détecteur : qualification de l'électronique de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbe. À travers cette étude, nous apprendrons la complexité de l'acquisition et de son interaction avec les autres éléments du système de déclenchement de niveau L0. Ainsi, nous pourrons bien maîtriser les données en sortie du détecteur, étape fondamentale avant de réaliser une étude physique.

Deuxième partie

Définition et validation des cartes FE du détecteur de pied de gerbe

Chapitre 5

Le détecteur de pied de gerbe et son électronique de lecture

Dans l'expérience LHCb, le détecteur de pied de gerbe est un élément important du système de calorimétrie. Il mesure l'énergie déposée par l'amorce d'une gerbe électromagnétique, ce qui permet au premier niveau du système de déclenchement de discriminer les électrons et les photons des particules hadroniques. L'information sur l'énergie déposée par la gerbe est le résultat d'une chaîne de mesure qui est constituée par (dans l'ordre) : scintillateur, fibre optique, tube photomultiplicateur, électronique de lecture analogique ou Very Front-End, électronique de lecture numérique ou Front-End. L'agencement de ces différents éléments permet de délivrer un signal électronique exploitable.

Notre travail s'est porté sur l'électronique de lecture Front-End qui constitue le dernier maillon de la chaîne. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'aspect fonctionnel et physique de cette électronique. Comme son architecture est déterminée par les spécificités du signal en entrée, nous étudierons au préalable les différents éléments qui le précèdent dans la chaîne de mesure. Des illustrations complémentaires à ce chapitre pourront être trouvées dans l'annexe A.

Sommaire

5.1	Spécificités de la chaîne de mesure	63
5.2	Cellules scintillantes et fibres optiques	65
5.3	Les tubes photomultiplicateurs	66
5.4	Électronique de lecture : étage analogique (Very Front-End)	69
5.5	Électronique de lecture : étage numérique (Front-End)	71
5.5.1	Introduction à l'électronique Front-End	71
5.5.2	Répartition des cartes Front-End	71
5.5.3	Voie d'acquisition	72
5.5.4	Voie du système de déclenchement	76

5.1 Spécificités de la chaîne de mesure

La chaîne électronique mise en place pour mesurer l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe doit satisfaire des critères physiques. Nous présentons les principales

exigences de la physique pour le détecteur tout au long de ce chapitre.

L'énergie déposée par l'amorce d'une gerbe électromagnétique sera mesurée en unité de MIP (Minimum Ionizing Particle). Un MIP est l'énergie moyenne déposée par dE/dx pour une particule chargée au minimum d'ionisation [125]. En pratique, les particules qui déposent de l'énergie dans notre détecteur sont dans un régime cinématique qui correspond à la remontée relativiste dans la courbe de Bethe et Bloch. Nous utiliserons ces particules pour calibrer le détecteur de pied de gerbe et il est particulièrement commode de les utiliser comme référence. Dans l'expérience LHCb, un MIP dépose une énergie de 2,85 MeV [126]. En utilisant cette définition, nous pouvons caractériser la plage dynamique et la résolution du détecteur de pied de gerbe :

- La plage dynamique du détecteur de pied de gerbe est de 0,1 MIP jusqu'à 100 MIP [127][128]. La borne inférieure est contrainte par la nécessité de mesurer le MIP pour la calibration et la borne supérieure correspond à l'énergie maximale déposée par un électron de 50 GeV/c, mesurée en faisceau test.
- Le système de déclenchement requiert de savoir quelles sont les cellules actives, c'est-à-dire les cellules touchées par l'amorce de la gerbe électromagnétique. Une cellule est considérée comme active si l'énergie déposée est supérieure à environ 5 MIP. La résolution du dispositif doit être adaptée pour mesurer cette gamme d'énergie avec précision. Une résolution de 0,1 MIP permet de mesurer la valeur de 5 MIP avec une résolution de 2% [127][128]. Une telle résolution n'est pas nécessaire pour les hautes valeurs en énergie.

Par conséquent, la plage dynamique de la chaîne de mesure s'étend de 0,1 MIP à 100 MIP, ce qui pourra être codé numériquement sur 10 bits.

La réponse du détecteur de pied de gerbe doit être linéaire par rapport à la quantité d'énergie déposée. L'uniformité des voies est également un paramètre à prendre en compte. En effet, si pour une énergie égale, la réponse du détecteur est différente de voie en voie, certaines cellules auraient plus de poids que les autres ce qui entraînerait que l'énergie totale soit faussée ainsi que le taux de déclenchement.

Le collisionneur LHC fonctionne à une cadence de 40 MHz, soit une collision proton-proton toutes les 25 ns. La réponse du détecteur de pied de gerbe doit être assez rapide pour que l'information sur un événement ne dépasse pas la période de 25 ns. Dans le cas contraire, les signaux correspondant à deux événements consécutifs pourraient se recouvrir.

Le bruit sur le signal mesuré doit être limité ou éliminé. La présence de signaux parasites constitue une gêne pour la compréhension de l'information que le signal transporte. Nous serons sensibles à un type de bruit particulier : la diaphonie (*cross-talk*), partage d'une partie du signal d'une cellule vers une autre.

En suivant l'ordre d'agencement des différents éléments du calorimètre, nous allons voir comment la solution technologique adoptée répond à ces caractéristiques.

5.2 Cellules scintillantes et fibres optiques

Comme nous l'avons dit précédemment dans le chapitre 4, le détecteur de pied de gerbe (comme le SPD) est constitué d'un grand plan de cellules scintillantes épais de 1,5 cm. Conformément à la figure 5.1, le détecteur de pied de gerbe dispose de trois régions de granularité différente : les trois dimensions de cellules sont 4x4 cm², 6x6 cm² et 12x12 cm².

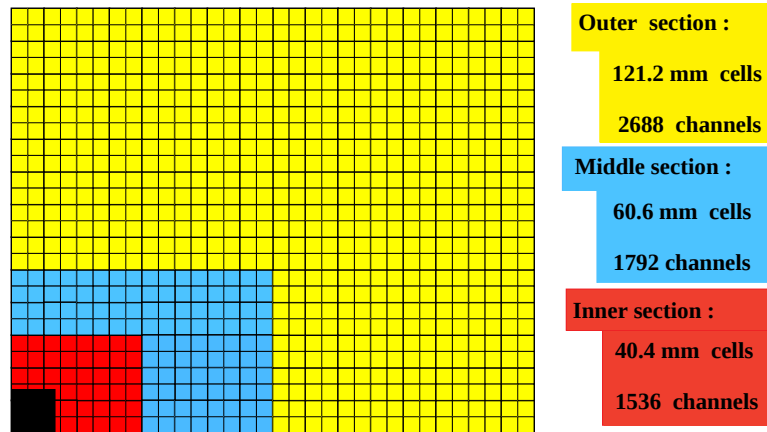


FIG. 5.1: Trois domaines de granulométrie du détecteur de pied de gerbe [117]

Chaque cellule est composée d'un bloc de polymère scintillant. Suite au passage d'une particule dans le matériau, l'énergie est absorbée par le scintillateur puis réémise sous forme de lumière visible (radiation de 420 nm, bleu). L'intensité lumineuse émise, ou de manière identique le nombre de photons émis, est une fonction linéaire de l'énergie absorbée. Le nombre de photons suit une distribution qui est illustrée par la figure 5.2. Cette distribution peut être modélisée par l'exponentielle décroissante de l'équation (5.1) qui est caractérisée par un temps de désintégration τ_d (*decay time*) [125]. Ce modèle ne prend pas en compte le temps de montée t_r (*rising time*) nécessaire pour atteindre le pic maximum du spectre.

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (5.1)$$

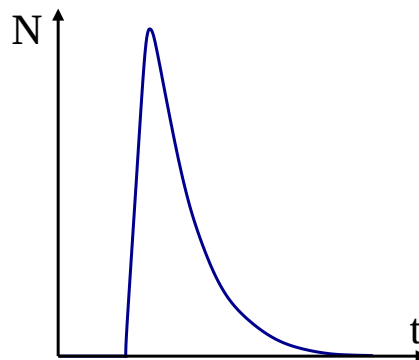


FIG. 5.2: Distribution des photons émis par scintillation

Le choix du matériau scintillant s'est porté sur des caractéristiques d'ordre temporel. Le temps de montée est de 0,9 ns et le temps de désintégration est de 2,1 ns [129]. Ces

caractéristiques permettent d'obtenir une réponse rapide et donc comprise dans la période de 25 ns du LHC. D'autres caractéristiques sont également à considérer comme le temps de propagation de la lumière dans le scintillateur et le taux de photons réfléchis ou réabsorbés par le scintillateur. Des détails pourront être trouvés dans la référence [126].

La lumière émise par le scintillateur doit être convertie en signal électrique. Le choix naturel de la collaboration LHCb s'est porté vers des tubes photomultiplicateurs. La technologie des photomultiplicateurs choisie ne permet pas à ces derniers d'être placés directement derrière le matériau scintillateur. Il est donc nécessaire de déporter le signal lumineux à l'extérieur du plan de détecteur à l'aide de fibres optiques.

Deux types de fibres optiques sont prévus à cet usage : des fibres claires et des fibres à décalage de longueur d'onde (*WaveLength Shifter* ou WLS). La lumière émise par une cellule scintillante est d'abord collectée par une fibre à décalage de longueur d'onde. Les tuiles scintillantes sont creusées pour y inscrire la fibre à décalage de longueur d'onde dont les deux extrémités sont lues. Afin d'optimiser l'efficacité de collection, la fibre est enroulée trois fois autour du scintillateur [130]. La fibre absorbe la lumière (en moyenne autour de 420 nm) et émet de la lumière avec une longueur d'onde supérieure (lumière verte autour de 495 nm) [131]. Ce décalage permet d'adapter les radiations lumineuses à l'efficacité quantique maximale de la photocathode du tube photomultiplicateur. Le choix de la fibre à décalage de longueur d'onde a été réalisé en voulant minimiser le temps de désintégration τ_d [132]. Pour la technologie adoptée, le temps de désintégration est estimé à 10 ns [126]. La distribution résultante est beaucoup plus étendue que celle obtenue avec la cellule scintillante. De ce fait, les caractéristiques temporelles du scintillateur peuvent être négligées devant celles des fibres à décalage de longueur d'onde. Le temps de désintégration de ces fibres a une conséquence physique importante : un signal correspondant à 1 MIP s'étale sur plusieurs périodes de 25 ns. D'après les simulations et les mesures en faisceaux-tests des prototypes, une période de 25 ns contient $(83 \pm 10)\%$ du signal d'un MIP, une période de 50 ns en contient 98% [127].

Après environ 50 cm de fibre à décalage de longueur d'onde, la lumière est propagée par réflexion totale dans des fibres claires. La longueur des fibres claires dépend de la position des cellules dans le plan du détecteur. On compte 7 longueurs différentes utilisées variant de 1,250 m à 3,45 m [133] ; les cellules correspondant à un même tube photomultiplicateur sont reliées par des fibres de même longueur. L'utilisation de fibres de longueur différente entraîne des temps de propagation différents pour le signal. L'électronique de lecture devra prendre en compte ce point.

Une fois émise par les fibres à décalages de longueur d'onde et propagée par les fibres claires, la lumière arrive sur la photocathode d'un tube photomultiplicateur.

5.3 Les tubes photomultiplicateurs

Un tube photomultiplicateur (PhotoMultiplier Tube ou PMT) permet de convertir un signal lumineux en signal électrique et de l'amplifier. La figure 5.3 schématise le principe de l'appareil. Les photons de la lumière propagée par les fibres optiques viennent arracher des électrons de la photocathode par effet photoélectrique. Les électrons ainsi émis sont traditionnellement appelés "photoélectrons". Les photoélectrons sont dirigés vers le sys-

tème amplificateur du tube par une électrode de focalisation. L'amplification est réalisée par une série d'électrodes, appelées dynodes, portées à des potentiels croissants. Sous la différence de potentiel, les photoélectrons sont accélérés en direction de la première dynode et acquièrent une énergie suffisante pour arracher des électrons. Les électrons secondaires sont multipliés sur les dynodes successives pour former un signal électrique mesurable collecté à l'anode [125].

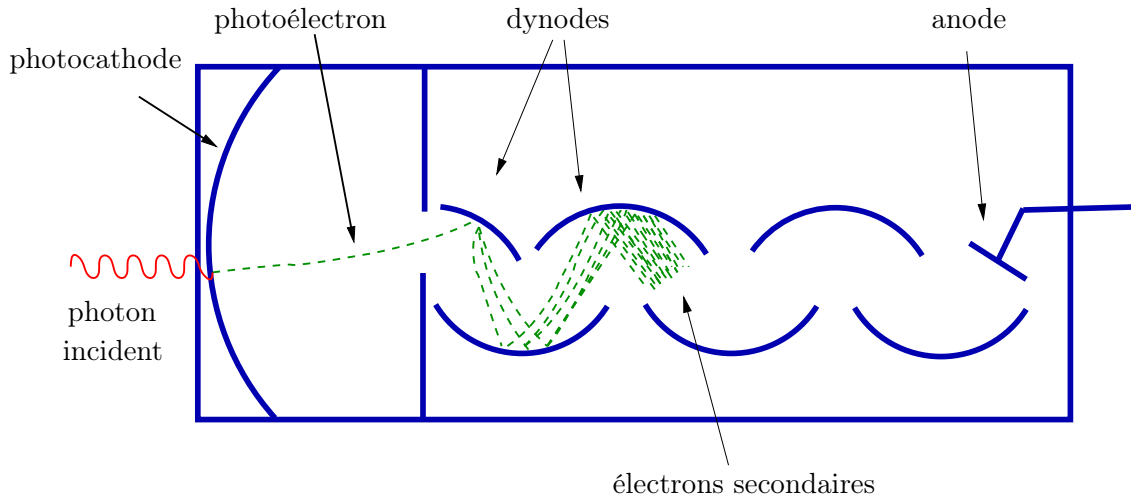


FIG. 5.3: Principe d'un tube photomultiplicateur

Le photomultiplicateur choisi traite simultanément 64 voies (MultiAnode PhotoMultiplier Tube ou MAPMT), c'est-à-dire que 64 cellules scintillantes sont reliées à un seul photomultiplicateur. Pour couvrir les 6016 cellules du détecteur de pied de gerbe, une centaine de tubes photomultiplicateurs sont donc nécessaires. Certaines configurations minoritaires requièrent que des tubes photomultiplicateurs soient partiellement câblés.

L'efficacité quantique de la photocathode est estimée à 10% pour la longueur d'onde de la lumière incidente. Le système amplificateur est constitué de 8 dynodes. Le nombre de photoélectrons attendus est de 25 à 30 pour 1 MIP. Des exemples de réponse du photomultiplicateur suite à une excitation d'1 MIP du scintillateur sont représentés par les figures 5.4. À cause du faible nombre de photoélectrons, les signaux ne présentent pas la forme du spectre de la figure 5.2 mais possèdent une forme qui peut varier d'événement à événement.

Pour caractériser le photomultiplicateur, nous tiendrons compte des principales caractéristiques mesurées au cours de la phase de qualification des 100 tubes photomultiplicateurs [134] :

- Le gain (ajustable par la haute tension appliquée) est fixé en moyenne à 3×10^3 . Cette valeur est limitée par un risque de vieillissement prématuré des tubes. En effet les dynodes sont composées d'un substrat de K_2CsSb revêtu d'une couche monoatomique de césium. Lorsque la lumière est détectée, les photoélectrons viennent arracher des électrons de la couche monoatomique ; celle-ci se recombine en l'absence de lumière [135]. Si la lumière en entrée est trop intense, la couche monoatomique peut être totalement dépeuplée et le gain du tube est dégradé de façon irréversible.

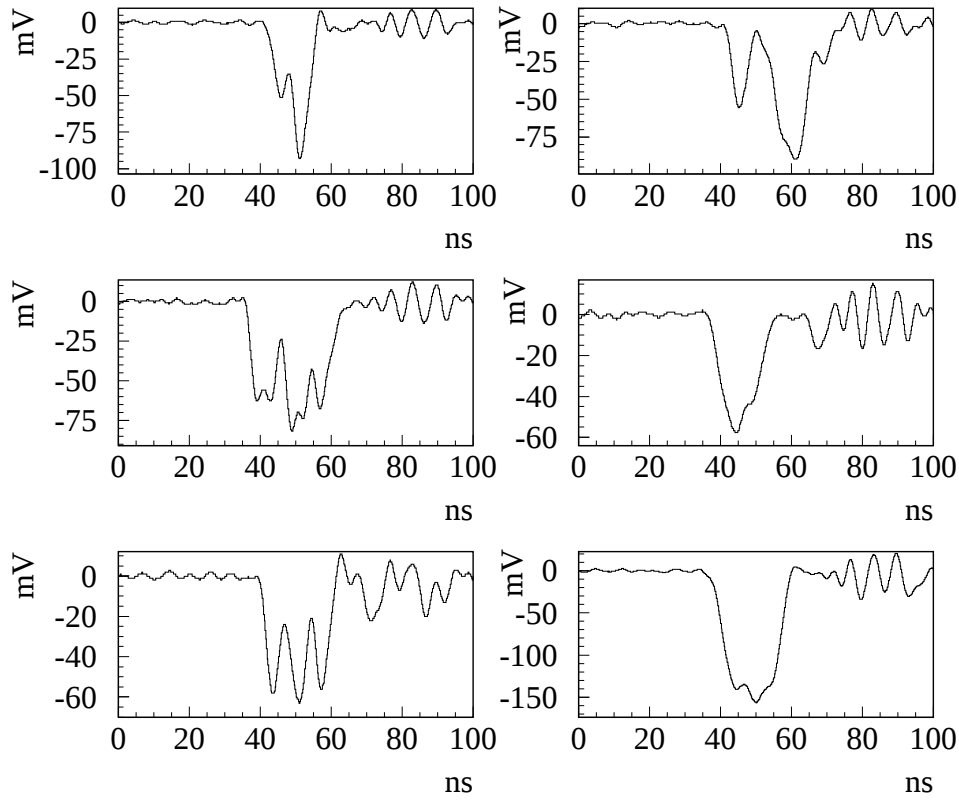


FIG. 5.4: Quelques exemples de signaux correspondant à 1 MIP à la sortie du tube photomultiplicateur [117]

DETECTOR

A

57	58	59	60	61	62	63	64
49	50	51	52	53	54	55	56
41	42	43	44	45	46	47	48
33	34	35	36	37	38	39	40
25	26	27	28	29	30	31	32
17	18	19	20	21	22	23	24
9	10	11	12	13	14	15	16
1	2	3	4	5	6	7	8

A

57	41	58	42	59	43	60	44
35	51	36	52	33	49	34	50
29	13	30	14	31	15	32	16
7	23	8	24	5	21	6	22
61	45	62	46	63	47	64	48
39	55	40	56	37	53	38	54
25	9	26	10	27	11	28	12
3	19	4	20	1	17	2	18

B

C

D

VFE

FIG. 5.5: Correspondance entre les voies côté détecteur - côté photomultiplicateur (convention BOTTOM) [133]

- La plage dynamique s'inscrit parfaitement dans la plage de linéarité du tube photomultiplicateur.
- Les tubes photomultiplicateurs sont l'une des sources les plus importantes de la non-uniformité. Sur les 100 tubes de production, le rapport maximal entre le gain de la cellule la plus "froide" et celle la plus "chaude" est de 1,7. L'origine de cette non-uniformité s'explique par une distribution non homogène de la couche de césium qui constitue les dynodes.
- En matière de diaphonie, une contamination inférieure à 3% est requise pour des voies adjacentes. Profitons de ce paragraphe pour mentionner qu'il existe également une diaphonie entre les cellules du détecteur (mesurée en faisceaux tests inférieure à 2% [136][137]). Une distribution des voies de détecteur sur la fenêtre du tube photomultiplicateur a été étudiée pour éviter que deux voies adjacentes se retrouvent côte à côte sur le tube. Cette distribution n'est pas unique car plusieurs conventions de câblage sont utilisées dans l'expérience LHCb ; la figure 5.5 présente l'exemple de la cartographie dite 'BOTTOM' pour un bloc de 64 voies. Les couleurs indiquées par la figure 5.5 montre que les fibres optiques sont répartis en 4 torons.

Les tubes photomultiplicateurs étant au plus près du détecteur, ils subissent l'influence du champ magnétique. Des mesures des phototubes en présence d'un champ magnétique ont montré des performances moins bonnes que celles qui avaient été rendues publiques par la compagnie. Un dispositif dédié de blindage magnétique a été dessiné [138][139] pour contrevenir à ce défaut.

5.4 Électronique de lecture : étage analogique (Very Front-End)

Comme le montre la figure 5.4, le spectre erratique du signal à la sortie du photomultiplicateur ne permet pas de déterminer l'énergie à partir de la forme de ces signaux. Par conséquent, l'énergie déposée dans les cellules scintillantes ne peut être déterminée qu'en intégrant le signal sur une période de 25 ns. Cette fonction est réalisée par l'électronique Very Front-End qui est située juste derrière le photomultiplicateur. Une carte Very Front-End peut alors traiter les 64 voies du photomultiplicateur. L'architecture repose sur l'utilisation de 16 circuits intégrés analogiques qui gèrent chacun quatre voies et qui fonctionnent à 40 MHz. Nous allons expliquer comment est réalisée l'intégration du signal en s'appuyant sur le schéma de la figure 5.6.

Un premier étage, appelé convoyeur de courant, amplifie l'impulsion initiale (avec un gain voisin de 10) et la transforme en signal différentiel. L'architecture du système intégrateur doit considérer la propagation en temps du signal. L'intégration du signal sur 25 ns prend deux coups d'horloge : un coup pour l'opération d'intégration et un autre pour le reset nécessaire avant une deuxième intégration. Comme la possibilité qu'il y ait deux signaux consécutifs est non négligeable, la carte dispose de deux systèmes intégrateurs identiques par voie pour traiter les événements consécutifs. Un circuit suiveur-bloqueur maintient le signal intégré sur une période de 25 ns. Puis un multiplexeur en bout de chaîne permet

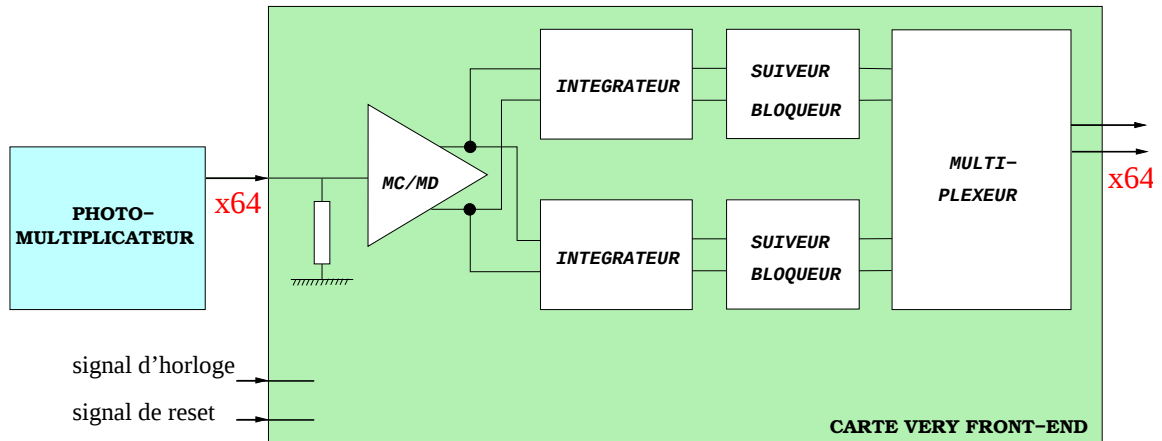


FIG. 5.6: Schéma simplifié de l'architecture Very Front-End du détecteur de pied de gerbe (1 seule voie est représentée)

de remettre le signal en ordre. Par la suite, nous emploierons le terme de **voie** pour désigner le chemin suivi par le signal d'une cellule scintillante et le terme de **demi-voie** pour désigner le système intégrateur correspondant.

En sortie, un signal correspondant à 1 MIP équivaut à une tension d'amplitude voisine de 10 mV. Le bruit est mesuré proche de 1 mV. La figure 5.7 montre l'exemple d'une réponse de la carte Very Front-End par rapport à un signal d'entrée correspondant à une centaine de MIP. Elle montre également que le signal s'étend sur plus d'une période de 25 ns comme nous l'avons évoqué au paragraphe 5.2.

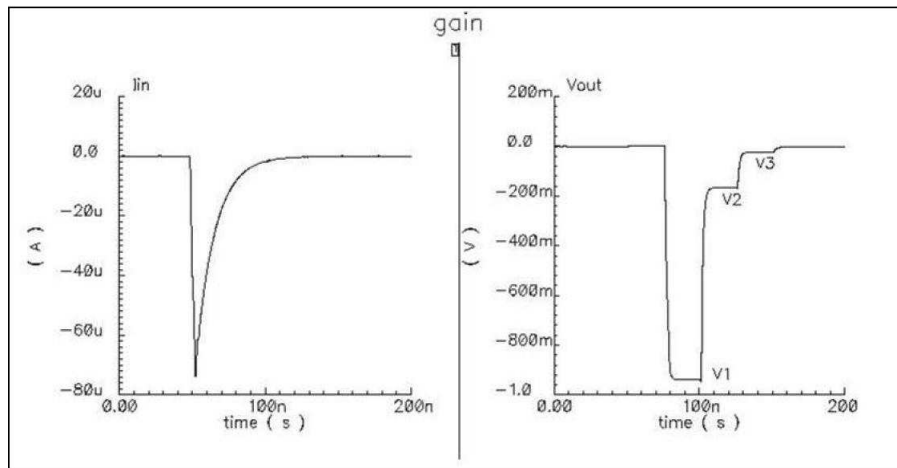


FIG. 5.7: Réponse de la carte Very Front-End à un pic d'intensité [138]

Bien que les circuits analogiques utilisés par la carte Very Front-End sont fabriqués de manière identique, des variations peuvent apparaître. De plus, des dispersions en gain et en piédestal (ou *offset* en anglais, c'est-à-dire le décalage de l'amplitude du signal par rapport à zéro) sont observées pour chaque demi-voie à l'intérieur d'un circuit intégré. Les mesures ont montré que les piédestaux sont inférieurs à 130 mV et que la dispersion en gain ne dépasse pas 5%.

Afin de répondre aux différents problèmes posés, le signal différentiel de la carte Very Front-End est transmis via un câble ethernet long de 27 m à la carte Front-End.

5.5 Électronique de lecture : étage numérique (Front-End)

5.5.1 Introduction à l'électronique Front-End

L'électronique Front-End constitue l'objet de notre travail sur le détecteur de pied de gerbe. Exploitant une architecture électronique numérique fonctionnant à 40 MHz, les cartes Front-End ont un rôle double dans l'expérience LHCb :

- En matière d'acquisition, elles numérisent et corrigent les signaux envoyés par les cartes Very Front-End. Ces données seront utilisées pour le calcul de l'énergie totale de la gerbe électromagnétique. Elles sont envoyées au système d'acquisition si l'événement est retenu par le système de déclenchement de niveau L0. Ainsi, le flux de données en entrée de la carte est de 40 MHz et est réduit à 1 MHz en sortie.
- Pour déterminer la réponse du système de déclenchement, les cellules actives du détecteur de pied de gerbe (c'est-à-dire touchées par l'amorce d'une gerbe électromagnétique) sont calculées. Elles sont complétées par les cellules actives du détecteur SPD qui sont issues de la chaîne de mesure du détecteur SPD. Ces deux types d'information sont essentielles pour identifier la nature des particules : hadronique/électromagnétique et chargé/neutre. De surcroît, la multiplicité SPD qui est également un critère décisif du système de déclenchement de niveau L0 est calculée par les cartes Front-End.

Nous présentons les différentes fonctionnalités, liées à la voie d'acquisition et à la voie du système de déclenchement, de la carte en nous appuyant sur le schéma de la figure 5.8.

5.5.2 Répartition des cartes Front-End

À une carte Very Front-End est connectée une carte Front-End, donc cette dernière peut traiter jusqu'à 64 voies. Nous rappelons que certaines configurations requièrent que les cartes Very Front-End soient câblées à moitié et donc soient limitées à 32 voies. Par correspondance, cette situation est également valable pour les cartes Front-End. La figure 5.9 montrent les blocs de 8x8 ou 8x4 cellules traitées par la chaîne tube photomultiplicateur - carte Very Front-End - carte Front-End.

Pour la suite du manuscrit, il est nécessaire de définir les conventions adoptées dans l'électronique du calorimètre. Pour repérer la position relative d'une cellule du détecteur par rapport à une autre, ou bien d'une carte par rapport à une autre, on utilise les 4 orientations LEFT, RIGHT, TOP, BOTTOM qui sont définies par la figure 5.9. Ces conventions ont été choisies par rapport au schéma d'organisation électronique du calorimètre (voir chapitre 6). La convention 'BOTTOM' introduite par la figure 5.5 est différente de celle que nous venons d'énoncer.

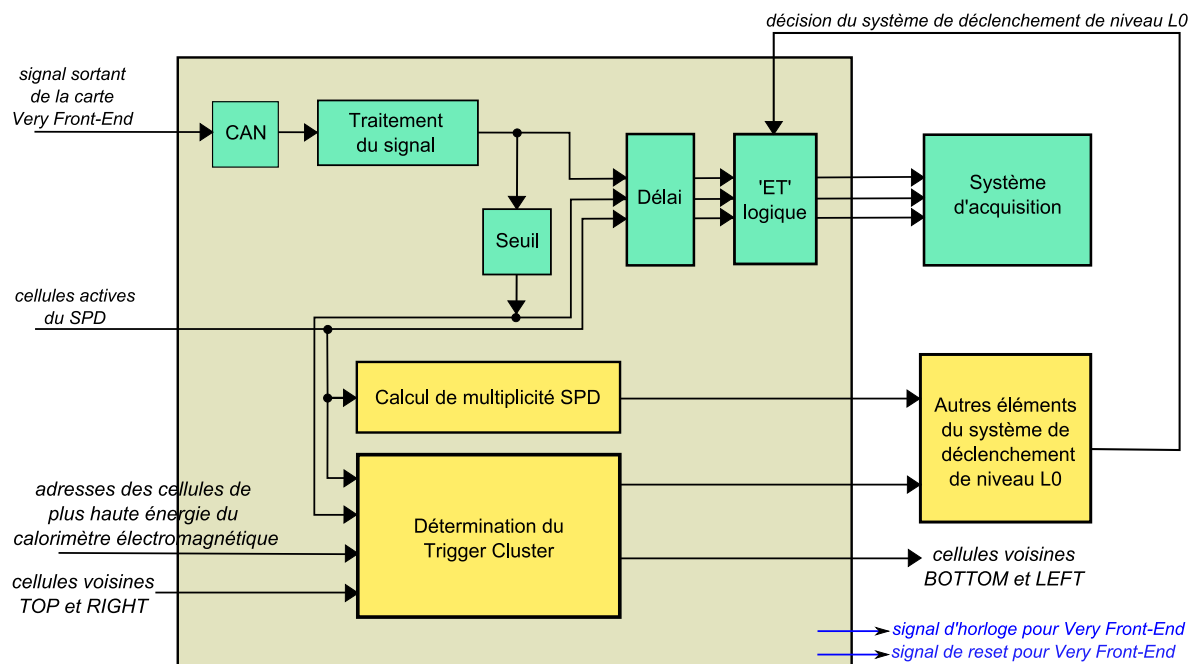


FIG. 5.8: Schéma fonctionnel de l'électronique Front-End

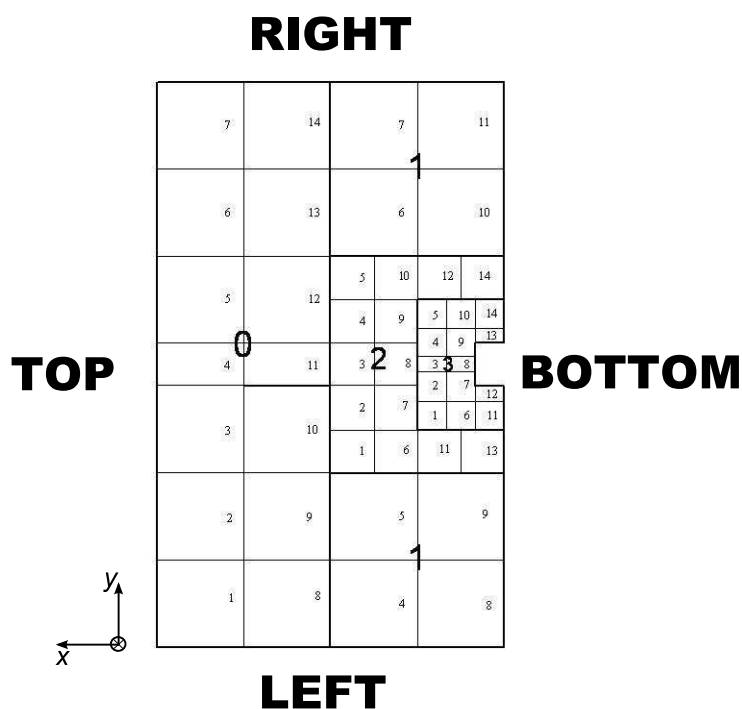


FIG. 5.9: Blocs de cellules lues par les cartes Front-end pour un demi-plan du détecteur de pied de gerbe et conventions LEFT, RIGHT, TOP, BOTTOM

5.5.3 Voie d'acquisition

5.5.3.1 Synchronisation avec la carte Very Front-End

Le couplage entre la carte Front-End et Very Front-End ne se limite pas à la transmission de données analogiques. Des signaux utilisés pour la synchronisation sont envoyés de la carte Front-End vers la carte Very Front-end :

- L'architecture Very Front-End requiert la présence d'un signal d'horloge pour déterminer les intervalles de temps sur lesquels le signal issu du photomultiplicateur est intégré. Ce signal de référence est envoyé par la carte Front-End. En effet, la carte Front-End impose la fréquence à laquelle l'intégration est effectuée et fixe l'instant à partir duquel l'intégration débute. Cet ajustement permet de tenir compte des longueurs de fibres optiques claires différentes dans la chaîne de mesure.
- L'architecture Front-End prévoit une correction du signal par demi-voie. La difficulté de cette opération provient du fait que les signaux de deux demi-voies sont multiplexés par la carte Very Front-End. Nous savons que le même système intégrateur est utilisé tous les deux événements mais il est nécessaire de connaître au départ le système intégrateur utilisé pour la première donnée. Une synchronisation est alors requise et est réalisée par un signal de référence, dit de *reset Very Front-End* qui est envoyé par la carte Front-End.

5.5.3.2 Détermination de l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe

Le signal analogique délivré par la carte Very Front-End est numérisé par les Convertisseurs Analogiques Numériques (CAN) de 10 bits. Le signal obtenu est compris dans une plage de 0,1 MIP à 100 MIP avec une résolution de 0,1 MIP. Le bruit de conversion est mesuré à 0,04 MIP.

Les données numérisées sont ensuite traitées pour corriger des effets de détecteur que nous avons soulignés dans les sections précédentes. Nous présentons les différentes opérations dans l'ordre dans lequel elles sont effectuées :

- Les piédestaux sont soustraits par la carte Front-End. L'ajustement peut être réalisé pour chaque demi-voie avec une amplitude maximale de 25,5 MIP soit 255 mV. L'opération électronique consiste à réaliser un décalage volontaire de manière à compenser les piédestaux. Elle peut s'écrire formellement de la manière suivante :

$$D_{\text{corrigée}} = D - \text{piédestal} \quad (5.2)$$

- Le gain de chaque demi-voie peut être augmenté. Cette action permet de supprimer les disparités en gain pour chaque demi-voie et d'assurer l'uniformité de la réponse du détecteur de pied de gerbe. Le gain G peut varier du simple au double et est caractérisé par le paramètre ϵ défini par la relation 5.3. Étant codé sur 8 bits, le paramètre ϵ possède une résolution de 4×10^{-3} .

$$G = 1 + \epsilon, \quad 0 < \epsilon < 1 \quad (5.3)$$

L'opération peut s'écrire de la manière suivante :

$$D_{\text{corrigée}} = D \times (1 + \epsilon) \quad (5.4)$$

- Enfin, comme nous l'avons montré, le signal correspondant à 1 MIP s'étend sur plus de 25 ns du fait de la période de désintégration de 10 ns des fibres à décalage de longueur d'onde. Les signaux correspondant à deux événements consécutifs peuvent se recouvrir. Une fonctionnalité de l'électronique Front-End permet de compenser ce phénomène d'empilement. Comme le montre la figure 5.10, le principe consiste à soustraire au signal d'un événement n , la partie résiduelle du signal de l'événement $n - 1$. À partir d'un modèle calculatoire [140], on montre que la valeur effective de l'intégrale du signal est déterminée en soustrayant à cette valeur une proportion notée α de l'intégrale précédente. Cette valeur α est supposée constante si la forme du signal ne s'écarte pas trop du spectre théorique. Étant de l'ordre de 20%, le paramètre α peut être ajusté entre 0 et 50%.

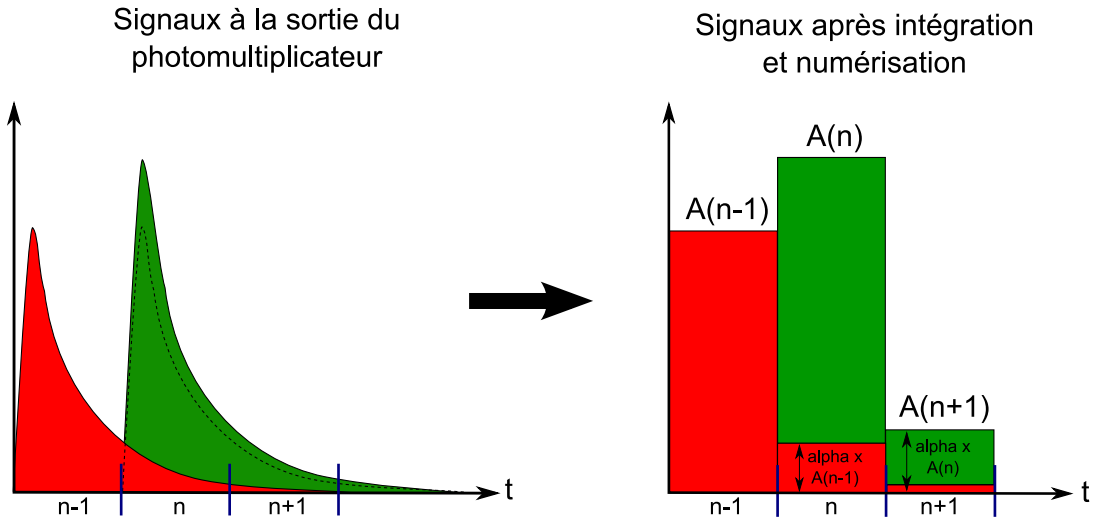


FIG. 5.10: Exemple d'empilement de signaux consécutifs

$$D_{\text{corrigée}}^{(n)} = D^{(n)} - \alpha \times D^{(n-1)}, \quad \text{avec} \quad \alpha \in [0, 50\%] \quad (5.5)$$

Les données traitées sont ensuite réordonnées et mises en forme pour être envoyées au système d'acquisition [141]. En particulier, les données codées sous 10 bits doivent être réduites pour être codées sur 8 bits. Cette "compression" implique une perte de résolution. Au lieu d'adopter un codage linéaire, les faibles valeurs sont privilégiées. Avec l'algorithme employé, les faibles valeurs inférieures à 12,8 MIP gardent leur résolution de 0,1 MIP. Cette résolution est importante pour déterminer si la cellule est active ou non. Au-delà de 12,8 MIP, la résolution diminue comme le montre le tableau 5.1. Pour les grandes valeurs d'énergie, la contribution du détecteur de pied de gerbe au calcul de l'énergie totale de la gerbe électromagnétique est moins essentielle.

5.5.3.3 Détermination des cellules actives du détecteur de pied de gerbe

Les informations qui sont utilisées au niveau du système de déclenchement sont également envoyées au système d'acquisition (chaque fois que l'événement franchit l'algorithme de sélection de niveau L0). Pour le système d'acquisition, nous nous intéressons à savoir si les cellules du détecteur de pied de gerbe ont été touchées ou non. C'est pourquoi, un seuil en

	$d_{10} < 128$	$128 < d_{10} < 256$	$256 < d_{10} < 512$	$512 < d_{10}$
$d_8 =$	d_{10}	$128 + \frac{d_{10} - 128}{2}$	$192 + \frac{d_{10} - 256}{8}$	$224 + \frac{d_{10} - 512}{16}$

TAB. 5.1: Transcodage 10 bits (mot d_{10}) en 8 bits (mot d_8) effectué pour réduire la taille des données

énergie (de l'ordre de 5 MIP) est appliqué de manière à discriminer les cellules touchées [142]. Un seuil par voie peut être appliqué bien qu'un seul paramètre aurait été suffisant avec les corrections en gain et en piédestal. Ainsi, pour les 64 voies, nous obtenons 64 bits qui seront utilisés par le système de déclenchement. Si le bit est 1, la cellule est active ; si le bit est 0, la cellule est éteinte.

5.5.3.4 Détermination des cellules actives du SPD

La carte Front-End du détecteur de pied de gerbe reçoit également les données du détecteur SPD. Elle doit transmettre ces informations au système d'acquisition de l'expérience, à l'instar des données du détecteur de pied de gerbe. Pour motiver le fait que le SPD ne possède pas sa propre électronique de lecture Front-End, il est nécessaire de décrire un peu plus en détail la chaîne de mesure du SPD.

L'architecture adoptée par le SPD [143] est très similaire à celle du détecteur de pied de gerbe. Le plan de scintillateur du SPD est utilisé pour discerner les particules chargées des particules neutres (seules les particules chargées déposent de l'énergie dans les cellules). Les cellules sont considérées comme actives, c'est-à-dire correspondent au passage d'une particule chargée, si l'énergie déposée est supérieure à un seuil fixé à 0,7 MIP. La lumière émise par les cellules est collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde, transmise par des fibres claires, convertie en intensité électrique par la même technologie de tube photomultiplicateur utilisée pour le détecteur pied de gerbe. Le traitement du signal est effectué par des cartes Very Front-End SPD.

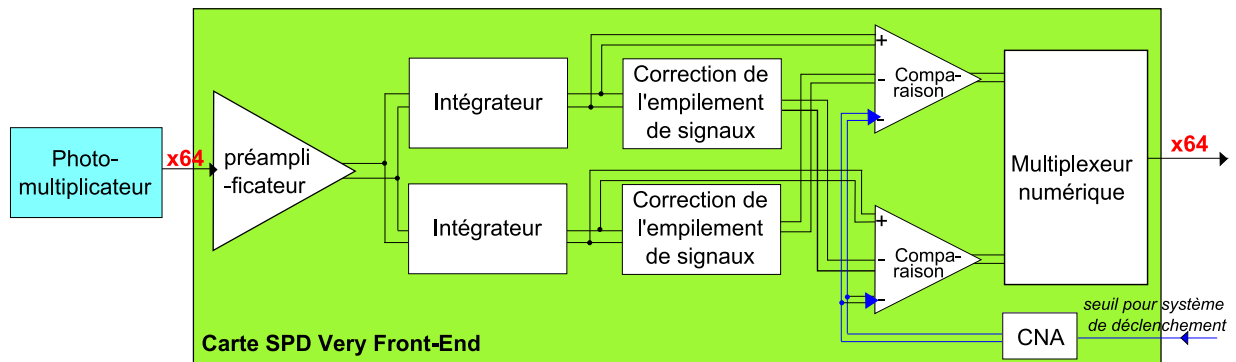


FIG. 5.11: Architecture électronique Very Front-End pour le SPD

Les cartes Very Front-End SPD reprennent une majeure partie des cartes Very Front-End du détecteur de pied de gerbe. En effet, comme le montre la figure 5.11 une voie est

décomposée en deux étages d'intégrateur. La différence réside dans le fait que la détermination des cellules actives est effectuée à ce niveau. D'abord, le problème d'empilement de signaux consécutifs est compensé et le bit utilisé dans le système de déclenchement est obtenu par comparaison avec le seuil. Enfin un multiplexeur numérique permet de remettre en un seul signal numérique les signaux traités par les deux étages intégrateurs. Ces signaux sont transmis directement à la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe.

Dans cette architecture du SPD, l'énergie déposée par les particules chargées n'est pas enregistrée au cours de l'expérience car elle est inutile par la suite. À l'inverse, l'énergie déposée dans les cellules du détecteur de pied de gerbe est sauvegardée afin de calculer l'énergie globale de la gerbe électromagnétique. Comme nous allons le voir dans la section suivante, les algorithmes appliquées dans ce contexte sont identiques pour les cellules du détecteur de pied de gerbe et pour celles du SPD.

5.5.4 Voie du système de déclenchement

Deux principales opérations sont effectuées afin de déterminer des informations pour le système de déclenchement de niveau L0 : le calcul de la multiplicité SPD et la détermination du Trigger Cluster, c'est-à-dire les amas de cellules correspondant à une gerbe électromagnétique.

5.5.4.1 Détermination de la multiplicité SPD

La multiplicité SPD est déterminée simplement en comptant le nombre de cellules SPD touchées. Comme une carte reçoit uniquement 64 voies pour une carte complète, la multiplicité varie entre 0 et 64, soit 7 bits. Le résultat est retourné à un autre élément du système de déclenchement, **la carte de contrôle SPD** qui effectue la somme sur plusieurs cartes.

5.5.4.2 Détermination du Trigger Cluster

La stratégie du système de déclenchement pour identifier les particules requiert l'interaction entre trois éléments du calorimètre : le SPD, le détecteur de pied de gerbe et le calorimètre électromagnétique. Dans ce but, le calorimètre électromagnétique détermine les cellules activées par une gerbe électromagnétique. Ce travail est effectué par les cartes Front-End du calorimètre électromagnétique. Une telle carte ne traite que 32 voies et renvoie l'adresse de la cellule la plus "chaude". Les cellules du détecteur de pied de gerbe et du SPD correspondant à cette adresse sont recherchées. Il s'agit de la deuxième fonction réalisée par les cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe pour le système de déclenchement.

Deux cartes Front-End du calorimètre électromagnétique (32 voies) sont reliées à une carte Front-End du détecteur de pied de gerbe (64 voies). Par conséquent, cette dernière reçoit deux adresses, chacune correspondant à un bloc de 32 voies. La carte Front-End recherche la cellule du détecteur de pied de gerbe et du SPD en face de cette adresse mais aussi les cellules voisines TOP, RIGHT et TOP-RIGHT (ou *CORNER*). Le résultat de l'opération est donc un bloc de 2x2 cellules comme représenté par la figure 5.12, un pour le détecteur de pied de gerbe et un autre pour le SPD. Ce bloc est appelé "Trigger Cluster". Les informations sont ensuite envoyées à **la carte de validation**, élément plus

avancé dans l'électronique du système de déclenchement de niveau L0.

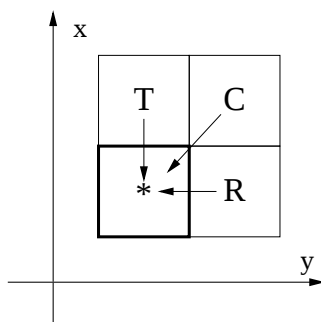


FIG. 5.12: Le Trigger Cluster : bloc 2x2 de cellules du détecteur de pied de gerbe et du SPD [144]

Pour réaliser cette recherche des cellules, l'algorithme de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe doit tenir compte de deux points :

- Il est nécessaire de considérer la cartographie des voies. Les données du détecteur de pied de gerbe arrivant à la carte Front-End doivent être réagencées de manière à reproduire le quadrillage initial des cellules scintillantes. De même, les adresses envoyées par le calorimètre électromagnétique doivent être réordonnées.
- Pour déterminer les cellules voisines correspondant à une cellule au bord d'un bloc de 64 voies, les cartes frontalières doivent interagir entre elles de manière à s'échanger des informations. La transmission de cellules voisines n'a lieu uniquement que pour les cartes qui traitent des cellules de même dimension. La figure 5.13 montre un exemple d'échange des cellules voisines, centré sur la carte 13 (position référencée par la figure 5.9). Le cas le plus compliqué est celui de l'adresse 31 du bloc 8x4 RIGHT qui nécessite l'apport des cellules voisines de la carte RIGHT (carte 14) et celle des cellules voisines de la carte TOP (carte 6). Le chemin le plus long est réalisé par la cellule voisine TOP-RIGHT : elle provient de la carte 7, transmise comme cellule voisine TOP à la carte 14 puis transmise comme cellule voisine RIGHT à la carte 13.

L'électronique Front-End est un maillon essentiel de la chaîne du détecteur de pied de gerbe de l'expérience LHCb. Son architecture est déterminée par les caractéristiques du signal résultant de l'agencement scintillateur - fibre optique - tubes photomultiplicateur - électronique Very Front-End. Ainsi, les cartes Front-End assurent l'uniformité de la réponse du détecteur en corrigeant par demi-voies les disparités en gain et en pedestaux essentiellement dûs aux tubes photomultiplicateurs. Elle compense les éventuels empilements de signaux liés au temps de désintégration important de la fibre à décalage de longueur d'onde.

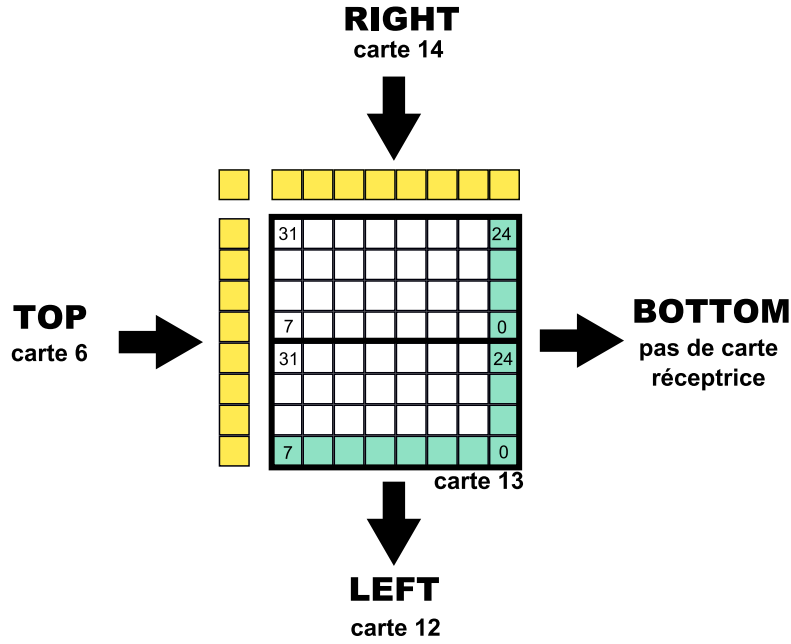


FIG. 5.13: Transmission des cellules voisines du détecteur de pied de gerbe et du SPD

En outre, les cartes Front-End participent au système de déclenchement de niveau L0. Utilisant les informations du détecteur de pied de gerbe et du SPD, elles contribuent à l'identification des particules : électron, photon et hadron. Dans ce but, les cartes doivent déterminer le Trigger Cluster (les cellules du détecteur de pied de gerbe et du SPD correspondant à une gerbe électromagnétique à partir des informations du calorimètre électromagnétique). Auxiliairement, la multiplicité totale du SPD est déterminée et utilisée dans le système de déclenchement pour rejeter des événements que l'on ne pouvait pas reconstruire.

Chapitre 6

Développement de l'architecture Front-End : des cartes prototypes aux cartes de production

L'équipe clermontoise est garante du développement de l'électronique Front-End et de la mise en service des 100 cartes nécessaires au fonctionnement du détecteur LHCb. Dans ce cadre, le travail présenté est consacré au prototype final du circuit imprimé de la carte Front-End. Nous nous intéresserons en particulier au développement des codes des circuits logiques programmables qui remplissent l'ensemble des fonctionnalités décrites dans le chapitre précédent. Cette phase de développement requiert la mise en place d'un banc de test adapté permettant de vérifier les différents algorithmes et modes implémentés dans les composants. Elle s'accompagne également d'un travail de définition qui consiste à veiller à ce que les missions remplies par les composants logiques soient conformes aux attentes physiques. L'objectif ultime visé est de valider le fonctionnement du prototype final et de réaliser un protocole de test pour qualifier les cartes de production.

Sommaire

6.1	Planning du développement de l'électronique Front-End du détecteur de pied de gerbe	80
6.2	Premier aperçu de l'architecture Front-End	81
6.2.1	À l'échelle d'un châssis de cartes Front-End	81
6.2.2	À l'échelle d'une carte Front-End	82
6.2.3	À l'échelle d'un composant FPGA	84
6.2.4	Contraintes liées à l'usage de l'électronique pour l'expérimentation	85
6.3	Mise en place d'un banc de test	86
6.3.1	Structure matérielle	86
6.3.2	Structure logicielle	87
6.4	Développement du coeur algorithmique des cartes Front-end	88
6.4.1	Enrichissement et validation du programme des FE-PGA . . .	88
6.4.2	Définition et validation de la partie système de déclenchement .	93
6.5	Production des cartes Front-End	96
6.5.1	Production des cartes et tests réalisés par le manufacturier . . .	96
6.5.2	Tests réalisés au laboratoire de Physique Corpusculaire	97
6.5.3	Résultats des tests sur la série des cartes Front-End	100

6.1 Planning du développement de l'électronique Front-End du détecteur de pied de gerbe

La phase de développement de l'électronique Front-End représente environ 9 ans de travail. Le tableau 6.1 précise les grandes étapes qui ont marqué cette phase.

1998	Cahier des charges
2001	Réalisation du démonstrateur [145] au format VME(Virtual Machine Environment). Carte utilisée actuellement sur le banc de test des tubes photomultiplicateurs
juin 2002	Faisceau test au CERN [136]
septembre 2003	Faisceau test au CERN
avril 2004	1 ^{er} prototype. Partie acquisition : test de la technologie FPGA par rapport à la technologie ASIC+FPGA. Partie système de déclenchement décrite par un FPGA (technologie AX)
octobre 2004	Faisceau test au CERN [137]
août 2005	2 ^{ème} prototype. Partie acquisition par un FPGA (seulement 8 voies traitées). Partie système de déclenchement décrite par un FPGA (technologie APA)
mars 2006	2 ^{ème} prototype complet : 8 FPGA pour la partie acquisition
juin 2006	Validation de l'architecture Front-End au cours du PRR (Production Readiness Review) [144][146]
septembre 2006	Cartes épreuves de la production
janvier 2007	Présérie de 13 cartes
juin 2007	Série de 97 cartes. Début de l'installation dans la caverne
juin 2007 - mai 2008	Phase de <i>Commissioning</i> du système de calorimètre
mai 2008	Démarrage du LHC

TAB. 6.1: Les étapes du développement des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe

Nous pouvons remonter l'historique de cette phase à la réalisation en 2001 d'une première carte qui a servi de démonstrateur des fonctionnalités liées à l'acquisition des données. Le premier prototype de circuit imprimé rassemblant à la fois les algorithmes d'acquisition et du système de déclenchement est apparu en avril 2004. Il combine 2 solutions technologiques et a permis de décider de la solution qui se prête au mieux aux spécifications demandées. Il fut suivi d'un deuxième prototype de circuit imprimé en 2005. La phase de développement a été accompagnée, au fur et à mesure, de tests "grandeur nature" à l'aide de faisceau test. La phase de production s'est échelonnée dans le temps afin de s'assurer de la conformité des cartes produites. D'abord 2 cartes épreuves ont été produites, puis

une présérie de 13 cartes et enfin 97 cartes pour la série.

Ma participation à ce travail s'inscrit sur deux périodes de la phase de développement. Au cours de ma première participation [147], nous avons validé les algorithmes de correction du signal échantillonné du premier prototype et qualifié la chaîne d'acquisition cellule scintillante - fibre optique - carte Very Front-End - carte Front-End au cours d'un essai au CERN avec un faisceau test en 2004. Un travail beaucoup plus conséquent s'inscrit dans la période de décembre 2005 jusqu'en mai 2007 et le manuscrit ci-présent ne rendra compte que de cette seconde partie. Le circuit imprimé des cartes étant validé, les programmes des circuits logiques programmables doivent être testés et enrichis pour aboutir aux versions finales.

Préalablement, nous discuterons de l'architecture adoptée pour la carte Front-End dans le dernier prototype de la carte Front-End.

6.2 Premier aperçu de l'architecture Front-End

Dans cette section, nous exposerons et justifierons l'architecture des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe qui est adoptée actuellement. Cette description sera effectuée à plusieurs échelles : du châssis de cartes Front-End aux composants FPGA contenus dans une carte. Un dernier paragraphe sera consacré aux dispositifs mis en place à l'égard des phénomènes de radiation susceptibles de se produire au cours de l'expérience.

6.2.1 À l'échelle d'un châssis de cartes Front-End

Dans l'expérience LHCb, des conventions en matière d'électronique ont été adoptées afin d'uniformiser les différents éléments entrant dans l'électronique du calorimètre. Elle fixe le format des cartes Front-End et les moyens de supervision.

Les 100 cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe sont réparties dans des châssis au nombre de 8 comme le montrent les figures 6.1 et 6.2. Nous pouvons remarquer que les cartes de contrôle SPD qui collectent la multiplicité calculée par nos cartes sont également incluses dans le châssis. En outre, cette disposition des cartes Front-End justifie les conventions TOP, BOTTOM, RIGHT et LEFT employées dans le chapitre 5. La carte voisine RIGHT correspond à la carte qui se situe juste à droite en regardant la face avant du châssis. Nous reviendrons sur l'organisation générale de l'expérience dans le chapitre 7. L'utilisation de ces châssis conditionne les dimensions de la carte et son alimentation [148]. Les cartes sont enfichées dans un "fond de panier" (ou backplane) qui permet aux cartes de recevoir ou d'envoyer des données autrement que par des transmissions par la face avant. Il permet également aux cartes de dialoguer entre elles ou vers l'extérieur.

La présence d'une carte CROC (Calorimeter ReadOut Card) [149] est primordiale pour le bon fonctionnement du châssis. Cette carte permet de faire la liaison entre les cartes du châssis et l'environnement extérieur. Les données acquises par les cartes Front-End sont envoyées à la carte CROC par le fond de panier et transmises ensuite au système d'acquisition. Concernant cette dernière fonctionnalité, la carte CROC possède également des mémoires RAM (Random Access Memory) permettant au superviseur d'"espionner" les informations envoyées au système d'acquisition. En outre, elle délivre à travers le fond

de panier l'horloge aux autres cartes. Cette horloge peut être soit générée en interne par la carte CROC, soit provenir d'une source externe.

En matière de supervision, un bus série spécifique nommé SPECS (a Serial Protocol for the Experiment Control System) [150][151] a été développé pour gérer l'électronique de l'expérience LHCb. Ce protocole de communication d'un débit de 10 Mbits/s par câble ethernet est adapté à l'environnement radioactif de l'expérience. Il repose sur le principe de maître-esclave. De ce fait, l'ordinateur dédié à la supervision doit posséder une carte SPECS dite 'maître' et la carte CROC doit posséder une carte mezzanine SPECS dite 'esclave'.

Cette solution matérielle commune à l'ensemble des dispositifs électroniques du calorimètre va conditionner l'architecture des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe.

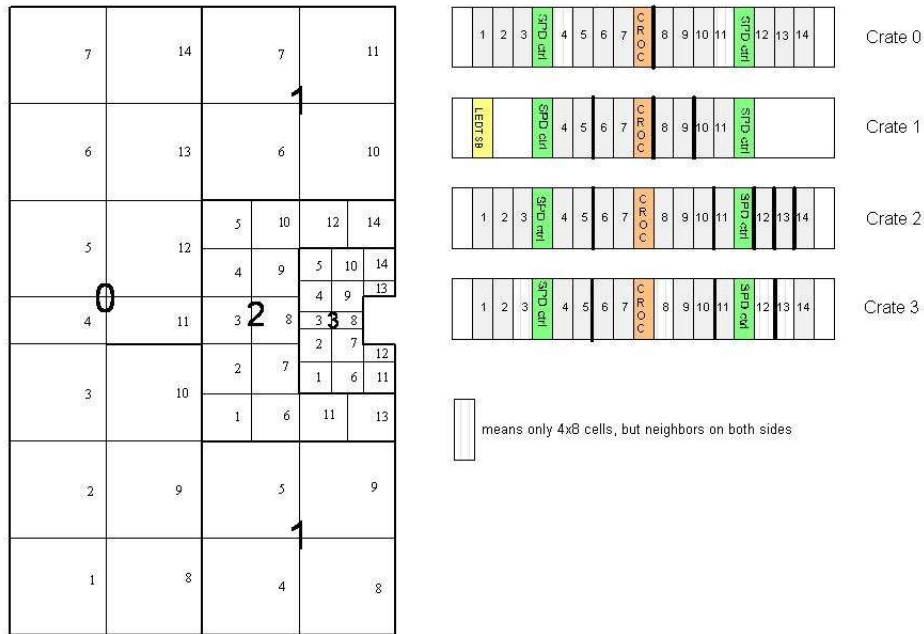
6.2.2 À l'échelle d'une carte Front-End

Le coeur de l'architecture des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe repose sur les circuits logiques programmables : des FPGA (Field Programmable Gate Array). Les FPGA sont composés d'un ensemble de blocs logiques élémentaires qui peuvent être interconnectés de manière à réaliser une fonction logique précise. Cette interconnection est transparente pour le concepteur. En effet, les fonctions que doit remplir le composant sont d'abord codées dans le langage de description VHDL (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language). L'étape de synthèse logique permet de passer de la représentation fonctionnelle en VHDL à un schéma en porte logique.

Pour la partie acquisition des données du détecteur de pied de gerbe, 8 FPGA (AX1000) sont utilisés, chacun pouvant gérer 8 canaux. Cette technologie est bien éprouvée mais présente l'inconvénient de n'être "programmable" qu'une seule fois. Il est nécessaire de s'assurer que le "programme" chargé correspond parfaitement à nos attentes avant de charger tous les FPGA. Comme le montre la figure 6.3, ces 8 composants seront nommés *FE-PGA* par rapport aux fonctions qu'ils remplissent. Leurs principales fonctionnalités sont de corriger les signaux numérisés par les CAN et de déterminer les cellules actives pour le système de déclenchement. Ils transmettent ces informations aux autres éléments du chemin d'acquisition selon que les événements sont sélectionnés ou pas par le système de déclenchement de niveau L0.

La partie dédiée au système de déclenchement est réalisée par un FPGA, APA 450. Sont intégrés dans le composant dénommé TRIG-PGA le calcul de la multiplicité SPD et la détermination du Trigger Cluster. La technologie employée pour le TRIG-PGA présente l'avantage de pouvoir être reprogrammée plusieurs fois. Cette caractéristique donne une grande souplesse quant au développement de l'algorithme visant le système de déclenchement.

La carte Front-End comporte de nombreuses entrées et sorties pour interagir avec d'autres éléments de l'électronique du calorimètre. Celles-ci peuvent être placées sur la face avant (uniquement les données analogiques issues des cartes Very Front-End) ou sur le "fond de panier" (en entrée : les bits du SPD, les adresses du calorimètre électromagnétiques, les cellules voisines du détecteur de pied de gerbe et du SPD ; en sortie : la multiplicité SPD,



last change : 17 January 2006

PreShower + SPD C side

FIG. 6.1: Répartition des cartes Front-End et des cartes de contrôle SPD dans les châssis pour un demi-plan du détecteur de pied de gerbe (dispositions symétriques pour les châssis 4 à 7)

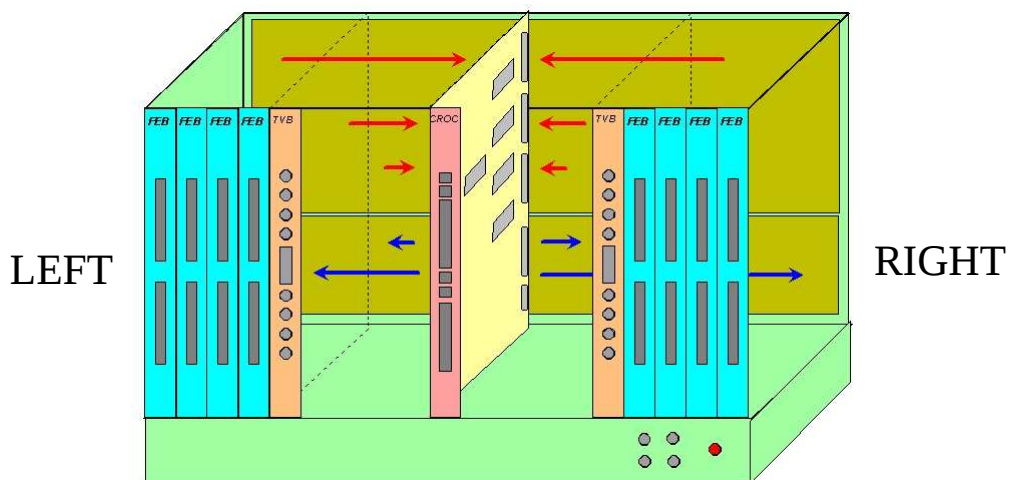


FIG. 6.2: Châssis pour les cartes Front-End et la carte CROC

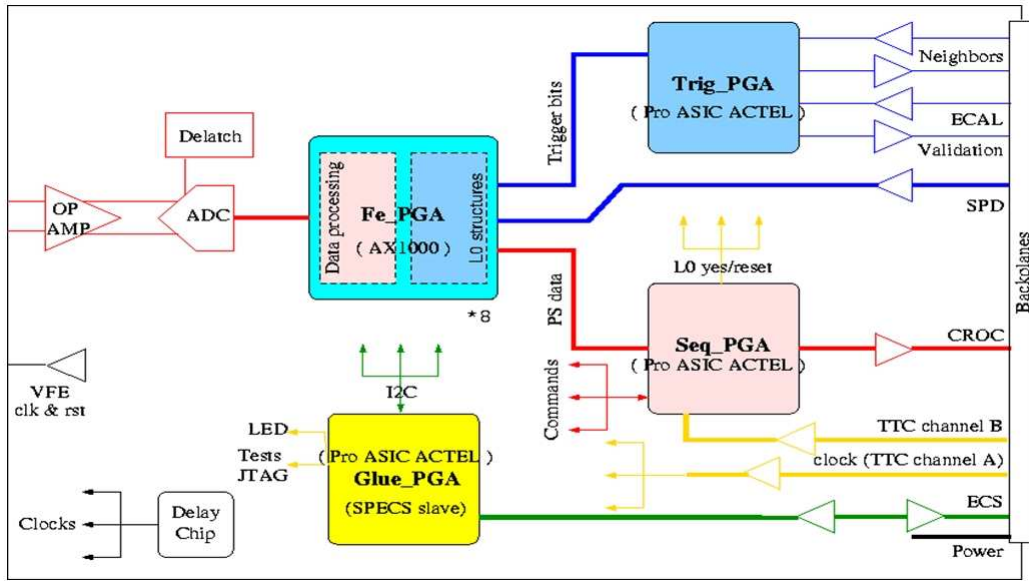


FIG. 6.3: Interface graphique du FEPGA

les cellules correspondant à une gerbe électromagnétique et les cellules de bord). Il est nécessaire de mettre en phase les différentes données d'entrée. Nous pouvons considérer que le déphasage des données propagées par câble est plus important que celui des données par fond de panier. La carte possède alors des composants déphaseurs (*delay chip*) qui permettent d'avancer la phase de 0 à 24 ns de manière à être en phase. Un déphaseur est également utilisé pour régler la phase au niveau du CAN.

La carte Front-End du détecteur de pied de gerbe comporte également deux autres FPGA développés par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL). Un premier nommé SEQ-PGA reçoit les données corrigées par les FE-PGA, les reséquence avant de l'envoyer vers le système d'acquisition (par le biais de la carte CROC). Il participe également au système de synchronisation et déclenchement. En particulier, il reçoit le signal L0 et envoie l'ordre (*readCommand*) aux FE-PGA d'envoyer les données. L'autre FPGA, dit GLUE-PGA, réalise l'interface en matière de supervision entre la carte CROC et les FPGA de la carte Front-End. Les transmissions entre le superviseur et les FPGA s'effectuent initialement par le bus SPECS, puis par le bus I²C (Inter Integrated Circuit Bus). De surcroît, le GLUE-PGA gère l'allumage des LED sur la face avant de la carte Front-End pour renseigner des différents ordres envoyés à la carte.

6.2.3 À l'échelle d'un composant FPGA

Les FPGA constituent le coeur algorithmique de l'électronique Front-End. Notre travail s'est essentiellement intéressé au développement et à la validation des "programmes" intégrés dans ces composants.

L'architecture du composant est "pipelinée", ce qui signifie que chaque opération est décomposée en une succession d'opérations élémentaires et que les données sont traitées à la chaîne. Cette technique permet de s'approcher d'un débit d'une instruction par cycle d'horloge avec une fréquence élevée (40 MHz dans notre cas). Pour synchroniser les différents flux d'entrée, des registres à décalage (*pipe-line registers*) sont utilisés pour retarder,

en fonction des besoins, chaque flux de plusieurs cycles d'horloge.

La configuration des FPGA est renfermée à l'intérieur de registres. Prenons, l'exemple d'un FE-PGA, 9 registres sont utilisés pour décrire le mode de fonctionnement souhaité et 48 autres registres contiennent les paramètres utilisés dans la correction du signal (pedestal, gain, paramètre α , le seuil pour le système de déclenchement). Des registres en lecture seule renseignent le superviseur sur l'état du composant.

Une partie importante des ressources des FPGA est dédiée aux moyens de débogage et de synchronisation du détecteur de pied de gerbe avec les autres éléments du calorimètre (voir chapitre 7). Nous citerons en particulier la présence de mémoires RAM (Random Access Memory) d'une profondeur de 256 cycles d'horloge. Ainsi des mémoires RAM permettent d'injecter dans les algorithmes du composant une succession de 256 valeurs, en se substituant aux entrées analogiques de la carte. De même, des mémoires permettent d'acquérir le résultat des opérations réalisées sur un intervalle de 256 cycles d'horloge.

6.2.4 Contraintes liées à l'usage de l'électronique pour l'expérimentation

L'environnement de l'expérience LHCb est hautement radioactif et peut potentiellement affecter l'électronique Front-End du calorimètre [152][153]. On peut d'abord discerner les effets d'accumulation de dose qui dégradent progressivement le comportement des composants de la carte. Ils peuvent se traduire par la création de paires électron-trou dans le matériau du composant ou par un déplacement d'atomes de leur position initiale. D'un autre côté, des particules incidentes peuvent interagir avec la matière du composant ce qui donne trois manifestations possibles :

- *Single Event Upset* ou *SEU* : la particule incidente peut casser un noyau de silicium et produire un noyau de recul hautement ionisant. La conséquence pour les composants de type FPGA est l'inversion d'un bit dans les registres ou les RAM.
- *Single Event Latch-Up* ou *SEL* : par le même phénomène physique, l'interaction entre la particule incidente et la matière pourrait causer des court-circuits dans les circuits qui pourraient, de ce fait, être détruits.
- *Single Event Transient* ou *SET* : la particule incidente pourrait indirectement ioniser une partie du composant. Cette collection de charge conduirait à l'apparition d'un signal parasite.

Afin de déterminer l'impact de l'environnement radioactif de LHCb, des tests ont été réalisés pour s'assurer de la tenue aux radiations des différents composants qui composent la carte Front-End. La majorité des composants comme les FPGA utilisés pour l'électronique du détecteur de pied de gerbe sont communs avec ceux utilisés par le calorimètre électromagnétique et hadronique. Le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) a qualifié les composants en question contre les phénomènes SEU et SEL [153][154][155]. Les composants spécifiques de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe tels que les CAN ont été testés au GANIL en 2003 avec un faisceau de krypton [156]. Le test repose sur l'évolution de la consommation en courant et du bon fonctionnement des composants

après irradiation. Aucune manifestation d'effets cumulatifs de dose n'a été observée. Pour les CAN, 10 SEL par an sont attendus avec 95% de niveau de confiance.

Pour faire face à ces éventuels problèmes, l'architecture électronique est dotée de divers protections que nous allons expliciter :

- Comme les radiations peuvent causer des appels de courant (SEL) qui pourraient détériorer la carte électronique, la consommation de courant est contrôlée par des systèmes limiteurs de courant appelés *delatchers*. Si l'intensité dépasse un seuil fixé, les *delatchers* réinitialisent la carte. Sur la carte Front-End, 4 *delatchers* sont utilisés (deux pour les 8 FE-PGA, un pour le TRIG-PGA et les autres FPGA, et un pour les déphaseurs). Le seuil des *delatchers* sera réglé à la valeur maximale de consommation en courant des composants, surélevée d'une marge de sécurité.
- Pour protéger les valeurs des registres contre les SEU, un système "*triple voting*" est adopté. Cette méthode consiste à dupliquer en trois exemplaires chaque registre. Un "vote" est effectué sur les trois registres pour déterminer la valeur correcte au cas où il y aurait une erreur.
- De même, les transmissions par câble sont protégées via un code de Hamming. Ce code reformule les données envoyées en insérant des bits redondants permettant la détection et la correction par le dispositif électronique d'une éventuelle inversion de bit dans un bloc de données. Pour la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe, seules les transmissions des paramètres de correction de signal sont concernées. L'ensemble des paramètres, étant représenté initialement par 48 octets, est alors codée sur 66 octets, soit 18 octets redondants.

6.3 Mise en place d'un banc de test

Pour tester le circuit imprimé et les différentes versions des FPGA, nous avons participé à la mise en place d'un banc de test. Ce dernier comprend une partie matérielle et une partie logicielle. Ma contribution concerne essentiellement ce dernier point.

6.3.1 Structure matérielle

Nous disposons de deux châssis pour l'étude des cartes Front-End. Le premier est un châssis classique comme celui présenté par la figure 6.2. Il permet de vérifier le fonctionnement de 14 cartes dans les conditions les plus proches de celles de l'expérience. Le deuxième châssis a été conçu par l'équipe microélectronique du LPC afin de tester l'ensemble des fonctionnalités de la carte et d'offrir de nombreuses possibilités en matière de débogage électronique. Le pendant est qu'il ne peut contenir qu'une seule carte Front-End. Nous nous attarderons plus sur la description de ce châssis "fait maison" dont le banc de test associé est décrit par la figure 6.4.

Le châssis comprend une carte Front-End et une carte CROC. Le dispositif reprend les moyens de supervision de l'expérience, c'est-à-dire que la gestion de la carte Front-End s'effectue entre un PC et le CROC, plus précisément entre la carte SPECS maître et la

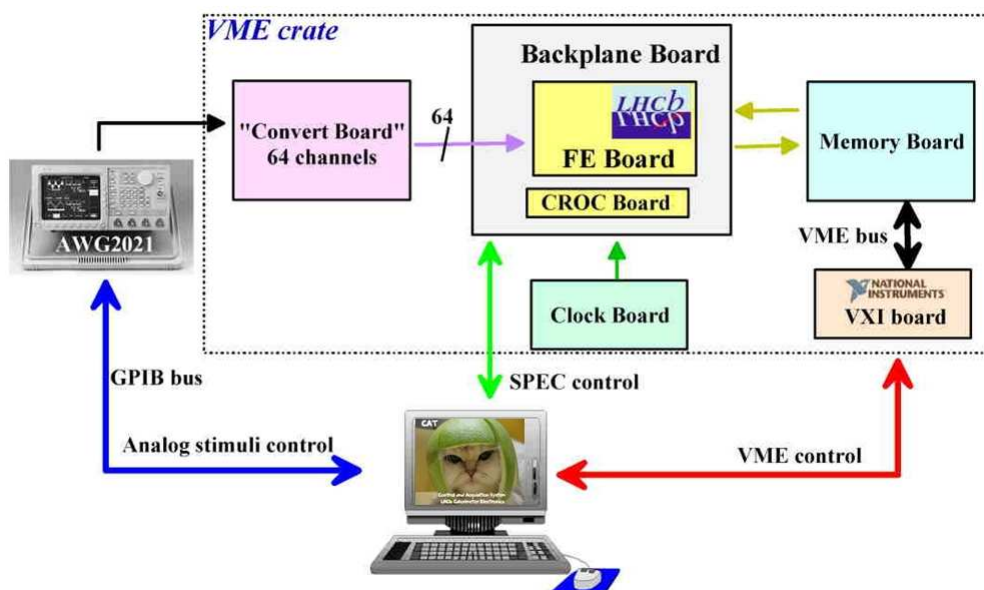


FIG. 6.4: Banc de test

carte SPECS esclave. En outre, une carte située à l'extérieur du châssis permet de délivrer un signal d'horloge externe, exploitable par le CROC. La fréquence de cette horloge est réglable manuellement.

Les données analogiques de la carte peuvent être introduites via une carte Very Front-End comme dans l'expérience. Le banc de test présente également la possibilité d'injecter des données issues d'un générateur de signaux analogiques (Analogic Wave Generator ou AWG). Le superviseur peut contrôler par le PC la forme du signal périodique envoyé.

Cinq cartes mémoires permettent de simuler les différents éléments électroniques qui interagissent avec la carte Front-End (sauf la carte Very Front-End). Ces cartes peuvent être vues comme des mémoires RAM(Random Access Memory) dont la profondeur maximale est de 2^{16} bits (soit 65536 événements successifs). Leur contenu peut être écrit ou lu par l'ordinateur de supervision en passant par le protocole VME/VXI développé par National Instruments. En entrée, elles peuvent injecter les données SPD, les adresses des cellules les plus chaudes du calorimètre électromagnétique et les cellules du détecteur de pied de gerbe des cartes Front-End voisines. En sortie, elles recueillent les résultats des algorithmes du système de déclenchement (multiplicité SPD et amas de cellules) ainsi que les cellules voisines du détecteur de pied de gerbe envoyées vers les autres cartes Front-End.

Le programme interne des cartes mémoires a également évolué au cours de la phase de tests des prototypes Front-End. Les améliorations apportées concernent essentiellement l'ajout de mode de synchronisation des données envoyées ou reçues afin de faciliter et de consolider les essais effectués.

6.3.2 Structure logicielle

Le logiciel de supervision des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe a été développé dans l'environnement CAT (Control and Acquisition Task) [157][158]. CAT est un

environnement logiciel développé par le laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) afin de gérer l'électronique du calorimètre de l'expérience LHCb et de vérifier leur bon fonctionnement. Nous avons implémenté dans CAT de nombreuses classes en langage C++ pour gérer, tester et valider les cartes Front-End. Comme le code de CAT est partagé par toutes les équipes responsables d'une carte électronique du calorimètre, il a fallu veiller à suivre au cours du développement les différents ajouts ou modifications apportés par les autres équipes et uniformiser le code de manière à rendre cohérente la structure de CAT.

Le programme CAT permet ainsi de créer une interface graphique pour la gestion des cartes Front-End. Celle-ci se décline sous forme de panneau graphique dédié à chaque circuit logique de la carte. Ainsi, chaque FPGA de la voie d'acquisition peut être piloté par un panneau graphique ainsi que le FPGA du système de déclenchement. Les figures 6.5 et 6.6 représentent respectivement le panneau graphique associé à un FE-PGA et celui à un TRIG-PGA. Ces figures présentent l'avantage de montrer l'étendu des modes et des options intégrés dans les circuits logiques. Grâce à ces panneaux, le superviseur peut simplement et rapidement écrire, lire et vérifier les registres de configuration ainsi que les paramètres de correction du signal. La prise en charges des mémoires RAM est implémentée. Les RAM d'entrée peuvent être chargées à partir de motif préétabli et le contenu des RAM de sortie peut être consulté.

En outre, nous avons réalisé un panneau graphique à l'échelle de la carte Front-End. Une capture d'écran du panneau est représentée sur la figure 6.7. Ce panneau rassemble toutes les fonctionnalités de la carte : FEPGA, TRIG-PGA, GLUE-PGA, SEQ-PGA et les composants déphaseur. La configuration de l'ensemble de la carte est réalisée via un fichier d'options. Le panneau permet de visualiser d'un coup d'oeil si toute la configuration est bien chargée.

En outre, CAT facilite l'écriture de tests automatisés que nous qualifierons par la suite processus de tests. Cette ossature logicielle nous a permis de réaliser de nombreux processus de test afin de vérifier l'intégralité des fonctionnalités de la carte.

6.4 Développement du coeur algorithmique des cartes Front-end

Dans cette partie, nous traiterons du développement des programmes chargés à l'intérieur des FE-PGA et du TRIG-PGA. Nous mettrons en avant les tests et leur résultats qui ont conduit à la validation de ces programmes. En outre, nous déterminerons les caractéristiques en matière d'acquisition de l'électronique Front-End.

6.4.1 Enrichissement et validation du programme des FE-PGA

6.4.1.1 Contexte du développement du programme des FE-PGA

L'élaboration du programme des FE-PGA a constitué un axe prioritaire dans la phase de développement. En effet, la technologie AX1000 ne permet pas la reprogrammation du composant. Changer le programme du FE-PGA consiste à désolder le FE-PGA présent sur la carte et à resolder un nouveau qui intègre le nouveau programme. Par conséquent, un travail minutieux doit être effectué sur le programme des FE-PGA afin de minimiser

CHAPITRE 6. DÉVELOPPEMENT DE L'ARCHITECTURE FRONT-END : DES CARTES PROTOTYPES AUX CARTES DE PRODUCTION

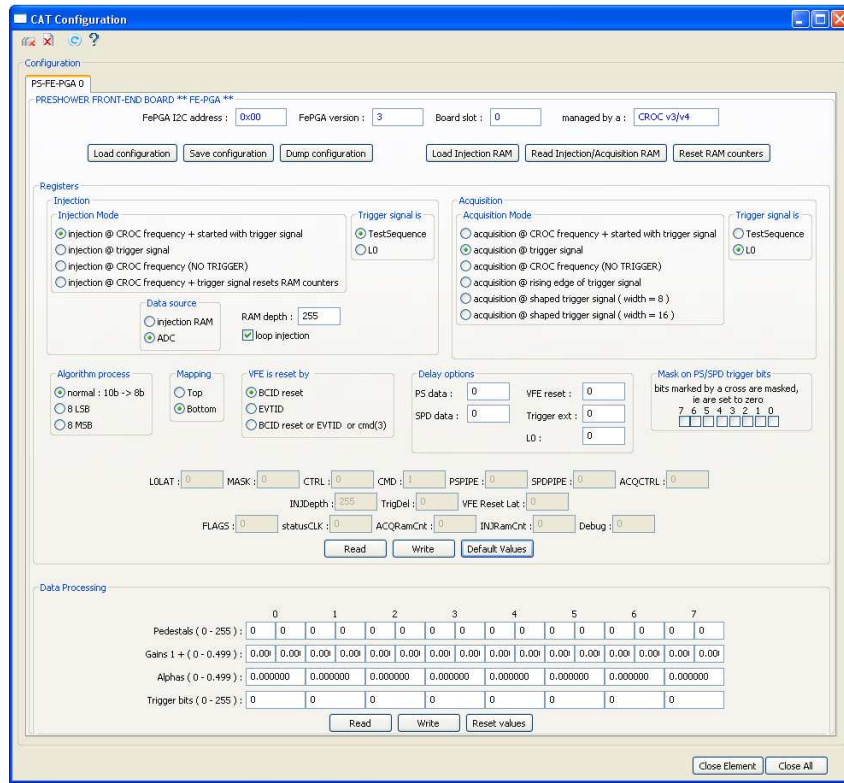


FIG. 6.5: Interface graphique d'un des 8 FE-PGA

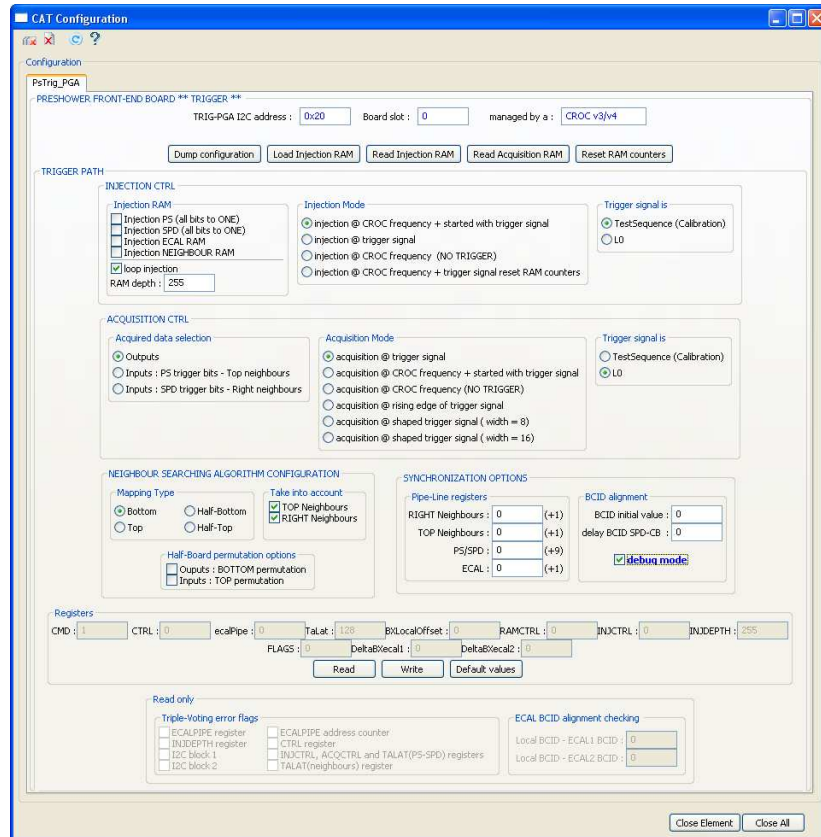


FIG. 6.6: Interface graphique du TRIG-PGA

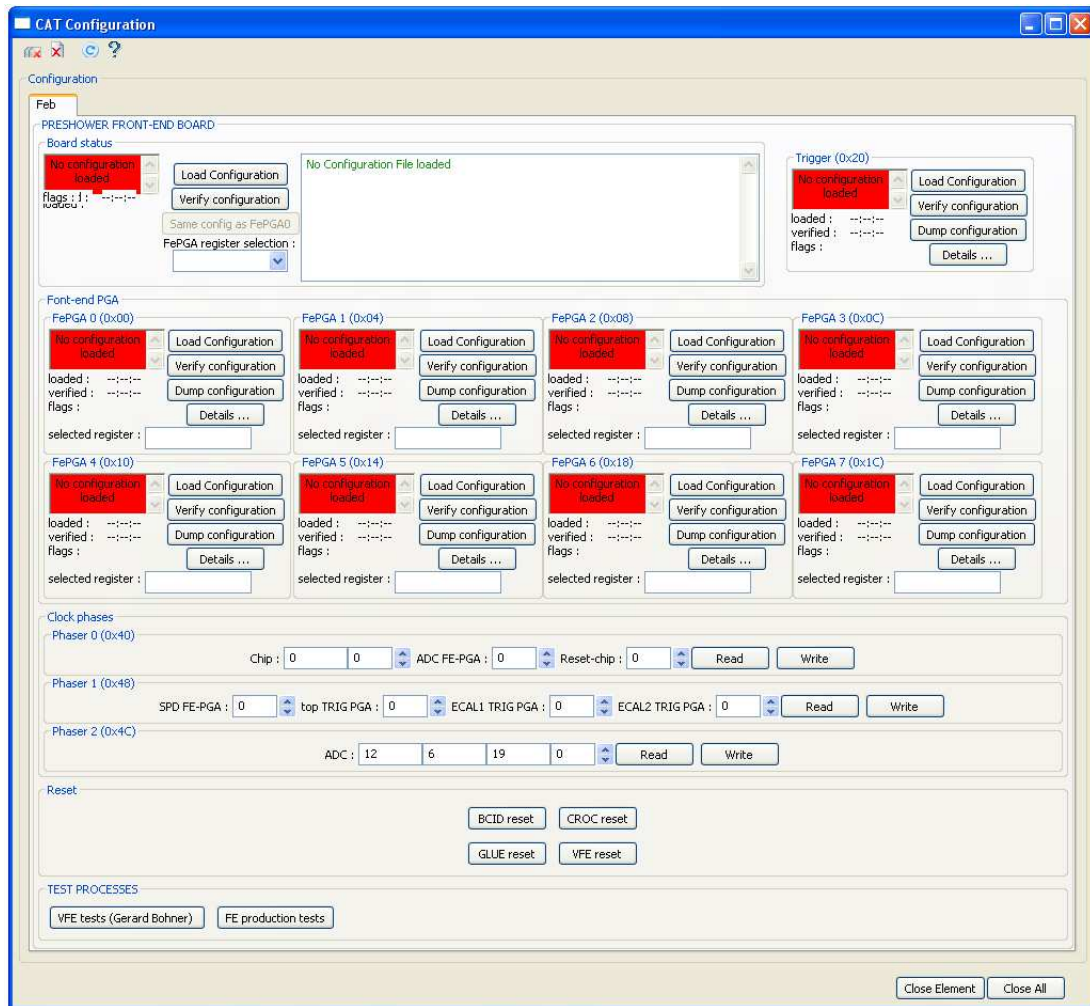


FIG. 6.7: Interface graphique pour la gestion d'une carte Front-End

le nombre de composants utilisés dans la phase de test. La stratégie employée consiste à valider le fonctionnement d'un prototype Front-End avec un seul FE-PGA. Le test est effectué alors uniquement sur 8 voies du détecteur de pied de gerbe. Une fois le programme du composant validé, la validation s'est portée sur une carte complète, c'est-à-dire comprenant 8 FE-PGA.

En outre, les algorithmes de traitement de signal ont déjà été éprouvés et testés avec des vraies données au cours des périodes de faisceau test au CERN. Nos efforts se sont alors dirigés vers le test des différents régimes ou modes autorisés par le FE-PGA ainsi que du chemin d'acquisition. Il est important de souligner que la partie du code du FE-PGA qui concerne l'envoi des données au rythme du système de déclenchement de niveau L0 est développée par le Laboratoire de L'accélérateur Linéaire. Le programme complet du FE-PGA nécessite une complémentarité entre cette partie du code et celle développée à Clermont-Ferrand.

Ainsi, depuis la production du premier prototype de la carte Front-End en août 2004, seulement 6 versions des FE-PGA se sont succédées afin d'arriver à la version définitive. Les principales modifications par rapport à l'architecture initiale concernent :

- correction de quelques "bugs" mineurs
- ajout d'options supplémentaires pour faciliter le débogage
- modifications pour suivre l'évolution des stratégies employées dans l'électronique du calorimètre

Désormais, nous allons nous intéresser aux essais réalisés au cours de la phase de développement et qui ont permis de valider le programme final des FE-PGA.

6.4.1.2 Chargement des registres du FE-PGA

Pour tester la communication I^2C avec les FE-PGA, la méthode adoptée possède la structure suivante :

- La configuration de la carte est tirée aléatoirement c'est-à-dire que les 9 registres de contrôle et les 48 registres pour les paramètres de correction du signal (représentés par 66 octets en codage de Hamming) sont chargés avec une valeur choisie au hasard.
- Ces valeurs sont écrites dans les registres des FE-PGA puis relues.
- Le principe du test est basé sur la comparaison entre les valeurs envoyées et les valeurs reçues. Si une erreur est détectée, les valeurs sont lues une seconde fois afin de déterminer s'il s'agit l'erreur est intervenue au cours de la lecture ou au cours de l'écriture. Si une erreur de communication liée au bus SPECS apparaît, la carte SPECS maître du PC est réinitialisée.

Le test est effectué 500000 fois. Les nombres d'erreurs de lecture et d'erreurs d'écriture sont similaires et très faibles. Le taux d'erreur dépend évidemment de la longueur de la

trame de données : 6 erreurs lecture/écriture pour les registres de contrôle et 20 erreurs lecture/écriture pour les paramètres de correction. Lorsque le détecteur LHCb sera complètement installé, ces éventuelles erreurs pourront être détectées et corrigées au cours du chargement de la configuration des cartes en relisant systématiquement les valeurs écrites.

Des travaux ont été réalisés de manière à s'assurer que la carte décrypte correctement les trames dont les données sont codées selon la méthode de Hamming. La détection et la correction par les FE-PGA de bits erronés dans les données envoyées ont été testées intensivement.

6.4.1.3 Mode d'acquisition/injection et synchronisation

Les différents modes de fonctionnement du composant FE-PGA ont été testés individuellement. Nous pouvons citer en particulier les différentes options en matière d'injection et d'acquisition de données. L'injection des données dans les algorithmes du FE-PGA ou l'acquisition des données résultantes peut être effectuée au rythme du signal d'horloge, du signal L0 ou d'un autre signal baptisé *TestSequence*. En outre, l'injection ou l'acquisition peut être déclenchée au premier front montant de ces trois signaux de référence. Le FE-PGA possède également des options permettant de mettre en forme le signal L0 ou le signal *TestSequence* en entrée sur le composant.

Nous avons également validé le fonctionnement des registres à décalage permettant de retarder les différentes entrées (données du détecteur de pied de gerbe et données du SPD).

6.4.1.4 Correction du signal et détermination des cellules actives

Le traitement effectué sur le signal du détecteur de pied de gerbe est étudié en le divisant en 4 étapes, chacune correspondant à une opération : soustraction des piédestaux, correction du gain, compensation du problème d'empilement et détermination des cellules actives. La stratégie employée dans le processus de test se fonde sur la comparaison des résultats de l'algorithme par rapport aux valeurs attendues. Dans ce but, les mémoires RAM des FE-PGA sont utilisées pour injecter des données prises aléatoirement et acquérir les valeurs de sortie. Pour les 4 fonctions énoncées, aucune erreur sur 22000 événements n'a été trouvée. Ce résultat confirme les tests effectués au CERN en période de faisceau test et garantit la robustesse des algorithmes.

6.4.1.5 Acquisition des données analogiques

Les données analogiques reçues par la carte Front-End suit le chemin d'acquisition suivant : CAN - FE-PGA - SEQ-PGA - CROC. La continuité de ce chemin de données est décomposée en deux parties. D'abord, la numérisation et la liaison entre les CAN et les FE-PGA sont validées en utilisant un signal généré par l'AWG en entrée. Puis pour vérifier la liaison entre les FE-PGA et le SEQ-PGA, les données sont injectées via les mémoires RAM des FE-PGA et acquises par les mémoires RAM "espionnes" du CROC.

Les piédestaux de la carte à vide (sans carte Very Front-End ou AWG connecté) sont mesurés. La figure 6.8a montrent les différentes valeurs des piédestaux, après correction, mesurées pour une voie sur une durée de 4 heures. Le spectre s'étend sur 3 LSB (Least

Significant Bit ou bit de poids de plus faible) ce qui met clairement en évidence que les piédestaux sont stables sur une longue durée. La figure 6.8b représente l'ensemble des mesures de bruit pour la totalité des voies. Ce bruit ne dépasse pas 0,55 coups de CAN ce qui est conforme aux spécifications.

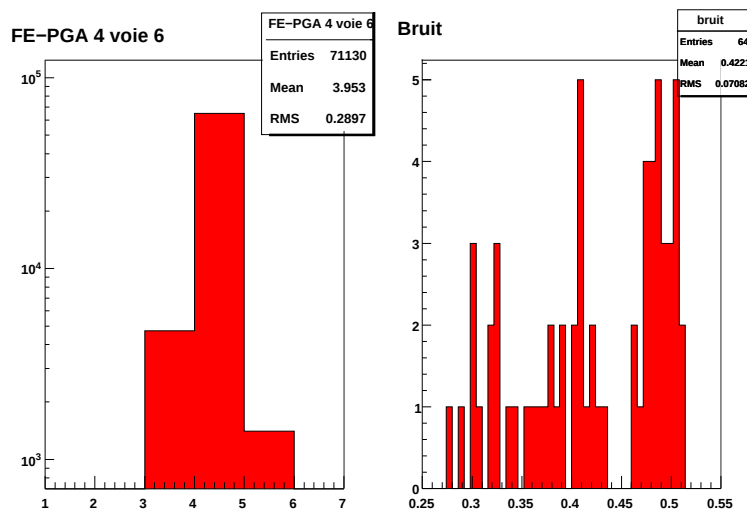


FIG. 6.8: a) Distribution des piédestaux d'une voie après correction. b) Distribution du bruit (en coup de CAN) pour les 64 voies [146]

L'injection par l'AWG de données analogiques a montré que la réponse de l'électronique Front-End était uniforme. Aucune diaphonie entre voie, interne à la carte, n'a été observée. Enfin, une carte Very Front-End a été couplée au prototype de carte Front-End afin de s'assurer de la transmission du signal d'horloge et du signal de reset.

6.4.1.6 Stabilité du FE-PGA par rapport au signal d'horloge

Nous avons testé le fonctionnement du FE-PGA pour différentes valeurs de fréquence d'horloge et notamment déterminé les valeurs supportées. Nous avons montré que le fonctionnement du FE-PGA est stable jusqu'à 50 MHz, soit 10 MHz au dessus de la valeur adoptée dans l'expérience.

6.4.2 Définition et validation de la partie système de déclenchement

6.4.2.1 Difficultés rencontrées lors de la phase de développement

Contrairement au programme des FE-PGA, le test du programme du TRIG-PGA a véritablement débuté en février 2006. Le TRIG-PGA bénéficie de la jeune technologie APA développée par ACTEL qui supporte la reprogrammation du composant. Alors que cette propriété devait rendre plus souple la réalisation du programme, celle-ci fut rendue délicate à cause de contraintes, internes à la technologie employée, qui étaient inconnues au début du projet :

- Parmi les FPGA de la famille APA, le composant APA450 a été choisi en fonction des ressources requises par les algorithmes du système de déclenchement. Cependant,

nous nous sommes rendus compte qu'au cours de la synthèse logique le composant ne parvenait pas à gérer un taux d'occupation des ressources trop important. Cela se traduisait par des déphasages internes importants, voire jusqu'à l'impossibilité de finaliser l'étape de synthèse logique. Ce problème fut confirmé par l'équipe en charge de la carte de validation, qui utilise la même technologie. Pour éviter ce problème, nous avons dû réduire et optimiser la taille du programme. Cette réduction s'est faite au détriment de certaines options de débogages, ce qui a rendu plus difficile le test du composant. En particulier, l'injection des cellules actives du détecteur de pied de gerbe et du SPD par une mémoire RAM du TRIG-PGA a été écartée. Ces données doivent être alors générées par les FE-PGA.

- Un handicap lié aux taux d'activité du composant a été mis en évidence. Il est bien connu que l'activité d'un FPGA augmente en fonction du taux de bits inversés en entrée, c'est-à-dire le rapport du nombre de bits qui sont modifiés d'un événement à un autre sur le nombre total de bits. Nous avons observé qu'au-delà d'une valeur critique de ce taux, le TRIG-PGA n'effectue pas correctement les opérations programmées. Une étude approfondie de ce problème a été menée par V. Niess [159]. Elle met en évidence certaines propriétés du phénomène. En particulier, le nombre d'événements traités à partir duquel le problème apparaît accroît avec le taux de bits inversés. La figure 6.9(a) montre la courbe représentant cette dépendance. Pour un taux supérieur à 40%, le système ne répond plus au bout de 50 cycles d'horloge. Plus le taux diminue, plus le seuil augmente et au deçà de 20%, le problème n'apparaît plus. De même, la valeur critique de 20% peut être améliorée si la fréquence de l'horloge est plus faible (figure 6.9(b)) ou si la température environnante est plus basse.

Toutefois, l'état dans lequel le système reste une fois le problème apparu est temporaire. Le TRIG-PGA recouvre ses capacités après une période d'activité moins intense. En outre, dans les véritables conditions de l'expérience, la valeur critique de 20% n'est jamais atteinte. D'après les simulations, le taux moyens de bits inversés atteint 7% pour la cellule la plus chaude du détecteur de pied de gerbe et pour la plus haute luminosité admissible [159]. Les successions d'événements entraînant un dépassement du seuil sont suffisamment rares pour que le système ait le temps de récupérer. Par conséquent, le problème constaté n'affectera pas le TRIG-PGA dans les conditions normales de fonctionnement mais sera gênant dans les tests que nous réaliserons. L'étude menée sur ce problème a été communiquée à la société ACTEL.

Au final, 10 versions majeures du TRIG-PGA se sont succédées, sans compter les versions défectueuses à cause de ces problèmes techniques ou celles réalisées uniquement dans le but de diagnostiquer un problème particulier. Ce nombre de versions montre également la complexité des algorithmes qu'il a fallu tester intensivement pour aboutir à une version "mûre".

Nous allons décrire les tests utilisés pour valider le programme du TRIG-PGA. Nous ne parlerons pas des tests des chargements des registres de contrôle ou de ceux des différents modes d'injection/acquisition similaires à ceux des FE-PGA.

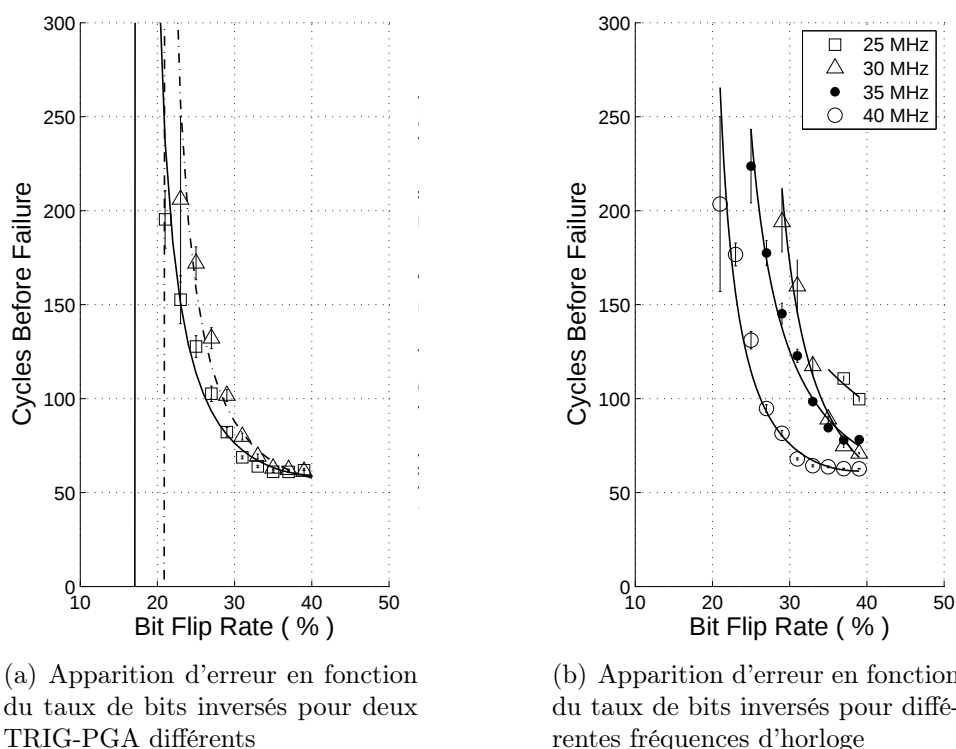


FIG. 6.9: Mise en évidence d'une valeur critique du taux de bits inversés par le TRIG-PGA [159]

6.4.2.2 Test de connectivité

Comme nous l'avons expliqué, le banc de test est conçu pour vérifier toutes les entrées/sorties de la carte. Pour tester les entrées, les données sont injectées par les cartes mémoires. Les données envoyées sont choisies de manière à vérifier la transmission de chaque bit. Un mode du TRIG-PGA permet de stocker dans les mémoires RAM d'acquisition les données reçues par le composant. La comparaison entre les données reçues et les données envoyées permet de conclure sur la continuité des liaisons. Auparavant, il faudra veiller à ce que les déphaseurs correspondant aux entrées testées soient correctement réglés.

Les sorties sont testées de manière similaire en injectant des données par les mémoires RAM d'entrée. Ces données sont choisies de manière à ce que les résultats des algorithmes permettent de vérifier la transmission de chaque bit.

Bien entendu, la communication extérieure a été également vérifiée avec les véritables cartes qui interagissent avec la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe.

6.4.2.3 Test de calcul de la multiplicité SPD

Le calcul de la multiplicité SPD est testé en utilisant les mémoires RAM d'injection des FE-PGA et la mémoire RAM d'acquisition du TRIG-PGA. Un premier test consiste à injecter une série de données SPD permettant de faire défiler les valeurs de multiplicité SPD de 0 à 64. Un test plus complet a été réalisé en tirant aléatoirement les valeurs d'entrées. Aucune erreur n'a été constatée sur 400 000 événements.

6.4.2.4 Test de l'algorithme du Trigger Cluster

L'algorithme en question a été validé en plusieurs étapes :

- D'abord, on vérifie que le TRIG-PGA prend en compte et traite correctement les différentes cartographies de voie du détecteur de pied de gerbe, ainsi que le mode où seulement 32 voies sont connectées.
- Un test simple de l'algorithme de détermination du Trigger Cluster est effectué. Seulement un couple de cellules (détecteur de pied de gerbe et SPD) est activée (de manière aléatoire) ; les autres cellules étant mises à zéro. Les adresses envoyées normalement par les cartes Front-End du calorimètre électromagnétique sont injectées par les mémoires RAM du TRIG-PGA. Pour une configuration donnée, les valeurs des adresses défilent de 0 à 31. Ce test permet de s'assurer sur des événements simples, la détermination de l'amas 2x2 de cellules pour toutes les adresses. L'essai a été réalisé sur plusieurs milliers d'événements.
- Enfin, un test plus complet tire aléatoirement les données du détecteur de pied de gerbe et du SPD, en maintenant un taux de bits inversés inférieur à 20%.

6.4.2.5 Synchronisation et intégration

Nous avons montré que les deux prototypes de carte Front-End transmettaient correctement les cellules voisines. L'intégration de la carte dans l'électronique du système de déclenchement a été vérifiée au cours de tests communs organisés au CERN. Ces tests font l'objet du chapitre 7.

A l'issue de la phase de développement, nous avons validé les versions finales des programmes des FE-PGA et du TRIG-PGA. Celles-ci ont été approuvées par la collaboration LHCb au cours du PRR(Production Readiness Review). Elles marquent ainsi le début de la phase de production de la centaine de cartes nécessaires au fonctionnement du détecteur LHCb.

6.5 Production des cartes Front-End

Un total de 112 cartes Front-End est requis : 100 pour le fonctionnement du détecteur et 12 cartes supplémentaires en cas de détérioration majeure d'une carte en cours de l'expérience. Pour s'assurer de la conformité de ces cartes, un protocole de test a été mis en place. Des tests préliminaires sont effectués par le fabricant HITACHI sur le site de production et l'ensemble des fonctionnalités est vérifié intensivement au Laboratoire de Physique Corpusculaire.

6.5.1 Production des cartes et tests réalisés par le fabricant

Nous rappelons brièvement les grandes étapes de la fabrication des cartes Front-End et nous insisterons davantage sur les tests effectués à chaque étape. Nous ne retiendrons que

les tests effectués sur la série des 97 cartes.

Dans un premier temps, les circuits imprimés sont produits et systématiquement testés au niveau électrique. Plus exactement, des tests de continuité sont effectués pour détecter la présence de pistes coupées et des tests d'isolation électrique pour s'assurer que deux pistes voisines ne se touchent pas.

Ensuite, les composants électroniques sont implantés sur le circuit imprimé. Cette étape de montage est validée par le recours à deux essais :

- contrôle optique : une caméra optique balaye la surface de la carte et détecte des défauts de montage tels que l'orientation des composants ou des défauts de soudure.
- test JTAG (Joint Tests Action Group) [160] : du nom du groupe de travail qui a conçu la norme, ce test permet de vérifier les interconnexions entre les composants FPGA et détecte les pistes coupées ou des défauts de soudure. La réalisation de test n'est possible uniquement que si la technologie des FPGA supporte le protocole JTAG. Pour les cartes Front-End, le test permet de vérifier la continuité des liaisons entre les composants FE-PGA, TRIG-PGA, GLUE-PGA et SEQ-PGA.

Enfin, les cartes Front-End subissent l'opération de déverminage (ou *burn-in*). Les composants sont soumis à des contraintes thermiques : 3 cycles de 0°C à 70°C sur 72 heures. Ce traitement provoque l'apparition de pannes éventuelles ("*défauts de jeunesse*") qui auraient pu apparaître dans les premiers mois de fonctionnement si le déverminage n'était pas effectué. Ces défauts éventuels devront être détectés par le protocole de test mis en place à Clermont-Ferrand.

6.5.2 Tests réalisés au laboratoire de Physique Corpusculaire

6.5.2.1 Position du problème

Le nombre et la durée des tests nécessaires à la qualification des cartes Front-End sont contraints par le respect du planning du projet. Il a été spécifié que le protocole de test doit pouvoir statuer en moins de deux heures sur la conformité d'une carte. La situation idéale serait de vérifier le fonctionnement de la carte pour toutes les configurations qui peuvent se présenter au cours de l'expérience. En considérant juste les 64 voies du détecteur de pied de gerbe, on a 2^{64} combinaisons possibles en entrée (le signal d'une voie étant numérisée sur 10 bits). Cette quantité colossale de combinaisons interdit de suivre cette stratégie.

Par conséquent, toutes les données d'entrée seront tirées aléatoirement. Les tests mis au point au cours de la phase de développement des programmes du FE-PGA et du TRIG-PGA ne pourront pas être repris tels quels. Seuls les tests les plus pertinents seront sélectionnés et le nombre d'itération de chaque test sera optimisé de manière à obtenir une statistique significative sur un minimum de temps. En outre, le protocole de test devra éviter le plus possible l'intervention humaine.

6.5.2.2 Élaboration d'une plateforme logicielle de tests

La mise en place du protocole de test a requis l'écriture de codes sous l'environnement CAT et notamment la réalisation d'une interface graphique adaptée (figure 6.10(a)). La méthode utilisée pour le programme de test de production consiste à charger la liste des processus de tests nécessaires à partir d'un fichier d'options. Les différents processus sont exécutés un par un et autant de fois que le nombre d'événements spécifiés dans le fichier. Chaque test est réussi si le nombre d'erreurs obtenues est inférieur à un seuil fixé par l'utilisateur. En outre, entre chaque processus de test, il est possible de spécifier des opérations élémentaires tels que mettre un temps de latence, effectuer un reset de la carte, ou demander une intervention extérieure.

Les résultats du programme de tests de production sont enregistrés sur le disque dur du PC hôte dans un répertoire propre à chaque carte. Un fichier texte englobe les principaux résultats et un fichier par processus de test détaille les éventuelles erreurs obtenues et permet aux électroniciens de réaliser un diagnostic précis. Afin de consulter ces fiches à distance, un serveur WEB a été mis en place et permet d'accéder aux résultats via une interface HTML(HyperText Markup Language) comme le montre la figure 6.10(b).

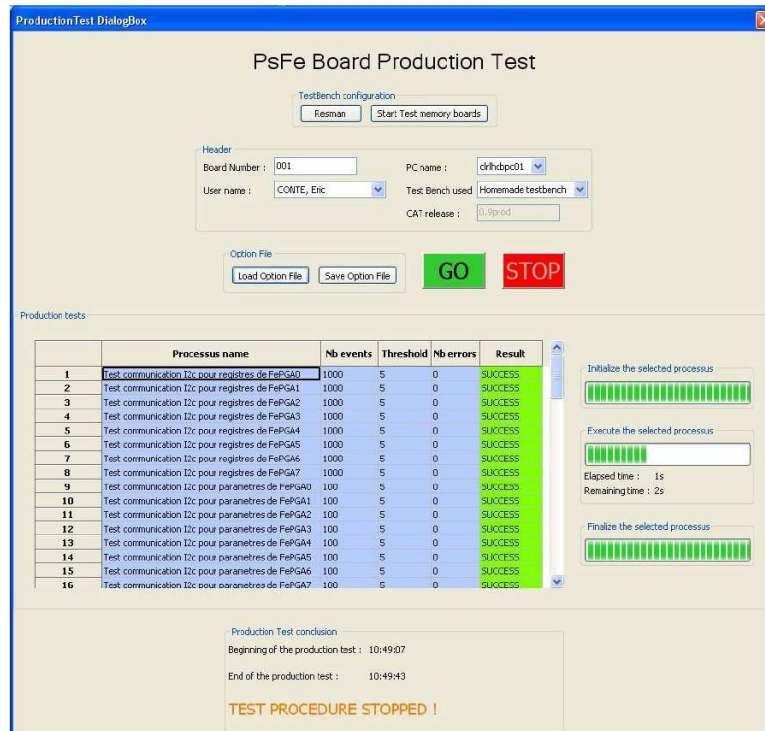
Comme nous allons le montrer, les tests de production sont scindés en deux phases. La première qualifie une carte Front-End dans le châssis de débogage mis au point au LPC. La deuxième permet de s'assurer du fonctionnement d'un ensemble de cartes dans le châssis de l'expérience.

6.5.2.3 Phase 1 : test d'une carte Front-End

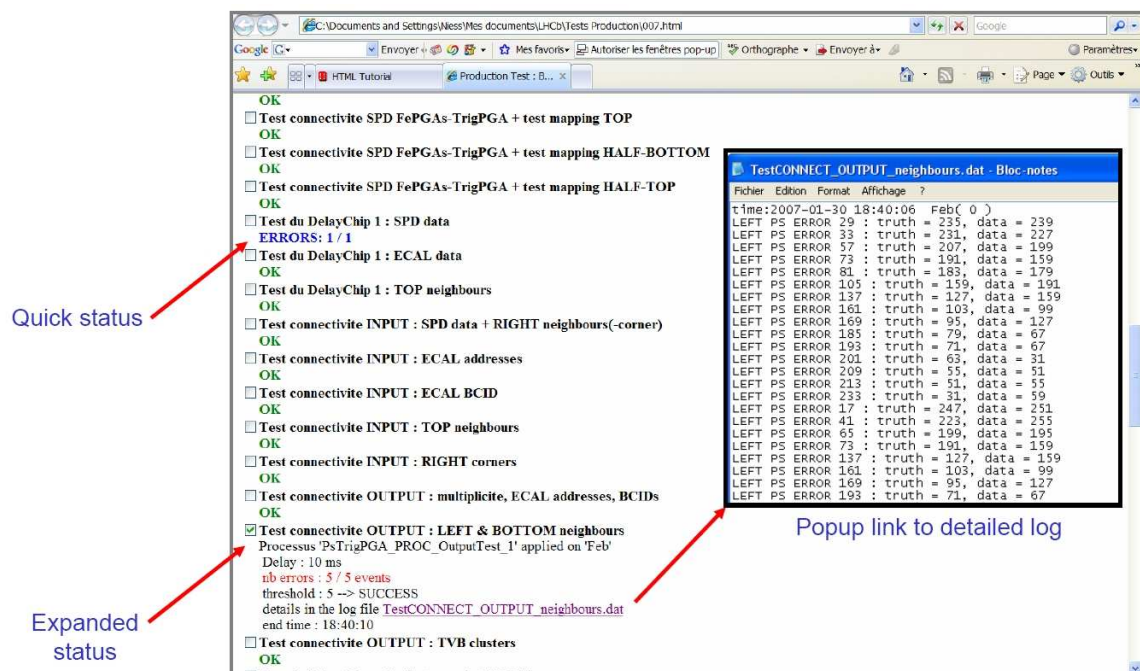
Les tests utilisés par une carte Front-End s'appuient sur ceux mis au point au cours du développement des programmes des FE-PGA et du TRIG-PGA. En totalité, 76 processus de test sont effectués. Sans rentrer dans les détails, nous pouvons les répartir dans les catégories suivantes :

- accès de supervision : les communications entre tous les FPGA de la carte et le PC sont testées. On vérifie ainsi l'accès aux registres et aux mémoires RAM d'entrée.
- réglage des déphaseurs : pour les données véhiculées par câble, on détermine les plages de phases (comprises entre 0 et 24 ns) qui permettent d'exploiter correctement les informations. Les tests dédiés vérifient qu'un intervalle de phase autorisée existe et est assez large.
- test de connectivité : les liaisons entre les entrées de la carte et les FPGA sont vérifiées à l'aide des cartes mémoires du banc de test.
- traitement des données du détecteur de pied de gerbe : les algorithmes de correction du signal issu de l'électronique Very Front-End et des bits pour le système de déclenchement sont testés avec les mémoires RAM des FPGA.
- les algorithmes liés au système de déclenchement (en tenant compte des différentes cartographies de voie et pour le mode en cablage limité à 32 voies)

CHAPITRE 6. DÉVELOPPEMENT DE L'ARCHITECTURE FRONT-END : DES CARTES PROTOTYPES AUX CARTES DE PRODUCTION



(a) Interface graphique sous CAT des tests de production



(b) Interface web du fichier de sortie du test d'une carte

FIG. 6.10: Plateforme logicielle dédiée aux tests de production

- validation du chemin d'acquisition CAN - FE-PGA - SEQ-PGA - CROC. Le test implique que l'utilisateur branche l'AWG pour générer un signal analogique sinusoïdal à l'entrée de la carte.

De surcroît, deux caractéristiques sont mesurées pour chaque carte : les piédestaux de la carte Front-End à vide et la valeur critique du taux de bits inversés acceptée par le TRIG-PGA.

La qualification d'une carte requiert environ une heure de tests. La majeure partie de cette durée est consacrée à la vérification des algorithmes des FE-PGA et du TRIG-PGA.

6.5.2.4 Phase 2 : test d'un châssis de cartes Front-End

Une deuxième phase des tests permet de vérifier le fonctionnement de plusieurs cartes dans un châssis identique à ceux de l'expérience. Elle est essentiellement dédiée à la validation de l'algorithme de détermination du Trigger Cluster, algorithme nécessitant l'interaction entre plusieurs cartes Front-End. Les deux configurations prévues dans l'expérience LHCb, châssis de 8 cartes ou châssis de 14 cartes, peuvent faire l'objet de ce programme de test.

Quatre processus majeurs sont exécutés dans cette phase :

- Un processus vérifie le chargement de la configuration de toutes les cartes. Il permet de s'assurer qu'aucun problème d'adaptation d'impédance existe.
- On vérifie que les cartes se transmettent correctement les cellules voisines, dans le sens LEFT vers RIGHT, par le fond de panier.
- La transmission des cellules voisines BOTTOM vers TOP est également testée. On adopte pour cela un schéma de câblage temporaire qui ne correspond à aucun schéma réel de l'expérience : une carte Front-End reçoit les cellules voisines TOP de la carte qui lui envoie les cellules voisines RIGHT.
- À partir de ce schéma de câblage, l'algorithme complet du système de déclenchement est mis à l'épreuve. Les configurations réalistes du détecteur de pied de gerbe et du SPD sont considérées de manière à éviter le problème lié à la technologie APA. Il s'agit du test qui dure le plus longtemps.

Dans sa version la plus courte, le test d'un châssis de 14 cartes prend environ une heure. L'algorithme complet du TRIG-PGA est vérifié sur 8000 configurations d'entrée générées aléatoirement. Cette deuxième phase de test a été appliquée aux 13 cartes de présérie avec succès.

6.5.3 Résultats des tests sur la série des cartes Front-End

Les cartes produites par le manufacturier ont été au fur et à mesure envoyées au laboratoire afin de suivre la qualité de la production. La plateforme de tests a permis de se rendre compte au début de la production d'un problème de court-circuit lié à la fixation de deux connecteurs RJ45. Des actions correctives ont été entreprises pour le reste de la

série de cartes.

Au final, sur les 112 cartes Front-end produites, seulement 12 cartes ont été rejetées par le programme de test. En utilisant les informations délivrées par le programme de test, la majorité des erreurs ont pu être diagnostiquées :

- un circuit déphaseur non fonctionnel
- court-circuit au niveau des désérialiseurs, composants assurant la conversion des données séries en provenance du fond de panier en données parallèles
- FE-PGA défaillants ou non-reprogrammables

Fin décembre 2008, seulement 2 cartes Front-End parmi les 12 défectueuses ne sont pas encore corrigées.

Ainsi, notre participation à la construction du détecteur LHCb s'inscrit dans la phase de développement de l'électronique de lecture Front-End du détecteur de pied de gerbe. Nous avons suivi le projet de la production du deuxième prototype à la production en série des cartes finales installées sur le détecteur.

Le circuit imprimé des cartes Front-End étant finalisé, le développement s'est concentré sur la partie "intelligente" des cartes, réalisée techniquement par des FPGA. Nous avons testé et validé les nombreuses fonctionnalités et modes des programmes des composants FE-PGA, dédiés au traitement et à l'acquisition des données, et du composant TRIG-PGA, dédié au système de déclenchement. Dans ce but, d'importants efforts ont été développés afin de se doter d'une plateforme logicielle permettant de contrôler, de déboguer et de tester intensivement les cartes Front-End. Nous avons apporté un regard de physicien au projet en s'assurant que les spécificités et les options de ces composants soient conformes aux enjeux physiques visés avec le détecteur de pied de gerbe. L'élaboration de la version aboutie du TRIG-PGA fut délicate à cause de la présence de problèmes internes liés à la technologie employée, présence que nous avons mise en évidence.

Finalement, au cours de la phase de PRR(Production Readiness Review), la collaboration LHCb a approuvé le prototype final de la carte Front-End et a donné son aval à la production de la centaine de cartes Front-End. Un protocole de tests automatisés a été installé de manière de qualifier en moins de deux heures les cartes Front-End produites. Actuellement, les cartes produites ont été intégrées au détecteur LHCb et leur intégration avec les autres éléments du détecteur est en cours de test.

Chapitre 7

Intégration de l'électronique Front-End du détecteur de pied de gerbe dans le système de déclenchement

La participation de l'électronique Front-End au détecteur de pied de gerbe du système de déclenchement de niveau L0 implique des interactions entre les cartes Front-End mais aussi avec d'autres dispositifs électroniques du calorimètre. Même si plusieurs tests d'intégration entre notre électronique et ces éléments ont été réalisés au fur et à mesure du développement, il est nécessaire de conclure cette phase par la réalisation de tests communs au CERN rassemblant la quasi totalité de l'électronique du calorimètre. Ces essais permettront de vérifier le fonctionnement global de la chaîne avec les versions finales des cartes électroniques et dans les installations finales de l'expérience. Ils nous permettront également d'expérimenter l'application des méthodes de synchronisation.

Sommaire

7.1	Intégration de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe dans le système de déclenchement de niveau L0	104
7.1.1	Interaction entre les différentes cartes électroniques	104
7.1.2	Disposition des cartes dans les châssis de l'expérience LHCb . .	106
7.1.3	Synchronisation des cartes électroniques	106
7.2	Motivations des tests communs	109
7.3	Banc de test utilisé pour les tests communs	109
7.3.1	Au plus proche des conditions de l'expérience	109
7.3.2	Supervision logicielle	111
7.3.3	Cartes électroniques utilisées durant les tests et câblage	111
7.4	Tests effectués et résultats obtenus	112
7.4.1	Test du système intégré (Front-End PS + carte de contrôle SPD)	113
7.4.2	Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL) .	113
7.4.3	Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL + Font-End HCAL + carte de validation)	114

7.1 Intégration de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe dans le système de déclenchement de niveau L0

Dans le chapitre 4, la figure 4.13 montre la globalité des éléments constitutifs de l'électronique du système de déclenchement de premier niveau, que nous désignerons par électronique L0. Les tests communs réalisés au CERN se sont limités aux cartes qui seront installées sur le détecteur LHCb, les autres cartes étant situées dans une salle à l'abri des radiations. Nous parlerons ainsi des cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe (PS), des cartes Front-End du détecteur électromagnétique (ECAL), des cartes Front-End du calorimètre hadronique (HCAL), des cartes de validation (Trigger Validation Board ou TVB) et des cartes de contrôle SPD (SPD Control Board ou SPD-CB).

7.1.1 Interaction entre les différentes cartes électroniques

Nous allons rappeler le rôle de chacun des éléments, constitutifs de la partie étudiée de l'électronique L0. Nous insisterons en particulier sur les interactions qui lient ces éléments en nous appuyant sur la figure 7.1. Le découpage de cette section est organisée selon les informations apportées par cette électronique au système de déclenchement.

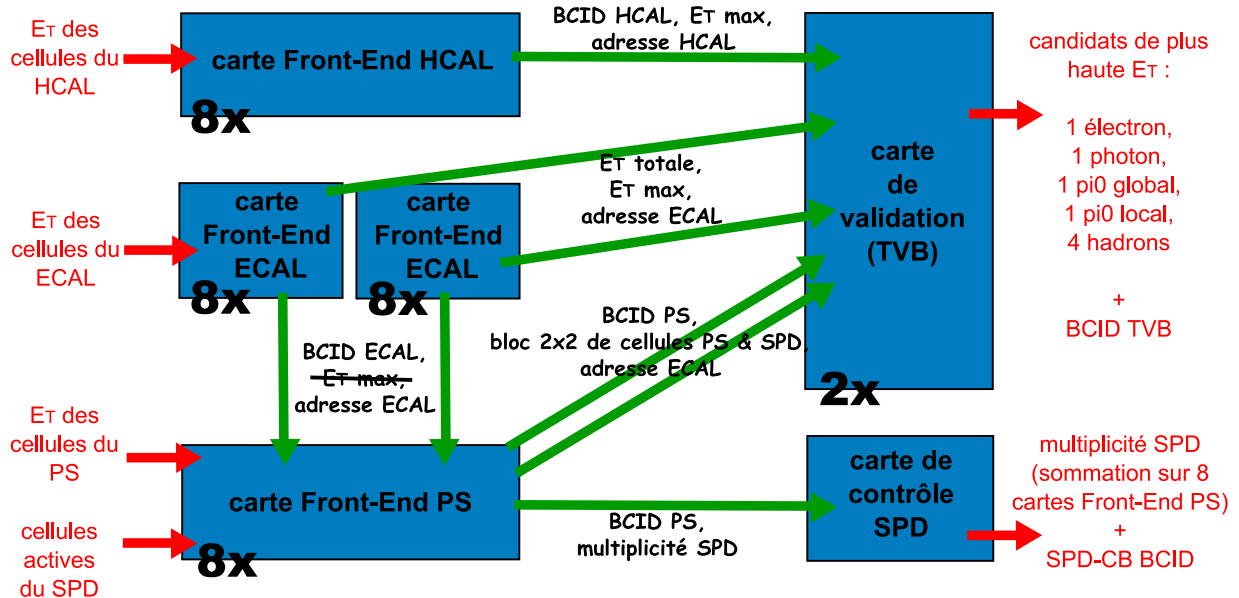


FIG. 7.1: Schéma des différentes liaisons entre les éléments de l'électronique L0 (le nombre de cartes est rapporté à une seule carte de contrôle SPD)

7.1.1.1 Détermination des candidats "électromagnétiques"

Chaque carte Front-End du calorimètre électromagnétique traite un bloc de 32 cellules de ce dit détecteur. Parmi les 32 combinaisons possibles, elle détermine le bloc 2x2 de cellules qui contient le maximum d'énergie transverse et donc susceptible de correspondre au dépôt

d'énergie d'une gerbe électromagnétique. L'énergie transverse de ce bloc 2x2, repéré par l'adresse d'une des cellules (cellule BOTTOM-LEFT par convention), est envoyée à la carte de sélection.

Pour connaître la nature de la particule qui a engendré la gerbe, la carte de validation requiert les informations du détecteur de pied de gerbe et du SPD. Comme nous l'avons montré au chapitre 5, ces informations sont apportées par la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe. Dans ce but, la carte Front-End PS reçoit l'adresse du bloc 2x2 ECAL le plus énergétique (l'énergie transverse de bloc 2x2 est également transmise mais n'est pas exploitée par les algorithmes de la carte Front-End PS). Comme une carte Front-End PS traite en parallèle 64 voies, elle est reliée à 2 cartes Front-End ECAL. Elle détermine le Trigger Cluster (c'est-à-dire les blocs 2x2 de cellules du PS et du SPD en face de ceux des cellules ECAL) et renvoie cette information à la carte de validation.

Finalement, la carte de validation combine toutes les informations reçues et détermine, par le truchement d'un algorithme, les candidats "électromagnétiques", c'est-à-dire électron, photon, $\pi^0(\gamma\gamma)$ local et $\pi^0(\gamma\gamma)$ global.

Nous pouvons noter que l'algorithme de recherche des π^0 locaux dans la carte de validation requiert la connaissance de l'énergie totale transverse d'un bloc de 32 cellules ECAL.

7.1.1.2 Détermination des candidats "hadroniques"

Une carte de validation est également reliée à 4 cartes Front-End HCAL et doit déterminer les 4 candidats hadrons de plus haute énergie transverse. Avec une architecture similaire aux cartes Front-End ECAL, les cartes Front-End HCAL déterminent le bloc 2x2 de cellules HCAL les plus énergétiques dans un bloc de 32 voies. Ces informations sont envoyées à la carte de validation. Cette dernière n'effectue pas de sélection sur les 4 candidats. Par contre, elle corrige l'énergie des hadrons. En effet, une gerbe hadronique peut s'amorcer dans le calorimètre électromagnétique. La carte de validation recherche les cellules ECAL, qui correspondraient à une gerbe hadronique, et ajoute l'énergie de ces cellules à l'énergie des hadrons.

7.1.1.3 Détermination de la multiplicité SPD

Nous ne reviendrons pas sur la détermination de la multiplicité SPD sur un bloc de 64 voies, effectuée par la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe. Les résultats de 8 cartes Front-End PS sont envoyés à une carte de contrôle SPD qui, à son tour, ajoute les 8 valeurs pour estimer la multiplicité SPD sur un bloc de 512 voies.

Nous pouvons profiter de ce paragraphe pour décrire les éléments de l'électronique L0 ne figurant pas sur la figure 7.1. Les 16 cartes de contrôle SPD envoient à une seule carte de sélection, spécifique au traitement des données SPD, les valeurs calculées de multiplicité. La transmission des informations est réalisée par fibre optique jusque dans la salle protégée des radiations où se trouve la carte de sélection. La carte de sélection effectue l'addition finale, c'est-à-dire calcule la multiplicité SPD sur la totalité du détecteur SPD. Cette information sera transmise au dernier maillon de la chaîne du système de déclenchement de niveau L0 : l'unité de décision (L0 Decision Unit ou L0DU). Cette dernière carte collecte également les candidats électromagnétiques et hadroniques les plus énergétiques,

les muons de plus grande impulsion transverse ainsi que des informations du système de pile-up associé au détecteur de vertex. À partir de l'ensemble de ces informations, l'unité de décision détermine, en fonction des critères du tableau 4.1, si l'événement est accepté ou rejeté par le système de déclenchement de niveau L0.

7.1.2 Disposition des cartes dans les châssis de l'expérience LHCb

Similairement aux cartes Front-End du détecteur de pied gerbe, les autres dispositifs électroniques sont répartis dans des châssis, comme le montrent les figures 7.2 et 7.3.

Ces figures montrent la répartition des cartes qui a été choisie et le nombre total de cartes nécessaires dans la configuration finale du détecteur LHCb. Elles mettent en évidence les transmissions effectuées par le fond de panier des châssis et celles effectuées par câble électrique. Ainsi, la liaison entre cartes Front-End ECAL et carte de validation, ainsi que celle entre cartes Front-End PS et cartes de contrôle SPD, sont assurées par le fond de panier. Les autres connections sont alors établies par des câbles ethernet.

7.1.3 Synchronisation des cartes électroniques

7.1.3.1 Importance d'une électronique synchronisée

Afin que l'électronique du système de déclenchement fonctionne correctement, tous les éléments doivent être synchrones. Cette synchronisation s'effectue à deux niveaux :

- Dans un premier temps, les données arrivant sur une carte électronique doivent être mises en phase avec l'horloge. La majorité des cartes sont dotées de circuits déphaseurs ou de systèmes équivalents pour réaliser cette fonction.
- Dans un deuxième temps, la synchronisation requiert également un alignement en cycles d'horloge des différentes entrées. Par exemple, sur la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe, les flux d'entrées (adresse des cellules ECAL, données PS et données SPD) ont suivi des chemins différents et donc ne sont pas alignés en temps en arrivant au niveau des algorithmes du TRIG-PGA. Il est nécessaire de s'affranchir des différences de latence, causées en particulier par les algorithmes de traitement des FPGA et par les délais de transmission. Cette opération peut être effectuée grâce à un réglage adapté des registres à décalage (ou *pipe-line registers*). Pour le cas du TRIG-PGA, il existe un registre à décalage par entrées : registre commun aux bits PS et SPD (le réglage entre PS et SPD est effectué au niveau FE-PGA), registre pour cellules voisines RIGHT, registre pour cellules voisines TOP et registre commun pour les deux entrées ECAL.

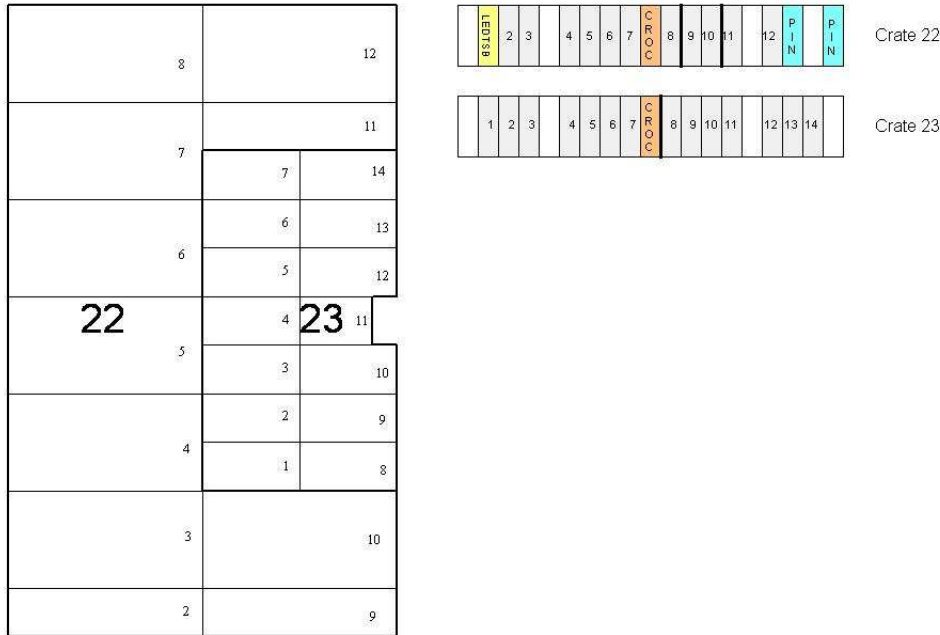
L'alignement en temps de toute l'électronique L0 peut être réalisée en maîtrisant parfaitement les durées requises pour chaque opération ou transmission. Ces informations essentielles sont estimées théoriquement et doivent être confirmées expérimentalement. Nous allons développer ce dernier point qui constitue l'un des objectifs des tests communs.



last change : 17 January 2006

ECAL C side

FIG. 7.2: Répartition des cartes Front-End ECAL et des cartes de validation dans les châssis pour un demi-plan du détecteur (disposition symétrique pour les châssis 15 à 21)



last change : 7 September 2007

HCAL C side

FIG. 7.3: Répartition des cartes Front-End HCAL dans les châssis pour un demi-plan du détecteur (disposition symétrique pour les châssis 24 et 25)

7.1.3.2 Méthodes et options déployées pour la synchronisation des cartes

Les éléments de l'électronique L0 doivent être synchronisés deux à deux. Considérons alors deux cartes électroniques : l'une émet des données, l'autre les reçoit. Une stratégie peut consister à envoyer aux deux cartes un signal de calibration qu'elles reçoivent simultanément. À la réception du signal, la carte émettrice injecte des données connues et la carte réceptrice enregistre les données reçues. À partir des données acquises, on mesure les décalages entre l'arrivée des différentes données et la réception du signal de calibration. Les registres à décalage sont alors réglés de manière à aligner toutes les entrées en temps. Cette méthode souligne l'importance de la présence de mémoires RAM d'injection et d'acquisition dans les FPGA.

Cependant la méthode de synchronisation exposée ne permet pas de détecter au cours de la prise de données une éventuelle désynchronisation. C'est pourquoi on associe aux données, transmises d'une carte à une autre, un numéro qui identifie l'événement : le BCID (Bunch Crossing IDentification) [161]. Dans sa définition la plus générale, le BCID doit identifier de manière unique chaque collision proton-proton produite au LHC. Dans l'architecture de l'électronique L0, chaque carte électronique génère, à partir d'un compteur, un BCID local codé sur 8 bits. Ce compteur s'incrémente à chaque cycle d'horloge et repart à zéro une fois atteint la valeur maximale. Tous ces compteurs doivent être réglés de sorte qu'à un événement corresponde une et une seule valeur de BCID. Reprenons l'exemple de la synchronisation de deux cartes, l'une réceptrice, l'autre émettrice. Le premier événement envoyé par la carte émettrice ne sera pas le premier événement traité de la carte réceptrice car la transmission des données coûte plusieurs cycles d'horloge. Il est alors nécessaire d'ajuster le compteur BCID de la carte réceptrice pour que le premier événement de la carte émettrice soit considéré comme le premier événement de la carte réceptrice. Dans le cas du TRIG-PGA des cartes Front-End PS, une option est prévue à cet usage et permet de modifier la valeur initiale du compteur BCID.

Les éléments de l'électronique L0 doivent renseigner le système superviseur d'une éventuelle désynchronisation. Pour les cartes Front-End PS, les valeurs de BCID associées aux données ECAL qui entrent sur la carte sont comparées avec la valeur du BCID du TRIG-PGA. Le résultat de cette comparaison est enregistré dans un registre du TRIG-PGA. Ce registre sera lu régulièrement par le système de supervision afin d'avertir d'une désynchronisation éventuelle entre les cartes Front-End ECAL et les cartes Front-End PS. En outre, le TRIG-PGA tient compte du résultat de cette comparaison dans ses algorithmes. Si les valeurs de BCID ne sont pas égales pour un même événement, les résultats de la recherche des blocs 2x2 de cellules PS et SPD sont mis à zéro. Cette action protectrice permet de faire remonter l'erreur de désynchronisation à la carte de validation qui, à son tour, la fait remonter aux cartes de sélection.

Le compteur BCID peut être réinitialisé par un signal appelé *reset BCID*, qui doit être commun à toutes les cartes. Dans les conditions normales de fonctionnement du détecteur, un *reset BCID* sera envoyé régulièrement afin de s'assurer de la synchronisation des dispositifs. Deux signaux de reset consécutifs seront espacés exactement de 65335 cycles d'horloge ce qui correspond à une période du collisionneur LHC (temps mis par un proton du faisceau pour effectuer un tour complet de l'anneau).

7.2 Motivations des tests communs

Les tests communs ont été réalisés dans le bâtiment 156 du CERN. Ils se sont déroulés sur deux périodes, en novembre 2006 et avril 2007. À travers la réalisation de ces essais, plusieurs enjeux sont visés :

- Il faut s'assurer que les cartes électroniques fonctionnent dans les installations électroniques finales du détecteur LHCb.
- Les connections entre les différentes cartes des prototypes finaux ou de production doivent être testées.
- Les options de synchronisation et d'alignement doivent être validées au cours de nos tests. Nous devons nous assurer que ces dernières garantissent la synchronisation de l'électronique L0.
- Toutes les fonctionnalités du système complet peuvent être testées sur des longues durées.
- Enfin, des procédures de test automatisées peuvent être développées afin d'être employées par la suite à la calibration des cartes installées sur le détecteur LHCb. Par exemple, on pourra mettre en place un test automatique du câblage, adaptable à la configuration du détecteur LHCb.

Ces tests communs permettent ainsi de préparer la phase de *Commissioning* de l'électronique L0 du calorimètre [162]. Dans cette ultime phase, l'intégration et l'opérationnalité des sous-détecteurs devront être démontrées. Le *Commissioning* incorpore également la calibration de ces éléments.

7.3 Banc de test utilisé pour les tests communs

Le salle mise à disposition pour ces essais est instrumentée d'un banc de test fidèle aux conditions de l'expérience LHCb. Nous allons montrer comment le système combiné mis au point va permettre de répondre aux objectifs fixés.

7.3.1 Au plus proche des conditions de l'expérience

Comme elles le seront dans les conditions de l'expérience, les cartes électroniques sont placées dans des châssis qui sont eux même placés dans des baies électroniques. Dans notre banc de test, trois châssis sont utilisés : l'un pour les cartes Front-End PS et les cartes de contrôle SPD, un deuxième pour les cartes Front-End ECAL et les cartes de validation et enfin un troisième pour les cartes Front-End HCAL. Chaque baie électronique peut intégrer au maximum deux châssis ainsi que leur alimentation respective. Comme le montre la figure 7.4, une baie contient le châssis des cartes Front-End ECAL et le châssis des cartes Front-End PS ; une autre contient les cartes Front-End HCAL. Chaque baie est surmontée d'un système de refroidissement afin de maintenir une température convenable à l'intérieur des châssis pour le bon fonctionnement des cartes.

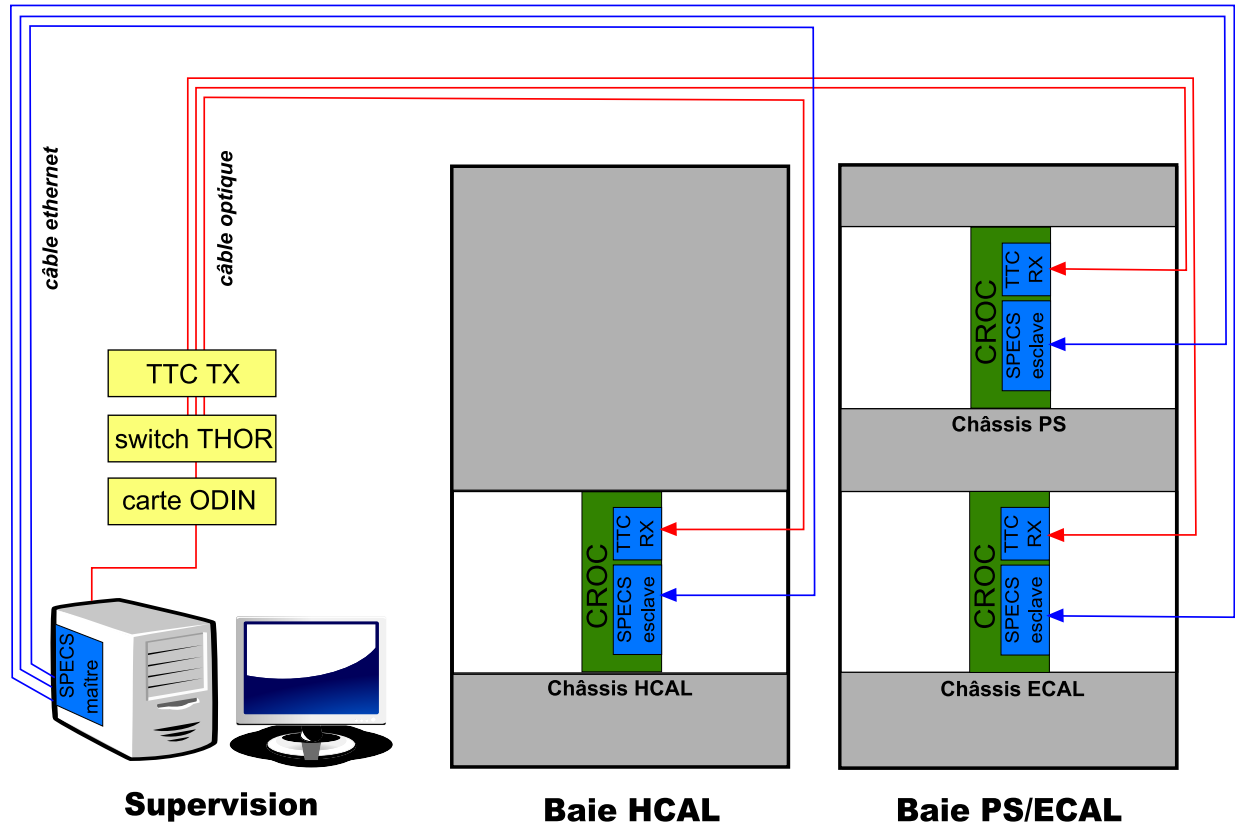


FIG. 7.4: Vue d'ensemble du banc de test (seule la carte CROC est représentée dans les châssis)

Les moyens dédiés à la supervision et aux tests des cartes sont installés dans une troisième baie. Deux protocoles sont requis pour administrer les trois châssis de cartes :

- Le bus SPECS, que nous avons étudié dans le chapitre 5, permet de configurer ou de tester les différentes cartes. Comme la carte SPECS maître possède 4 ports, il est possible de relier au même PC trois cartes SPECS esclaves, mezzanines des cartes CROC.
- Afin de parvenir à synchroniser les cartes, il est nécessaire que les cartes possèdent le même signal d'horloge et de distribuer les signaux de synchronisation à n'importe quel point du détecteur. Dans ce but, la collaboration utilise une architecture électronique nommée TTC (Trigger Timing and Control) [163]. Le principe est fondé sur le codage et la transmission des signaux par faisceaux lasers. Cette transmission optique garantit une bonne stabilité, une bonne imperméabilité au bruit environnant et une faible atténuation du signal. Par conséquent, les signaux utiles à la synchronisation (signal d'horloge, signal L0, signal de calibration et signaux de reset) sont transcodés en un signal dit TTC par un module sophistiqué appelé ODIN [164]. Un *switch*, baptisé THOR, permet de découpler le signal sur plusieurs dispositifs électroniques. Le signal est ensuite codé en faisceau laser par une carte TTCtx, propagé par câble optique, puis remis au format TTC par la carte TTCrx, carte mezzanine du CROC. Les données TTC sont transmises aux composants SEQ-PGA des cartes électroniques qui décodent les différents signaux entrant dans la composition du TTC et les transmettent aux autres FPGA. Dans notre banc de test, les câbles optiques

utilisés pour transporter le signal TTC seront de même longueur de manière à ce que les signaux de synchronisation parviennent simultanément sur tous les cartes CROC.

7.3.2 Supervision logicielle

Dans la configuration du détecteur LHCb, la supervision et la surveillance de l'électronique du calorimètre seront réalisées par le logiciel PVSS(ProzessVisualisierungs und Steuerungssystem) [165]. Ce dernier est utilisé pour manager l'exécution et l'évolution de différents processus.

Toutefois, le logiciel PVSS n'est pas adapté pour intégrer les nombreux algorithmes sophistiqués que nous avons développés sous CAT. C'est pourquoi, pour la calibration, PVSS appellera des fonctions de CAT via un serveur DIM(Distributed Information Management) [166]. L'environnement CAT sera également utilisé pour déboguer les cartes défectueuses. Durant les tests communs effectués, les panneaux PVSS n'étaient pas encore opérationnels. C'est pourquoi, nous avons utilisé le logiciel CAT comme pour la phase de développement, excepté pour la gestion de la carte ODIN sous PVSS.

La mise en place de ces tests communs a nécessité un travail important sur le code de CAT. En effet durant la phase de pré-production ou de production, chaque équipe a développé indépendamment des autres ses applications CAT pour contrôler sa carte. Il a été nécessaire d'uniformiser les codes de manière à faciliter l'intégration de deux cartes différentes. En outre, le test de systèmes combinés a requis l'écriture de nouveaux processus de tests.

7.3.3 Cartes électroniques utilisées durant les tests et câblage

Le dispositif expérimental est constitué d'un châssis complet de 16 cartes Front-End ECAL. Deux cartes de validation sont requises pour recueillir par le fond de panier les données ECAL. Cette configuration est similaire au châssis noté 10 dans les conventions utilisées par LHCb (figure 7.2). Puis, le système est complété par 4 cartes Front-End HCAL qui transmettent les informations du calorimètre hadronique à la première carte de validation. Enfin, un châssis de cartes Front-End PS est requis. Pour la première campagne de tests, nous nous étions servis des 4 cartes prototypes disponibles dont une ne comportait qu'un seul FE-PGA. Ce nombre de cartes a été amélioré dans la seconde campagne de test avec 7 cartes Front-End PS de pré-série. Le châssis étant rempli de manière asymétrique comme le montre la figure 7.5, des adaptateurs d'impédance ont été utilisés pour simuler la présence des cartes manquantes nécessaires à un châssis complet. La multiplicité SPD de ces sept cartes est acquise par le prototype finale de la carte de contrôle SPD.

Sur la figure 7.5 est représenté uniquement le câblage lié aux interactions entre des cartes de châssis différents. Pour tester les algorithmes, nous avons eu besoin de relier les cartes Front-End PS entre elles, ainsi que les cartes Front-End ECAL entre elles, afin de réaliser l'échange des cellules voisines TOP/BOTTOM. Le schéma de câblage adopté pour les cartes Front-End PS est similaire à celui utilisé dans la deuxième phase de tests de production, c'est-à-dire qu'une carte reçoit les cellules voisines TOP de sa carte voisine

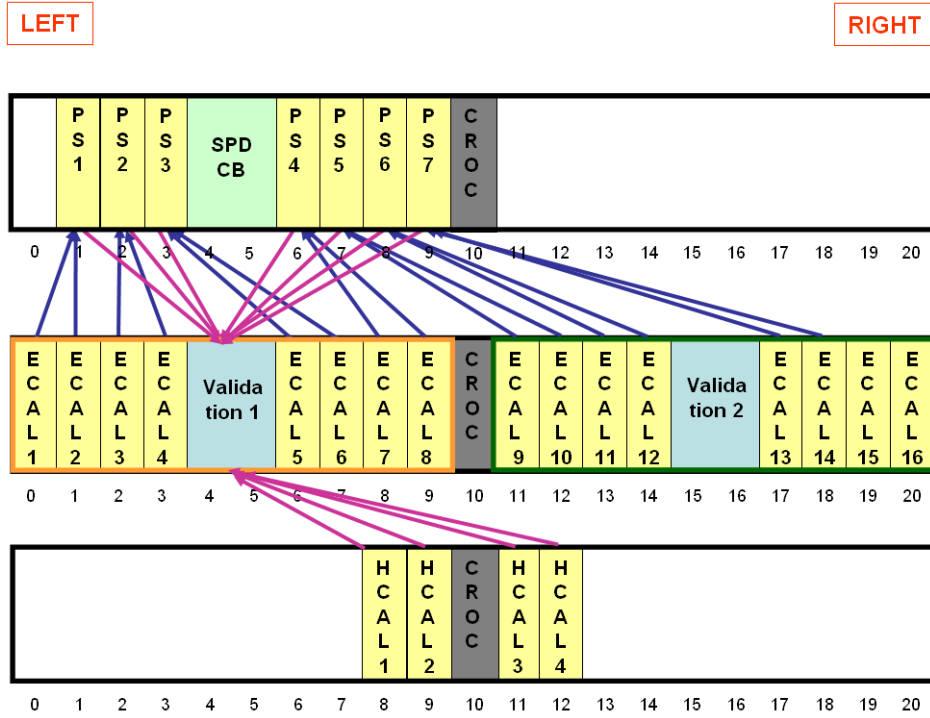


FIG. 7.5: Ensemble des cartes utilisées au cours de la seconde campagne de tests

RIGHT. Pour les cartes Front-End ECAL, les cartes situées dans la moitié RIGHT du châssis reçoivent les cellules voisines TOP des cartes situées dans la moitié LEFT du châssis. Il est important de noter que l'ensemble du câblage a été réalisé à partir des câbles officiels qui seront utilisés dans l'expérience.

7.4 Tests effectués et résultats obtenus

Du fait de sa complexité, nous n'avons pas procédé directement au test du système complet. La démarche que nous avons suivie consiste à étudier et à valider l'intégration des éléments deux à deux. Puis doivent être considérés des systèmes intégrés de plus en plus grand jusqu'au système complet. Dans cette section, nos propos seront centrés sur les cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe. Ainsi, nous discuterons dans un premier temps de l'acheminement de la multiplicité SPD, c'est-à-dire de l'intégration des cartes Front-End PS avec les cartes de contrôle SPD. Ensuite, sera abordé le test des cartes Front-End PS avec les cartes Front-End ECAL, qui sera complété par la considération des cartes Front-End HCAL et de la carte de validation dans le système étudié.

Ces tests communs ont permis de mettre le doigt également sur des défauts des programmes des FPGA ou des erreurs de code du programme de contrôle de CAT qui ont été corrigés. Par soucis de synthèse, nous ne pourrions retracer ces détails et nous donnerons les résultats des deux campagnes de tests combinés. Plus de détails pourront être trouvés dans la référence [167].

7.4.1 Test du système intégré (Front-End PS + carte de contrôle SPD)

La combinaison des cartes Front-End PS et de la carte de contrôle SPD a été parfaitement validée. Les résultats obtenus confirment ceux que nous avons obtenus par les différents tests effectués au cours de la phase de production.

La carte de contrôle SPD parvient parfaitement à identifier les différentes cartes Front-End PS connectées au fond de panier. Le test a été réalisé pour plusieurs répartitions différentes des cartes Front-End PS. La continuité des liaisons entre les deux types de cartes a été également vérifiée. Pour cela, les mémoires RAM des FE-PGA sont utilisées pour injecter des données de sorte que les valeurs de la multiplicité SPD en sortie des cartes Front-End PS varient de 0 à 64. En relisant ces données dans la carte de contrôle SPD, on vérifie que chaque bit est transmis.

Un processus de test a été développé de manière à vérifier les algorithmes de cette chaîne électronique. Ainsi, les cellules actives du détecteur SPD sont tirées aléatoirement et injectées par les mémoires RAM internes des FE-PGA des cartes Front-End PS. Le principe du test réside en la comparaison des valeurs de multiplicité SPD attendues et celles calculées en sortie de la carte de contrôle SPD. Le test a été reproduit avec succès sur un millier d'événements.

Faute de temps, nous n'avons pas pu vérifier si la carte de contrôle SPD détecte les erreurs de désynchronisation. En effet, la carte contrôle que les valeurs des BCID associées aux données des 8 cartes Front-End PS soient égales. Un processus de tests dédié à cette fonction était en cours d'écriture au bout de la deuxième campagne de tests. Toutefois, si cette fonctionnalité n'a pas pu être testée au cours de ces essais communs, elle a été validée lors de la phase de développement sur son banc de test.

7.4.2 Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL)

Le système intégrant les cartes Front-End PS et les cartes Front-End ECAL a été testé complètement et intensivement. Tous les protocoles de tests ont été programmés dans des processus automatisés de CAT et ont été exécutés avec succès.

D'abord, nous avons développé un processus de test sous CAT permettant de déterminer automatiquement les intervalles de phase permise pour recevoir correctement les données ECAL par la carte Front-End PS. Ce processus intègre également le test de connectivité ainsi que la vérification de la cartographie des voies ECAL. Il a montré que la largeur des intervalles de phase permise pouvait varier de 2 à 4 ns avec les câbles qui seront utilisés dans l'expérience. Une plage large de 2 ns est une situation peu confortable pour assurer le fonctionnement du système. Par conséquent, la résolution de ce problème a conduit à réaliser une nouvelle version du TRIG-PGA pour laquelle la longueur des chemins empruntés par les entrées dans le composant a été optimisée. Des tests plus récents ont montré que le problème avait été résolu avec cette version du programme du TRIG-PGA : la largeur minimale de plage de phase varie de 4 ns à 13 ns en fonction de la phase relative entre les deux châssis.

Dans les conditions de l'expérience, nous avons montré que les données ECAL, injectées par les cartes Front-End ECAL, et les données PS et SPD, injectées par les cartes Front-End PS, arrivent en même temps dans la RAM d'acquisition du TRIG-PGA (avec la configuration par défaut des registres à décalage). Dans les conditions réelles de l'expérience, les données PS/SPD arriveront avec un délai beaucoup plus important dû au traitement réalisé par l'électronique Very Front-End. Pour tester les méthodes de synchronisation, nous avons simulé le cas d'une latence sur les données ECAL et le cas d'une latence sur les PS/SPD. Ces méthodes s'avèrent être pleinement opérationnelles.

Un test global des algorithmes du TRIG-PGA des cartes Front-End PS a été réalisé. Les données sont prises aléatoirement et injectées dans les cartes Front-End ECAL. Les données PS/SPD sont également tirées aléatoirement en prenant en compte la limite liée au taux d'activité du composant. Le programme a été exécuté sur plus de 50000 événements (plusieurs heures). Aucune erreur de transmission, de désynchronisation ou d'algorithme n'a été trouvée, ce qui garantit la validité et la stabilité du système.

Enfin, nous avons réalisé un processus CAT qui permettra de vérifier le câblage lors de la phase de *Commissioning*. Sa particularité est qu'il est conçu de manière à pouvoir être interfaçable avec la plateforme PVSS. Le protocole de ce test de câblage est rapporté dans la référence [168].

7.4.3 Test du système intégré (Front-End PS + Front-End ECAL + Font-End HCAL + carte de validation)

La connectivité de la carte de validation avec les autres cartes a été vérifiée. La carte parvient à déterminer l'intervalle correct de phases pour les entrées, en choisissant de lire chacune des entrées sur un front montant ou un front descendant. Beaucoup d'efforts ont été impliqués dans l'automatisation de ce test sophistiqué, faisant interagir des codes correspondant à quatre cartes différentes.

Ce test a montré que certaines valeurs acquises par les mémoires RAM des FPGA de la carte de validation étaient erronées. Après diagnostic des électroniciens, le problème tire son origine du défaut de la technologie APA, lié à une limite de taux de consommation des ressources (défaut identique à celui du TRIG-PGA des cartes Front-end PS). Une optimisation du programme des FPGA de la carte de validation sera nécessaire pour palier le problème rencontré.

En outre, nous avons testé les moyens d'alignement en temps des différentes entrées de la carte de validation. Nous avons montré que cette dernière ne permettait pas de retarder suffisamment les données ECAL, arrivant par le fond de panier, pour être synchrones avec les données PS/SPD, traitées par les FPGA de la carte Front-End PS et transmises par câble électrique. Le programme du FPGA ciblé de la carte de validation doit être revu pour augmenter la profondeur du registre à décalage des données PS/SPD.

Ainsi, les tests communs ont mis en difficulté la carte de validation. Depuis avril 2007, les programmes des FPGA de la carte de validation ont été améliorés et de nombreux efforts ont été réalisés de manière à rendre la carte de validation parfaitement opérationnelle. L'électronique L0 sera alors de nouveau testée dans son intégralité durant la phase de

Commissioning, une fois que tous les éléments seront installés sur le détecteur LHCb.

Pour résumer, une partie de l'électronique du système de déclenchement du calorimètre a été testée en novembre 2006 et en avril 2007 au cours de tests communs au CERN. Elle concernait les cartes qui seront installées sur le détecteur LHCb : les cartes Front-End ECAL, les cartes Front-End HCAL, les cartes Front-End PS, les cartes de validation et les cartes de contrôle SPD. Ces cartes ont été branchées dans les installations électroniques finales de l'expérience. Une version commune à toute l'électronique du logiciel CAT a été développée pour gérer le dispositif intégré et pour montrer son opérationnalité.

De nombreux points ont été vérifiés au cours de ces tests : la connectivité entre les cartes, la détermination automatique des intervalles de phases permis pour les entrées et les stratégies employées pour aligner les données en temps. Ils ont mis en évidence plusieurs défauts qui ont pu être corrigés. Nous avons montré que l'intégration Front-End ECAL - Front-End PS ainsi que Front-End PS et carte de contrôle SPD sont parfaitement opérationnelles, robustes et stables. L'intégration de la carte de validation devra être validée au cours de la phase de Commissioning.

Ces tests communs peuvent être considérés comme une répétition de la phase de Commissioning de l'électronique L0. D'importantes avancées d'un point de vue logiciel ont été réalisées grâce à la synergie entre les différentes équipes de travail. Nous nous sommes dotés d'outils logiciels qui seront fondamentaux pour le Commissioning.

Troisième partie

Recherche d'une possible violation des
symétries CP et T dans les
désintégrations faibles du Λ_b^0

Chapitre 8

Génération du baryon beau Λ_b^0

Pour exposer l'analyse des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, avec V un méson vecteur 1^- , nous suivrons l'"histoire" du baryon beau : de sa production à sa reconstruction dans le détecteur en passant par sa désintégration faible. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la production du Λ_b^0 dans les conditions expérimentales du LHC. Les mécanismes physiques mis en jeu sont très difficiles à maîtriser, faisant intervenir la QCD perturbative et non perturbative. Du fait de leur caractère quantique, donc probabiliste, une grande statistique de collisions proton-proton doit être générée pour étudier la production du Λ_b^0 . Il est donc nécessaire de passer par des logiciels de simulation appelés générateurs Monte-Carlo dans ce contexte.

La présente étude est loin d'être exhaustive. Elle est motivée essentiellement par la détermination de l'asymétrie à la production, nombre de Λ_b^0 versus nombre de $\bar{\Lambda}_b^0$, asymétrie connue dans le cas des particules $B_d^0/\bar{B}_d^0$ et $B_s^0/\bar{B}_s^0$ (inférieure au pourcent). Ce résultat sera nécessaire pour estimer correctement l'asymétrie entre les rapports d'embranchement $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ et $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V$, signature de la violation directe de CP.

Sommaire

8.1	Principe de fonctionnement d'un générateur Monte-Carlo . .	120
8.2	Choix du générateur Pythia : le modèle de Lund	122
8.2.1	Principe de la fragmentation par corde	122
8.2.2	Détermination des paramètres cinématiques du hadron	123
8.3	Configuration LHCb de PYTHIA	123
8.4	Production des quarks beaux et asymétrie	124
8.4.1	Production de paires $b\bar{b}$ par interaction forte	124
8.4.2	Asymétrie entre le nombre de quarks beaux et le nombre d'anti-quarks beaux	126
8.5	Hadronisation en Λ_b^0 et asymétrie	127
8.5.1	Probabilité d'hadronisation en baryons beaux	127
8.5.2	Asymétrie entre la probabilité d'hadronisation en Λ_b^0 et en $\bar{\Lambda}_b^0$.	128
8.5.3	Erreur systématique sur l'asymétrie de production	130

8.1 Principe de fonctionnement d'un générateur Monte-Carlo

Généralement, la production d'un hadron lourd à partir de la collision de particules est décomposée en trois étapes, chacune d'elle étant caractérisée par une échelle d'énergie : la production de quarks par des processus durs, la cascade de partons (émission de gluons par Bremsstrahlung) et l'hadronisation (figure 8.1).

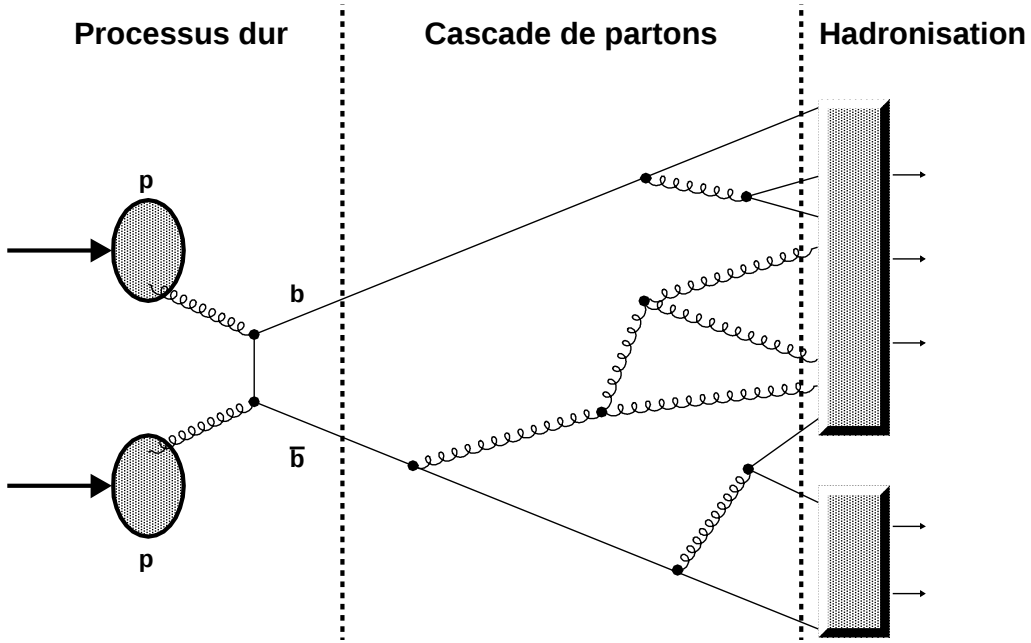
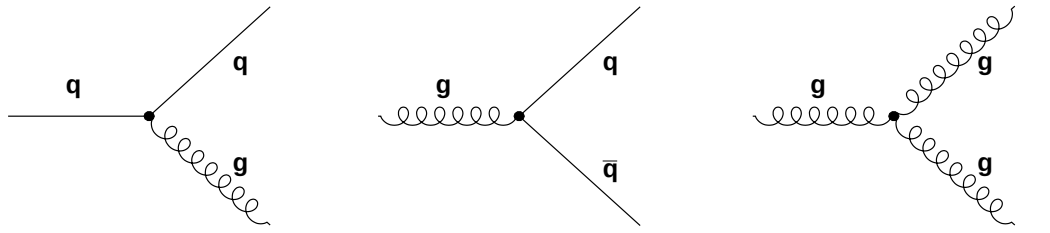


FIG. 8.1: Les étapes d'un générateur Monte-Carlo

- La production des quarks beaux fait intervenir des processus durs, donc modélisables perturbativement. Sont tenues compte toutes les contributions standards permettant d'obtenir au final les quarks b et $\bar{b}$ à partir de la collision de protons. La figure 8.1 montre la production d'une paire $b\bar{b}$ à partir de la fusion de deux gluons. Comme nous le verrons ultérieurement, les quarks beaux ne sont pas forcément produits au niveau du processus dur. En outre, les calculs théoriques de sections efficaces sont complétés par un ingrédient phénoménologique : la fonction densité partonique. Cette fonction, notée $f_q(x, Q^2)$, correspond à la probabilité de trouver un parton q avec une fraction x de l'énergie d'un proton incident en sondant par diffusion le faisceau avec un moment de transfert Q^2 [169]. La section efficace d'un processus $a + b \rightarrow c + d$ (a, b, c, d étant des partons) est alors pondérée par des termes $xf_a(x, Q^2)$ et $xf_b(x, Q^2)$. La somme sur les fractions d'énergie permet d'obtenir la section efficace totale du processus.

$$\sigma_{TOT}(a + b \rightarrow c + d) = \int dx_1 x_1 f_a(x_1, Q) \int dx_2 x_2 f_b(x_2, Q) \sigma(a + b \rightarrow c + d) \quad (8.1)$$

- Dans un deuxième temps, il est nécessaire de tenir compte des corrections dues aux émissions de gluons. L'échelle d'énergie se situe au delà de l'échelle QCD ($\sqrt{Q^2} < \Lambda_{QCD}$), domaine de la QCD perturbative. Pour effectuer le calcul, l'approche exacte serait de calculer les éléments de matrice. Mais ces calculs sont rapidement difficiles à des ordres élevés. C'est pourquoi, une solution approchée comme la "cascade de partons" est le plus souvent adoptée. Dans ce modèle, les quarks et les gluons se multiplient suivant des mécanismes $a \rightarrow bc$, pouvant donner naissance à des jets. La probabilité de la réaction $a \rightarrow bc$ dépend du paramètre cinématique z qui correspond à la fraction d'énergie et d'impulsion du parton a prise par le parton b (le parton c prenant la fraction $1 - z$). Les trois processus majeurs et leurs probabilités respectives sont donnés par la figure 8.2.



$$P_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \quad P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = 3(z^2 + (1-z)^2) \quad P_{g \rightarrow gg}(z) = 3 \frac{1-z(1-z^2))^2}{z(1-z)}$$

FIG. 8.2: Processus élémentaires à l'origine de la "cascade" de partons [170]

Mais cette probabilité doit dépendre également du moment de transfert Q^2 qui décroît au cours de la cascade de partons. Pour tenir compte de l'échelle d'énergie, la probabilité qu'une branche $a \rightarrow bc$ se produise est donnée par l'équation d'évolution DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [171][172][173] exprimée par la relation 8.2*.

$$\mathcal{P}_{a \rightarrow bc} \approx \int \frac{d(Q^2)}{Q^2} \int \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \quad (8.2)$$

- Au cours de la cascade, Q^2 diminue jusqu'à entrer dans le régime non perturbatif de la QCD ($\sqrt{Q^2} > \Lambda_{QCD}$). Les quarks se confinent et donnent lieu à des hadrons. Plusieurs modèles d'hadronisation sont utilisés, mêlant aspects théoriques et phénoménologiques.

Actuellement, il existe plusieurs générateurs Monte-Carlo pour simuler les interactions des particules. Des générateurs généraux comme PYTHIA, HERWIG, ISAJET ou SHERPA permettent de simuler intégralement la production des hadrons lourds. D'autres générateurs comme ACERMC ou ARIADNE sont spécialisés dans un des trois étages de la production. Pour notre étude, nous utiliserons le générateur choisi par la collaboration LHCb, PYTHIA, qui se démarque par son modèle d'hadronisation, la fragmentation en cordes, connu également sous le nom de "Modèle de Lund" [175].

*Les facteurs de formes de Sudakov sont négligés [174].

8.2 Choix du générateur Pythia : le modèle de Lund

Le modèle de Lund reprend le concept de corde introduit par Veneziano [176], utilisé pour décrire l'interaction forte avant l'apparition de la QCD. Il s'appuie sur les travaux de Artru et Mennessier [177] qui utilisaient la "brisure" d'une corde dans le processus de fragmentation.

8.2.1 Principe de la fragmentation par corde

L'hadronisation des baryons est plus complexe que celle des mésons. Ainsi nous expliquerons le modèle d'hadronisation à partir de l'exemple simple d'une paire $q\bar{q}$, dont la fragmentation est schématisée par la figure 8.3.

Dans la phase d'hadronisation, le système $q\bar{q}$ peut être également vu comme un dipôle de couleur (triplet coloré - triplet anticoloré). Du fait de l'autocouplage entre les gluons dans le vide, les lignes de champs de QCD entre les quarks q et $\bar{q}$ semblent être compactées en une région et forment un "tube" dont la dimension transversale est de l'ordre de 1 fm. Le système $q\bar{q}$ peut être alors décrit par une corde relativiste dont chacune des extrémités est attachée à un quark. La tension de la corde κ représente sa densité d'énergie linéique de couleur et elle est de l'ordre de 1 GeV/fm. Quand la distance r entre les deux quarks augmente, le potentiel du dipôle $V(r) \approx \kappa r$ augmente jusqu'à ce que la corde se "casse". Comme le montre la figure 8.3, une paire $q'\bar{q}'$ est produite et on obtient deux cordes, l'une reliant les quarks q et $\bar{q}'$, et l'autre reliant les quarks $\bar{q}$ et q' .

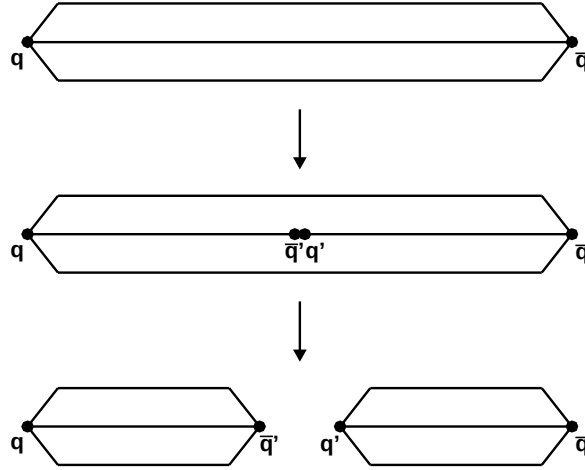


FIG. 8.3: Schéma de la brisure de la corde

Finalement, si l'énergie des cordes est suffisante, le processus peut être réitéré. Dans le cas contraire, la corde ne se rompt plus et confine les quarks au sein d'un hadron. Enfin, la probabilité P que la corde se "casse" est donnée par une gaussienne autour de la "masse" transverse $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ commune des quarks q' et $\bar{q}'$:

$$P \propto \exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) \quad (8.3)$$

Le traitement effectué en réalité par PYTHIA est plus élaboré que le mécanisme que nous venons de décrire. Le modèle d'hadronisation dépend également des polarisations, des

fonctions d'onde hadroniques et de l'espace de phase.

8.2.2 Détermination des paramètres cinématiques du hadron

La corde décrivant le système $q\bar{q}$ ne possède pas d'excitation transverse. Par conséquent, l'impulsion transverse du hadron formé est donnée par la somme vectorielle des impulsions transverses des quarks qui le constituent. En ce qui concerne l'impulsion longitudinale p_L et l'énergie E du hadron, il est nécessaire de prendre en compte l'aspect phénoménologique à travers une fonction de fragmentation. La fonction de fragmentation est utilisée pour estimer le paramètre z qui correspond cette fois à la fraction d'énergie et d'impulsion longitudinale du quark q emportée par le méson. Plus le quark est lourd, plus la fonction de fragmentation est dure. Cela explique qu'il existe des paramétrisations différentes selon les cas envisagés. Par défaut, PYTHIA utilise la fonction de fragmentation suivante :

$$f(z) \propto \frac{1}{z^{1+Bm_Q}} (1-z)^A \exp\left(-B \frac{E_T^2}{z}\right) \quad (8.4)$$

Son expression combine deux modèles : la fonction de fragmentation symétrique de Lund [178] pour les quarks légers et le modèle de Bowler [179] pour les quarks charmés ou beaux. La fonction résultante dépend alors de la masse du quark lourd m_Q et de la masse transverse du méson $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$. Les deux paramètres A et B sont des paramètres qui doivent être ajustés aux données expérimentales : $A = 0,3$ et $B = 0,58 \text{ GeV}^{-2}$ [170].

Nous pouvons nous rendre compte que les générateurs Monte-Carlo comportent de nombreux paramètres à ajuster pour reproduire les résultats expérimentaux. Ces ajustements limitent le pouvoir prédictif des générateurs Monte-Carlo dans des configurations expérimentales nouvelles.

8.3 Configuration LHCb de PYTHIA

La collaboration LHCb possède sa propre configuration du programme PYTHIA. Cette section résume les principaux ingrédients utilisés en entrée. Nous adopterons la version 6.3 de PYTHIA, version utilisée pour les productions de données actuelles dans l'expérience LHCb.

En particulier, elle utilise la fonction densité partonique CTEQ6L [180] qui ajuste les données expérimentales aux calculs de QCD effectués au deuxième ordre du développement en α_s (*Next-Leading Order* ou NLO). Cette fonction est intégrée au package LHAPDF 4.1.1 (Les Houches Accord Parton Density Functions) [169] qui regroupe, sous une interface commune, un ensemble de fonctions densité partoniques avec leurs incertitudes expérimentales. Avec cette configuration de PYTHIA, les principaux processus permettant de produire des paires de quarks beaux sont énumérés dans le tableau 8.3 avec leur probabilité d'apparition respective.

Un autre ingrédient doit être intégré dans les processus durs de PYTHIA. En effet, une seule interaction parton-parton ne suffit pas pour expliquer la haute multiplicité observée pour les collisionneurs hadroniques à bas P_T . On suppose alors que plusieurs interactions parton-parton peuvent se produire dans une seule collision proton-proton [170][174][181].

Plusieurs modèles intégrés dans PYTHIA permettent de tenir compte des interactions multiples. Le principal paramètre de ces modèles est l'impulsion transverse P_{Tmin} qui caractérise le seuil en deçà duquel les interactions multiples doivent être prises en compte. Au sein de la collaboration LHCb, ce paramètre a été ajusté afin de reproduire les multiplicités mesurées par CDF et UA5. La valeur adoptée actuellement est de $3,54 \pm 0,13$ GeV/c [182].

Dans les conditions expérimentales du LHC, le quark beau et l'antiquark beau peuvent s'hadroniser indépendamment l'un de l'autre. Cette situation est différente de celle des expériences BABAR et BELLE pour lesquelles la paire $b\bar{b}$ est produite sous la forme de résonance Υ . Dans la collaboration LHCb, le modèle d'hadronisation de PYTHIA est paramétré à partir des mesures du Tévatron et du LEP tel que les probabilités d'hadronisation soient celles du tableau 8.1. Est également pris en compte (avec les probabilités du tableau 8.2) la production des mésons beaux à partir des résonances intermédiaires B^* et B^{**} .

B_d^0	40,5%
B_d^+	40,5%
B_s^0	9,9%
B_c^+	$\approx 0,05\%$
Baryon beau	9,1%

TAB. 8.1: Probabilités d'hadronisation des quarks beaux (estimées à partir des mesures expérimentales)

aucune résonance intermédiaire	21%
B^*	63%
B^{**}	16%

TAB. 8.2: Probabilité de production de B en résonances intermédiaires (estimées à partir des mesures expérimentales)[183]

En utilisant le générateur PYTHIA, nous allons estimer, par la suite, l'asymétrie entre le nombre de Λ_b^0 et de $\bar{\Lambda}_b^0$ produits. Ce résultat sera entâché d'une incertitude importante liée au modèle mise en place par PYTHIA qu'il faudra déterminer. Notre investigation s'effectuera sur deux niveaux : la production des (anti-)quarks beaux et l'hadronisation de ces (anti-)quarks.

8.4 Production des quarks beaux et asymétrie

8.4.1 Production de paires $b\bar{b}$ par interaction forte

Au cours d'une collision entre deux protons, l'interaction forte entre des partons du faisceaux peuvent donner naissance à des paires $b\bar{b}$. Dans le calcul des sections efficaces réalisé par PYTHIA, sont considérées plusieurs topologies de diagrammes de Feynman :

- Nous pouvons distinguer les diagrammes calculables au premier ordre du développement en α_s (*Leading-Order* ou LO) dont les deux diagrammes de la figure 8.4 en sont des représentants. Le diagramme 8.4(a) représente **la fusion de gluons** qui comme son nom l'indique donne naissance à une paire $b\bar{b}$ par interaction entre deux gluons. Le diagramme 8.4(b) est un diagramme d'annihilation, la paire recherchée

étant produite par l'interaction d'un quark et un antiquark. Ce diagramme, dans la voie s , est négligeable devant la fusion de gluons. Le détecteur LHCb a été optimisé de manière à reconstruire les hadrons beaux tels qu'ils sont produits par la fusion de gluons.

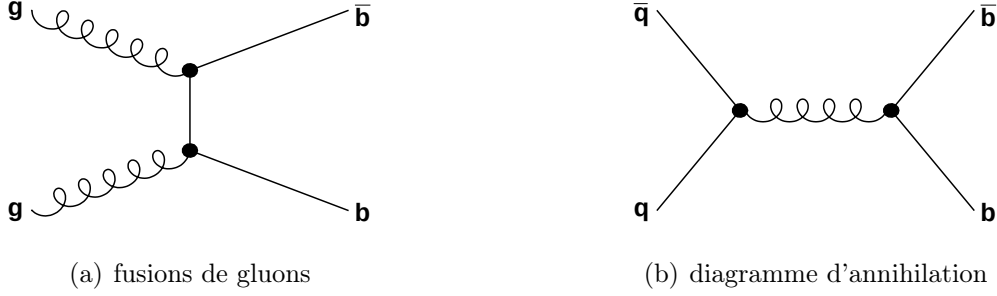


FIG. 8.4: Les diagrammes de Feynman de production de paires $b\bar{b}$ (LO)

- Les calculs sont poussés également aux Next-Leading-Order (NLO) [184]. Les diagrammes correspondant peuvent être classés en deux catégories : **l'excitation de saveur** et le **clivage de gluons** (figure 8.5). Ils nécessitent des émissions de gluons pour produire un quark et un antiquark beau c'est-à-dire produits dans l'étape de "cascade" de parton.

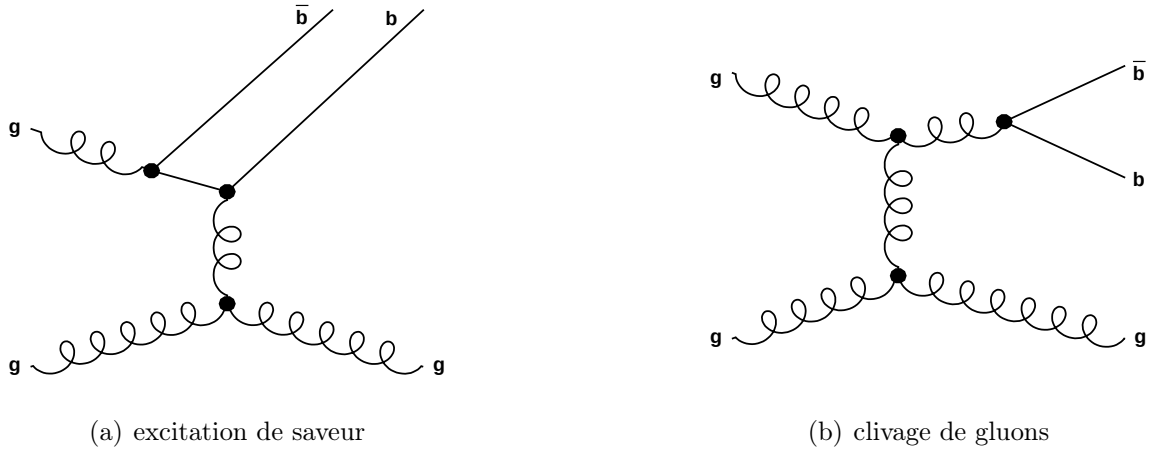


FIG. 8.5: Les diagrammes de Feynman de production de beauté au Next-Leading-Order (NLO)

Plus l'énergie dans le centre de masse est élevée, plus la contribution des diagrammes au Next-Leading-Order est importante par rapport à ceux au Leading-Order. Comme le montre le tableau 8.3, la génération avec PYTHIA montre que seulement 15% des quarks beaux sont produits par fusion de gluons aux énergies du LHC [170][185].

Avec la version de PYTHIA utilisée, la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ est de l'ordre de $650 \mu b$. Cette valeur est très mal connue et peut donc varier selon la paramétrisation de PYTHIA entre $175 \mu b$ et $950 \mu b$ [185][186]. Du fait de l'importante incertitude,

Processus physiques	Contribution à la production de la beauté
Fusion de gluons	15%
Clivage de gluons	27%
Excitation de saveur	58%

TAB. 8.3: *Processus durs contribuant à la production de quarks beaux et leurs probabilités respectives (q désigne un quark, g un gluon et q' un quark d'une autre saveur)*

la collaboration LHCb prend par convention la valeur classique de $500 \mu\text{b}$. Cette valeur sera mesurée lors du démarrage du LHC.

Par la suite, nous serons amenés à utiliser deux modes de production de la beauté :

- **Mode I** : Les événements sont générés par les trois processus forts dominants du tableau 8.3 (option MSEL=0 de PYTHIA). Toutefois, on ne peut limiter dans PYTHIA la production par ces processus à la beauté. De ce fait, la génération est lancée en boucle jusqu'à ce qu'une particule belle soit produite.
- **Mode II** : À chaque événement, une paire $b\bar{b}$ (au moins) est engendrée par les diagrammes au Leading-Order, soit essentiellement par fusion de gluons (option MSEL=5 de PYTHIA). Même si cette contribution est minoritaire au LHC, le temps de calcul est considérablement réduit par rapport au mode I et permet d'obtenir une grande statistique.

8.4.2 Asymétrie entre le nombre de quarks beaux et le nombre d'antiquarks beaux

Dans le cadre du Modèle Standard, les contributions que nous avons vu ne peuvent produire que des paires de quarks beaux par conservation de la charge quantique "beauté" dans l'interaction forte. Seule l'interaction électrofaible pourrait induire une asymétrie entre le nombre de quarks beaux et de le nombre d'antiquarks beaux car elle autorise le changement de saveur dans les courants chargés. Les figures 8.6(a) et 8.6(b) illustrent de telles contributions.

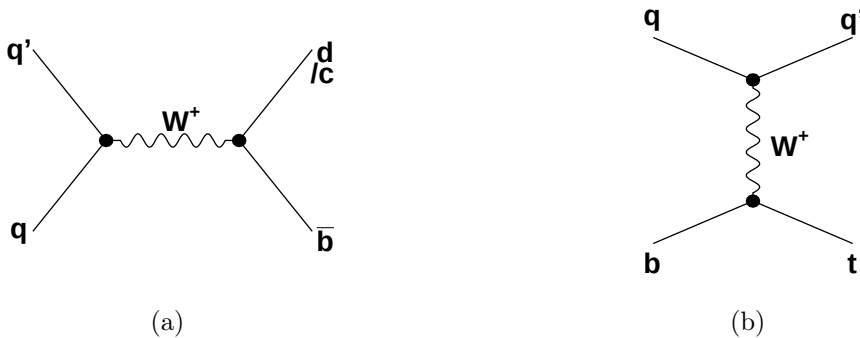


FIG. 8.6: *Production électrofaible de (anti-)quark beau unique*

Le diagramme dans la voie s permet de produire un antiquark beau unique à partir d'un W^+ . Le deuxième diagramme, dans la voie t , est le diagramme dominant pour la production d'un quark top unique. Comme le top se désintègre à 98% en quark b , ce diagramme permet de produire également un quark beau unique. La contribution de ces diagrammes est très faible comparée à la contribution par interaction forte. Par exemple, le deuxième diagramme qui met en jeu un boson W très virtuel a une section efficace estimée à ≈ 245 pb à l'échelle d'énergie du LHC [187]. Pour la physique de la beauté, nous pouvons donc négliger les contributions électrofaibles.

Par contre, pour la physique du top, pour laquelle la section de production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte est plus faible (≈ 830 pb) [187], la fraction relative des quarks top isolés (mis en évidence expérimentalement en 2007) est beaucoup plus importante et représente environ 1/3 de la production de quarks top.

8.5 Hadronisation en Λ_b^0 et asymétrie

8.5.1 Probabilité d'hadronisation en baryons beaux

En ce qui concerne le Λ_b^0 , le manque de résultats expérimentaux spécifiques aux baryons beaux ne permet pas de paramétriser précisément leur production. Les résultats obtenus par notre étude sont essentiellement contraints par les résultats expérimentaux obtenus sur les mésons beaux. Les valeurs avancées devront être confrontées à l'expérience. Ainsi, un quark b a une probabilité de 9,1% de s'hadroniser en baryons beaux. Le Λ_b^0 est dominant avec 87%, viennent ensuite le Ξ_b^0 et le Ξ_b^- avec 11%. Le tableau 8.4 indique les valeurs données par PYTHIA pour les proportions de Λ_b^0 produits par une résonance intermédiaire. La moitié des Λ_b^0 sont générés par l'intermédiaire d'un Σ_b ou d'un Σ_b^* .

aucune résonance intermédiaire	50%
$\Sigma_b^-, \Sigma_b^0, \Sigma_b^+$	16%
$\Sigma_b^{*-}, \Sigma_b^{*0}, \Sigma_b^{*+}$	34%

TAB. 8.4: Probabilité de la production de Λ_b^0 par une résonance intermédiaire

Au vu de la configuration fiducielle du détecteur LHCb, un spectromètre couvrant un angle solide très faible, tous les événements générés ne sont pas forcément intéressants. Ainsi, une coupure en acceptance à 400 mrad est effectuée dès la production pour sélectionner les événements rentrant dans le détecteur. Cette coupure permet de réduire la taille des informations à stocker sur disque et de réduire le temps nécessaire pour simuler le détecteur. À partir de nos simulations avec PYTHIA, nous avons estimé que $(34,88 \pm 0,11)\%$ des Λ_b^0 satisfont ce critère. Comme le quark beau tend à imposer son impulsion au hadron beau (*leading quark*), la fraction d'événements sélectionnée est sensiblement similaire pour tous les hadrons beaux. Par conséquent, on prendra le rapport de $(34,71 \pm 0,01)\%$ mesuré sur une plus grande statistique, commun à tous les canaux de la physique de la beauté.

8.5.2 Asymétrie entre la probabilité d'hadronisation en Λ_b^0 et en $\overline{\Lambda}_b^0$

Les probabilités d'hadronisation obtenues pour les hadrons beaux sont confrontées à celles des antibaryons beaux. Le résultat sera donné sous forme d'asymétrie (relation (8.5)) de manière à minimiser les incertitudes systématiques sur les taux de production. On sera vigilant au fait que par convention les mésons beaux sont constitués d'un antiquark beau alors que les baryons sont constitués d'un quark beau.

$$A_{B^0} = \frac{P(b \rightarrow \overline{B}^0) - P(\bar{b} \rightarrow B^0)}{P(b \rightarrow \overline{B}^0) + P(\bar{b} \rightarrow B^0)} \quad A_{\Lambda_b^0} = \frac{P(\bar{b} \rightarrow \overline{\Lambda}_b^0) - P(b \rightarrow \Lambda_b^0)}{P(\bar{b} \rightarrow \overline{\Lambda}_b^0) + P(b \rightarrow \Lambda_b^0)} \quad (8.5)$$

En utilisant PYTHIA, nous avons produit de la beauté selon les deux modes de production. Environ $3,2 \times 10^4$ Λ_b^0 et $\overline{\Lambda}_b^0$ ont été produits avec le mode I et environ $1,5 \times 10^6$ avec le mode II. Les asymétries entre nombre d'antiparticules belles et nombre de particules belles sont données par le tableau 8.5, accompagnées de leurs erreurs statistiques.

	Mode I	Mode II
$A_{B_d^0}$	$-0,12 \pm 0,07\%$	$-0,05 \pm 0,01\%$
$A_{B_s^0}$	$+0,69 \pm 0,15\%$	$+0,50 \pm 0,02\%$
$A_{\Lambda_b^0}$	$-0,67 \pm 0,17\%$	$-0,81 \pm 0,03\%$

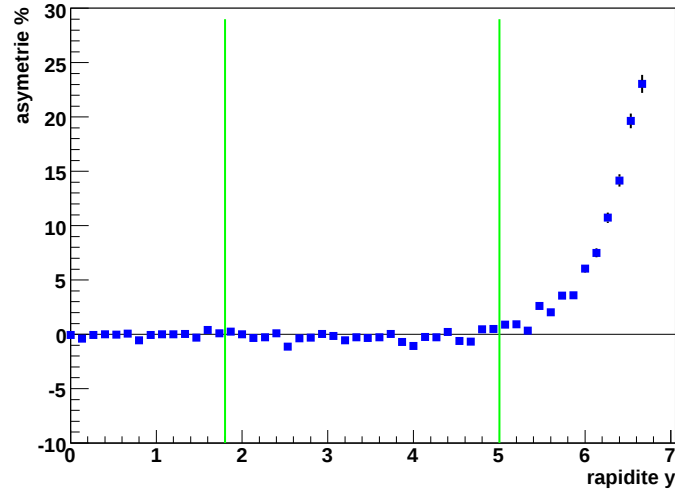
TAB. 8.5: Asymétries de production pour les hadrons B_d^0 , B_s^0 et Λ_b^0

Nous constatons que les résultats donnés par le mode de production I et II sont compatibles. Le Λ_b^0 possède une asymétrie de production de l'ordre de 1% qui est plus importante que celle des mésons. Sur les figures 8.7(a), 8.7(b) et 8.7(c) sont représentées les variations de l'asymétrie en fonction de la rapidité y définie par (8.6). Ces graphiques montrent qu'il n'y a pas d'asymétrie lorsque la rapidité est nulle et que la valeur absolue de l'asymétrie augmente avec la rapidité.

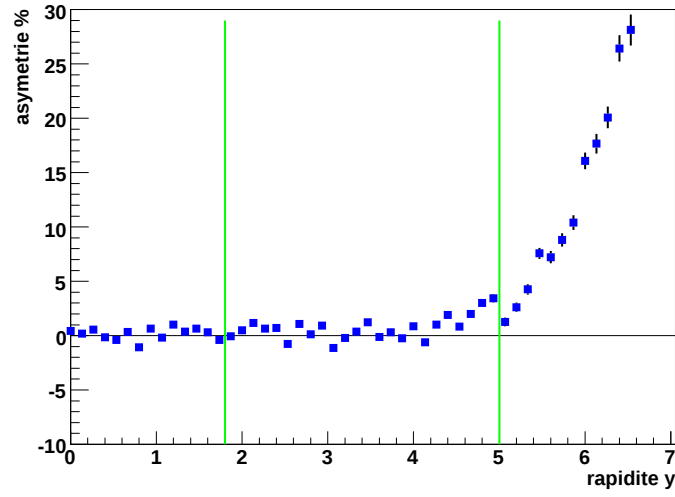
$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + pz}{E - pz} \right) \quad \eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \approx y \quad (8.6)$$

Par son acceptance géométrique, le détecteur LHCb ne peut reconstruire que des particules belles dont la rapidité se situe dans un intervalle déterminé. En approchant la rapidité y à la pseudo rapidité η , on peut considérer que le domaine en rapidité du détecteur s'étend de 1,8 à 5, soit une couverture angulaire θ de 13 mrad à 328 mrad. Cette coupure supprime le peu d'événements pour lesquels l'asymétrie est élevée mais aussi les nombreux événements pour lesquels l'asymétrie est quasiment nulle. Comme le montre le tableau 8.6, la valeur moyenne des asymétries change très peu lorsque la coupure est réalisée (à l'exception de celle associée au méson B_d^0 qui augmente).

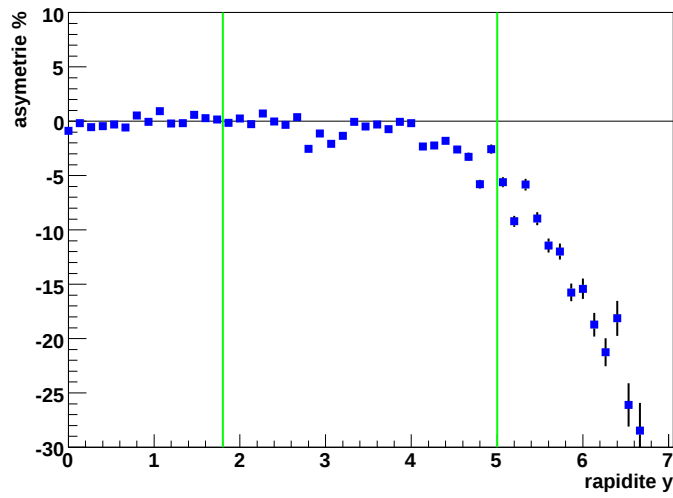
Pour achever cette section, nous allons expliciter les différents mécanismes susceptibles d'être à l'origine de l'asymétrie de production pour une rapidité non nulle [188][189]. L'asymétrie à la production tire son origine de la nature des faisceaux. Nous avons deux protons dans l'état initial de la réaction, soient 6 quarks de valence. Une fois qu'une ou



(a) $\overline{B}_d^0 - B_d^0$



(b) $\overline{B}_s^0 - B_s^0$



(c) $\overline{\Lambda}_b^0 - \Lambda_b^0$

FIG. 8.7: Asymétrie de production en fonction de la rapidité y

	Mode II
$A_{B_d^0}$	$-0,28 \pm 0,02\%$
$A_{B_s^0}$	$+0,50 \pm 0,04\%$
$A_{\Lambda_b^0}$	$-0,88 \pm 0,05\%$

TAB. 8.6: Asymétries de production pour les hadrons B_d^0 , B_s^0 et Λ_b^0 compris dans l'acceptance géométrique du détecteur LHCb

plusieurs interactions dures entre les partons de ces protons ont lieu, les quarks beaux produits peuvent être connectés en couleur avec le faisceau restant. Le quark $\bar{b}$ aura plus tendance à former un méson avec les quarks de valence u ou d présent dans le reste du faisceau. Le quark b aura plus tendance à former un baryon avec les deux quarks du reste de faisceau. Ces comportements asymptotiques conduisent aux asymétries que nous avons observées. Dans le cas du LEP ou du Tevatron, ces asymétries n'existaient pas car les particules étaient produites par une collision particule-antiparticule (e^+e^- pour le LEP et $p\bar{p}$ pour le Tevatron). De manière plus détaillée, on peut distinguer trois contributions distinctes, causes de l'asymétrie :

- Au cours de l'hadronisation du quark b, des échanges gluoniques peuvent apparaître entre les lignes de quarks et les quarks de valence du faisceau, si bien que la corde ne possède pas assez d'énergie pour pouvoir donner naissance à plusieurs hadrons. Ce phénomène est appelé dans la littérature anglaise "*cluster collapse*" où le terme "*cluster*" désigne une corde de faible énergie. Ce phénomène tend à expliquer qu'il y ait plus de hadrons comprenant plus de Λ_b^0 que de $\bar{\Lambda}_b^0$ [188][189].
- L'interaction du quark lourd avec le reste du faisceau peut entraîner une augmentation importante de la valeur absolue de la rapidité dans la direction du faisceau restant. Il s'agit de l'effet de "*beam drag*". La variation étant plus importante pour les mésons que pour les hadrons, la production du Λ_b^0 sera moins favorisée à haute rapidité [188][189].
- Finalement, la diffusion inélastique sur un quark de valence peut avoir lieu. Le jet produit avec une haute impulsion transverse et d'énergie biaiser la formation de méson et de baryon. D'après la référence [189], ce phénomène privilégie la formation du $\bar{\Lambda}_b^0$.

8.5.3 Erreur systématique sur l'asymétrie de production

Compte tenu des incertitudes sur la phénoménologie des hadrons beaux aux énergies du LHC, nous avons estimé l'erreur sur l'asymétrie de production. Dans ce but, nous avons fait varier plusieurs paramètres de PYTHIA susceptibles d'intervenir dans les phénomènes physiques responsables de l'asymétrie. Notre étude s'est limitée aux particules Λ_b^0 et $\bar{\Lambda}_b^0$ produits par les diagrammes au Leading-Order (LO) du mode II pour réduire considérablement le temps de calcul. L'influence de chaque paramètre a été étudié sur 10 millions d'événements, ce qui correspond à une erreur statistique de $\pm 0,03\%$.

Nous énumérons les paramètres que nous avons fait varier :

- Nous avons regardé l'impact de l'échelle de QCD, Λ_{QCD} , sur les valeurs. Prise par défaut à 0,3 GeV dans PYTHIA, nous pouvons la faire varier de 150 MeV à 1 GeV. L'asymétrie évolue de $-0,72\%$ à $-0,89\%$.
- L'énergie prise par les quarks beaux est déterminée à partir de la fonction densité partonique. Utiliser une autre fonction pourrait avoir des implications sur le phénomènes de *cluster collapse* et de *beam drag*. Le tableau 8.7 présente les asymétries obtenues en fonction des principales fonctions densité partoniques du package LHAPDF. Pour ces fonctions, nous avons conservé les désignations données dans le projet LHAPDF ; plus de détails sur ces fonctions pourront être trouvés dans les références indiquées.

Fonction de densité partonique	Référence	Asymétrie
MSTR 2004	[190]	$-0,53\%$
FERMI 2002	[191]	$-0,41\%$
ALEKHIN 2000	[192][193]	$-0,62\%$
BOTJE	[194]	$-0,63\%$
ZEUS 2005	[195]	$-0,73\%$
H1 2000	[196]	$-0,57\%$

TAB. 8.7: Influence, sur l'asymétrie de production du Λ_b^0 , du choix de la fonction de densité partonique pour les protons du faisceau

- Comme l'énergie et l'impulsion longitudinale du hadron sont données par la fonction de fragmentation, il est possible de modifier les caractéristiques de la fonction symétrique de Lund ou de changer de fonction de fragmentation. Dans notre étude des systématiques, nous pouvons opter pour l'utilisation de la fonction de fragmentation de Peterson [197], qui décrit également l'hadronisation des quarks lourds. L'asymétrie obtenue dans ces conditions atteint $-0,65\%$.
- Nous avons également changé le modèle utilisé par PYTHIA pour décrire le phénomène de "*cluster collapse*" (paramètre MSTJ(16) de PYTHIA [170]) : les résultats sont compatibles avec ceux du modèle utilisé par défaut. En outre, nous avons également "joué" sur le seuil d'apparition du phénomène de "*cluster collapse*" (paramètre MSTJ(17) de PYTHIA [170]). En diminuant le seuil, l'asymétrie n'évolue pas sensiblement. Si le seuil est renforcé, l'asymétrie diminue et peut atteindre une valeur de $-0,69\%$.

La liste précédente n'est pas exhaustive et d'autres sources de systématique peuvent être étudiées :

- D'après une étude menée par Sjöstrand *et al* [188], une valeur plus faible de la masse des quarks pourrait amplifier l'asymétrie constatée.
- La fonction de distribution de la fraction du faisceau après interaction peut être un paramètre important. Sjöstrand *et al* [188] ont étudié son impact en utilisant différentes paramétrisations. Des différences significatives apparaissent à haute rapidité, domaine exclu par l'acceptance géométrique du détecteur.
- Enfin, il est possible de changer de modèle d'hadronisation. En particulier, nous pourrions sélectionner le générateur HERWIG qui utilise le modèle de fragmentation en amas. Ce générateur intègre également les mécanismes physiques qui sont à l'origine de l'asymétrie de production.

En faisant la somme quadratique des écarts les plus grands entre la valeur nominale et celle des principales systématiques (liées à la fonction densité partonique, fonction de fragmentation, modèle décrivant le "*cluster collapse*"), nous obtenons une asymétrie de production pour les particules $\bar{\Lambda}_b^0/\Lambda_b^0$ de $(-0,81 \pm 0,03(\text{stat})_{-0,08}^{+0,43}(\text{sys}))\%$. On rappelle que l'erreur systématique calculée ne tient pas compte des effets des diagrammes au Next-Leading-Order et qu'elle se précisera quand on aura une paramétrisation plus fiable des conditions expérimentales du LHC.

Dans les simulations utilisées par la collaboration LHCb, la génération des hadrons beaux Λ_b^0 est assurée par PYTHIA. De nombreux paramètres de ce programme doivent être ajustés aux données expérimentales actuelles. De ce fait, le pouvoir prédictif du programme est limité et les valeurs prédites sont entachées d'une erreur importante. Le tableau récapitulatif 8.8 rappelle les valeurs prises par convention dans LHCb et que nous utiliserons ultérieurement. Ces valeurs de référence faciliteront la comparaison de nos résultats d'analyse avec ceux des autres analyses.

Section efficace de la diffusion inélastique pp	80 mb
Section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$	500 μb
Probabilité d'hadronisation d'un quark b en Λ_b^0	9,1%
Fraction de signal dans les 400 mrad d'acceptance	$(34,71 \pm 0,01)\%$

TAB. 8.8: Valeurs prises par convention par la collaboration LHCb

Nous avons mis en évidence une asymétrie de -0,81% entre le nombre de $\bar{\Lambda}_b^0$ et celui de Λ_b^0 produits. Les mécanismes physiques qui sont à l'origine sont liés à l'interaction entre le quark beau et les quarks de valence du fragment de faisceau. Cet effet systématique devra être pris en compte lors de la détermination de l'asymétrie CP entre les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ et $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V$.

Une fois le Λ_b^0 produit, la prochaine étape dans la génération est de réaliser la désintégration des particules. Pour cela, il est nécessaire de connaître la dynamique de la désintégration et de l'implémenter dans le code du générateur.

Chapitre 9

Phénoménologie de la désintégration faible du Λ_b^0

Produite au cours d'une collision proton-proton, la particule Λ_b^0 parcourt une courte distance ($c\tau \approx 369\mu\text{m}$) avant de se désintégrer. Pour notre étude prospective, il est nécessaire de simuler au plus près de la réalité cette désintégration. L'utilisation des véritables distributions angulaires des particules finales de la réaction permettra d'estimer correctement la réponse du détecteur LHCb.

Dans ce but, nous avons développé un modèle phénoménologique de la désintégration faible $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$. Cette entreprise n'est pas nouvelle car plusieurs modèles dynamiques ont été développés [198][199][200] pour des états finaux de la désintégration du Λ_b^0 similaires. Cependant, la méthode que nous avons adoptée nous permettra d'inclure plus facilement la dynamique de la désintégration dans le code des générateurs Monte-Carlo. Dans cet esprit, notre travail s'appuie, dans un premier temps, sur l'aspect cinématique, en exploitant la polarisation de la particule Λ_b^0 et de celle des particules secondaires issues du Λ_b^0 . La dynamique propre à la désintégration sera "encapsulée" dans des paramètres qui interviendront dans l'expression des distributions angulaires. La détermination de ces paramètres nécessitera une collaboration expérimentateur-théoricien.

Sommaire

9.1	Importance de la polarisation	134
9.1.1	Quelques notions de "spinologie"	134
9.1.2	Polarisation du Λ_b^0 et des autres résonances	135
9.1.3	Repères utilisés dans le modèle	137
9.2	Calcul des distributions angulaires	138
9.2.1	Formalisme d'hélicité	138
9.2.2	Amplitude globale	139
9.2.3	Distribution angulaire de chaque résonance	140
9.3	Calcul des éléments de matrice hadronique	143
9.3.1	Approche effective par le formalisme OPE (Operator Product Expansion)	143
9.3.2	Hypothèse de factorisation	146
9.3.3	Premiers résultats du modèle dynamique	149

9.4	Implantation de la dynamique dans le code de simulation du logiciel EVTGEN	151
9.4.1	Architecture logicielle utilisée	151
9.4.2	Représentation graphique des distributions angulaires du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	152
9.4.3	Spécificités des canaux comportant un méson vecteur ρ^0 ou ω^0	155

9.1 Importance de la polarisation

La polarisation des particules est un ingrédient primordial de notre modèle phénoménologique. Nous allons montrer au cours de ce chapitre comment elle est exploitée.

9.1.1 Quelques notions de "spinologie"

Avant toute chose, nous rappelons des notions élémentaires de la Physique du spin, et les notations associées, qui seront utilisées ultérieurement. Nous nous limiterons au cadre de la Mécanique Quantique standard épaulée par la cinématique relativiste [201][202][203].

Le **vecteur polarisation** d'une particule de spin quelconque s peut être défini comme la valeur moyenne du vecteur spin $\vec{S}$, normalisée à l'unité (relation (9.1)). Le vecteur polarisation est une grandeur physique classique qui s'exprime dans l'espace réel (à trois dimensions) alors que le vecteur spin est une grandeur quantique qui s'exprime dans un espace de Hilbert à $2s+1$ dimensions. On dira qu'une particule est polarisée si le vecteur polarisation est non nul.

$$\vec{\mathcal{P}} = \frac{\langle \vec{S} \rangle}{s} \quad (9.1)$$

Bien entendu, le spin n'est pas une grandeur directement mesurable. Sur le plan expérimental, on ne peut mesurer que les projections de ce vecteur suivant un axe de quantification donné. On considère alors un trièdre (X,Y,Z) de l'espace dans lequel le vecteur polarisation peut être décomposé :

$$\vec{\mathcal{P}} = \mathcal{P}_X \vec{X} + \mathcal{P}_Y \vec{Y} + \mathcal{P}_Z \vec{Z} \quad (9.2)$$

La composante $\mathcal{P}_X$ ($\mathcal{P}_Y$, $\mathcal{P}_Z$) est alors appelée **degré de polarisation** suivant l'axe X (Y,Z). Pour le cas d'une particule de spin 1/2, le degré de polarisation correspond à la différence entre le nombre de particules dont la projection du spin est +1/2 et celui dont la projection du spin est -1/2.

$$\text{spin } 1/2 : \mathcal{P}_X = \frac{N(+1/2) - N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)} \quad (9.3)$$

Toutefois, il est rare que l'on connaisse avec exactitude la polarisation d'une particule. L'état décrivant cette particule peut être alors considéré comme un mélange statistique d'états d'orientation de spin différente. Cela se traduit par l'introduction de la **matrice densité de polarisation** ρ qui peut être définie par la relation suivante :

$$\vec{\mathcal{P}} = Tr(\rho \vec{S}) \quad (9.4)$$

La matrice densité de polarisation assure alors le passage du vecteur spin, quantité quantique, au vecteur polarisation, quantité classique. Pour une particule de spin s , elle est représentée par une matrice hermitique de dimension $2s+1$. Pour les cas de spin $1/2$ et de spin 1 , on utilisera les notations de la formule (9.5). Les termes diagonaux sont réels et positifs et leur somme est égale à 1. Ils correspondent aux probabilités d'obtenir un état de polarisation donnée. Plus précisément, pour la matrice densité de polarisation de spin $1/2$, la valeur $\rho_{+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} (\rho_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}})$ est la probabilité de trouver la particule avec un moment de spin $+1/2$ ($-1/2$) sur un axe de quantification donné.

$$\rho_{\text{spin } 1/2} = \begin{pmatrix} \rho_{+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} & \rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \\ \rho_{-\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} & \rho_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \quad \rho_{\text{spin } 1} = \begin{pmatrix} \rho_{+1+1} & \rho_{+10} & \rho_{+1-1} \\ \rho_{0+1} & \rho_{00} & \rho_{0-1} \\ \rho_{-1+1} & \rho_{-10} & \rho_{-1-1} \end{pmatrix} \quad (9.5)$$

9.1.2 Polarisation du Λ_b^0 et des autres résonances

Comme nous avons introduit la notion de polarisation, intéressons-nous à la polarisation du Λ_b^0 produit au cours d'une collision proton-proton. Dans un premier temps, nous rappelons que les faisceaux de protons du LHC ne sont pas polarisés. De plus, la parité est conservée dans les processus forts de production des hadrons beaux. Cette symétrie interdit une polarisation du Λ_b^0 dans le plan de production (plan formé par les impulsions du Λ_b^0 et d'un des protons incidents). En effet, tout vecteur de base du plan de production change de signe par parité alors que le vecteur orthogonal au plan $\vec{N}_P$ est invariant par parité. Par conséquent, la polarisation du Λ_b^0 , si elle existe, ne peut être que transversale par rapport au plan de production.

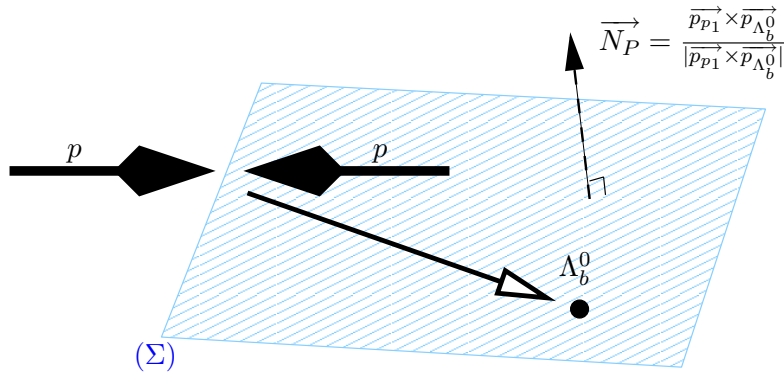


FIG. 9.1: Plan de production (Σ) de la collision proton-proton

À l'heure actuelle, aucune mesure expérimentale ne contraint la polarisation transverse du Λ_b^0 . Toutefois, il est possible de se référer au cas de l'hypéron Λ^0 produit dans les réactions $pp \rightarrow \Lambda^0 X$ ou $pBe \rightarrow \Lambda^0 X$. Il est bien connu que les hyperons produits de manière inclusive au cours d'une production proton-proton sont polarisés transversalement. Les figures 9.2(a) et 9.2(b) montrent la dépendance de la polarisation transverse du Λ^0 en fonction de l'impulsion transverse p_T et de la variable de Feynman $x_F = P_L(\Lambda^0)/P_{\text{faisceau}}$. La convention de signe adoptée est celle communément admise [204] : le signe positif pour une polarisation dans le sens du vecteur $\vec{N}_P$. La polarisation du Λ^0 croît avec l'impulsion

transverse jusqu'à former un plateau à partir d'une impulsion transverse de l'ordre de 1 GeV. La valeur du plateau est dépendante de la variable de Feynman. D'après des résultats récents [201], la polarisation du Λ^0 peut atteindre une valeur de -50% à -60% (incertitude très importante). Cependant, des travaux préliminaires en QCD [205] indiquent que la polarisation du Λ^0 diminue et s'annule pour des grandes valeurs d'impulsion transverse.

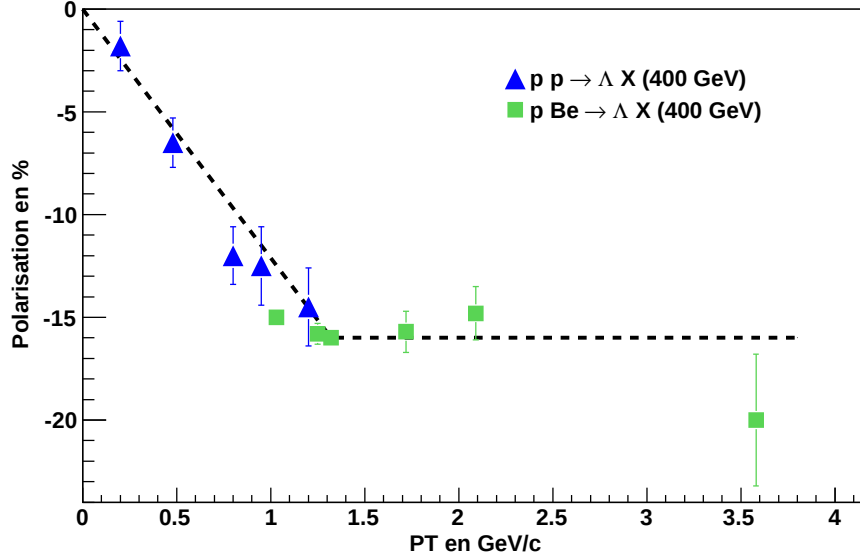
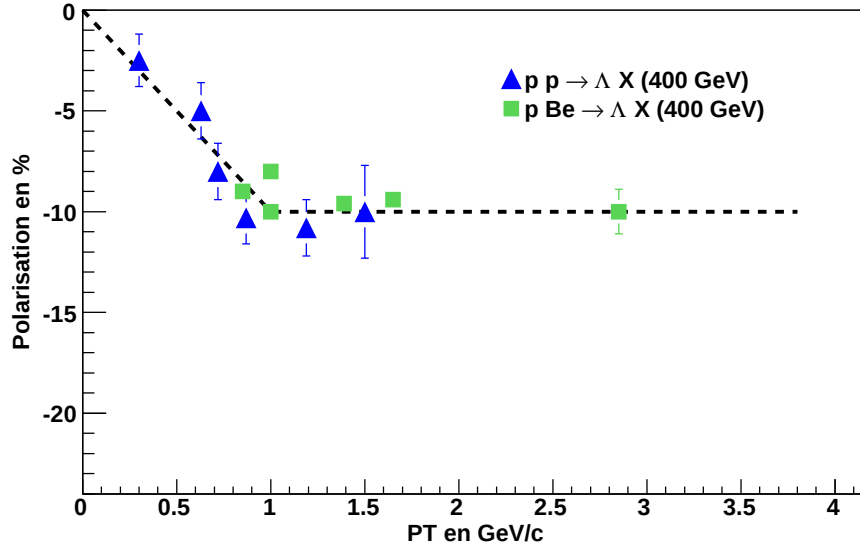

 (a) $x_F = 0,44$

 (b) $x_F = 0,34$

FIG. 9.2: Polarisation transverse du Λ^0 produit dans les réactions $pp \rightarrow \Lambda^0 X$ ou $pBe \rightarrow \Lambda^0 X$ [206] (reproduction)

Les phénomènes physiques à l'origine de la polarisation du Λ^0 sont encore mal compris et plusieurs théoriciens proposent de vérifier si ce résultat pourrait se généraliser au cas du Λ_b^0 . Dans notre étude, nous n'avons pas cherché à déterminer la polarisation transverse

du Λ_b^0 ; ce sujet fait l'objet d'une étude par un groupe de travail d'ATLAS [207]. Cependant, **nous partons de l'hypothèse que le Λ_b^0 a une polarisation transverse de la même manière que le Λ^0** . Comme son degré de polarisation nous est inconnu, on utilisera la matrice densité de polarisation dans nos calculs.

Le Λ_b^0 se désintégrant par interaction faible, les particules intermédiaires Λ^0 et $V(1^-)$ sont polarisées par violation de la parité. Dans notre modèle phénoménologique, nous allons exploiter la polarisation des résonances et pour cela nous allons utiliser différents repères.

9.1.3 Repères utilisés dans le modèle

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, le **repère de référence** $(O, \vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$ de l'expérience LHCb est le repère centré sur le vertex primaire et dont l'axe z_0 est aligné selon le faisceau. Le modèle que nous avons développé nécessite au moins trois nouveaux repères, un repère propre pour chacune des résonances.

Pour étudier la désintégration du Λ_b^0 en deux résonances intermédiaires, nous avons utilisé le **repère de transversité** que nous noterons $(\Lambda_b^0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Nous choisissons l'axe $(\Lambda_b^0 \vec{z})$ comme axe de quantification pour la projection spin du Λ_b^0 . Pour exploiter la polarisation transverse du Λ_b^0 , l'axe $(\Lambda_b^0 \vec{z})$ est pris parallèle à $\vec{N}_p$. Les axes orthogonaux $(\Lambda_b^0 \vec{x})$ et $(\Lambda_b^0 \vec{y})$ peuvent être pris arbitrairement dans le plan de production. Nous choisissons l'axe $(\Lambda_b^0 \vec{x})$ parallèle à l'impulsion du proton $\vec{p}_{p1}$, l'axe $(\Lambda_b^0 \vec{y})$ est alors défini par le produit vectoriel de $\vec{z} \times \vec{x}$.

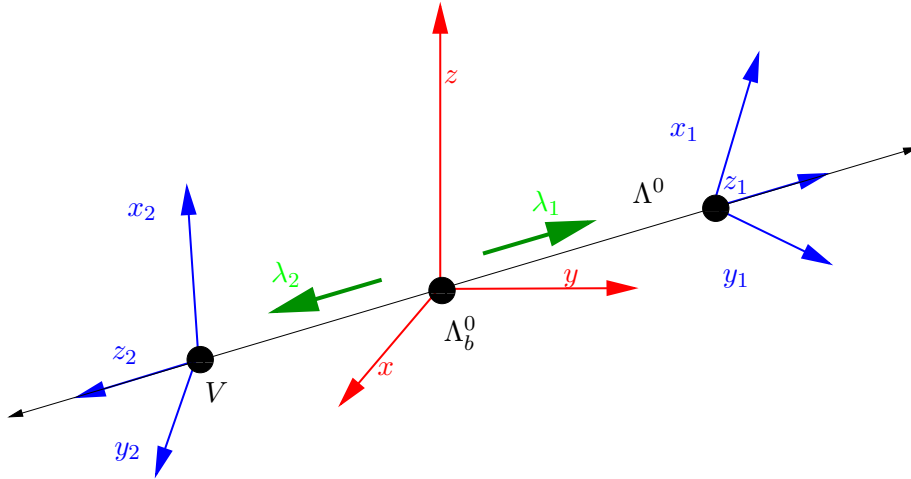


FIG. 9.3: Repère d'hélicité des particules Λ^0 et V dans le repère de transversité du Λ_b^0

Les repères propres $(\Lambda^0, \vec{x}_1, \vec{y}_1, \vec{z}_1)$ et $(V, \vec{x}_2, \vec{y}_2, \vec{z}_2)$ associés respectivement aux particules Λ^0 et V sont construits à partir du repère de transversité du Λ_b^0 (cf figure 9.3). Ils ont été construits de manière à ce que les états d'hélicité λ_1 et λ_2 des particules Λ^0 et V soient les mêmes dans leur repère propre. Si l'on prend l'exemple du Λ^0 , on effectue une rotation spatiale du trièdre (x, y, z) de manière à ce que le nouvel axe Oz soit parallèle à l'impulsion du Λ^0 . Puis on effectue une transformation spéciale de Lorentz le long de l'axe z pour se placer dans le repère propre du Λ^0 . L'avantage de ces transformations cinématiques est

qu'elles laissent invariante l'hélicité λ_1 de la particule Λ^0 . Le repère $(\Lambda^0, \vec{x}_1, \vec{y}_1, \vec{z}_1)$ ainsi défini est appelé **repère d'hélicité**. La même méthode peut être appliquée au cas du méson vecteur pour construire le repère $(V, \vec{x}_2, \vec{y}_2, \vec{z}_2)$.

Les distributions angulaires des états finaux des désintégrations respectives du Λ^0 et du $V(1^-)$ seront calculées dans le repère d'hélicité adapté. Puis elles seront ramenées au repère de référence $(O, \vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$.

9.2 Calcul des distributions angulaires

9.2.1 Formalisme d'hélicité

Dans un premier temps, nous allons écrire l'amplitude des trois désintégrations successives $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, $V \rightarrow l^+ l^- (h^+ h^-)$. Nous n'avons pas traité la désintégration à 3 corps $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Pour exprimer les amplitudes, nous allons utiliser les trois repères définis précédemment (figure 9.4(a)). Pour chaque désintégration, nous décrirons par les coordonnées sphériques l'orientation de l'impulsion de l'une des particules produites (l'impulsion de l'autre particule sera déterminée par conservation de l'impulsion). Nous noterons λ_3 et λ_4 les états d'hélicité du proton et du pion issus du Λ^0 , λ_5 et λ_6 les états d'hélicité du lepton/hadron positif et du lepton/hadron négatif issus du méson vecteur.

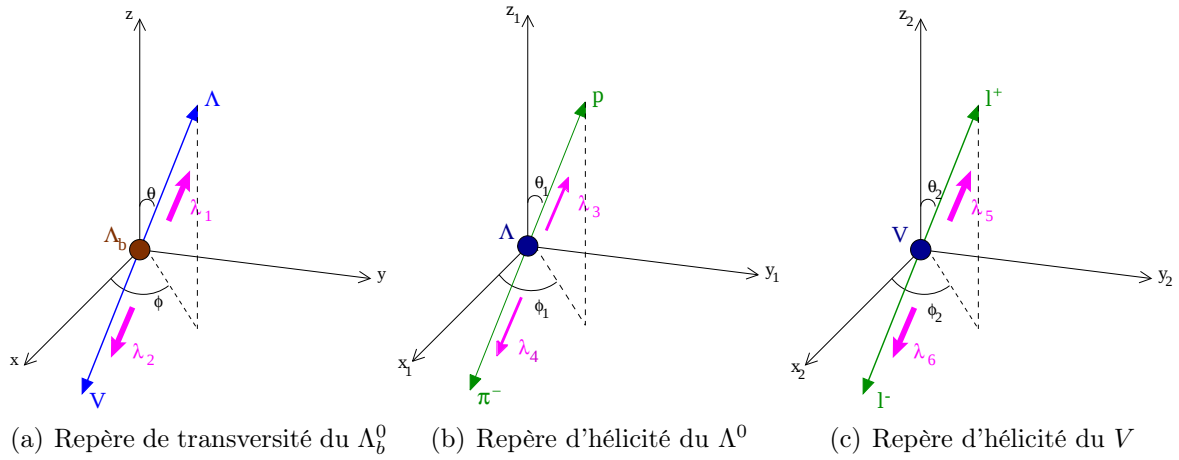


FIG. 9.4: Repères et notations pour l'étude de la désintégration de chacune des résonances

Nous utilisons le formalisme d'hélicité formulé par Wick et Jacob [208] puis repris par Jackson [209]. Pour détailler la méthode, nous considérons pour l'instant l'amplitude $\mathcal{A}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2)$ de la désintégration du Λ_b^0 en Λ^0 et un méson vecteur.

$$\mathcal{A}_{\Lambda_b^0}(m_i; \lambda_1, \lambda_2) = \langle \Lambda_b^0 | S | \Lambda^0 V \rangle \quad (9.6)$$

Pour passer de l'axe initial de quantification $\vec{Oz}$ à l'axe défini par la direction de l'impulsion du proton, on doit effectuer une rotation $\mathcal{R}(\theta, \phi)$. Puis nous appliquons le théorème de Wigner-Eckart qui permet de factoriser l'amplitude en une partie géométrique (la matrice de rotation de Wigner) qui dépend des angles polaire θ et azimutal ϕ , et en une partie dynamique (les éléments de matrice hadroniques) indépendante des angles de l'espace. Les deux parties dépendent cependant des états d'hélicité :

$$\mathcal{A}_{\Lambda_b^0}(m_i; \lambda_1, \lambda_2) = \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2) D_{m_i, m_f}^{*1/2}(\theta, \phi, 0) \quad (9.7)$$

La matrice de rotation de Wigner dépend de la projection du moment angulaire initiale m_i et de celle finale m_f . La quantité m_f n'est rien d'autre que $\lambda_1 - \lambda_2$. Les quantités λ_1 et m_i peuvent prendre les valeurs $+1/2$ et $-1/2$ alors que λ_2 peut prendre $+1$, 0 et -1 . Sur les 6 combinaisons possibles seulement 4 sont physiques. Le tableau 9.1 synthétise ces résultats.

λ_1	λ_2	$m_f = \lambda_1 - \lambda_2$
$+1/2$	$+1$	$-1/2$
$+1/2$	0	$+1/2$
$-1/2$	-1	$+1/2$
$-1/2$	0	$-1/2$

TAB. 9.1: Etats d'hélicité autorisés dans le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

De la même manière, on peut définir les amplitudes pour des désintégrations respectives du Λ^0 et du méson vecteur V .

$$\mathcal{A}_{\Lambda^0}(\lambda_1; \lambda_3, \lambda_4) = \mathcal{M}_{\Lambda^0}(\lambda_3, \lambda_4) D_{\lambda_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{*1/2}(\theta_1, \phi_1, 0) \quad (9.8)$$

$$\mathcal{A}_V(\lambda_2; \lambda_5, \lambda_6) = \mathcal{M}_V(\lambda_5, \lambda_6) D_{\lambda_2, \lambda_5 - \lambda_6}^{*1}(\theta_2, \phi_2, 0) \quad (9.9)$$

Pour le cas du méson vecteur, une distinction doit être faite entre la désintégration leptonique $\mu^+ \mu^-$ et les désintégrations hadroniques $K^+ K^-$ et $\pi^+ \pi^-$. Les muons ont un spin $1/2$ ($\lambda_5, \lambda_6 = \pm 1/2$) alors que les kaons et les pions ont un spin nul ($\lambda_5, \lambda_6 = 0$).

9.2.2 Amplitude globale

L'amplitude de la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1-)$ avec $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ et $V \rightarrow l^+ l^- (h^+ h^-)$ est considérée comme le produit des trois amplitudes exprimées précédemment. Mais il faut également inclure tous les états intermédiaires possibles, ce qui correspond à une sommation sur les états d'hélicité (λ_1, λ_2) :

$$\mathcal{A}_{global}(m_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} A_{\Lambda_b^0}(m_i; \lambda_1, \lambda_2) A_{\Lambda^0}(\lambda_1; \lambda_3, \lambda_4) A_V(\lambda_2; \lambda_5, \lambda_6) \quad (9.10)$$

La relation (9.10) est valable pour une polarisation initiale m_i du Λ_b^0 fixée et des états d'hélicité $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6$ des particules finales fixées. Pour calculer la section efficace différentielle de désintégration, il faut tenir compte que la polarisation initiale du Λ_b^0 est inconnue. On introduit la matrice densité de polarisation du Λ_b^0 , notée $\rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b^0}$. De plus, comme nous ne mesurons pas les hélicités des particules finales, une sommation sur les états $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ et λ_6 est effectuée.

$$d\sigma = N \sum_{m_i, m'_i} \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{\lambda_5, \lambda_6} \rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b^0} \mathcal{A}_{global}(m_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) \mathcal{A}_{global}^*(m'_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) \quad (9.11)$$

avec

$$\mathcal{A}_{global}^*(m'_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) = \sum_{\lambda'_1, \lambda'_2} A_{\Lambda_b^0}^*(m'_i) A_{\Lambda^0}^*(\lambda'_1) A_V^*(\lambda'_2)$$

En explicitant les termes de chaque amplitude, l'expression (9.12) montre toutes les dépendances de la section efficace différentielle.

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\text{globale}} = & N \sum_{m_i, m'_i} \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{\lambda_5, \lambda_6} \rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b^0} \\
 & \times \left[\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2) \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^*(\lambda'_1, \lambda'_2) D_{m_i, \lambda_1 - \lambda_2}^{*1/2}(\phi, \theta, 0) D_{m'_i, \lambda'_1 - \lambda'_2}^{1/2}(\phi, \theta, 0) \right] \\
 & \times \left[|\mathcal{M}_{\Lambda^0}(\lambda_3, \lambda_4)|^2 D_{\lambda_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{*1/2}(\phi_1, \theta_1, 0) D_{\lambda'_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{1/2}(\phi_1, \theta_1, 0) \right] \\
 & \times \left[|\mathcal{M}_V(\lambda_5, \lambda_6)|^2 D_{\lambda_2, \lambda_5 - \lambda_6}^{*1}(\phi_2, \theta_2, 0) D_{\lambda'_2, \lambda_5 - \lambda_6}^1(\phi_2, \theta_2, 0) \right]
 \end{aligned} \quad (9.12)$$

La formule (9.12) met en relief trois termes correspondant aux désintégrations respectives du Λ_b^0 , Λ^0 et V . Ces trois termes sont corrélés par les états d'hélicité $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda'_1, \lambda'_2)$. Pour retrouver les distributions angulaires de chaque désintégration, il suffit d'intégrer sur les angles adéquats :

$$d\sigma(\Lambda^0)_{/\Lambda_b^0} = \int_{\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2} d\sigma_{\text{globale}} \times d\phi_1 d\phi_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 \quad (9.13)$$

$$d\sigma(p)_{/\Lambda^0} = \int_{\phi, \phi_2, \theta, \theta_2} d\sigma_{\text{globale}} \times d\phi d\phi_2 d\cos\theta d\cos\theta_2 \quad (9.14)$$

$$d\sigma(l/h^+)_{/V} = \int_{\phi, \phi_1, \theta, \theta_1} d\sigma_{\text{globale}} \times d\phi d\phi_1 d\cos\theta d\cos\theta_1 \quad (9.15)$$

9.2.3 Distribution angulaire de chaque résonance

Pour expliciter les distributions angulaires (9.13), (9.14) et (9.15), les matrices de rotation de Wigner doivent être calculées à partir de la définition (9.16). Les éléments $d_{mm'}^{1/2}(\theta)$ sont des coefficients réels dont l'expression pourra être trouvée dans de nombreux ouvrages [210]. À ce stade, nous ne cherchons pas encore à calculer les éléments de matrice hadroniques.

$$D_{mm'}^{1/2}(\theta, \phi, 0) = d_{mm'}^{1/2}(\theta) \exp(-i\phi) \quad (9.16)$$

Le calcul des distributions angulaires est assez fastidieux du fait des nombreux termes imbriqués. Nous présenterons uniquement les résultats finaux pour chaque résonance. Plus de détails pourront être trouvés dans nos publications [211][212][213].

9.2.3.1 Désintégration du Λ_b^0

La distribution angulaire du Λ^0 dans le repère de transversité du Λ_b^0 s'exprime de la manière suivante :

$$\boxed{\frac{d\sigma(\Lambda^0)}{d\cos\theta d\phi} \propto 1 + \alpha_{AS} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \cos\theta + 2\alpha_{AS} \mathcal{R}e(\rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0} \exp i\phi) \sin\theta} \quad (9.17)$$

Cette expression dépend notamment de la polarisation du Λ_b^0 . Ce paramètre peut être introduit en remarquant que $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0} = \rho_{+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0} - \rho_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0}$. Les éléments de matrice hadroniques sont regroupés dans un paramètre α_{AS} , que nous appellerons par la suite *asymétrie d'hélicité*, défini par :

$$\alpha_{AS}^{\Lambda_b^0} = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2} \quad (9.18)$$

Physiquement, cette asymétrie correspond à la différence de probabilité entre le cas où la projection du moment angulaire final est de $+1/2$ et le cas où la projection du moment angulaire final est de $-1/2$. Une valeur non nulle de cette asymétrie est une signature directe de la violation de la parité dans les interactions faibles.

9.2.3.2 Désintégration du Λ^0

L'équation (9.19) représente la distribution angulaire du proton dans le repère d'hélicité du Λ^0 .

$$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1 d\phi_1} \propto 1 + \mathcal{P}^{\Lambda^0} \alpha_{AS}^{\Lambda^0} \cos\theta_1 - \frac{\pi}{2} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \alpha_{AS}^{\Lambda^0} \mathcal{R}e(\rho_{+-}^{\Lambda^0} \exp i\phi_1) \sin\theta_1 \quad (9.19)$$

De la même manière que pour le Λ_b^0 , les éléments de matrice hadroniques sont regroupés dans des coefficients. L'asymétrie α_{AS} représente la différence entre l'amplitude où l'hélicité du Λ^0 est de spin $1/2$ et l'amplitude où l'hélicité du Λ^0 a un spin $-1/2$. Ce paramètre est bien connu expérimentalement et vaut $0,642 \pm 0,013$ [53].

$$\alpha_{AS}^{\Lambda^0} = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda^0}(1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda^0}(-1/2, 0)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda^0}(-1/2, 0)|^2} \approx 0,642 \quad (9.20)$$

La distribution angulaire dépend également de termes de la matrice densité de polarisation du Λ^0 . Pour les faire apparaître, il suffit d'identifier terme à terme la distribution obtenue par ce calcul avec celle qui résulte du calcul direct de la section efficace du proton dans le repère Λ^0 en faisant intervenir la matrice densité de polarisation du Λ^0 (équation (9.23)). On veillera à normaliser les deux distributions avant d'effectuer l'identification.

$$d\sigma(p) \propto \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{mm'} \rho_{mm'}^{\Lambda^0} A_1(m; \lambda_3, \lambda_4) A_1^*(m'; \lambda_3, \lambda_4) \quad (9.21)$$

La matrice densité de polarisation du Λ^0 s'exprime alors en fonction des éléments de matrice hadronique de la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$:

$$\rho_{mm'}^{\Lambda^0} = \begin{bmatrix} \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2}{\Sigma} & -\frac{\pi}{4} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \frac{\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^*(-1/2, 0) \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)}{\Sigma} \\ -\frac{\pi}{4} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \frac{\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0) \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^*(1/2, 0)}{\Sigma} & \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2}{\Sigma} \end{bmatrix} \quad (9.22)$$

avec $\Sigma = |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2$

De cette matrice, on peut extraire les deux termes qui nous intéressent :

$$\mathcal{P}^{\Lambda^0} = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2} \quad (9.23)$$

$$\rho_{+-}^{\Lambda^0} = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0) \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^*(1/2, 0)}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2} \quad (9.24)$$

9.2.3.3 Désintégration du V

Après calcul, la formule des distributions angulaires des produits de la désintégration du méson vecteur est assez longue. Nous avons simplifié son expression en utilisant les deux arguments physiques suivants :

- La parité est conservée dans les interactions électromagnétiques et fortes. Nous avons donc les égalités suivantes :

$$|\mathcal{M}_V(1/2, 1/2)|^2 = |\mathcal{M}_V(-1/2, -1/2)|^2, \quad |\mathcal{M}_V(1/2, -1/2)|^2 = |\mathcal{M}_V(-1/2, 1/2)|^2 \quad (9.25)$$

- Dans le cas de la désintégration leptonique, nous avons fait l'approximation que la masse des particules est négligeable, ce qui implique que les états d'hélicité sont confondus avec les états de chiralité. L'interaction étant souvent décrite par un couplage vectoriel $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ ou un couplage axial $\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$, les états de chiralité gauche et droit ne sont pas mélangés. De ce résultat, nous pouvons en déduire que la probabilité pour des états d'hélicité des l^+l^- différents est prédominante sur celle pour des états d'hélicité identiques.

$$|\mathcal{M}_V(1/2, -1/2)|^2 \gg |\mathcal{M}_V(1/2, 1/2)|^2 \quad (9.26)$$

En outre, nous devons tenir compte que les distributions angulaires vont être différentes pour le cas où le méson vecteur est un J/Ψ (les $\mu^\pm$ étant de spin 1/2) et pour le cas où le méson vecteur est un Φ ou le mélange $\rho^0 - \omega^0$ (les $K^\pm$ et les $\pi^\pm$ étant de spin nul). Leur expression, après sommation sur l'angle azimutal ϕ_2 , est donnée par les équations (9.27) et (9.28) :

$$\boxed{\mu^+ : \quad \frac{d\sigma}{d\cos\theta_2} \propto (1 - 3\rho_{00}^V)\cos^2\theta_2 + (1 + \rho_{00}^V)} \quad (9.27)$$

$$\boxed{K^+, \pi^+ : \quad \frac{d\sigma}{d\cos\theta_2} \propto (3\rho_{00}^V - 1)\cos^2\theta_2 + (1 - \rho_{00}^V)} \quad (9.28)$$

De la même façon que pour le proton issu du Λ^0 , on peut identifier des termes aux éléments de la matrice densité de polarisation du méson vecteur V . On rappelle que la quantité ρ_{00}^V désigne la probabilité que l'hélicité du méson soit nulle. Elle s'exprime en fonction des éléments de matrice hadroniques de la désintégration du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$:

$$\rho_{00}^V = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2} \quad (9.29)$$

Finalement, les distributions angulaires que nous avons calculées dépendent de deux types de paramètres. D'un côté, nous avons les termes de la matrice densité de la polarisation

du $\Lambda_b^0 : \mathcal{P}^{\Lambda_b^0}$ et $\rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0}$ qui sont inconnus. D'un autre côté, nous avons les paramètres $\alpha_{AS}^{\Lambda_b^0}$, $\alpha_{AS}^{\Lambda_b^0}$, $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0}$, $\rho_{+-}^{\Lambda_b^0}$ et ρ_{00}^V qui dépendent uniquement des éléments de matrice hadroniques de la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$. Ces éléments de matrice peuvent être déterminés par une étude dynamique.

9.3 Calcul des éléments de matrice hadronique

Cette section est consacrée au calcul des éléments de matrice hadronique $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2)$ pour les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ (les mésons ρ^0 et ω^0 sont traités de manière indépendante dans le calcul dynamique). La désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \Phi$ n'a pas été traitée. Le calcul de ces éléments de matrice hadroniques nécessitent l'utilisation de méthodes théoriques sophistiquées. C'est pourquoi il a été réalisé entièrement par le théoricien Olivier Leitner. Nous ne rentrerons pas dans les détails de calcul mais nous insisterons sur les idées physiques mises en jeu dans cette modélisation et les principaux résultats [214]. Un complément d'informations pourra être trouvé dans l'annexe B.

9.3.1 Approche effective par le formalisme OPE (Operator Product Expansion)

La modélisation de la dynamique de la désintégration du Λ_b^0 nécessite l'emploi d'une approche effective. Pour les interactions électromagnétiques et faibles, nous pouvons considérer les diagrammes d'ordre les plus bas. Mais il faut inclure également les corrections de QCD pour lesquelles toutes les échelles d'énergie doivent être prises en compte. Ainsi, on a un enchevêtrement non trivial des interactions fortes à courte distance (régime perturbatif) et à longue distance (régime non perturbatif). Face à ce problème, la méthode OPE (Operator Product Expansion) est la plus utilisée pour séparer les deux types de régime. Nous adopterons le formalisme hamiltonien pour l'exprimer [215][216].

9.3.1.1 Introduction à la méthode OPE

La méthode OPE consiste à développer le hamiltonien d'interaction en série d'opérateurs locaux notés O^i . On obtient alors une théorie effective dont l'interaction a lieu en un seul point, vertex effectif, pondéré par des constantes de couplage C^i , appelées coefficients de Wilson. Dans cette approche, les opérateurs locaux représentent la partie non perturbative alors que les coefficients de Wilson représentent la partie perturbative. Pour illustrer notre propos, nous partirons de l'exemple simple de l'interaction faible entre deux lignes de courant représentées par les figures 9.5.

Le diagramme 9.5(a) peut être décrit classiquement par l'amplitude A^{full} donnée par la relation (9.30). Le terme d'interaction consiste en l'association d'un produit de courants de type V-A et du propagateur du méson W^+ . Le mélange des quarks et la violation de CP sont pris en compte par les éléments de la matrice V_{CKM} . La constante de couplage de l'interaction est la constante de Fermi valant $1,166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ [53].

$$A^{full} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b) \frac{M_W^2}{k_W^2 - M_W^2} (\bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d) \quad (9.30)$$

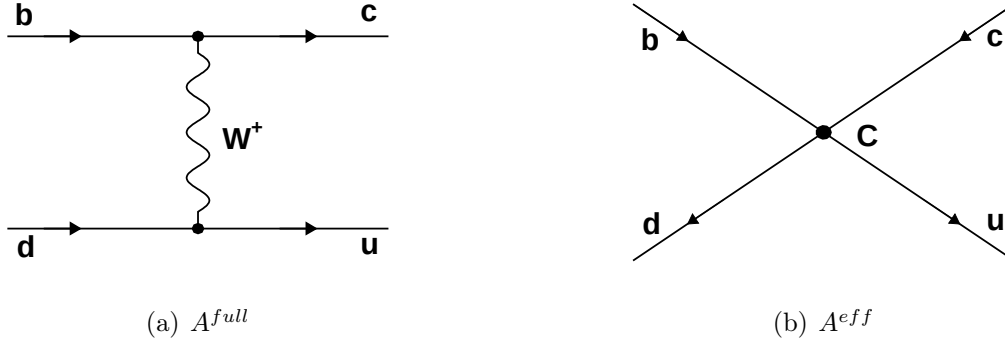


FIG. 9.5: Passage de la théorie complète à la théorie effective

Toutefois, l'amplitude A^{full} ne rend pas compte des corrections de QCD. Une approche effective peut être adoptée par l'amplitude A^{eff} correspondant au diagramme de la figure 9.5(b). Le propagateur du méson W est alors contracté et le terme d'interaction consiste en un opérateur local O multiplié par une constante C . Cette expression est valable pour une impulsion du W^+ petite par rapport à la masse de ce boson.

$$A^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} C \cdot O + O\left(\frac{k_W^2}{M_W^2}\right) \quad (9.31)$$

D'une manière générale, on peut écrire le hamiltonien effectif de la manière suivante [217][218][219][220] :

$$\mathcal{H}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \mathcal{V}_{CKM}^i C^i(\mu) O^i(\mu) \quad (9.32)$$

La quantité $\mathcal{V}_{CKM}^i$ est un scalaire qui s'écrit sous la forme d'un produit d'éléments de matrice CKM : $V_{q_1 q_2}^* V_{q_3 q_4}$. Cet hamiltonien n'est valable qu'à une échelle d'énergie donnée, représentée par μ . Cette échelle d'énergie sépare le domaine des courtes distances (énergie $> \mu$) de celui des grandes distances (énergie $< \mu$). Le choix de μ est arbitraire et le résultat final doit être indépendant de μ . En effet, la dépendance en μ des coefficients de Wilson doit "compenser" celle des opérateurs locaux. Généralement, on prend une échelle d'énergie proche de la masse du hadron, soit la masse du quark beau m_b .

À partir de l'hamiltonien effectif, nos éléments de matrice hadroniques $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2)$ peuvent s'écrire :

$$\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2) = \langle \Lambda^0 V | \mathcal{H}^{eff} | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (9.33)$$

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \mathcal{V}_{CKM}^i C^i(m_b) \langle \Lambda^0 V | O^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (9.34)$$

9.3.1.2 Opérateurs locaux utilisés dans la modélisation

Pour poursuivre notre étude, il faut déterminer les opérateurs locaux $O^i(\mu)$ que nous allons utiliser. Ils peuvent se mettre sous la forme d'un produit de deux courants $O^i = J_1^i \times J_2^i$. On considère une série d'opérateurs susceptibles de décrire les transitions possibles entre les différentes saveurs de quarks. Il est d'usage d'utiliser 10 opérateurs locaux dont les

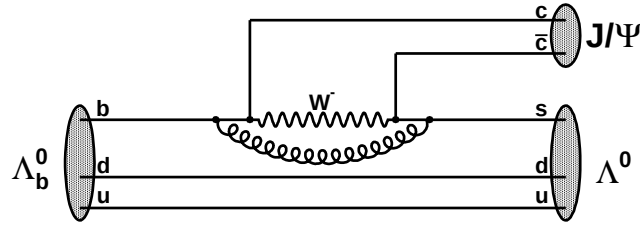
expressions sont données dans le tableau (9.35). Les indices α et β désignent les indices de couleur et e_q la charge (fractionnaire) du quark q [217].

Opérateurs	J_1^i	J_2^i
O^1	$\bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\beta$	$\bar{u}_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha$
O^2	$\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u$	$\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b$
O^3	$\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$	$\sum_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'$
O^4	$\bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta$	$\sum_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha$
O^5	$\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$	$\sum_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'$
O^6	$\bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta$	$\sum_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'_\alpha$
O^7	$\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$	$\sum_{q'} \frac{3}{2} e_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'$
O^8	$\bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta$	$\sum_{q'} \frac{3}{2} e_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q'_\alpha$
O^9	$\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b$	$\sum_{q'} \frac{3}{2} e_{q'} \bar{q}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'$
O^{10}	$\bar{q}_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_\beta$	$\sum_{q'} \frac{3}{2} e_{q'} \bar{q}'_\beta \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha$

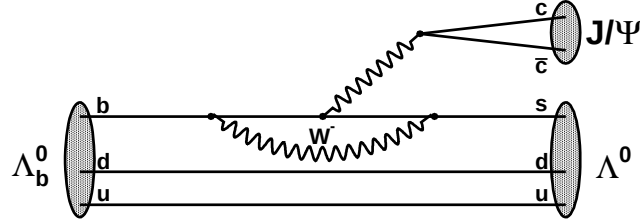
(9.35)

Chaque opérateur local correspond à une classe de diagrammes. Les diagrammes dominants présentés dans le chapitre 3 sont insuffisants pour exprimer complètement l'amplitude de transition $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, il faut tenir compte d'autres diagrammes représentés par la figure 9.6 (seul le cas du $J\Psi$ y figure). Pour ces 10 termes, il est possible de faire une distinction entre les diagrammes à l'arbre et les diagrammes pingouins :

- Les deux premiers opérateurs O^2 et O^1 correspondent à des diagrammes à l'arbre, le premier au diagramme électrofaible "classique" (figure 3.3(a)), le deuxième au diagramme comportant des corrections radiatives de QCD (figure 9.6(a)). Les éléments de matrice V_{CKM} qui interviennent dans ces contributions seront différents selon le canal de physique considéré. On utilisera l'élément $\mathcal{V}_{CKM} = V_{cb} V_{cs}^*$ pour la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow V J/\Psi$ et $\mathcal{V}_{CKM} = V_{ub} V_{us}^*$ pour les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow V \rho^0$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow V \omega^0$.
- Les opérateurs O^3 à O^{10} correspondent à des diagrammes pingouins. Une première distinction peut être établie : O^5 et O^6 pour le pingouin électrofaible (figure 9.6(b)), O^3 et O^4 pour le pingouin fort (figure 3.3(b)). Un dernier cas est un diagramme pingouin électrofaible considérant un couplage entre les bosons Z (ou γ) et W (figure 9.6(c)). À partir de considérations théoriques [221], les quarks b et t ne peuvent contribuer dans le calcul de la boucle (pour une correction au premier ordre de W). La contribution des quarks u , d , s et c requiert les éléments $\mathcal{V}_{CKM} = V_{ub} V_{us}^*$ et $\mathcal{V}_{CKM} = V_{cb} V_{cs}^*$. La contribution des diagrammes pingouins peut être alors affectée du terme $V_{ub} V_{us}^* + V_{cb} V_{cs}^*$, soit $-V_{tb} V_{ts}^*$ d'après l'équation (9.36), conséquence de l'unitarité de la matrice CKM.



(a) Diagramme à l'arbre avec corrections QCD



(b) Diagramme Pingouin électrofaible

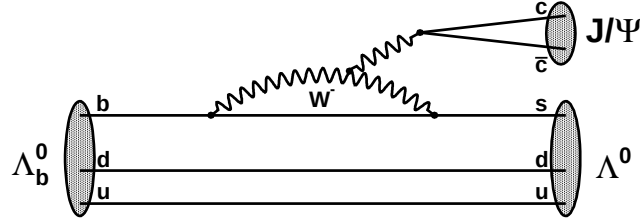

 (c) Diagramme Pingouin électrofaible + couplage W et Z⁰

 FIG. 9.6: Diagrammes pris en compte par les opérateurs locaux O^i

$$V_{ub}V_{us}^* + V_{cb}V_{cs}^* + V_{tb}V_{ts}^* = 0 \quad (9.36)$$

En guise d'exemple, nous pouvons développer l'expression des éléments de matrice hadroniques (9.34) pour la réaction $\Lambda_b^0 \rightarrow V J/\Psi$:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2) = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{cb}V_{cs}^* \sum_{i=1}^2 (C^i(m_b) \langle \Lambda^0 V | O^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \\ & - V_{tb}V_{ts}^* \sum_{i=3}^{10} (C^i(m_b) \langle \Lambda^0 V | O^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)})] \quad (9.37) \end{aligned}$$

9.3.2 Hypothèse de factorisation

Les éléments non perturbatifs $\langle \Lambda^0 V | O^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)}$ sont extrêmement difficiles à déterminer, voire techniquement incalculables si aucune hypothèse simplificatrice n'est apportée. Pour effectuer le calcul, nous allons utiliser l'hypothèse de factorisation [222][223][224].

9.3.2.1 Introduction à l'hypothèse de factorisation

Elle consiste à négliger les interactions gluoniques entre les lignes de quarks avant hadronisation. De ce fait, l'amplitude de production du Λ^0 et du méson vecteur V seront

calculées indépendamment l'une de l'autre. L'élément $\langle \Lambda^0 V | O_i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)}$ se factorise alors en un élément qui décrit la transition du Λ_b^0 en Λ^0 et en un élément qui décrit la création du méson vecteur à partir du vide :

$$\langle \Lambda^0 V | O^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \propto \langle V | J_2'^i(m_b) | 0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \times \langle \Lambda^0 | J_1'^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (9.38)$$

On remarquera que la factorisation en un élément qui décrit la création du Λ^0 à partir du vide est interdite par conservation du nombre baryonique. Si les résonances étaient toutes des mésons, les deux factorisations auraient été possibles et devraient être incluses dans l'amplitude. Les termes $J_1'^i$ et $J_2'^i$ sont des courants qui peuvent être différents de J_1^i et J_2^i . En effet, dans le cas du diagramme à l'arbre de type QCD, on peut obtenir la factorisation suivante :

$$\langle \Lambda^0 V | O_2(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} = \langle V | \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u | 0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \times \langle \Lambda^0 | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (9.39)$$

Dans ce cas, les courants utilisés dans la factorisation sont les courants qui composent l'opérateur local. Pour les diagrammes pingouins (structure $(V - A) \times (V + A)$), il est nécessaire de prendre en compte tous les diagrammes correspondant à un opérateur local. L'opérateur local doit être alors réécrit en utilisant la transformation de Fierz (structure résultante en $S \times S - P \times P$ avec S un opérateur scalaire et P un opérateur pseudo-scalaire) et on ne conserve que les courants entre deux singulets de couleur. Dans l'hypothèse de factorisation, la contribution des courants entre deux octets de couleur est négligée. Les 10 coefficients de Wilson C^i sont alors remplacés par 10 combinaisons linéaires a^i de ces coefficients (9.40) [220][225].

$$a_{2j-1} = C_{2j-1} + \frac{1}{N_c} C_{2j}, \quad a_{2j} = C_{2j} + \frac{1}{N_c} C_{2j-1}, \quad j=0\dots 5 \quad (9.40)$$

La quantité N_c correspond au nombre de couleurs, soit 3 dans le Modèle Standard.

9.3.2.2 Effets non factorisables et interactions dans l'état final

L'hypothèse de factorisation que nous venons d'énoncer est souvent qualifiée de "naïve" dans la littérature. Pour reproduire les résultats expérimentaux, elle a été "généralisée" de manière à modéliser les effets des éléments non factorisables [222]. Le nombre de couleurs dans l'équation (9.40) est remplacé par un nombre effectif de couleur N_c^{eff} [226][227][228]. Ce dernier correspond au nombre "réel" de couleurs auquel est associé un paramètre libre ζ qui traduit les corrections des courants entre deux octets de couleur :

$$\frac{1}{N_c^{eff}} = \frac{1}{N_c} + \zeta \quad \text{avec} \quad \zeta \text{ un réel} \quad (9.41)$$

Le modèle perd alors de sa prédictibilité car ce nombre effectif de couleur devra être ajusté aux données expérimentales. En principe, sa valeur diffère selon les processus physiques étudiés. Dans ce sens, on s'attend à ce que le nombre effectif de couleur qui intervient dans l'amplitude de la réaction $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ soit différent de celui qui intervient dans l'amplitude de la réaction $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ du fait que les effets non factorisables ne sont pas similaires pour les deux canaux.

Pour décrire les échanges gluoniques entre les hadrons V et Λ^0 au moment de leur production, plusieurs modèles existent. L'hypothèse de factorisation permet de décrire avec un "bon accord" les désintégrations des mésons D et B mesurées expérimentalement [222]. Toutefois, rien ne certifie qu'elle soit valide pour décrire les désintégrations que nous étudions, en l'absence de données expérimentales. Par conséquent, nous pourrions également par notre étude tester l'hypothèse de factorisation.

Cette question est d'autant plus cruciale qu'il est nécessaire de bien maîtriser les interactions dans l'état final pour tester les symétries CP et plus particulièrement T . Le nombre effectif de couleur "englobe" que partiellement ces interactions : les interactions dans l'état final à longue distance ne sont pas pris en compte.

9.3.2.3 Les constantes de désintégration des mésons vecteurs

En utilisant l'hypothèse de factorisation, on peut montrer que les termes $\langle \Lambda^0 | J_1^i(m_b) | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)}$ sont proportionnels à $\langle \Lambda^0 | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b^0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)}$ et peuvent être mis en facteur dans l'expression de l'élément de matrice hadronique. Nous montrerons dans la prochaine section comment ils peuvent être calculés par un traitement non perturbatif.

Quand à la production du méson vecteur, le terme $\langle V | J_2^i(m_b) | 0 \rangle_{(\lambda_1, \lambda_2)}$ peut être évalué en utilisant la constante de désintégration f_V du $V(1^-)$. En effet, en théorie quantique des champs, on peut formuler ce terme de manière covariante [224] :

$$\langle V | J_i | 0 \rangle = \epsilon_i m_V f_V \quad (9.42)$$

Les grandeurs m_V et ϵ_i sont respectivement la masse et le quadrivecteur polarisation du méson V . À partir de mesures expérimentales sur les désintégrations faisant intervenir le méson V , les constantes de désintégration ont pu être extraites. Les valeurs pour les différents mésons qui interviennent dans nos canaux sont les suivantes :

$$f_{J/\Psi} = 406 \pm 14 \text{ MeV} [229]; f_{\rho^0} = 216 \pm 5 \text{ MeV} [224]; f_{\omega^0} = 194 \pm 4 \text{ MeV} [224] \quad (9.43)$$

Ainsi on montre que l'expression (9.37) peut s'écrire :

$$\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_V E_V \mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2) \left\{ \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^T - \mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^P \right\} \quad (9.44)$$

$$\text{avec} \quad \mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2) = \langle \Lambda^0 | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b^0 \rangle$$

Le vecteur polarisation du méson vecteur est "englobé" dans la quantité $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$. Les amplitudes intermédiaires $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^T$ et $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^P$ dépendent du méson vecteur choisi [214] :

J/Ψ	$\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^T = V_{cb}V_{cs}^* \left[C_1 + \frac{C_2}{N_c^{eff}} \right]$ $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^P = V_{tb}V_{ts}^* \left[C_3 + C_5 + \frac{C_4 + C_6}{N_c^{eff}} + C_7 + C_9 + \frac{C_8 + C_{10}}{N_c^{eff}} \right]$	(9.45)
ρ^0	$\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^T = \frac{1}{\sqrt{2}} V_{ub}V_{us}^* \left[C_1 + \frac{C_2}{N_c^{eff}} \right]$ $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^P = \frac{3}{2\sqrt{2}} V_{tb}V_{ts}^* \left[C_7 + C_9 + \frac{C_8 + C_{10}}{N_c^{eff}} \right]$	
ω^0	$\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^T = \frac{1}{\sqrt{2}} V_{ub}V_{us}^* \left[C_1 + \frac{C_2}{N_c^{eff}} \right]$ $\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}^P = \frac{1}{2\sqrt{2}} V_{tb}V_{ts}^* \left[4 \left(C_3 + C_5 + \frac{C_4 + C_6}{N_c^{eff}} \right) + C_7 + C_9 + \frac{C_8 + C_{10}}{N_c^{eff}} \right]$	

Nous constatons que les coefficients de Wilson C^3 , C^4 , C^5 et C^6 n'apparaissent pas dans l'expression de l'amplitude intermédiaire pingouin du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$. En réalité, les contributions correspondant à ces coefficients se compensent dans le calcul. Cette singularité peut s'expliquer par le fait que le ρ^0 est d'isospin 1 alors que les autres mésons vecteurs sont d'isospin nul.

9.3.3 Premiers résultats du modèle dynamique

9.3.3.1 Détermination des rapports d'embranchement

Les amplitudes dynamiques nous permettent, dans un premier temps, de calculer les rapports d'embranchement des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$. Par définition, le rapport d'embranchement du processus physique du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$ est égal au rapport de sa largeur de désintégration sur la largeur totale du Λ_b^0 :

$$\mathcal{BR}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V) = \frac{\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V)}{\Gamma_{total}} \quad \text{avec} \quad \Gamma_{total} = \frac{\hbar}{\tau_{\Lambda_b^0}} \quad (9.46)$$

Pour calculer la largeur de désintégration partielle du Λ_b^0 , nous utilisons la formule suivante [230] :

$$\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V) = \left(\frac{E_{\Lambda^0} + m_{\Lambda^0}}{m_{\Lambda_b^0}} \right) \frac{P_V}{16\pi^2} \int_{\Omega} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(\lambda_1, \lambda_2)|^2 d\Omega \quad (9.47)$$

avec P_V la norme de l'impulsion du méson vecteur dans le repère propre du Λ_b^0 :

$$P_V = \frac{\sqrt{\left[m_{\Lambda_b^0}^2 - (m_V + m_{\Lambda^0})^2 \right] \left[m_{\Lambda_b^0}^2 - (m_V - m_{\Lambda^0})^2 \right]}}{2m_{\Lambda_b^0}} \quad (9.48)$$

Bien évidemment, les rapports d'embranchement vont dépendre du nombre effectif de couleur N_c^{eff} . Le tableau 9.2 donne les résultats obtenus pour différentes valeurs de N_c^{eff} .

Canal de physique	2,0	2,5	3,0	3,5
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$8,95 \times 10^{-4}$	$2,79 \times 10^{-4}$	$0,61 \times 10^{-4}$	$0,03 \times 10^{-4}$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$1,62 \times 10^{-7}$	$1,89 \times 10^{-7}$	$2,16 \times 10^{-7}$	$2,39 \times 10^{-7}$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$	$22,3 \times 10^{-7}$	$4,75 \times 10^{-7}$	$0,19 \times 10^{-7}$	$0,2 \times 10^{-7}$

TAB. 9.2: Rapport d'embranchement en fonction du nombre effectif de couleur N_c^{eff}

On constate que les rapports d'embranchement peuvent varier de quelques ordres de grandeur en fonction du nombre effectif de couleur, ce qui limite le pouvoir prédictif de notre modèle. Seul le cas du méson ρ^0 semble insensible à ce paramètre du fait de son expression singulière (relation 9.45).

Nous pouvons comparer les résultats obtenus pour le cas du J/Ψ avec la mesure expérimentale réalisée [90] : $BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi) = (4,7 \pm 2,8) \times 10^{-4}$. Nos valeurs sont compatibles pour un nombre effectif de couleur compris entre 2,0 et 3,0.

En ce qui concerne le cas du mélange $\rho^0 - \omega^0$, son rapport d'embranchement est légèrement supérieur à celui de la désintégration en ρ^0 uniquement. Par la suite, nous prendrons comme rapport d'embranchement pour le mélange celui obtenu pour le ρ^0 .

9.3.3.2 Paramètres des distributions angulaires

Comme nous l'avons vu, les distributions angulaires obtenues dépendent de paramètres d'origine dynamique. Comme ils s'expriment comme un rapport d'éléments de matrice hadronique, ces paramètres s'écrivent en fonction des quantités $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$. Par exemple l'asymétrie d'hélicité du Λ_b^0 peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \alpha_{AS}^{\Lambda_b^0} &= \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, -1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b^0}(1/2, 1)|^2} \quad (9.49) \\ &= \frac{|\mathcal{B}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{B}(-1/2, -1)|^2 - |\mathcal{B}(-1/2, 0)|^2 - |\mathcal{B}(1/2, 1)|^2}{|\mathcal{B}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{B}(-1/2, -1)|^2 + |\mathcal{B}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{B}(1/2, 1)|^2} \quad (9.50) \end{aligned}$$

Les éléments $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ dépendent des facteurs de forme. À l'inverse des rapports d'embranchement, ils ne dépendent pas du nombre effectif de couleur N_c^{eff} . Les résultats en fonction du canal de physique sont résumés dans le tableau 9.3.

En outre, ces paramètres ne dépendent pas des éléments de la matrice CKM. Cette propriété, due à l'hypothèse de factorisation, implique que les désintégrations du Λ_b^0 et celles du $\bar{\Lambda}_b^0$ sont décrites par les mêmes distributions angulaires.

	J/Ψ	ρ^0	ω^0
$\alpha_{AS}^{\Lambda_b^0}$	0,49	0,19	0,19
$\mathcal{P}_{\Lambda^0}$	-0,17	-0,21	-0,21
ρ_{00}^V	0,66	0,79	0,79
$\rho_{+-}^{\Lambda^0}$	0,25	0,31	0,31

TAB. 9.3: Paramètres intervenant dans les distributions angulaires

9.4 Implantation de la dynamique dans le code de simulation du logiciel EVTGEN

Dans l'expérience LHCb, la simulation de la désintégration des particules belles est réalisée par un programme spécifique, EVTGEN. À l'origine, ce programme fut conçu pour décrire les désintégrations semi-leptoniques dans l'expérience CLEO puis étendu au sein de la collaboration BABAR. De nos jours, il est utilisé par de nombreuses expériences comme générateur Monte Carlo pour la physique de la beauté. Il réalise ainsi la désintégration des hadrons beaux produits par PYTHIA et modélise également les oscillations des mésons. En ce qui concerne les réactions $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, aucun modèle dynamique correspondant n'est présent dans le programme (tout au moins dans la version utilisée par la collaboration LHCb). Nous avons alors adapté et intégré notre modèle phénoménologique au code d'EVTGEN en vue de produire des événements de signal selon les distributions angulaires que nous avons calculées.

9.4.1 Architecture logicielle utilisée

Dans le "jargon" informatique, EVTGEN constitue une *framework* c'est-à-dire un ensemble d'outils informatiques (bibliothèques, conventions, ...) utile pour la description des processus physiques. Cet environnement permet de développer des *modèles de désintégration* qui contiennent la dynamique de la réaction [231][232].

Pour décrire un processus physique, la méthode utilisée par EVTGEN présente des similitudes avec notre méthode. Tout d'abord, l'approche de la désintégration en cascade est prescrite : la désintégration de chaque résonance est traitée par un modèle spécifique. De surcroît, les calculs cinématiques sont réalisés dans le repère d'hélicité de chaque résonance, ce qui est également le cas, dans notre étude, pour la désintégration du Λ^0 et du méson vecteur V .

EVTGEN dispose de deux modèles de base à partir desquels on peut concevoir son propre modèle. Le premier modèle, privilégié par les auteurs d'EVTGEN, utilise les amplitudes covariantes de désintégration. Les corrélations entre les désintégrations successives sont réalisées via le calcul et la transmission de la matrice densité de polarisation de la particule-mère aux particules-filles. La deuxième méthode permise consiste à fournir directement les distributions angulaires. Les angles polaire et azimutal des particules sont alors générés par une méthode de rejet de Von Neumann. Aucune information sur les états d'hélicité n'est transmise aux désintégrations secondaires.

Cette dernière option est celle qui s'adapte le mieux à la méthode que nous avons mis au point. Nous avons écrits trois modèles correspondant à chacune des désintégrations successives : LAMBDA B2 LAMBDA V, LAMBDA 2 PPI FOR LAMBDA B2 LAMBDA V et V2 VP VM FOR LAMBDA B2 LAMBDA V. Pour le module LAMBDA B2 LAMBDA V, une transformation de Lorentz supplémentaire est nécessaire pour utiliser le repère de transversité du Λ_b^0 . Pour obtenir une modélisation complète des distributions angulaires, il est nécessaire de fixer les éléments de la matrice densité de polarisation du Λ_b^0 qui nous sont inconnus :

- Nous avons considéré arbitrairement que les éléments non diagonaux de la matrice étaient nuls : $\rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0} = \rho_{-\frac{1}{2}+\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0} = 0$
- La polarisation du Λ_b^0 , $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0} = \rho_{+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0} - \rho_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b^0}$, est un paramètre libre que l'utilisateur doit fixer.

La corrélation entre les trois modèles que nous avons écrits est établie via la connaissance de la polarisation du Λ_b^0 .

9.4.2 Représentation graphique des distributions angulaires du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

À partir des modèles implantés dans EVTGEN, nous pouvons représenter les spectres des différentes distributions angulaires (dans le repère d'étude adéquat). Nous prendrons l'exemple du canal phare $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ et nous nous intéresserons en particulier à la variation de la forme des spectres en fonction de la polarisation du Λ_b^0 .

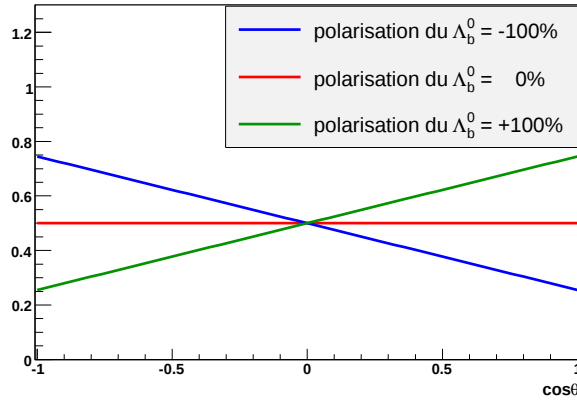
La distribution angulaire du Λ^0 dans le repère de transversité du Λ_b^0 est donnée par la figure 9.7(a). Elle ne dépend pas de l'angle azimutal ϕ , conséquence de l'hypothèse considérée sur les éléments non diagonaux de la matrice densité de polarisation du Λ_b^0 . En fonction de $\cos\theta$, la distribution est une droite dont le coefficient directeur est proportionnel à la polarisation du Λ_b^0 . Les effets de la violation de la parité, dont le paramètre d'hélicité $\alpha_{AS}^{\Lambda_b^0}$ rend compte, sont visibles sur le spectre à condition que la polarisation du Λ_b^0 soit non nulle.

$$\frac{d\sigma(\Lambda^0)}{d\cos\theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b^0} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \cos\theta \quad (9.51)$$

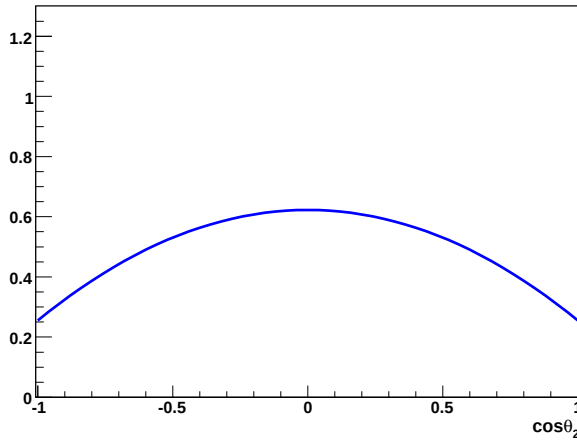
La figure 9.7(b) représente le spectre de la distribution angulaire de l'antimuon μ^+ dans le repère d'hélicité du J/Ψ . Cette distribution se distingue des autres par son expression en $\cos^2\theta_2$.

$$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d\cos\theta_2} \propto 1 + \frac{1 - 3\rho_{00}^V}{1 + \rho_{00}^V} \cos^2\theta_2 \quad (9.52)$$

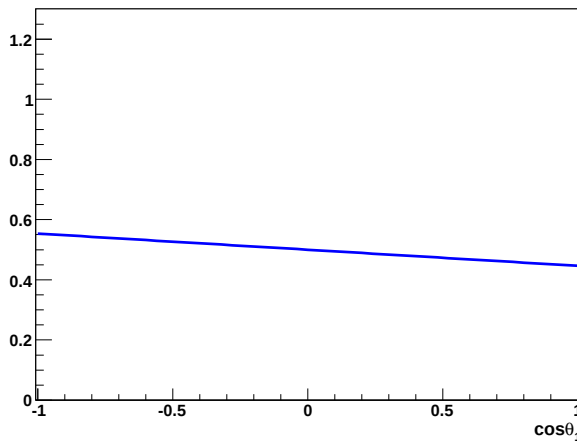
Après sommation sur l'angle azimutal ϕ_1 , la distribution angulaire du proton dans le repère du Λ^0 (figure 9.7(c)) est similaire à celle du Λ^0 dans le repère du Λ_b^0 . Comme pour le méson vecteur, la polarisation du Λ_b^0 n'intervient pas dans la partie polaire de la distribution. Celle-ci dépend uniquement de l'asymétrie d'hélicité et la polarisation du Λ^0 que nous avons calculées. Du fait de la faible valeur de la polarisation du Λ^0 , la distribution



(a) Distribution angulaire du Λ^0 dans le repère propre du Λ_b^0

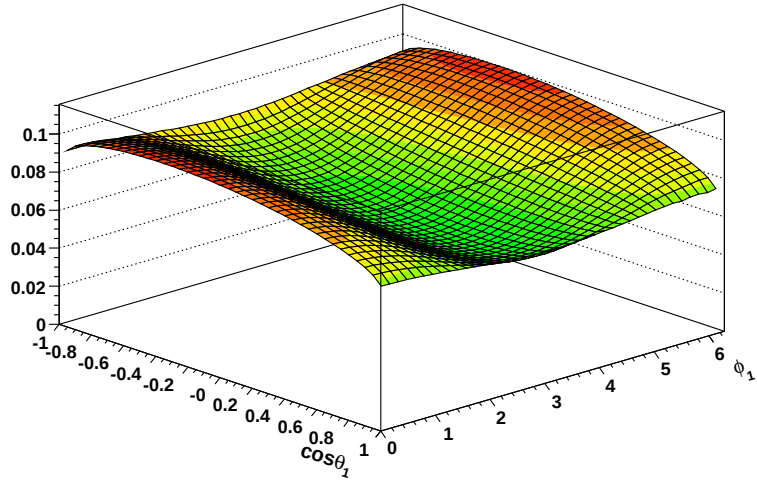


(b) Distribution angulaire du μ^+ dans le repère propre du méson vecteur V

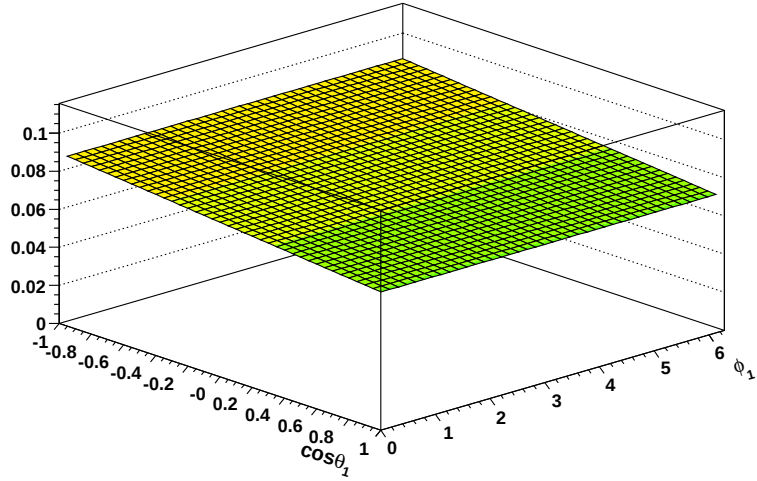


(c) Distribution angulaire du proton dans le repère propre du Λ^0

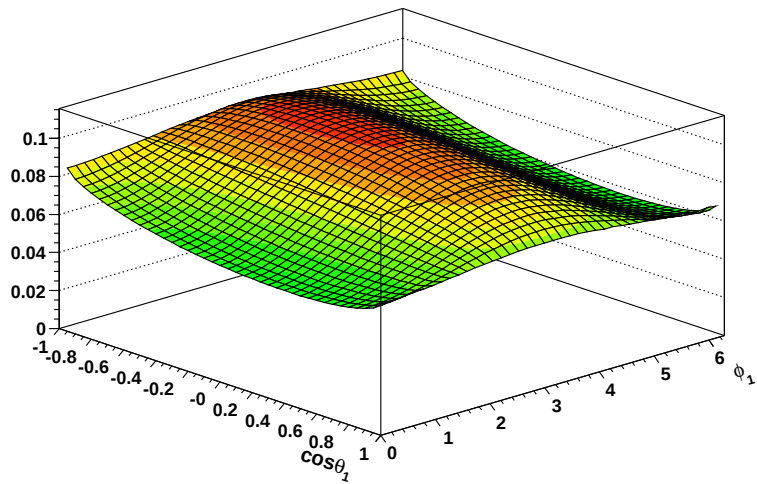
FIG. 9.7: Distribution angulaire du Λ^0 , du μ^+ et du proton en fonction de l'angle polaire dans leur repère d'étude respectif pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$



(a) $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0} = -100\%$



(b) $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0} = 0\%$



(c) $\mathcal{P}^{\Lambda_b^0} = +100\%$

FIG. 9.8: *Distribution angulaire du proton dans le repère propre du Λ^0 pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$*

angulaire est proche de celle d'une distribution plate (résultat valable également pour les autres canaux). Si l'on veut tenir compte de la dépendance à l'angle azimutal ϕ , il faut se référer aux figures 9.8(a), 9.8(b) et 9.8(c). La polarisation du Λ_b^0 a une importance non négligeable sur la distribution angulaire du proton.

$$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1 d\phi_1} \propto 1 + \mathcal{P}^{\Lambda^0} \alpha_{AS}^{\Lambda^0} \cos\theta_1 - \frac{\pi}{2} \mathcal{P}^{\Lambda_b^0} \alpha_{AS}^{\Lambda^0} \mathcal{R}e(\rho_{+-}^{\Lambda^0} \exp i\phi_1) \sin\theta_1 \quad (9.53)$$

9.4.3 Spécifités des canaux comportant un méson vecteur ρ^0 ou ω^0

L'expression des distributions angulaires des désintégration à deux corps $\omega^0 - \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et celle à trois corps $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ diffère de celle du $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. De plus, la masse des mésons vecteurs ne peut être fixée à la masse nominale du fait de leur largeur de désintégration.

9.4.3.1 Simulation du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0 (\pi^+ \pi^- \pi^0)$

Sa largeur de désintégration étant large (≈ 7 MeV), la masse du ω^0 est générée selon une distribution de Breit-Wigner relativiste (EVTGEN utilise uniquement des distributions de Breit-Wigner non relativistes). Obtenue à partir du propagateur de la résonance, son expression (9.54) dépend de la masse invariante s^2 du système $\pi^+ \pi^- \pi^0$ [233][53].

$$\frac{d\sigma}{ds^2} \propto \frac{\Gamma_{\omega^0} M_{\omega^0}}{(s^2 - M_{\omega^0}^2)^2 + (\Gamma_{\omega^0} M_{\omega^0})^2} \quad (9.54)$$

Pour décrire la désintégration du vecteur ω^0 en 3 pions, nous avons utilisé le modèle OMEGADALITZ déjà présent dans EVTGEN [232]. Dans ce dernier, l'amplitude de la réaction est formulée sous forme covariante (9.55).

$$A(\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_{\pi^+}^\mu p_{\pi^-}^\nu p_{\pi^0}^\alpha \epsilon^\beta \quad (9.55)$$

Comme le modèle LAMBDAB2LAMBDV ne transmet pas d'information sur la polarisation du ω^0 , cela revient à distribuer les particules filles π^+ , π^- et π^0 uniformément dans l'espace de phase.

9.4.3.2 Simulation du processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0 (\pi^+ \pi^-)$

N'étant pas présente dans le programme EVTGEN, nous avons introduit la modélisation du mélange $\rho^0 - \omega^0$. Pour générer par les méthodes Monte-Carlo la masse du mélange, nous avons utilisé le formalisme simplifié Langacker [234]. Le propagateur du mélange $\rho^0 - \omega^0$, noté P , s'écrit alors comme la superposition des propagateurs du ω^0 et du ρ^0 :

$$P = \frac{1}{(s^2 - m_{\rho^0}) + i(\Gamma_{\rho^0} m_{\rho^0})} \left(1 + \frac{T_{\omega^0}}{T_{\rho^0}} \frac{\Pi_{\rho^0 \omega^0}(s^2)}{(s^2 - m_{\omega^0}) + i(\Gamma_{\omega^0} m_{\omega^0})} \right) \quad (9.56)$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, la quantité $\Pi_{\rho^0 \omega^0}(s^2)$ désigne l'amplitude effective du mélange. Les nouveaux termes T_{ω^0} et T_{ρ^0} correspondent respectivement aux amplitudes de production du ω^0 et du ρ^0 . Selon Ajaltouni *et al* [225][235], on peut considérer que ces deux amplitudes sont égales du fait que les deux mésons sont constitués des paires $u\bar{u}$ et

$d\bar{d}$ en proportion égale. En outre, nous négligerons la partie de $\Pi_{\rho^0\omega^0}$ qui dépend de s^2 ($\Pi_{\rho^0\omega^0}(s^2) \approx \tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}$). La section efficace est alors proportionnelle au module au carré du propagateur P :

$$\frac{d\sigma}{ds^2} \propto \frac{1}{(s^2 - m_{\rho^0})^2 + (\Gamma_{\rho^0} m_{\rho^0})^2} \left(1 + \frac{|\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}|^2 + 2(s^2 - m_{\omega^0})\mathcal{R}e(\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0}) + 2(\Gamma_{\omega^0} m_{\omega^0})\mathcal{I}m(\tilde{\Pi}_{\rho^0\omega^0})}{(s^2 - m_{\omega^0})^2 + (\Gamma_{\omega^0} m_{\omega^0})^2} \right) \quad (9.57)$$

La figure 9.9 montre le spectre de la masse invariante du mélange $\rho^0 - \omega^0$ obtenu par simulation Monte-Carlo. Ce spectre résulte de l'interférence entre les deux distributions de Breit-Wigner, dont on peut retrouver les deux "pics" à la masse des résonances. Toutefois, sur le plan expérimental, il est possible que la résolution du détecteur soit trop faible pour pouvoir les distinguer.

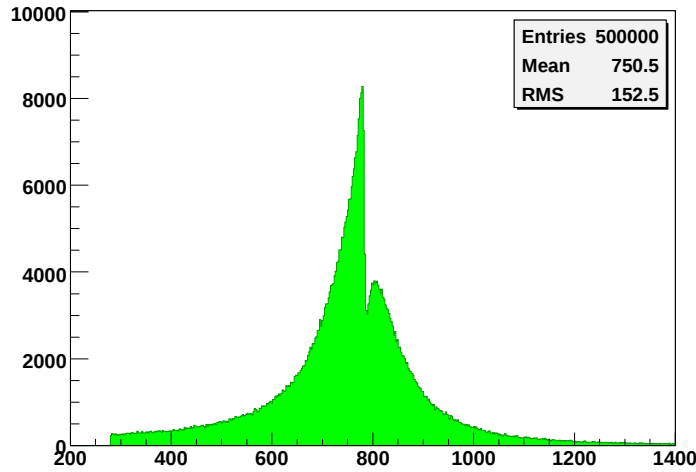


FIG. 9.9: Spectre en masse du mélange $\rho^0 - \omega^0$

En résumé de ce chapitre, nous avons mis au point un modèle phénoménologique, dans le cadre du Modèle Standard, des désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$ avec V un méson vecteur tel $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$, $\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$ et $\omega^0(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Nous avons tenu compte de la polarisation transverse du Λ_b^0 et de la polarisation des résonances intermédiaires. Notre méthode s'appuie sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et Jackson. Les termes hadroniques ont été calculés en collaboration avec le théoricien Olivier Leitner du LPNHE. Pour cela, l'approche OPE a été employée pour séparer les contributions QCD à courte et longue distance. L'hypothèse de factorisation a permis de mettre en "valeur" l'amplitude de transition hadronique du Λ_b^0 en Λ^0 dont les facteurs de forme ont été calculés par HQET.

À partir de ce modèle, des résultats préliminaires ont été extraits. Tout d'abord, les rapports d'embranchement des canaux étudiés ont été estimés mais leur pouvoir prédictif reste faible du fait de leur dépendance au nombre effectif de couleur, paramètre laissé libre dans l'hypothèse de factorisation. Puis les distributions angulaires ont été déterminées. Les éléments de la matrice densité de polarisation du Λ_b^0 sont les seuls paramètres qui restent inconnus dans nos simulations.

Les distributions angulaires obtenues ont été incluses dans les codes du générateur EVT-GEN de l'expérience LHCb. Cette implémentation permet de produire des événements de signal selon la dynamique que nous avons calculée. Cependant, en raison de glissement successif du calendrier de production, nous n'avons pu étudier la réponse du détecteur qu'à partir d'événements générés sans dynamique particulière. Quoi qu'il en soit, la majeure partie du travail d'analyse sera réalisée sur ces événements ; les coupures de sélection devront être optimisées ultérieurement aux événements produits selon notre modèle.

Chapitre 10

Reconstruction et sélection des canaux

$$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$$

À partir des mesures effectuées par le détecteur LHCb, "l'histoire physique" des désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$ peut être reconstituée. L'opération est basée sur la reconstruction des particules de l'état final de la désintégration ($\mu^\pm$, $p(\bar{p})$, $\pi^\pm$, $K^\pm$ et π^0) et permet de remonter aux résonances intermédiaires Λ^0 et $V(1^-)$ puis au baryon beau Λ_b^0 . Cependant, la difficulté de la procédure tient au fait que les désintégrations que nous recherchons sont des processus rares. Il est nécessaire de trier les événements et de conserver ceux qui mettent en jeu les réactions étudiées. De plus, pour de tels événements, les traces des états finaux de la désintégration du Λ_b^0 sont "noyées" parmi une centaine de traces, correspondant à des particules issues de la fragmentation. En empruntant le vocabulaire de la théorie du signal, on pourra parler d'un problème d'extraction du **signal** du **bruit de fond** hadronique.

Bien qu'une sélection "on-line" soit réalisée par le système de déclenchement, une sélection "off-line" est indispensable pour purifier le signal. Cette sélection s'appuie sur les signatures, cinématiques ou topologiques, des canaux physiques recherchés. Dans ce but, le physicien met au point un programme de sélection en utilisant des échantillons simulés de signal et de bruit de fond. Cette analyse permettra de répondre à la question suivante : sommes-nous en mesure de reconstruire efficacement les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda V$ avec le potentiel de l'expérience LHCb ?

Sommaire

10.1 Stratégie adoptée pour l'analyse	160
10.2 Production des données simulées	161
10.2.1 Organisation des logiciels de simulation et de reconstruction	161
10.2.2 Les "Data challenges"	162
10.2.3 Échantillons produits pour notre étude	163
10.3 Reconstructibilité des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	164
10.3.1 Reconstruction et identification des particules chargées	164
10.3.2 Reconstruction des particules π^0	168
10.3.3 Efficacité de détection et de reconstruction	170
10.4 Les programmes de présélection	172
10.4.1 Première présélection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	172

10.4.2	Mise au point du programme " Λ^0 standard" et de la présélection renforcée du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	174
10.4.3	Présélection des autres canaux	178
10.5	Sélection finale du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	180
10.5.1	Raffinement de la sélection avec le bruit de fond générique de la beauté	180
10.5.2	Estimation du rapport bruit sur signal pour le bruit de fond générique	180
10.5.3	Étude des bruits de fond spécifiques	184
10.6	Efficacité du système de déclenchement	185
10.6.1	Niveau L0	185
10.6.2	Niveau HLT	187
10.7	Performances du détecteur LHCb à la détection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$	188
10.7.1	Efficacité globale de la sélection	188
10.7.2	Résolution en masse	189
10.7.3	Résolution en temps propre	189

10.1 Stratégie adoptée pour l'analyse

Pour analyser les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$, nous avons suivi une démarche "classique" dans la collaboration LHCb. Nous présenterons les grandes étapes de l'analyse afin d'avoir une vue d'ensemble. Ce découpage nous servira de guide tout au long de ce chapitre.

- En premier lieu, la restructurabilité des canaux doit être étudiée. Cela consiste à quantifier l'aptitude du détecteur à reconstruire les traces des particules chargées et à reconstruire les particules neutres π^0 . Des échantillons de signal, obtenus par simulation, sont nécessaires pour cette étude.
- La détermination d'une série de critères pour discerner le signal du bruit de fond nécessite des échantillons simulés de chacune des catégories précédentes. Le bruit de fond étudié prioritairement dans la collaboration LHCb se compose de tous les événements contenant de la beauté, soit la production de paires $b\bar{b}$ inclusives. Pour estimer un rapport bruit sur signal avec une assez bonne précision, la sélection doit être "éprouvée" et améliorée en passant plusieurs millions d'événements de ce bruit de fond générique. Le problème qui se pose à nous est de limiter le temps de calcul que prendrait cette analyse. Dans cet esprit, une première sélection, appelée *préselection*, du canal de physique est réalisée à partir de coupures simples et modérées. Les présélections de toutes les analyses de physique de la collaboration LHCb sont ensuite mutualisées. La totalité des événements de bruit de fond générique passe une seule fois à travers ce filtre et les événements satisfaisant au moins les critères d'une présélection sont conservés. Ainsi, une sélection plus sévère de nos canaux de physique pourra être mise au point à partir des événements qui ont passé l'ensemble des présélections.
- La sélection doit être ensuite raffinée afin d'éliminer les événements potentiellement "dangereux" de bruit de fond générique qui passent la présélection. Des sources de

bruit de fond plus spécifiques doivent être également considérées, en pertinence avec la topologie de notre canal physique.

- La sélection réalisée a été mise au point à partir de tous les événements de signal et de bruit de fond produits sans se soucier de la réponse du système de déclenchement. Cela nous a permis d'élaborer une liste de coupures sur une plus grande statistique et sans le biais qu'entraînent les coupures du système de déclenchement. Ainsi, nous considérerons, dans une dernière étape, l'efficacité du système de déclenchement pour nos canaux.

Préalablement au travail d'analyse, il est donc nécessaire de disposer d'échantillons à la fois de données et de bruit de fond. Dans tout ce chapitre, nous supposerons que la reconstruction et la sélection du Λ_b^0 et du $\bar{\Lambda}_b^0$ ne présentent pas d'asymétrie. Nous emploierons le terme Λ_b^0 pour désigner à la fois la particule et l'antiparticule belle.

10.2 Production des données simulées

La simulation, le stockage et la reconstruction des données a nécessité un travail "colossal" en matière d'infrastructures matérielles et logicielles. Nous nous limiterons dans cette partie aux moyens de production et d'analyse utiles pour l'étude prospective de nos canaux de physique. Nous ne rentrerons pas également dans des considérations d'architecture informatique (bien qu'il faille les prendre en compte pour écrire un programme de sélection). De nombreux détails pourront être trouvés dans la référence [236].

10.2.1 Organisation des logiciels de simulation et de reconstruction

À partir de la figure 10.1, on distingue d'un côté les programmes de simulation, qui produisent des données au plus près de la réalité, et de l'autre côté les programmes de reconstruction et d'analyse, qui peuvent traiter des données simulées ou des données réelles. Nous présenterons succinctement les fonctions de chaque programme utilisé dans cette "chaîne".

En matière de simulation, GAUSS assure la production de données Monte-Carlo. GAUSS est composé de programmes configurés spécifiquement pour LHCb qui correspondent chacun à une étape de la production. Dans les chapitres précédents, nous avons introduit les deux premiers programmes PYTHIA et EVTGEN, l'un permettant de générer les hadrons beaux, l'autre réalisant leur désintégration. Le programme GEANT4 tient compte de la géométrie du détecteur et décrit l'interaction des particules avec la matière du détecteur. Enfin le programme BOOLE simule la réponse du détecteur LHCb à partir des points d'impact des particules dans les sous-détecteurs.

Le programme de reconstruction BRUNEL a été conçu de manière à pouvoir utiliser les données issues de la production et les données futures du détecteur LHCb. Les traitements effectués seront identiques pour les deux voies. L'unique différence réside en l'existence d'une table de "vérité Monte-Carlo" pour les données simulées. Cette table pourra être utilisée par le physicien pour raccorder les données reconstruites avec les données produites

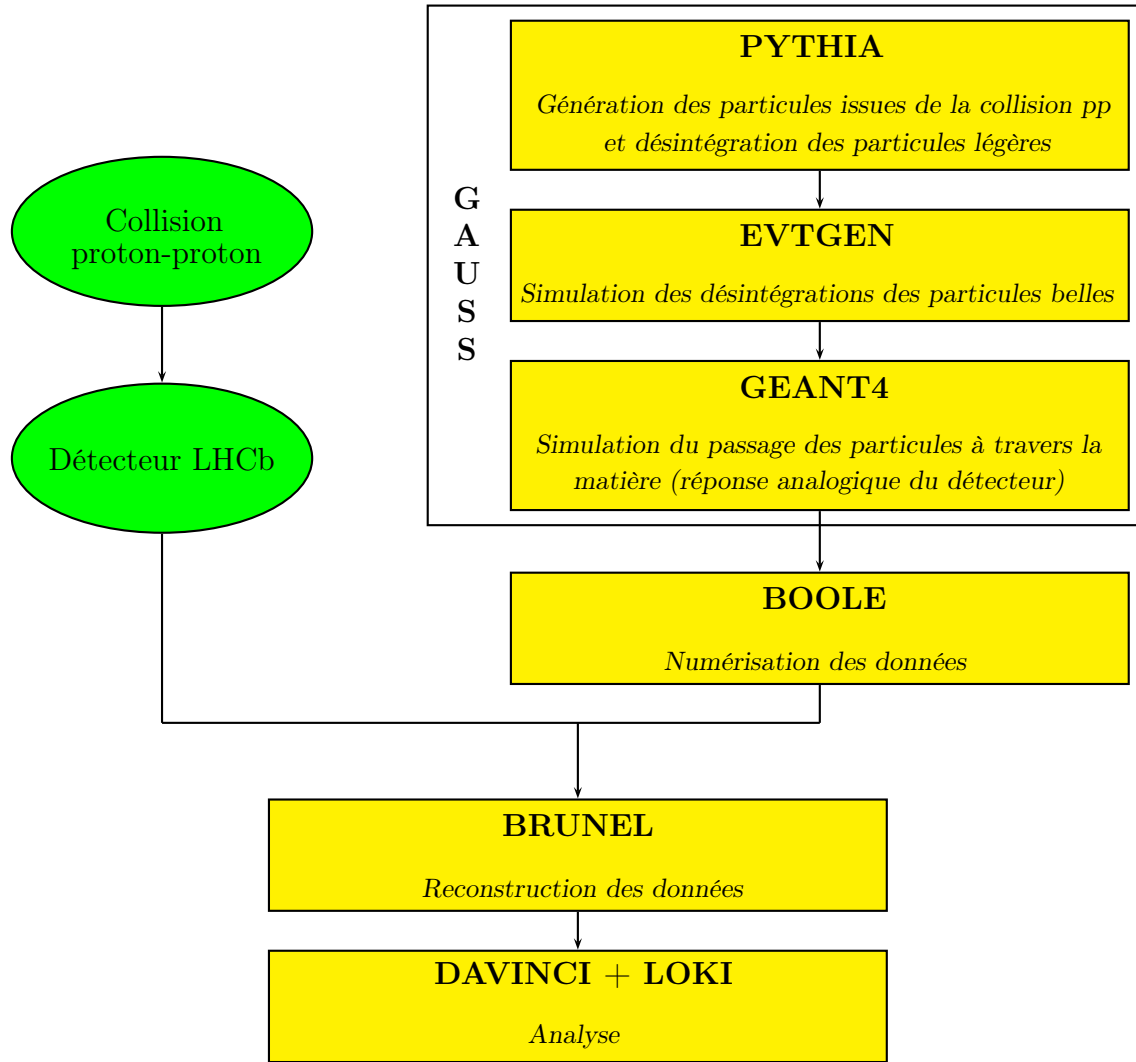


FIG. 10.1: Organisation des logiciels LHCb

à la sortie de GAUSS. Enfin, le programme DAVINCI est le dernier maillon de la chaîne et fournit à l'utilisateur un environnement de travail pour mettre au point sa sélection. Au cours de notre analyse, nous avons utilisé le programme LOKI, un outil facilitant l'écriture du programme de sélection.

10.2.2 Les "Data challenges"

Dans la collaboration LHCb, le terme anglophone *Data challenge* désigne la production de données Monte-Carlo. Le "challenge" à relever est de répondre à l'importante demande d'échantillons de données, que ce soit pour les analyses de canaux de physique, la calibration des sous-détecteurs ou pour la mise au point des algorithmes de reconstruction. En considérant le nombre titanesque d'événements réclamés, la production requiert une importante capacité de stockage et une grande puissance de calcul. De ce fait, elle est réalisée en fragmentant les tâches et en parallélisant les calculs par le biais de grilles de calcul internationales telles que LCG (LHC Computing Grid) [237] ou EGEE (Enabling

Grid for E-science) [238].

Trois campagnes de production de masse se sont succédées. Chaque nouvelle campagne intègre une simulation plus réaliste du détecteur et produit un plus grand nombre d'événements que les campagnes précédentes. Elles ont notamment permis de valider les algorithmes de coeur de reconstruction et d'analyse :

- Le *Data Challenge 2003* a produit des données à la luminosité nominale de $2.10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la réoptimisation du détecteur décidée en 2001. Les données simulées ont permis d'estimer les performances du détecteur à la reconstruction des canaux de physiques étudiés.
- Le *Data Challenge 2004* a utilisé la grille de calcul LCG. La grande statistique produite a permis de déterminer avec précision les rapports signal sur bruit pour les études physiques. Les données ont été également utilisées pour mettre au point les algorithmes du système de déclenchement.
- La version finale du détecteur LHCb a été intégrée dans le *Data Challenge 2006*. Les données ont été produites à l'aide des deux grilles LCG et EGEE à des luminosités de $2.10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et de $5.10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

10.2.3 Échantillons produits pour notre étude

Pour notre étude, nous avons demandé des échantillons d'événements dans lesquels l'hadronisation d'un quark b en Λ_b^0 ou d'un antiquark b en $\bar{\Lambda}_b^0$ est forcée, ainsi que la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ ou $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V$. Comme précisée dans le chapitre 8, une coupure est effectuée pour sélectionner uniquement les hadrons beaux contenus dans 400 mrad d'acceptance, soit $34,71 \pm 0,01\%$ des événements produits dans un angle solide de 4π stéradians.

Le modèle dynamique que nous avons développé a été pris en compte pour le Data Challenge 2006. Des échantillons ont été produits avec une polarisation du Λ_b^0 de 100%. L'analyse que nous allons présenter est antérieure au Data Challenge 2006 et s'est appuyée sur l'étude d'échantillons de Data Challenge 2004. À l'exception de la désintégration du méson vecteur V , les particules ont été générées uniformément dans l'espace de phase. Le tableau 10.1 liste les échantillons utilisés pour l'analyse. La luminosité adoptée est la luminosité nominale de $2.10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Canaux	Nombre d'événements à $L = 2.10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi(\mu^+ \mu^- \{\gamma\})$	270×10^3
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi(K^+ K^-)$	110×10^3
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0(\pi^+ \pi^-)$	310×10^3
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	320×10^3

TAB. 10.1: Échantillons produits et utilisés dans l'analyse des données

Quelques remarques supplémentaires doivent être formulées à propos de ces échantillons. Pour le cas où le méson vecteur est un J/Ψ , le modèle PHOTOS a été combiné avec

EVTGEN pour simuler les radiations électromagnétiques des muons. En tenant compte du canal $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, le rapport d'embranchement de la désintégration du J/Ψ atteint 6,76%. En outre, pour étudier la faisabilité de la reconstruction du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$, nous avons utilisé un échantillon où le méson vecteur est la résonance ρ^0 qui se désintègre en deux pions. Les performances du détecteur LHCb à sélectionner le ρ^0 donneront un aperçu de celles à sélectionner le mélange $\rho^0 - \omega^0$.

10.3 Reconstructibilité des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

La reconstructibilité des canaux est établie à partir de celle des particules de l'état final. D'un côté, la reconstruction des particules chargées (p , $\pi^\pm$, $K^\pm$ et $\mu^\pm$) s'effectue à partir de la recherche des traces. Nous insisterons en particulier sur la reconstruction des états finaux du Λ^0 (protons et pions) du fait du caractère inédit de la reconstruction de cette résonance dans la collaboration LHCb. D'un autre côté, les π^0 qui interviennent dans la désintégration du ω^0 en trois pions sont reconstruits à partir du dépôt d'énergie de deux photons dans le calorimètre électromagnétique. La procédure que nous présenterons est identique pour les simulations du *Data Challenge 2004* et *Data Challenge 2006*.

10.3.1 Reconstruction et identification des particules chargées

10.3.1.1 Algorithme de reconstruction des traces

Pour reconstruire les traces, les informations du détecteur de vertex sont combinées avec celles du trajectographe. On peut alors distinguer les types de traces en fonction des sous-détecteurs touchés conformément à la figure 10.2 [115][239] :

- Les traces "*Long*" passent à travers tous les éléments : le détecteur de vertex, le TT et les chambres T. D'après les simulations, leur résolution $\delta p/p$ varie de 0,35% pour les traces de faible impulsion à 0,55% pour les traces à impulsion élevée. [115][240][241]
- Les traces "*Upstream*" ne touchent que le détecteur de vertex. C'est le cas en particulier de particules ayant une impulsion transverse beaucoup trop importante. Correspondant à une faible partie du signal, ces types de trace ont une faible résolution $\delta p/p \approx 15\%$. [115][242]
- Les traces "*Downstream*" passent uniquement à travers les éléments du trajectographe. Elles correspondent à des particules qui ont un temps de vie très important. L'algorithme de recherche des traces *Downstream* diffère de celui des traces *Upstream* par le fait que le vertex d'origine est en dehors du détecteur de vertex et ne peut pas être reconstruit avec précision. Des simulations ont été réalisées à partir de particules K_s^0 issues du processus $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$. Leur résolution en impulsion est de $\delta p/p = 0,43\%$. Comme la particule Λ^0 a un temps de vie comparable à celui des particules K_s^0 , nous pouvons nous attendre à avoir une forte proportion en traces *Downstream*. [115][243]
- Les points d'impact du détecteur de vertex et des chambres T qui n'ont pas pu être associés sont enregistrés sous forme de traces "*VELO*" et traces "*T*". La contribution de ces traces dans les analyses physiques sont généralement exclues car elles

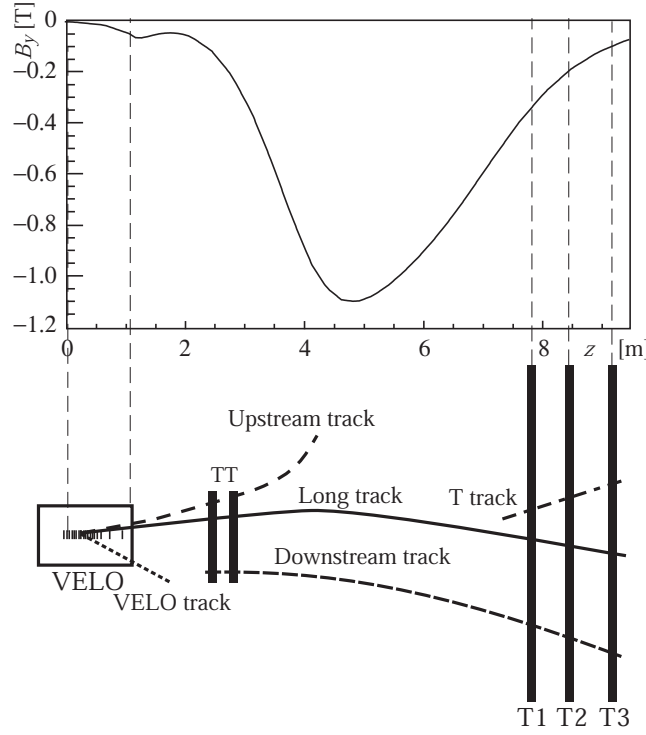


FIG. 10.2: Conventions sur la désignation des traces dans LHCb et influence du champ magnétique B_y de l'aimant [115]

contiennent peu, voire aucune information sur l'impulsion de la particule. [115]

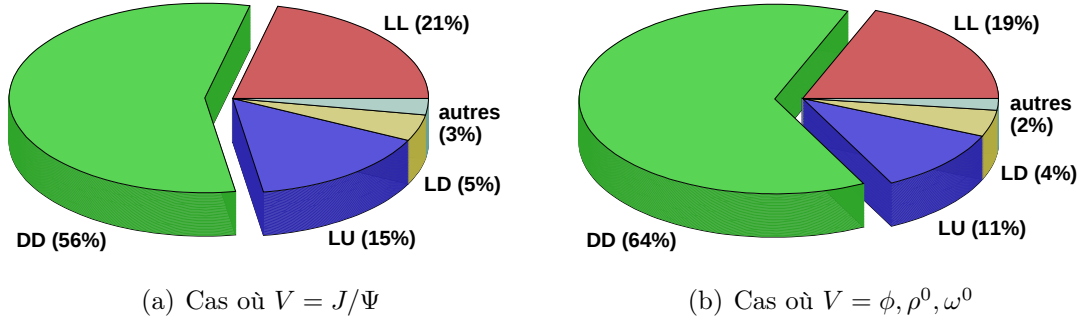
Pour les canaux de physique étudiés dans LHCb, les traces *Long* sont généralement les traces dominantes. Concernant les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, les particules chargées issues de la désintégration du méson V correspondent essentiellement à des traces *Long*. Pour le Λ^0 , les traces correspondantes aux produits de sa désintégration, les protons et les pions, présentent une autre répartition, caractéristique du grand temps de vie du baryon étrange.

10.3.1.2 Répartition des traces des états finaux du Λ^0

Le proton et le pion issus de la désintégration du Λ^0 peuvent être reconstruits via des traces *Long*, *Upstream* et *Downstream*. Nous avons déterminé la répartition de ces 3 types de traces pour reconstruire un Λ^0 . Dans ce but, nous avons sélectionné toutes les particules reconstruites (sans tenir compte de l'identification) et conservé celles qui correspondent, par raccordement à "la vérité Monte-Carlo", aux protons ou pions issus d'un Λ^0 de signal.

Pour désigner les différents Λ^0 reconstruits, nous prendrons la convention suivante : " Λ^0 LL" désigne un Λ^0 reconstruit à partir de deux traces *Long*. De même, nous utiliserons les notations DD, LU, LD (aucune distinction n'est faite entre le proton et le pion).

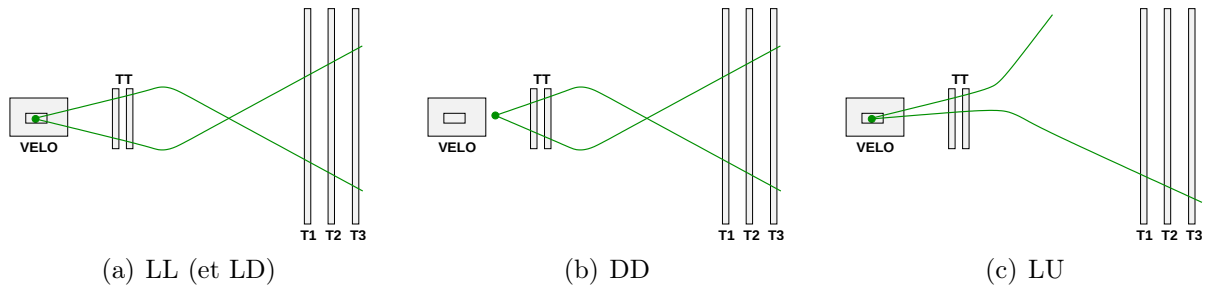
La figure 10.3(a) montre la répartition des traces pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. Nous pouvons noter que 56% des Λ^0 reconstruits sont issus de deux traces *Downstream*. Cela s'explique par le fait que le Λ^0 possède un grand temps de vie ($\tau(\Lambda^0) = (2,632 \pm 0,20) \times 10^{-10} s \approx$


 FIG. 10.3: Combinaisons dominantes de traces permettant de reconstruire le Λ^0

$3 \times \tau(K_s^0)$) ce qui implique que le Λ^0 se désintègre au-delà des premières stations du détecteur de vertex. Pour les autres canaux, (figure 10.3(b)), le nombre de combinaisons DD est plus important et atteint 64%. Cette augmentation est liée au fait que les masses des vecteurs ϕ , ρ^0 et ω^0 sont trois fois plus faible que celle du J/Ψ . Par conséquent, les Λ^0 de ces désintégrations sont plus énergétiques, donc parcourent une distance plus grande (dans le repère du laboratoire) avant de se désintégrer.

Cette répartition des combinaisons de traces pour le Λ^0 est une caractéristique de notre analyse, qui se retrouve également dans celle du K_s^0 . Cette composition implique des conséquences importantes. La reconstruction des traces *Downstream* est moins performante que celle des traces *Long* par manque d'information du détecteur de vertex. Le nombre de particules *fantômes*, particules reconstruites ne correspondant pas à une particule physique, est également beaucoup plus grand.

La proportion en combinaison LU et LD est également non négligeable. Comme le montre la figure 10.4, la combinaison *LU* correspond au cas où le Λ^0 se désintègre avant le détecteur de vertex mais que l'une des particules émises est déviée par le champ magnétique hors de l'acceptance du détecteur. 90% des traces *Upstream* dans cette combinaison sont des pions. En effet, le pion ayant une impulsion plus faible que celle du proton dans la désintégration du Λ^0 , son rayon de courbure est beaucoup plus important. En ce qui concerne la combinaison LD, il s'agit, comme pour la combinaison LL, de deux particules qui passent par tous les éléments du trajectographe mais dont l'une des traces est mal reconstruite dans le détecteur de vertex.


 FIG. 10.4: Topologies de traces dominantes pour la reconstruction du Λ^0

10.3.1.3 Identification du proton issu du Λ^0

L'identification des états finaux est importante dans l'analyse que nous réalisons. Nous expliciterons la procédure d'identification à travers l'exemple de l'identification du proton issus du Λ^0 . En effet, nos canaux de physique font partie des rares réactions étudiées dans LHCb à posséder un proton dans leur état final. C'est pourquoi, nous insisterons et justifierons, dans cette section, les contraintes appliquées sur l'identification du proton. Les figures utilisées sont celles obtenues avec le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$.

Trois sous-détecteurs participent à l'identification des particules : les deux détecteurs RICH, le système de calorimètres et les chambres à muon. Leurs informations sont combinées sous forme de fonctions de maximum de vraisemblance propres à chaque état final. Pour l'hypothèse proton, l'estimateur est construit en réclamant un proton au niveau des imageurs Chérenkov et en rejetant l'hypothèse électron et muon respectivement au niveau du calorimètre et des chambres à muon (relation (10.1)). Les estimateurs correspondant aux pions et aux kaons sont construits de la même façon. [115]

$$L(\text{proton}) = L^{RICH}(\text{proton}) \times L^{CALO}(\text{pas électron}) \times L^{MUON}(\text{pas muon}) \quad (10.1)$$

$$L(\text{pion}) = L^{RICH}(\text{pion}) \times L^{CALO}(\text{pas électron}) \times L^{MUON}(\text{pas muon}) \quad (10.2)$$

$$L(\text{kaon}) = L^{RICH}(\text{kaon}) \times L^{CALO}(\text{pas électron}) \times L^{MUON}(\text{pas muon}) \quad (10.3)$$

Pour identifier un proton, nous devons tenir compte des contaminations des hadrons tels que pions et kaons. Cette distinction est réalisée grâce aux informations des RICH. C'est pourquoi, dans la présélection et dans la sélection, nous exigeons que l'information des RICH soit disponible. Pour tester l'hypothèse proton par rapport à l'hypothèse pion ou kaon pour une trace donnée, une contrainte est appliquée sur les estimateurs $\Delta LL(p - \pi)$ et $\Delta LL(p - K)$ définis comme le logarithme du rapport des fonctions de vraisemblances de l'hypothèse testée par rapport à l'hypothèse rejetée :

$$\Delta LL(p - \pi) = \ln \left(\frac{L(p)}{L(\pi)} \right) = \ln L(p) - \ln L(\pi) \quad (10.4)$$

$$\Delta LL(p - K) = \ln \left(\frac{L(p)}{L(K)} \right) = \ln L(p) - \ln L(K) \quad (10.5)$$

Les figures 10.5(a), 10.5(b), 10.5(c) et 10.5(d) représentent la distribution des deux estimateurs $\Delta LL(p - \pi)$ et $\Delta LL(p - K)$ pour les protons du signal, et pour les pions, les protons et les kaons issus de la fragmentation. On distinguera les traces *Long*(L) des traces *Downstream*(D) (les traces *Upstream* sont rejetées comme dits dans le paragraphe précédent).

Au niveau de la présélection, des contraintes "modérées" sont appliquées sur l'estimateur $\Delta LL(p - \pi)$. Quelles soient de type *Long* ou *Downstream*, les traces dont l'estimateur $\Delta LL(p - \pi)$ est supérieur à -5 sont identifiées comme protons. Pour la sélection finale, la coupure précédente est renforcée en repoussant le seuil à +6 et les traces dont l'estimateur $\Delta LL(p - K)$ est inférieur à -5 sont rejetées.

Ainsi, des critères similaires seront utilisés pour identifier les états finaux chargés $\mu^\pm$ et $K^\pm$. Pour les pions, aucune contrainte ne sera appliquée sur leur identification.

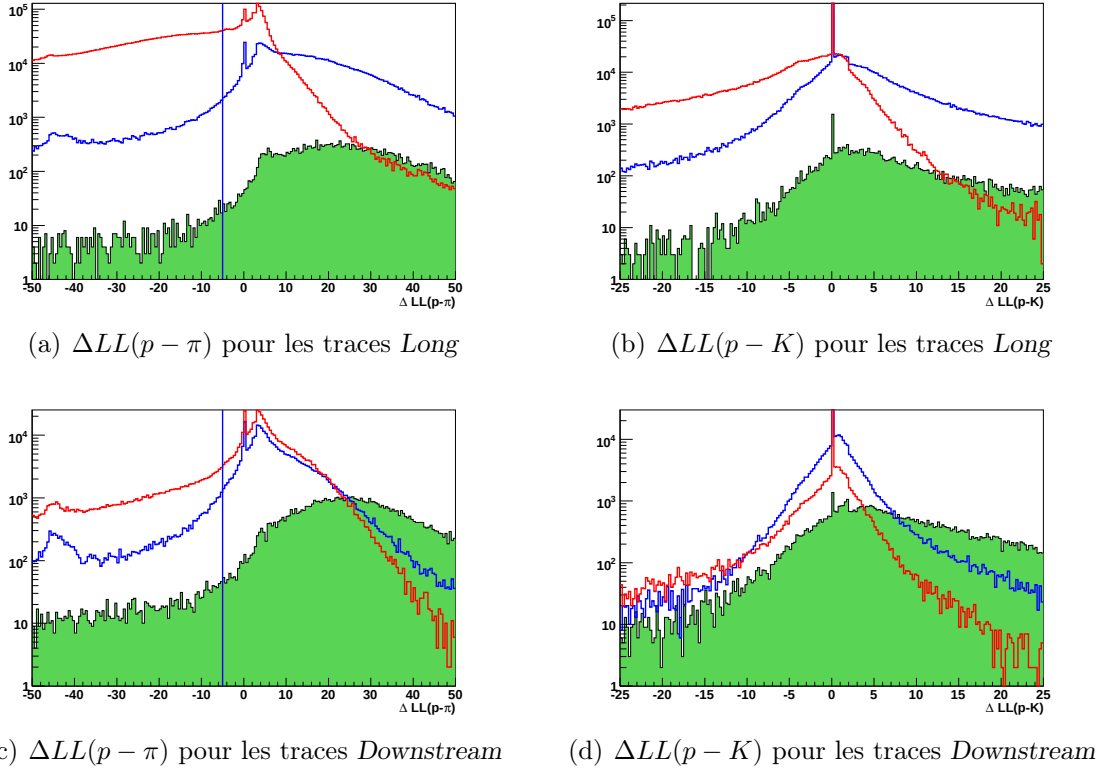


FIG. 10.5: Test de l'hypothèse proton par rapport aux hypothèses pions et kaons (proton du signal en vert plein, protons de la fragmentation en bleu et pions de la fragmentation en rouge). Les traits verticaux correspondent aux coupures effectuées dans la sélection standard.

10.3.2 Reconstruction des particules π^0

La reconstruction du π^0 en deux photons (rapport d'embranchement de 99%) est primordiale dans LHCb pour contraindre le triangle d'unitarité avec les canaux $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \eta$, $B_s^0 \rightarrow D_s^- \rho^+$ ou $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Les algorithmes de reconstruction du pion neutre constituent un challenge technique et physique dans lequel l'équipe clermontoise s'est investie.

10.3.2.1 Reconstruction et identification des photons

Les photons sont identifiés par le détecteur LHCb à partir de l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique dans le détecteur de pied de gerbe (PS) et le calorimètre électromagnétique (ECAL) (voir chapitre 4). Un algorithme permet de rechercher des "amas" de cellules touchées, susceptibles de correspondre à une seule et même gerbe électromagnétique [244]. Pour s'affranchir des fluctuations liées aux bruits, une coupure de 50 MeV est appliquée sur l'énergie transverse E_T . [245][186]

Une sélection des amas est effectuée à partir du critère d'identification entre les photons et les électrons. Dans ce but, on associe toutes les traces de l'événement aux amas reconstruits. L'ajustement sera d'autant meilleur que la particule qui a donné naissance à la gerbe est un électron. La figure 10.6 montre la qualité de l'ajustement à travers son χ^2 . Ainsi, la distinction des photons par rapport aux électrons est réalisée en rejetant les amas dont le χ^2 de l'ajustement est inférieur à 4. [245][186]

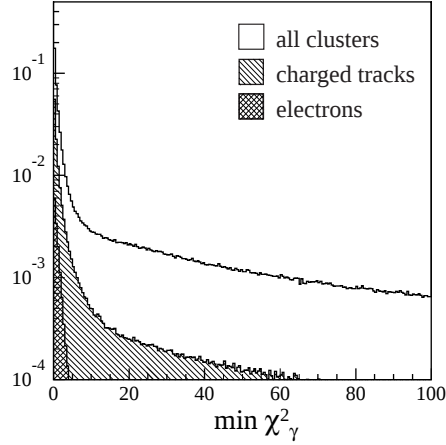


FIG. 10.6: Qualité de l'ajustement des traces chargées avec les amas d'énergie déposés dans le calorimètre électromagnétique [115]

Enfin, le quadrivecteur énergie-impulsion du photon est déterminé dans le repère du détecteur [245] :

- L'énergie totale du photon est déterminée par la contribution du détecteur de pied de gerbe et du calorimètre électromagnétique. Des corrections sont effectuées pour tenir compte des pertes d'énergie dans les deux sous-détecteurs.
- L'impulsion du photon est dirigée du vertex primaire vers la direction pointée par le point de l'espace (x_c, y_c, z_c) , barycentre des cellules de l'amas pondérées par leur énergie respective. La position de ce point est également corrigée pour tenir compte du profil longitudinal et transversal de la gerbe électromagnétique.

10.3.2.2 Les π^0 "résolus" et "mélangés"

Dans la collaboration LHCb, on distingue deux types de π^0 en fonction de l'algorithme de reconstruction employé :

- Les π^0 *résolus* sont formés à partir de deux photons correspondant à deux amas distincts. Une fenêtre de masse de $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ est imposée ainsi qu'une coupure en impulsion transverse de $200 \text{ MeV}/c$. [245][186]
- Dans certain cas, l'angle entre les deux photons est tellement faible que la granularité du calorimètre est insuffisante pour résoudre les deux photons en deux amas distincts. Pour reconstruire ces π^0 , dits *mélangés*, les amas sont divisés en 2 sous-amas centrés sur les deux cellules les plus chaudes. Plusieurs critères doivent être satisfaits pour reconstruire un π^0 . Une fenêtre de masse de $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ est requise. La distance inter-photons dans le calorimètre ne doit pas dépasser une valeur limite par rapport à la taille D d'une cellule : $d_{\gamma\gamma} < 1,8D$. [245][186]

L'algorithme des pions *mélangés* a été élaborés pour la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ à cause du "boost" très important appliqué au π^0 . Pour ce canal de physique, 32,8% des

π^0 sont reconstruits en tant que pions résolus et 20% en tant les pions mélangés. Ainsi, l'efficacité de reconstruction des pions neutres est de l'ordre de 50%. La perte résiduelle provient essentiellement de la conversion des photons. [186][246]

Pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$, la majorité des π^0 reconstruits, 27,7%, sont résolus. La fraction de pions mélangés représente que 16,0%. Dans la suite de notre analyse, nous ne prendrons pas en compte les π^0 mélangés.

10.3.3 Efficacité de détection et de reconstruction

Afin de caractériser les performances de la reconstruction, il est nécessaire de déterminer les particules qui sont susceptibles d'être reconstruites. Ces particules doivent non seulement être produites dans l'acceptance géométrique du détecteur mais elle doivent également toucher en plusieurs points les différents sous-détecteurs du trajectographe. Par convention, une particule chargée est dite *reconstructible* si le nombre d'impacts dans chacun des éléments du trajectographe est supérieur aux seuils fixés dans le tableau 10.2 [247]. La définition diffère selon la trace envisagée. Un photon est reconstructible si sa gerbe touche au moins une cellule du calorimètre électromagnétique et si l'impulsion transverse du photon est supérieur à 200 MeV/c.

	VELO	TT	T1, T2 et T3
<i>Upstream</i>	3 détecteurs r et 3 détecteurs ϕ	3 "cellules"	
<i>Long</i>	3 détecteurs r et 3 détecteurs ϕ		1 plan non incliné et 1 plan incliné de $\pm 5^\circ$
<i>Downstream</i>		3 "cellules"	1 plan non incliné et 1 plan incliné de $\pm 5^\circ$

TAB. 10.2: Sous-détecteurs touchés et nombre d'impacts minimum pour qu'une particule soit dite reconstructible [247]

Cette définition de particule *reconstructible* n'est applicable qu'aux particules finales. Par extension, nous dirons que la particule Λ_b^0 est reconstructible si toute ses particules finales sont reconstructibles. On définit alors l'efficacité de détection, ϵ_{det} , comme le rapport du nombre de Λ_b^0 reconstructibles sur le nombre de Λ_b^0 produits dans 4π steradian [115][248]. Comme nos échantillons de données comportent des Λ_b^0 émis dans une acceptation de 400 mrad, un rapport de 34,71% est appliqué.

$$\epsilon_{det} = \frac{N(\Lambda_b^0 \text{ reconstructibles})}{N(\Lambda_b^0 \text{ produits dans } 4\pi)} = 34,71\% \times \frac{N(\Lambda_b^0 \text{ reconstructibles})}{N(\Lambda_b^0 \text{ produits dans } 400\text{mrad})} \quad (10.6)$$

Une particule est dite *reconstruite* si l'algorithme de reconstruction est parvenu à lui associer une trace (ou un amas d'énergie pour les π^0), ses paramètres cinématiques et une identité [247]. On définit ainsi une efficacité de reconstruction, ϵ_{rec} , comme le rapport du nombre de Λ_b^0 reconstructibles et reconstruits sur le nombre de Λ_b^0 reconstructibles [115][248].

$$\epsilon_{rec} = \frac{N(\Lambda_b^0 \text{ restructuribles \& restructurits})}{N(\Lambda_b^0 \text{ restructuribles})} \quad (10.7)$$

Nous avons déterminé l'efficacité de détection et de reconstruction pour chaque canal du Λ_b^0 que nous étudions. Nous avons sélectionné les combinaisons de traces dominantes : combinaison LL pour la reconstruction du méson vecteur V , combinaisons LL, DD, LU et LD pour la reconstruction du Λ^0 . Le tableau 10.3 synthétise les résultats obtenus. Les erreurs données sur les efficacités sont d'origine statistique et ont été calculés à partir de l'annexe C.1.

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$
ϵ_{det}	$(4, 7 \pm 0, 1)\%$	$(4, 1 \pm 0, 1)\%$	$(4, 2 \pm 0, 1)\%$	$(3, 4 \pm 0, 1)\%$
ϵ_{rec}	$(60, 2 \pm 0, 3)\%$	$(55, 4 \pm 0, 3)\%$	$(57, 7 \pm 0, 4)\%$	$(52, 0 \pm 0, 4)\%$

TAB. 10.3: Efficacités de détection et de reconstruction pour les différents canaux

Nous constatons que l'efficacité de détection et l'efficacité de reconstruction sont similaires d'un canal à l'autre. Les meilleures performances sont obtenues pour le processus phare $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. Ce canal est privilégié par une reconstruction performante des muons par les chambres à muon et par la proportion de combinaisons LL plus importante. La désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ présente l'efficacité de détection et l'efficacité de reconstruction les plus faibles. En effet, ce processus physique met en jeu 5 états finaux, au lieu de 4 pour les autres processus. De plus, la restructuribilité du π^0 est plus faible ($\approx 50\%$) que pour les états finaux chargés.

En outre, nous avons constaté, pour tous les canaux, qu'environ 10% des Λ^0 de signal sont absorbés par la matière du détecteur. Ce phénomène tend à réduire la statistique disponible de $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ pour établir la présélection et la sélection.

D'ores et déjà, nous pouvons annoncer que la présélection et la sélection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson vecteur autre que la résonance J/Ψ va s'avérer difficile :

- En premier lieu, les rapports d'embranchement de ces canaux sont très faibles.
- Le Λ^0 est restructur majoritairement par des traces *Downstream* pour lesquelles l'information du détecteur de vertex est manquante. Pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, la sélection pourra reposer sur la bonne reconstruction et identification du J/Ψ en dimuon. En revanche, les mésons ρ^0 et ω^0 sont restructur à partir des pions, particules dont la présence est considérable dans le bruit de fond hadronique. Les processus à quatre ou cinq états finaux hadroniques seront nettement moins privilégiés.
- Le méson ρ^0 possède une grande largeur de désintégration ce qui implique un spectre en masse beaucoup plus étendu.

Par conséquent, au cours de notre analyse nous insisterons beaucoup plus sur la sélection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ qui a l'avantage de présenter un J/Ψ se désintégrant en deux

muons. Une analyse préliminaire de ce canal a fait l'objet d'une note LHCb [249]. Nous montrerons également les possibilités du détecteur LHCb à reconstruire les autres canaux.

10.4 Les programmes de présélection

Une présélection est nécessaire pour exclure les événements de bruit de fond "facilement rejetables" et ne s'intéresser qu'aux événements potentiellement plus "néfastes". La production d'échantillons dont les événements sont filtrés par l'ensemble des présélections est l'une des missions du *Data Challenge*. Les programmes de présélection doivent satisfaire plusieurs critères d'ordre technique :

- Le taux de réjection d'événements de bruit de fond doit être supérieur à 17/1000 pour le *Data Challenge 2006* afin d'éviter une occupation abusive des mémoires disques.
- Au vu de la durée importante requise par la production de plusieurs millions d'événements, le temps de calcul est une contrainte à prendre en compte. Si aucune contrainte précise n'est imposée sur la durée d'une présélection, la mutualisation des algorithmes de sélection est sollicitée. Ainsi, le programme de présélection est écrit à partir d'outils informatiques préconçus et optimisés. La reconstruction et une identification "standard" (coupure modérée sur les estimateurs ΔLL) sont effectuées pour les états finaux chargés et reconstituables dans LHCb : $\mu^\pm$, $e^\pm$, p , $K^\pm$ et $\pi^\pm$. Des codes de reconstruction qualifiés "standards" existent pour sélectionner les mésons ϕ et ρ^0 .

Pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, une présélection commune à tous les processus comprenant un J/Ψ est utilisée. Pour les autres canaux, une présélection doit être écrite pour chacun d'eux. L'ensemble des trois présélections doit présenter un taux de rejection de 1/1000. La mise en commun de leur code a nécessité l'écriture d'un programme de sélection du Λ^0 "standard".

10.4.1 Première présélection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

Les muons produits de la fragmentation sont beaucoup plus rares que les autres candidats hadroniques reconstituables (p , $K^\pm$ et $\pi^\pm$). De plus, leur reconstruction et surtout leur identification sont favorisés par la présence de sous-détecteurs dédiés. Ces arguments physiques justifient l'utilisation d'une présélection commune fondée sur la production d'un J/Ψ inclusif. Nous présenterons brièvement les contraintes appliquées et leurs impacts sur le signal et le bruit de fond.

Les candidats muons sont reconstruits par des traces *Long* et identifiés par une coupure de $\Delta LL(\mu - \pi) > -15$. Ils sont combinés deux à deux pour reconstruire un candidat J/Ψ . Un événement ne contenant pas au moins un μ^- et un μ^+ est alors rejeté. Puis une série de coupures est appliquée sur les particules reconstruites. Elle est résumée par le tableau 10.4 et justifiée par les figures 10.7. Les spectres représentés ont été obtenus à partir de toute la statistique disponible de signal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ (270×10^3 événements) et sur un échantillon d'un million d'événements de bruit de fond générique. Les efficacités

présentées sont cumulées.

	Coupures	Fraction d'événements de signal sélectionnés	Fraction d'événements de bruit sélectionnés
$\mu^\pm$	Reconstruction + identification	100,0%	7,32%
	P_T min = 250 MeV/c	92,9%	4,54%
J/Ψ	Fenêtre de masse = ± 120 MeV/ c^2	73,2%	0,11%
	χ_{vertex}^2 max = 16	72,8%	0,07%

TAB. 10.4: Coupures utilisées dans la préselection du J/Ψ inclusif (la fraction de signal est rapporté au nombre de J/Ψ reconstruits)

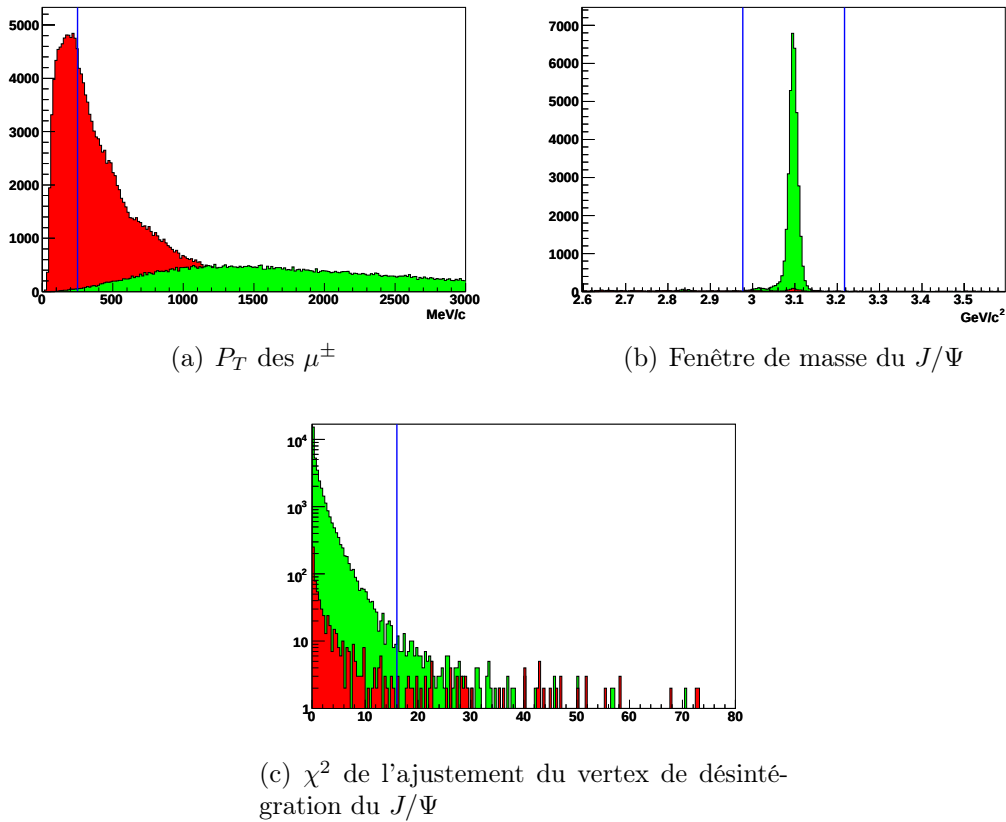


FIG. 10.7: Spectre des grandeurs contraintes dans la préselection du J/Ψ inclusif (vert pour le signal, rouge pour le bruit de fond générique)

Trois critères pertinents sont utilisés dans cette préselection. Une impulsion transverse P_T supérieure à 250 MeV/c est requise pour les muons. Cette coupure supprime les particules dont l'impulsion est quasiment alignée sur l'axe du faisceau. Une fenêtre de ± 120 MeV/ c^2 autour de la masse nominale du J/Ψ est appliquée à la masse invariante des deux muons. Un dernier critère de sélection est la qualité du vertex de désintégration du J/Ψ reconstruit à partir des deux traces. Un ajustement dont le χ^2 (par degré de liberté) est supérieur

à 16 est rejeté.

Finalement, la préselection en question permet de rejeter 7 événements de bruit de fond sur 10000 et le signal est très peu affecté par les coupures. La sélection finale de ce canal reprendra et renforcera l'ensemble des coupures de cette préselection.

10.4.2 Mise au point du programme " Λ^0 standard" et de la préselection renforcée du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

Dans un esprit de mutualisation des algorithmes, un programme de sélection du Λ^0 peut être réalisé à partir du proton et du pion. Ce programme sera utilisé dans la préselection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson ϕ , ρ^0 ou ω^0 . Nous combinerons aussi cette sélection avec celle du J/Ψ inclusif discutée précédemment de manière à obtenir une préselection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ plus sévère et similaire à celle des autres canaux. La sélection baptisée " Λ^0 standard" a été écrite en collaboration avec Federica Legger, responsable de l'analyse du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ [250]. Les coupures ont été effectuées à deux niveaux : la sélection des particules proton et pion, et la sélection du candidat Λ^0 . Elles ont été optimisées de manière à minimiser le bruit de fond combinatoire.

Les protons et les pions sont reconstruits et les protons sont identifiés en réclamant que l'estimateur $\Delta LL(p - \pi)$ soit supérieur à -5. Le seuil des coupures va dépendre du type de trace considérée. Pour les traces *Long* correspondant aux protons, une impulsion transverse P_T supérieure à 400 MeV/c est exigée (cf figure 10.8). Une coupure est également réalisée sur le paramètre d'impact (Impact Parameter ou IP). Le paramètre d'impact se définit comme la plus petite distance entre le vertex primaire et la trace (ou son allongement). Comme plusieurs vertex primaires peuvent être reconstruits, le plus petit paramètre d'impact calculé est utilisé. Généralement, on préfère utiliser sa signification comme critère de sélection, c'est-à-dire la valeur du paramètre d'impact divisée par son erreur σ . Une coupure de 3 sur IP/σ permet de rejeter une proportion importante de bruit de fond (cf figure 10.9). Pour les traces *Downstream*, l'utilisation du paramètre d'impact comme critère n'est pas pertinent comme le montre la figure 10.9(c). Par conséquent, une contrainte sévère sur l'impulsion transverse est appliquée. Des coupures identiques sont utilisées pour la sélection des pions et sont résumées dans le tableau 10.5.

	proton		pion		
	L	D	L	D	U
P_T min	400 MeV/c	1100 MeV/c	100 MeV/c	250 MeV/c	50 MeV/c
IP/σ min	3		3	2	3

TAB. 10.5: Critères de sélection du proton et du pion

Le candidat Λ^0 est également contraint. Nous ne considérons que les quatre combinaisons de traces LL, DD, LU et LD mais seules les combinaisons dominantes, LL et DD, seront représentées graphiquement (figure [?]). Une part importante du bruit de fond est rejetée en imposant une fenêtre de masse de ± 50 MeV/c² autour de la masse du Λ^0 . Une coupure en impulsion transverse et sur la qualité de l'ajustement du vertex est appliquée. Enfin une dernière coupure concerne la distance de vol D_{vol} du Λ^0 par rapport au vertex primaire : il s'agit de la plus petite distance entre la position du vertex de désintégration

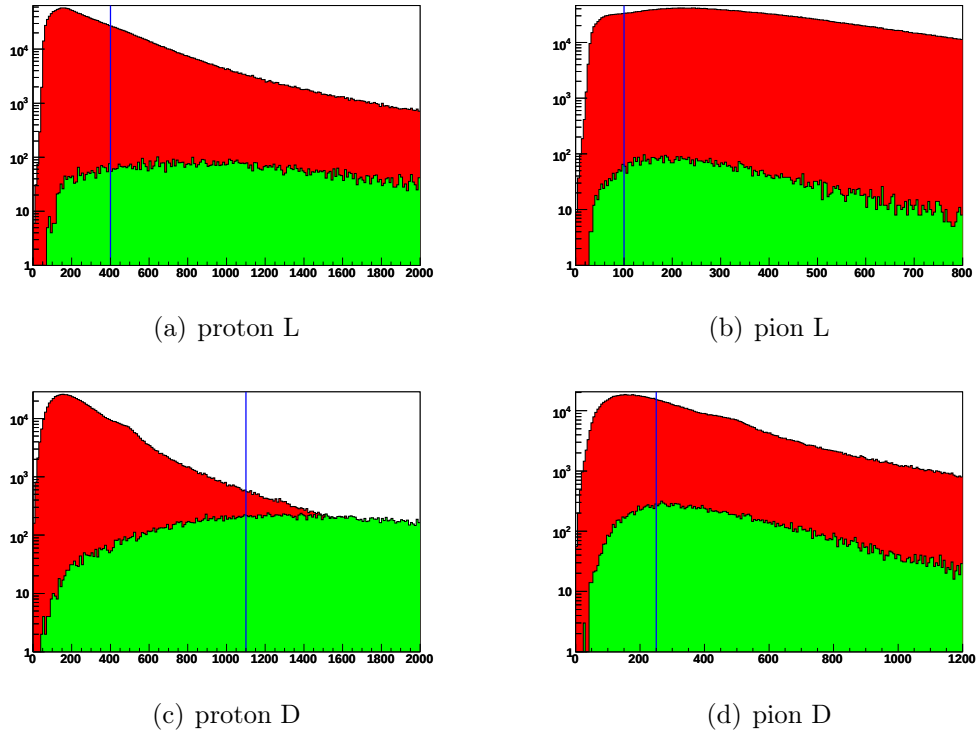


FIG. 10.8: Coupures en impulsion transverse P_T sur les protons et pions (signal en vert, bruit de fond combinatoire en rouge)

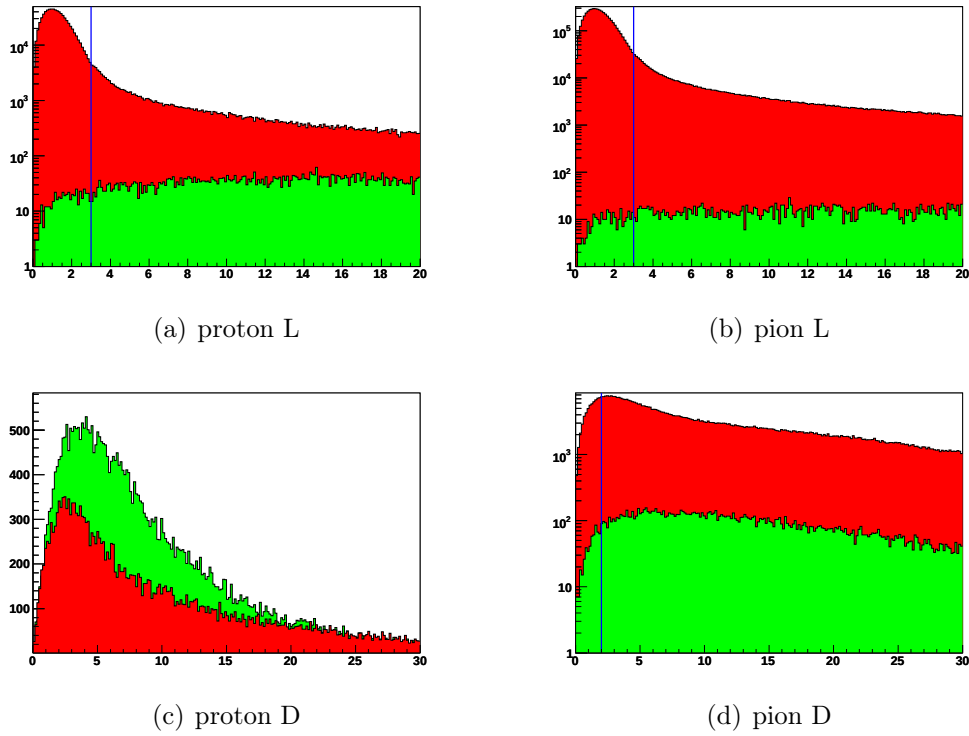


FIG. 10.9: Coupures sur la signficance du paramètre d'impact IP/σ des protons et des pions (signal en vert, bruit de fond combinatoire en rouge)

du Λ^0 et celle du(des) vertex primaire(s). Cette coupure est appliquée uniquement sur les combinaisons LL et LU. En effet, pour les traces *Downstream*, le vertex de désintégration du Λ^0 n'est pas reconstruit avec une assez bonne résolution pour contraindre la distance de vol. Le tableau 10.6 résume les coupures de sélection des candidats Λ^0 .

	Λ^0			
	LL	DD	LU	LD
Fenêtre de masse	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 50 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 50 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 50 \text{ MeV}/c^2$
P_T min	500 MeV/c	1500 MeV/c	500 MeV/c	1000 MeV/c
χ_{vertex}^2 max	20	50	20	30
D_{vol}/σ min	10		10	

 TAB. 10.6: Critères de sélection du Λ^0

Au final, nous pouvons dresser les tableaux 10.7 et 10.8 : l'un montrant l'efficacité de cette sélection modérée du Λ^0 , et l'autre montrant la pureté du signal dans le bruit de fond combinatoire. Pour calculer les efficacités cumulées, nous prendrons pour valeur de référence le nombre de candidats Λ^0 reconstruits avec un proton satisfaisant l'identification standard.

	LL	DD	LU	LD	Total
Reconstruction/identification	100,00%	100,00%	100,00%	100,00%	100,00%
P_T proton/pion min	92,05%	76,80%	90,34%	63,26%	80,61%
IP/σ proton/pion min	85,67%	75,14%	86,51%	58,75%	77,68%
Fenêtre de masse	85,05%	74,09%	85,18%	50,52%	76,30%
P_T min	84,96%	72,73%	84,13%	50,35%	75,36%
χ_{vertex}^2 max	82,83%	69,12%	80,24%	42,37%	71,83%
D_{vol}/σ min	81,73%	69,12%	80,24%	32,37%	71,61%

 TAB. 10.7: Efficacité sur le signal de la sélection " Λ^0 standard"

	LL	DD	LU	LD	Total
Reconstruction/identification	0,01%	0,05%	0,02%	0,01%	0,03%
P_T proton/pion min	0,02%	8,78%	0,04%	0,02%	0,07%
IP/σ proton/pion min	0,34%	9,29%	0,45%	0,08%	0,74%
Fenêtre de masse	14,76%	71,53%	3,80%	3,65%	16,39%
P_T min	15,01%	72,58%	4,36%	4,25%	17,86%
χ_{vertex}^2 max	29,91%	81,41%	11,85%	7,59%	35,50%
D_{vol}/σ min	36,39%	81,41%	17,75%	7,59%	42,29%

 TAB. 10.8: Pureté du signal obtenue par la sélection " Λ^0 standard"

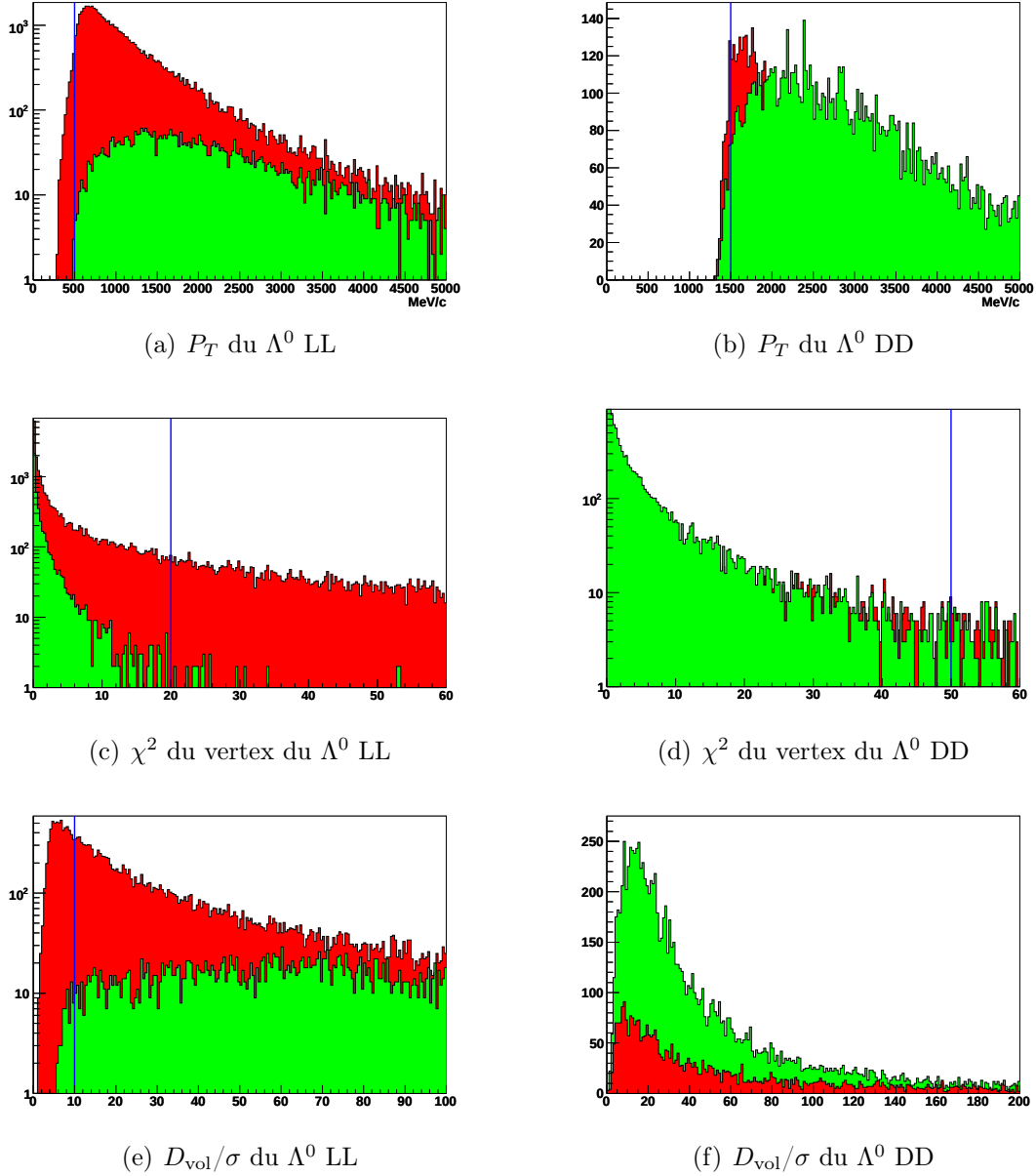


FIG. 10.10: Grandeurs contraintes par la sélection " Λ^0 standard" (signal en vert, bruit de fond combinatoire en rouge)

Nous rappelons que le but de la sélection Λ^0 standard est de réaliser une sélection "gros-sière" des désintégrations des hadrons beaux faisant intervenir un Λ^0 . À l'issue de cette sélection, les combinaisons DD offrent la meilleure pureté (81%). Ce résultat s'explique par la présence d'une coupure sévère sur le P_T des protons. En outre, les traces correspondant à des particules issues de la fragmentation sont moins nombreuses que pour les combinaisons LL. Pour les combinaisons LL, les seuils des coupures ont été plus modérées et la pureté atteint 35%. Les candidats LL (ainsi que LU et LD) seront contraints par la suite par la sélection du Λ_b^0 .

En combinant la préselection du J/Ψ et la sélection " Λ^0 standard", il est possible de reconstruire les particules Λ_b^0 . Un tel candidat est reconstruit si au moins un J/Ψ et un Λ^0 sont reconstruits dans l'événement. La sélection ainsi formée constitue une deuxième

préselection pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ qui est beaucoup plus sévère que la précédente. Elle nous permet en outre d'introduire une efficacité de préselection que nous définissons de la manière suivante :

$$\epsilon_{presel} = \frac{N(\Lambda_b^0 \text{ présélectionnés})}{N(\Lambda_b^0 \text{ restructuribles \& restructurits})} \quad (10.8)$$

Pour le canal en J/Ψ , l'efficacité de préselection est de $49,0 \pm 0,3 \%$ et correspond à un taux de réjection de bruit de fond générique de 0,03% (seulement 3 sur 10000 événements de bruit de fond sont sélectionnés). Les préselections des trois autres canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ seront bâties sur ce modèle.

10.4.3 Présélection des autres canaux

Les préselections des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un ϕ , ρ^0 ou ω^0 repose sur la sélection " Λ^0 standard". Les codes de sélection standard du ϕ^0 et du ρ^0 sont utilisées et les coupures sont renforcées. Seule la résonance ω^0 en trois pions a nécessité l'écriture d'un programme de sélection propre. Sans rentrer dans les détails, nous donnerons simplement les critères utilisés pour la sélection de ces trois mésons vecteurs par le biais des tableaux 10.9, 10.10 et 10.11.

Fenêtre de masse du ϕ	$\pm 15 \text{ MeV}/c^2$
Identification standard des $K^\pm$	$\Delta LL(K - \pi) > -5,0 + \text{info du RICH}$
$P_T(K^+) + P_T(K^-)$ min	1 GeV/c
χ^2 max du vertex du ϕ	10
IP/ σ min du ϕ	5

TAB. 10.9: Coupures utilisées dans la préselection du ϕ

Fenêtre de masse du ρ^0	$\pm 250 \text{ MeV}/c^2$
IP/ σ min $\pi^\pm$	4
P_T min des $\pi^\pm$	500 MeV/c
$P_T(\pi^-) + P_T(\pi^+)$ min	2 GeV/c
χ^2 max du vertex du ρ^0	10
D_{vol}/σ min du ρ^0	4

TAB. 10.10: Coupures utilisées dans la préselection du ρ^0

Le méson vecteur (ϕ , ρ^0 ou ω^0) est ensuite combinée avec un Λ^0 reconstruit par la sélection " Λ^0 standard". Pour réduire le temps de calcul, nous ne retiendrons que les combinaisons de traces dominantes : LL et DD. Par abus de langage, nous dénommerons les Λ_b^0 reconstruits " Λ_b^0 LL" et " Λ_b^0 DD" pour désigner les types de traces utilisées dans la reconstruction du Λ^0 . Pour les trois canaux, les observables sur lesquelles sont effectuées les coupures sont identiques comme le montre le tableau 10.12. La différence réside dans le seuil appliqué au χ^2 de l'ajustement du vertex du Λ_b^0 . La coupure est peu contraignante pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$ car l'identification des kaons permet d'éliminer une fraction importante du

Fenêtre de masse du ω^0	$\pm 100 \text{ MeV}/c^2$
$IP/\sigma \text{ min } \pi^\pm$	3
$P_T \text{ min du } \pi^0$	800 MeV/c
$P_T(\pi^-) + P_T(\pi^+) + P_T(\pi^0) \text{ min}$	2 GeV/c
$\chi^2 \text{ max du vertex du } \omega^0$	10
$D_{\text{vol}}/\sigma \text{ min du } \omega^0$	3
$IP/\sigma \text{ min du } \omega^0$	4

 TAB. 10.11: Coupures utilisées dans la préselection du ω^0

bruit de fond. Pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$, une coupure plus sévère sur la qualité de l'ajustement du vertex du Λ_b^0 permet d'atteindre le taux de réjection de bruit de fond prescrit.

	Λ_b^0	
	LL	DD
Fenêtre de masse	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$
$P_T \text{ min}$	500 MeV/c	500 MeV/c
$\chi^2 \text{ max du vertex}$	$20(\phi), 8(\rho^0, \omega^0)$	$20(\phi), 8(\rho^0, \omega^0)$

 TAB. 10.12: Critères de sélection du Λ_b^0 pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ pour V un méson vecteur autre que J/Ψ

Les efficacités de préselection peuvent être déterminées pareillement au canal en J/Ψ . Les valeurs obtenues sont rapportées dans le tableau 10.13. Les taux de réjection des événements du bruit de fond générique ont été estimés sur 10^5 événements.

Canal de physique	ϵ_{presel}	$N_{\text{bruit sélectionné}}$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$49,0 \pm 0,3 \%$	3
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	$30,4 \pm 0,5 \%$	21
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$21,1 \pm 0,3 \%$	6
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$	$13,0 \pm 0,3 \%$	25

 TAB. 10.13: Efficacité de préselection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

Le comparatif réalisé par le tableau 10.13 montre la difficulté de sélectionner les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson ϕ , ρ^0 ou ω^0 . Pour atteindre le taux de réjection de bruit de fond de 1/1000 requis par la production, le signal est durement tronqué. Ces faibles efficacités de reconstruction s'explique par la présence importante de ces mésons dans la fragmentation et par une identification des états finaux (pions ou kaons) nettement moins performante que celle des muons.

10.5 Sélection finale du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

Ne disposant pas d'une grande statistique d'événements de bruit de fond générique ayant passé la préselection, la sélection des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ n'a pas pu être perfectionnée. Seul le canal dominant $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ a fait l'objet d'une étude approfondie. Nous présenterons les résultats obtenus pour ce canal.

10.5.1 Raffinement de la sélection avec le bruit de fond générique de la beauté

Une sélection plus fine est alors réalisée dans le but de rejeter les événements de bruit de fond, $b\bar{b}$ inclusif, qui ont été filtrés par la préselection. Les coupures utilisées dans la sélection du J/Ψ et du Λ^0 ont été renforcées et de nouvelles ont été ajoutées, en particulier pour l'identification du proton et des muons. Les tableaux 10.14, 10.15 et 10.16 récapitulent les critères employés.

Les Λ_b^0 reconstruits sont également contraints comme le montre le tableau 10.17. À ce stade, si plusieurs vertex primaires sont reconstruits, nous déterminons le vertex primaire où est issu le Λ_b^0 par celui qui minimise la signification du paramètre impact du baryon beau. Outre des critères classiques tels que la qualité du vertex de désintégration du Λ_b^0 ou l'impulsion transverse, la sélection repose sur les trois contraintes suivantes que montrent la figure 10.5.1 :

- Les Λ_b^0 étant issus du vertex primaire devraient avoir une paramètre d'impact assez faible. Une limite maximale est imposée à l'observable IP/σ .
- Une coupure est appliquée sur l'observable $\cos \theta_{vol}$. L'angle θ_{vol} est défini géométriquement comme l'angle formé par l'impulsion du Λ_b^0 et par la droite passant par le vertex primaire et le vertex de désintégration du Λ_b^0 . Cet angle doit tendre vers 0 pour un Λ_b^0 de signal, ou de manière équivalente $\cos \theta_{vol}$ doit tendre vers 1. La contrainte appliquée est l'une plus sévère pour le signal.
- Enfin, une dernière contrainte affecte la distance $D_{\Lambda^0-J/\Psi}$ qui correspond à la distance entre la position du vertex du Λ^0 et celle du J/Ψ . Comme le Λ^0 doit "voler" sur une plus grande distance que le J/Ψ , une valeur minimale est exigée sur la signification du paramètre $D_{\Lambda^0-J/\Psi}$.

Nous pouvons définir l'efficacité de sélection comme le nombre de Λ_b^0 sélectionnés sur le nombre de Λ_b^0 préselectionnés (relation(10.9)). Ce rapport est estimé à $(54, 1 \pm 0, 3) \%$.

$$\epsilon_{sel} = \frac{N(\Lambda_b^0 \text{ sélectionnés})}{N(\Lambda_b^0 \text{ préselectionnés})} \quad (10.9)$$

10.5.2 Estimation du rapport bruit sur signal pour le bruit de fond générique

Nous souhaitons déterminer le rapport bruit sur signal de la sélection, que nous noterons B/S . Pour estimer la statistique de signal sélectionnée en une année, nous utiliserons la

IP/σ min du muon	2
P_T min du muon	500 MeV/c
P_T min du J/Ψ	500 MeV/c
P min du J/Ψ	10 GeV/c
χ_{vertex}^2 max du J/Ψ	8
$(D_{\text{vol}})/\sigma$ min du J/Ψ	4,5
Fenêtre de masse du J/Ψ	$\pm 35 \text{ MeV}/c^2$

 TAB. 10.14: Coupures de sélection du J/Ψ

	proton		pion		
	L	D	L	D	U
identification	$\Delta LL(p - \pi) > 6$ et $\Delta LL(p - K) < -5$		aucune contrainte		
P_T min	400 MeV/c	1100 MeV/c	100 MeV/c	250 MeV/c	50 MeV/c
IP/σ min	3		3	2	3

TAB. 10.15: Critères de sélection des protons et des pions

	Λ^0			
	LL	DD	LU	LD
P_T min	1000 MeV/c	1500 MeV/c	600 MeV/c	1000 MeV/c
χ^2 min du vertex	5	20	3	5
$(D_{\text{vol}})/\sigma$ min	10		10	8
Fenêtre de masse	$\pm 4 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 18 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 17 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 8 \text{ MeV}/c^2$

 TAB. 10.16: Critères de sélection du Λ^0

	Λ_b^0			
	LL	DD	LU	LD
Fenêtre de masse 'large'	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$
P_T min	500 MeV/c	500 MeV/c	500 MeV/c	500 MeV/c
χ^2 max du vertex	10	30	10	30
θ_{vol} min	0,98	0,98	0,98	0,98
IP/σ max	4	5	4	5
$D_{\Lambda^0-J/\Psi}/\sigma$ min	5	5	5	5
Fenêtre de masse 'serrée'	$\pm 60 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 60 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 60 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 60 \text{ MeV}/c^2$

 TAB. 10.17: Critères de sélection du Λ_b^0

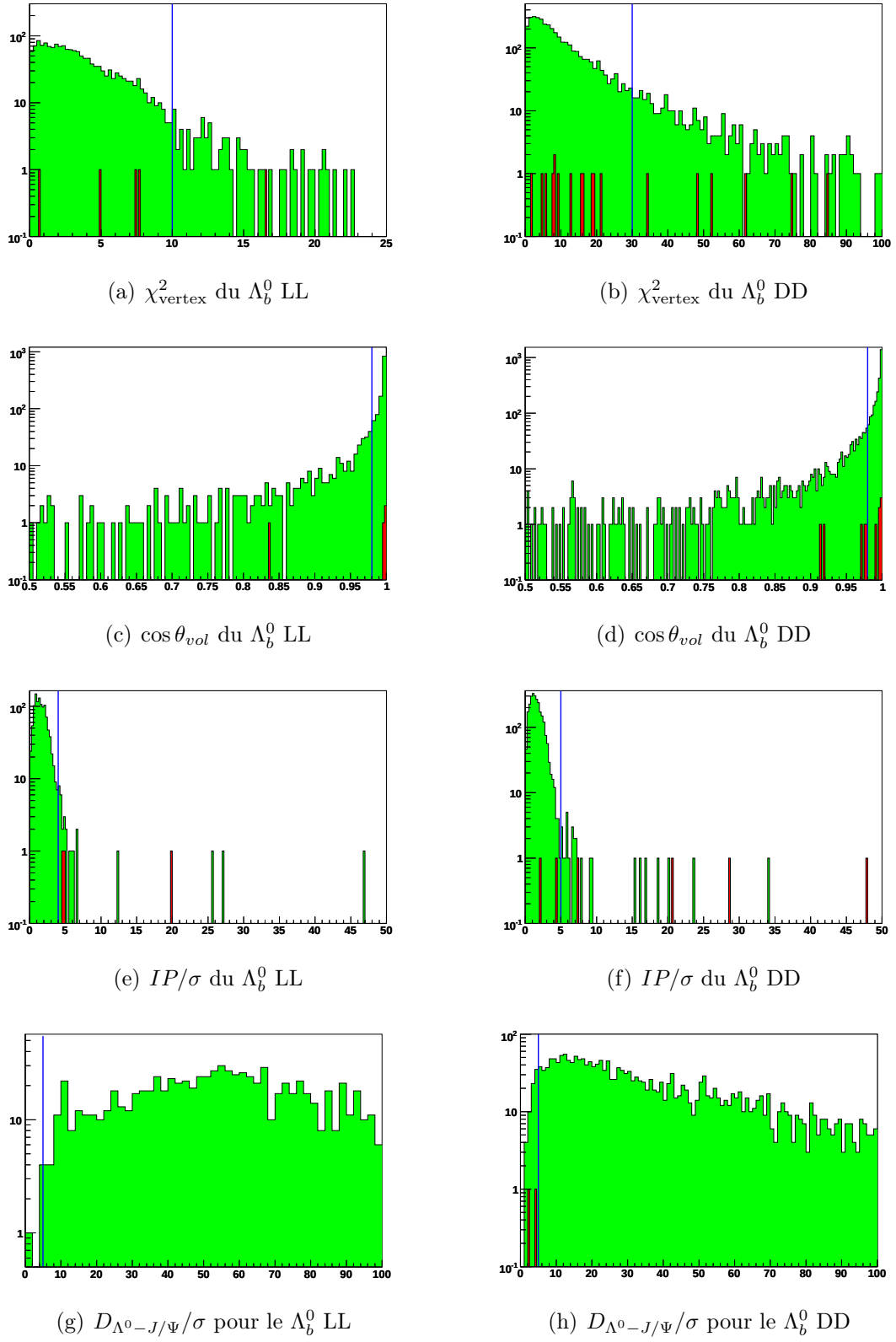


FIG. 10.11: Coupures appliquées sur le candidat Λ_b^0 (signal en vert, bruit de fond $b\bar{b}$ inclusif en rouge)

formule suivante :

$$S = L^{int} \times \sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) \times 2 \times f(b \rightarrow \Lambda_b^0) \times BR_{visible} \times \Theta_{4\pi} \times \frac{N_{\text{signal sélectionné}}}{N_{\text{total de signal}}} \quad (10.10)$$

Les différentes grandeurs qui interviennent dans l'expression sont rappelés ainsi que leurs valeurs :

- L^{int} est la luminosité nominale intégrée sur une année, soit $2 \times 10^{39} cm^{-2}.s^{-1}$.
- $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b})$ est la section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$, pris par convention à 500 μb .
- le facteur 2 tient compte que le quark b et l'antiquark $\bar{b}$ peuvent s'hadroniser en Λ_b^0 ou $\bar{\Lambda}_b^0$.
- $f(b \rightarrow \Lambda_b^0)$ correspond à la probabilité d'hadronisation du quark b en Λ_b^0 .
- $BR_{visible}$ est le rapport d'embranchement de la réaction. Il est égal à $BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi) \times BR(\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-) \times BR(J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-\{\gamma\})$. Nous prendrons pour le rapport d'embranchement $BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi)$ les valeurs qui résultent de notre modèle et qui dépendent du nombre effectif de couleur N_c^{eff} .
- $\Theta_{4\pi}$ est la fraction de signal comprise dans les 400 mrad d'acceptance du détecteur, soit $(34, 71 \pm 0, 01) \%$.

Le nombre d'événements de bruit de fond en une année peut être estimée par une relation similaire (équation 10.11). Pour faire cette estimation, nous avons utilisé 33×10^6 événements, soient 1×10^6 événements présélectionnés. Cependant, seul un événement de bruit de fond reste dans la fenêtre de masse large ($\pm 500 \text{ MeV}/c^2$), puis il est rejeté après application de la fenêtre de masse serrée ($\pm 60 \text{ MeV}/c^2$). Comme nous ne savons pas comment est distribué le bruit de fond, nous considérons donc qu'il est distribué uniformément dans la fenêtre de masse large. La distribution est ramenée dans la fenêtre de masse serrée par un facteur $\Theta_{window} = 60/500$.

$$B = L^{int} \times \sigma(pp \rightarrow b\bar{b}) \times \Theta_{4\pi} \times \frac{N_{\text{bruit sélectionné}}}{N_{\text{total de bruit}}} \times \Theta_{window} \quad (10.11)$$

En utilisant les deux expressions précédentes, le rapport B/S, bruit de fond sur signal, peut être estimé par la formulation suivante :

$$\frac{B}{S} = \frac{1}{2 \times f(b \rightarrow \Lambda_b^0) \times BR_{visible}} \times \frac{N_{\text{total de signal}}}{N_{\text{total de bruit}}} \times \frac{N_{\text{bruit sélectionné}}}{N_{\text{signal sélectionné}}} \times \Theta_{window} \quad (10.12)$$

En fonction du nombre effectif de couleur, nous obtenons différentes valeurs pour le rapport B/S. Nous constatons que dans le pire des cas $N_c^{eff} = 3, 0$, il vaut 0,33. Cette pureté du signal est satisfaisante pour réaliser les études de Physique que nous avons envisagés.

N_c^{eff}	$BR_{visible}$	B/S
2,0	$38,7 \times 10^{-6}$	0,022
2,5	$12,0 \times 10^{-6}$	0,071
3,0	$2,6 \times 10^{-6}$	0,33

 TAB. 10.18: Estimation du rapport B/S en fonction du nombre effectif de couleur N_c^{eff}

10.5.3 Étude des bruits de fond spécifiques

D'autres sources de bruit de fond peuvent contaminer notre signal. Une première catégorie à envisager sont celles qui produisent des particules Λ_b^0 . Les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V pour ϕ , ω^0 et ρ^0 possède la même topologie que le signal étudié. Le tableau 10.19 montre qu'aucun événement de bruit ne passe la sélection. De plus, leur section efficace est trop faible pour pouvoir constituer une source dangereuse pour notre signal.

Canaux de physique	Nombre d'événements initial	Nombre d'événements filtrés
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	110×10^3	0
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	210×10^3	0
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$	321×10^3	0

 TAB. 10.19: Contamination du signal par les processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V pour ϕ , ω^0 et ρ^0

La reconstruction de notre signal est fondée essentiellement sur la reconstruction du J/Ψ , résonance rare dans la fragmentation et très bien reconstruite. Nous avons utilisé comme bruit de fond un échantillon de J/Ψ inclusifs. Cet échantillon est le résultat d'une sélection des événements comportant une particule J/Ψ . Sur $1,8 \times 10^6$ événements, un candidat restent dans la fenêtre serrée du Λ_b^0 . Ce candidat provient de la désintégration d'un méson beau (B_d^0 dans le cas présent). Une étude plus spécifique des canaux " $B \rightarrow J/\Psi X$ " doit être réalisée. Le tableau 10.20 précise les processus que nous avons étudiés et donne les rapports B/S estimés pour chacun d'eux. Dans le calcul du nombre d'événements de bruit de fond attendu, nous utiliserons les probabilités d'hadronisation suivante : $f(\bar{b} \rightarrow B_u^+) = f(\bar{b} \rightarrow B_d^0) = 40,5 \%$ et $f(\bar{b} \rightarrow B_s^0) = 9,9 \%$.

Canaux de physique	$BR_{visible}$	$N_{initial}$	$N_{filtrés}$	rapport B/S pour $N_c^{eff} =$		
				2,0	2,5	3,0
$B_d^0 \rightarrow K_s^0(\pi^+\pi^-)J/\Psi$	20×10^{-6}	600×10^3	13	0,003	0,011	0,050
$B_u^+ \rightarrow K^+ J/\Psi$	68×10^{-6}	500×10^3	1	0,001	0,003	0,015
$B_d^0 \rightarrow K^{*0}(K\pi)J/\Psi$	59×10^{-6}	127×10^3	0			

 TAB. 10.20: Contamination du signal par les processus " $B \rightarrow J/\Psi X$ "

À la vue de ces résultats, nous pouvons conclure que les rapports B/S calculés sont

très faibles, donc que la contamination du signal par ces sources de bruit de fond est négligeable.

10.6 Efficacité du système de déclenchement

La réponse du système de déclenchement doit rentrer en ligne de compte pour l'efficacité de sélection des données. Nous définirons ainsi deux efficacités correspondant chacune à un niveau du système de déclenchement :

$$\epsilon_{L0} = \frac{N(\Lambda_b^0)_{\text{sélectionnés par L0}}}{N(\Lambda_b^0)_{\text{sélectionnés/présélectionnés}}}; \quad \epsilon_{HLT} = \frac{N(\Lambda_b^0)_{\text{sélectionnés par HLT}}}{N(\Lambda_b^0)_{\text{sélectionnés par L0}}}; \quad (10.13)$$

Nous apporterons une attention particulière au premier niveau du système de déclenchement, que nous avons étudié en partie pour le travail sur les cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe. Pour le niveau HLT, les simulations du *Data Challenge 2004* intègre une architecture antérieure à celle existante actuellement. Toutefois, la restructuration du HLT devrait peu affecter le résultat des algorithmes, et donc l'efficacité déterminée avec le *Data Challenge 2004* donnera une bonne estimation de celle attendue avec le *Data Challenge 2006*.

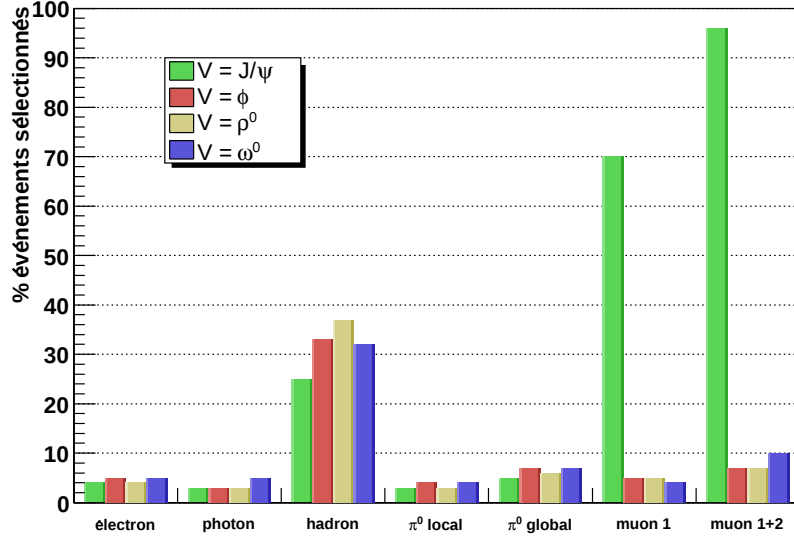
10.6.1 Niveau L0

Dans le chapitre 4, nous avons mis en évidence que le premier niveau du système de déclenchement disposait de deux types de critère. Des coupures sont appliquées sur la multiplicité SPD, du pile-up et sur la présence éventuelle d'un deuxième vertex primaire pour éviter la reconstruction d'événements dont la topologie est complexe. Les effets de ces coupures ne devraient pas changer de manière significative d'un canal de physique à un autre.

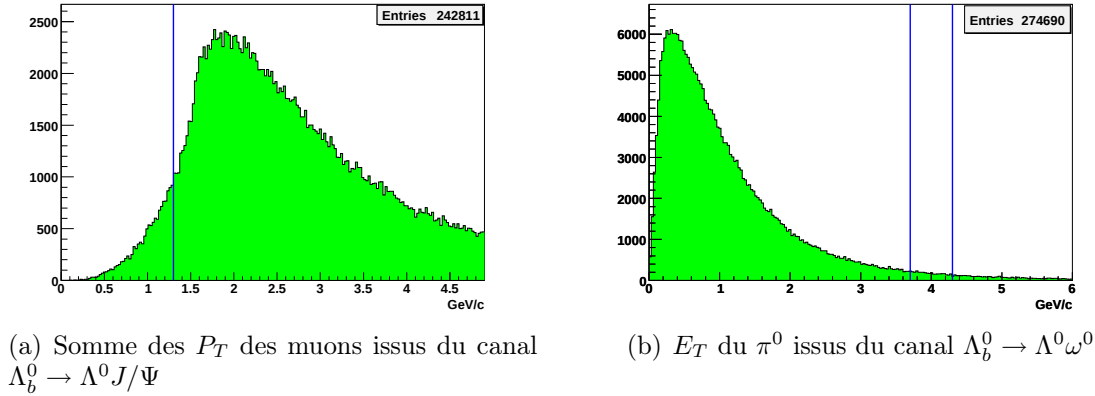
D'un autre côté, les candidats électron, hadron, photon et π^0 de plus haute énergie transverse E_T sont reconstruits à partir des informations acquises par le système de calorimétrie. Conformément au tableau 4.1, un seuil en E_T est appliqué sur chacun de ces candidats ; si un candidat satisfait le critère, l'événement est accepté. De même, les deux muons de plus haute impulsion transverse P_T sont contraints à partir des informations du détecteur de muon : contrainte en P_T du muon le plus énergétique et une autre sur la somme des deux P_T . Le pourcentage de chacune des composantes utilisées pour sélectionner l'événement est représenté par la figure 10.12.

La composante commune à tous nos canaux est la composante 'hadron', du fait des états finaux du Λ^0 . Pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, la plupart des événements sont sélectionnés grâce aux critères en impulsion transverse sur les muons. Plus de 95% des événements sont sélectionnés par la coupure de 1,30 GeV/c. La figure 10.13(a) représente le spectre de la somme des P_T des deux muons du signal avant reconstruction. Cette figure justifie clairement que la majorité des événements soient retenus, d'autant plus que seuls les muons dont le P_T est supérieur à 500 MeV/c sont sélectionnés dans notre analyse.

On pourra s'étonner que les événements de $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega$ ne soient pas favorisés par la reconstruction des π^0 , local ou global selon la méthode de reconstruction. La coupure en E_T est très sévère pour ces candidats 4,30 GeV/c en local et 3,70 GeV/c en global. Comme


 FIG. 10.12: Efficacité du système de déclenchement de niveau $L0$

le montre la figure 10.13(b), cette coupure n'est pas adaptée à la topologie de notre canal. Elle a été mise en place pour des π^0 très énergétiques provenant du vertex de désintégration du hadron beau comme $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.


 FIG. 10.13: Grandeurs physiques contraintes par le système de déclenchement de niveau $L0$

Ces résultats peuvent être synthétisés sous forme d'efficacités du système de déclenchement de niveau $L0$. Les valeurs obtenues pour chaque canal d'étude sont données par le tableau 10.21 :

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$
ϵ_{L0}	$(93, 4 \pm 0, 5)\%$	$(40, 5 \pm 1, 0)\%$	$(44, 3 \pm 0, 7)\%$	$(40, 9 \pm 1, 3)\%$

 TAB. 10.21: Efficacité du système de déclenchement de niveau $L0$ des les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

10.6.2 Niveau HLT

Au niveau du HLT, toutes les informations du détecteur sont utilisées pour reconstruire les traces *Long*. Pour être sélectionné, un événement doit satisfaire, dans un premier temps, une composante générique qui contraint la qualité de reconstruction de la trace ainsi que le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. De plus, l'événement doit également être sélectionné soit par une sélection inclusive d'une particule (essentiellement les muons ou les charmonia) soit par une sélection spécifique. Le tableau 10.22 montre les efficacités HLT obtenues pour les processus étudiés.

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$
ϵ_{HLT}	$(82,6 \pm 0,6)\%$	$(3,2 \pm 0,5)\%$	$(3,7 \pm 0,4)\%$	$(2,2 \pm 0,6)\%$

TAB. 10.22: Efficacité HLT des les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

Le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est, une fois de plus, privilégiée par la présence de la particule J/Ψ . Ce canal est à la fois sélectionné par la sélection inclusive du J/Ψ mais aussi par la sélection $B \rightarrow J/\Psi X$ qui réclame la reconstruction d'un J/Ψ provenant d'une particule belle. Le code de sélection utilisé est résumé par le tableau 10.23. Le programme de sélection que nous avons mis au point pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ englobe ces critères.

P_T min du muon	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$
IP/σ min du muon	2
Fenêtre de masse du J/Ψ	$\pm 50 \text{ MeV}/c^2$
IP/σ min du J/Ψ	1
χ_{vertex}^2 max du J/Ψ	50
D_{vol} min du J/Ψ projeté sur l'axe (Oz)	0,4mm

TAB. 10.23: Coupures utilisées dans la sélection " $B \rightarrow J/\Psi X$ "

Alors qu'elle est proche de 83 % pour la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, l'efficacité du système de déclenchement du niveau HLT est quasiment nulle pour les autres canaux. Aucune sélection exclusive n'est compatible avec leur topologie. Il est concevable d'écrire une sélection au niveau du HLT pour ces canaux. Mais cette tâche pourrait s'avérer vaine pour plusieurs raisons. D'abord, seules les traces *Long* sont reconstruites au niveau du HLT alors que la majorité des traces utilisées pour reconstituer les particules Λ^0 sont des traces *Downstream*. En raison de leur faible rapport d'embranchement et de leur faible efficacité de préselection, ces canaux offrent une statistique en Λ_b^0 très limitée comme nous le verrons dans la prochaine section. Enfin, l'ajout dans le système de déclenchement HLT d'une nouvelle sélection exclusive réduirait les ressources allouées (temps de calcul et mémoire disque) aux autres sélections. Une telle implémentation devrait donc être sérieusement justifiée.

10.7 Performances du détecteur LHCb à la détection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

Les performances du détecteur LHCb à reconstruire les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ peuvent être quantifiées par l'ensemble des efficacités précédemment définies et par le taux annuel de Λ_b^0 attendus. En outre, elles peuvent caractériser par les résolutions en masse et en temps de vie du Λ_b^0 .

10.7.1 Efficacité globale de la sélection

L'efficacité globale ϵ_{global} est définie comme le produit des efficacités que nous avons introduites. Nous distinguerons deux cas. Pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, nous utiliserons la définition complète de l'efficacité globale (relation (10.14)). Pour les autres canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, le travail de sélection sera réduit à la présélection (la sélection finale n'ayant pu être effectuée). L'efficacité définie par la relation (10.15) est par conséquent amplifiée. Même si cette efficacité n'est pas très significative (le rapport B/S n'a pas été estimé), elle nous donnera une indication sur la réponse du détecteur LHCb pour ces canaux.

$$\epsilon_{global} = \epsilon_{det} \times \epsilon_{rec} \times \epsilon_{presel} \times \epsilon_{sel} \times \epsilon_{L0} \times \epsilon_{HLT} \quad (10.14)$$

$$\epsilon_{global}^* = \epsilon_{det} \times \epsilon_{rec} \times \epsilon_{presel} \times \epsilon_{L0} \times \epsilon_{HLT} \quad (10.15)$$

Le tableau 10.24 récapitule les efficacités partielles obtenues au cours de l'analyse et donne l'efficacité globale pour les quatre canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$.

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$
ϵ_{det}	$(4, 7 \pm 0, 1)\%$	$(4, 2 \pm 0, 1)\%$	$(4, 0 \pm 0, 1)\%$	$(3, 4 \pm 0, 1)\%$
ϵ_{rec}	$(60, 2 \pm 0, 3)\%$	$(57, 7 \pm 0, 4)\%$	$(55, 4 \pm 0, 3)\%$	$(52, 1 \pm 0, 4)\%$
ϵ_{presel}	$(49, 0 \pm 0, 3)\%$	$(30, 4 \pm 0, 5)\%$	$(21, 1 \pm 0, 3)\%$	$(13, 0 \pm 0, 3)\%$
ϵ_{sel}	$(54, 1 \pm 0, 3)\%$			
ϵ_{L0}	$(93, 4 \pm 0, 5)\%$	$(40, 5 \pm 1, 0)\%$	$(44, 3 \pm 0, 7)\%$	$(40, 9 \pm 1, 3)\%$
ϵ_{HLT}	$(82, 6 \pm 0, 6)\%$	$(3, 2 \pm 0, 5)\%$	$(3, 7 \pm 0, 4)\%$	$(2, 2 \pm 0, 6)\%$
$\epsilon_{global}(\epsilon_{global}^*)$	$(0, 57 \pm 0, 04)\%$	$(0, 009 \pm 0, 050)\%$	$(0, 007 \pm 0, 040)\%$	$(0, 007 \pm 0, 040)\%$

TAB. 10.24: Les différentes efficacités pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

L'efficacité globale des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson autre que J/Ψ est extrêmement faible. Ce constat s'explique par une efficacité du système de déclenchement quasi nulle et une faible efficacité de sélection (bien qu'elle soit limitée à l'étape de présélection). L'efficacité globale du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est 10 fois supérieure à ces dernières. Le taux annuel de Λ_b^0 reconstitués peut être déterminé à partir des résultats théoriques de notre modèle phénoménologique.

	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$
Mesure expérimentale	$(23282 \pm 13871) \times 10^3$		
$N_c^{eff} = 2, 0$	44334×10^3	1	6
$N_c^{eff} = 2, 5$	13821×10^3	2	1
$N_c^{eff} = 3, 0$	3007×10^3	2	0

 TAB. 10.25: Nombre de Λ_b^0 attendus par an

La contribution des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ dans la reconstruction des particules Λ_b^0 est très faible. Même si le calcul dynamique n'a pas été réalisé, le même constat pourra être établi pour la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \phi$ qui n'est décrit que par des diagrammes "pingouins". En raison de la faible statistique de Λ_b^0 reconstruits, ces canaux ne permettent pas de réaliser des études physiques telles que le test de symétries discrètes. À l'inverse, le nombre annuel de Λ_b^0 reconstruits via le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ laisse espérer d'intéressantes perspectives physiques. L'échantillon utilisé dans l'analyse de 270×10^3 événements correspond à 1 mois ($N_c^{eff}=2,0$), 4 mois ($N_c^{eff}=2,5$) ou 16 mois ($N_c^{eff}=3,0$) de prises de données.

10.7.2 Résolution en masse

À partir des événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ ayant passé la sélection et le système de déclenchement, nous voulons déterminer la résolution en masse du Λ_b^0 . L'ensemble des figures 10.14 représente la différence entre la masse reconstruite et la masse nominale Monte-Carlo selon le type de combinaisons de traces utilisées.

Les spectres de masse sont ajustés par des fonctions gaussiennes centrées en zéro. La résolution en masse est meilleure pour les Λ_b^0 reconstruits à partir d'un Λ^0 en deux traces *Long* ($\sigma = 15,3 \text{ MeV}/c^2$) que pour ceux reconstruits à partir d'un Λ^0 en deux traces *Downstream* ($\sigma = 19 \text{ MeV}/c^2$). La statistique pour les combinaisons LU et LD est trop faible pour estimer la résolution en masse. La contribution de toutes les traces permet d'atteindre un σ de $18,6 \text{ MeV}/c^2$.

10.7.3 Résolution en temps propre

Le temps propre du Λ_b^0 correspond au temps de vol du Λ_b^0 de sa production à sa désintégration dans son référentiel propre. Pour déterminer le temps propre, la distance d entre le vertex primaire et le vertex secondaire est mesurée dans le référentiel du laboratoire, puis rapportée au référentiel propre du Λ_b^0 par une contraction de facteur de Lorentz γ . Le temps propre peut s'écrire formellement de la manière suivante :

$$t(\Lambda_b^0)_{\text{propre}} = \frac{d/\gamma}{\beta c} = \frac{d \times m_{\Lambda_b^0}}{p_{\Lambda_b^0} \times c} \quad (10.16)$$

La résolution en temps propre du Λ_b^0 tient ainsi compte de l'erreur sur les paramètres d'entrée : la position du vertex primaire, la position du vertex secondaire, l'impulsion et la masse du Λ_b^0 . Pour les canaux comportant un charmonium, comme $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, la

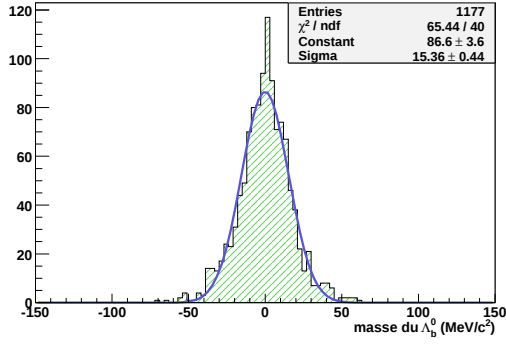
résolution sur le temps propre du hadron beau est plus fine que pour les autres canaux. En effet, la résonance J/Ψ se désintègre en deux muons par interaction électromagnétique. Le temps de vol du J/Ψ est tellement court que le vertex de désintégration du J/Ψ coïncide avec celui du Λ_b^0 . La reconstruction du temps propre utilise le vertex du J/Ψ comme vertex secondaire, reconstruits à partir de deux traces *Long* et des informations du détecteur de muons.

Pour chaque combinaison de traces, la différence entre le temps propre reconstruit et le temps de vie utilisé dans le générateur (1,23 ps) est représentée par les figures 10.15. La résolution pour les combinaisons LL est légèrement supérieure à celle des combinaisons DD. La résolution, résultante de l'ensemble des combinaisons, vaut $(41, 2 \pm 0, 6)$ fs.

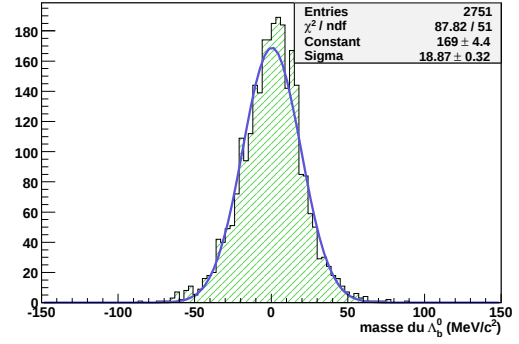
Dans ce chapitre, nous avons étudié la reconstruction des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ et mis au point des programmes de sélection. Nous avons montré que le seul le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ pouvait être reconstruit avec une assez haute statistique : un taux annuel entre 40000 et 3000 Λ_b^0 est attendu. Dans les conditions les plus défavorables, le rapport bruit sur signal est de 0,3. La robustesse de l'analyse a été prouvée en montrant que la contamination du signal par des événements issus d'une désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\Psi X$ est négligeable.

En ce qui concerne les autres canaux ($V = \phi, \omega^0$ et ρ^0), la sélection n'est pas aboutie à cause d'un manque d'échantillons de bruit de fond. Cependant, nous avons montré avec la sélection présente les difficultés d'extraire le signal du bruit de fond hadronique. En outre, l'efficacité de sélection des algorithmes génériques du système de déclenchement est très faible et l'efficacité par la composante exclusive est quasiment nulle. En revanche la sélection du J/Ψ est grandement favorisée.

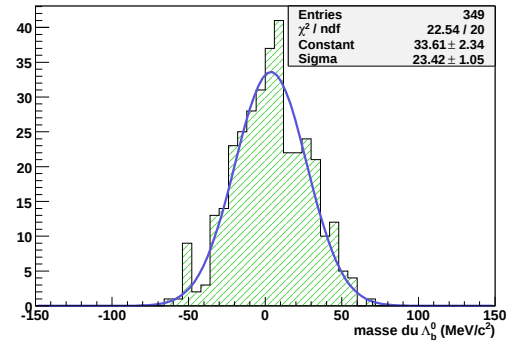
Par conséquent, les tests de symétries discrètes, qui ont motivés cette étude, seront effectués dans le cadre de la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$.

FIG. 10.14: Résolution en masse de la particule Λ_b^0


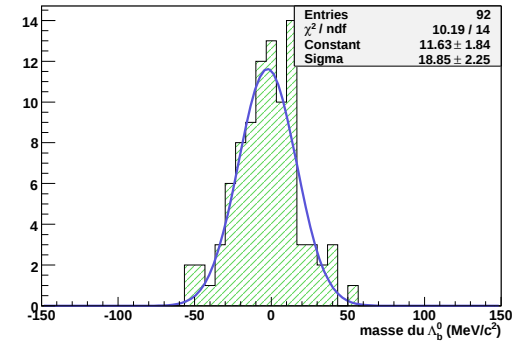
(a) combinaison LL



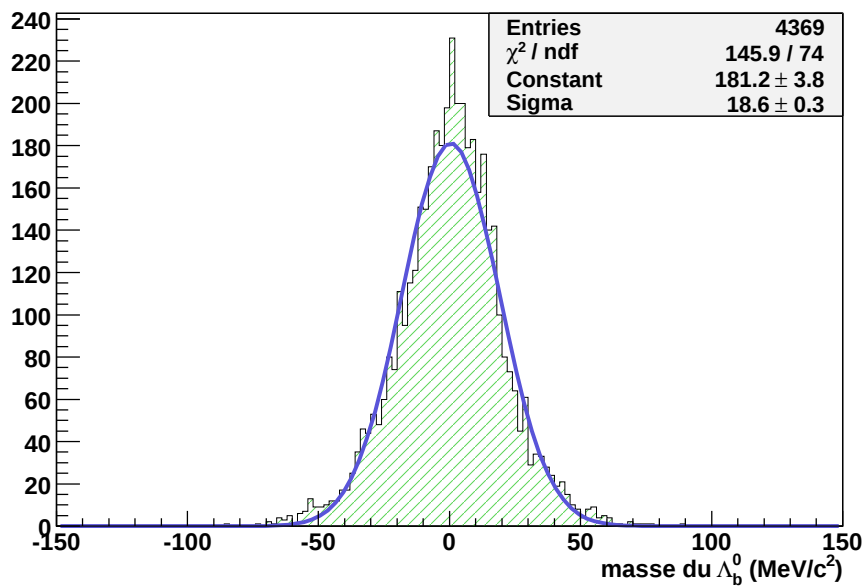
(b) combinaison DD



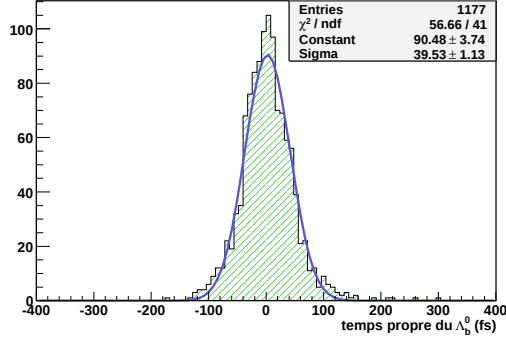
(c) combinaison LU



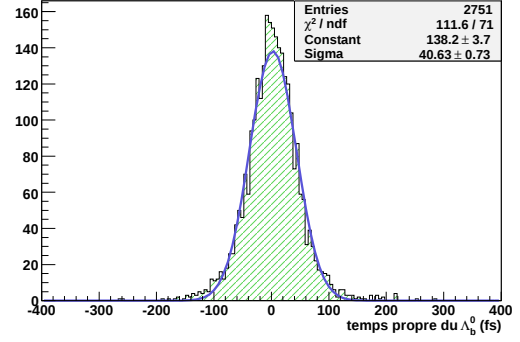
(d) combinaison LD



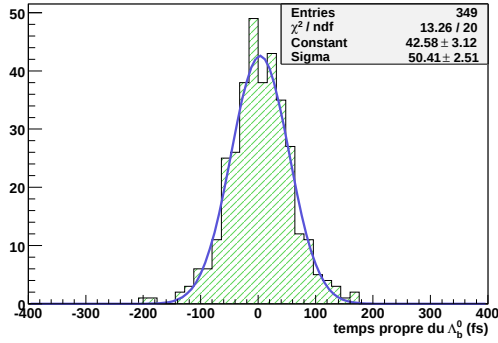
(e) toutes combinaisons confondues

FIG. 10.15: Résolution en temps propre de la particule Λ_b^0


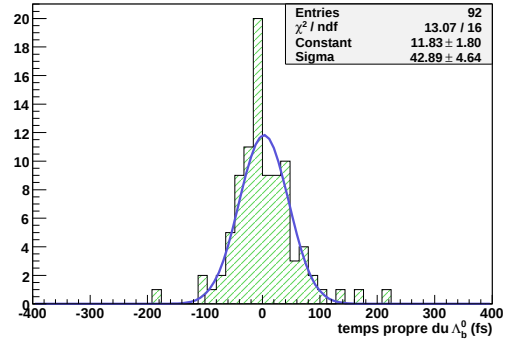
(a) combinaison LL



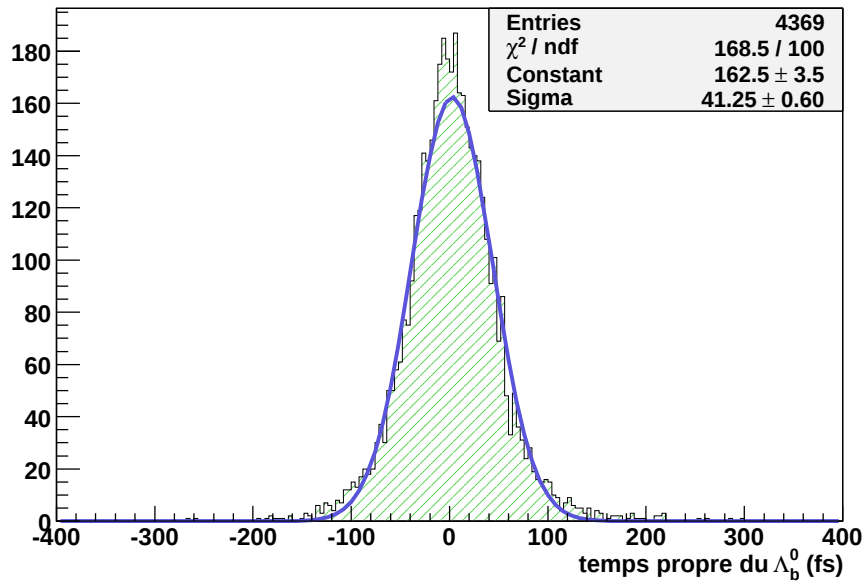
(b) combinaison DD



(c) combinaison LU



(d) combinaison LD



(e) toutes combinaisons confondues

Chapitre 11

Prédictions et limites expérimentales de l'étude sur la violation des symétries CP et T

Ce chapitre synthétise les résultats sur l'étude de faisabilité des tests des symétries CP et T avec les canaux de physiques étudiés. Les asymétries CP et les "T-odds effects" prédits par notre modèle phénoménologique seront confrontés aux limites expérimentales estimées au cours de notre analyse. Notre étude portera essentiellement sur le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$, processus dominant d'un point de vue statistique.

Sommaire

11.1 Mise en évidence de la violation de CP	193
11.1.1 Stratégie employée	193
11.1.2 Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP sans effet systématique	194
11.1.3 Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP avec effets systématiques	195
11.1.4 Confrontation avec les résultats théoriques	197
11.2 Étude des observables impaires par T	199
11.2.1 Les angles "spéciaux"	199
11.2.2 La polarisation des résonances intermédiaires	203

11.1 Mise en évidence de la violation de CP

11.1.1 Stratégie employée

Comme nous l'avons affirmé précédemment, la différence entre le rapport d'embranchement des canaux CP conjugués constitue une signature de la violation directe de CP :

$$A_{CP} = \frac{BR(\overline{\Lambda}_b^0 \rightarrow \overline{\Lambda}^0 J/\Psi) - BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi)}{BR(\overline{\Lambda}_b^0 \rightarrow \overline{\Lambda}^0 J/\Psi) + BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi)} \quad (11.1)$$

L'asymétrie CP peut être reformulée à partir du nombre de Λ_b^0 et de $\overline{\Lambda}_b^0$ sélectionnés après reconstruction par le détecteur LHCb.

$$N(\Lambda_b^0)_{sel} = L^{intégrée} \times \sigma(pp \rightarrow bX) \times P(b \rightarrow \Lambda_b^0) \times BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi) \\ \times BR(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times BR(\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-) \times \epsilon_{LHCb} \quad (11.2)$$

$$N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} = L^{intégrée} \times \sigma(pp \rightarrow \bar{b}X) \times P(\bar{b} \rightarrow \bar{\Lambda}_b^0) \times BR(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 J/\Psi) \\ \times BR(J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times BR(\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+) \times \bar{\epsilon}_{LHCb} \quad (11.3)$$

Dans ces expressions, les termes ϵ_{LHCb} et $\bar{\epsilon}_{LHCb}$ désignent respectivement l'efficacité globale des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ et $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 J/\Psi$. Les rapports d'embranchement sont donc proportionnels au nombre d'événements sélectionnés.

$$N(\Lambda_b^0)_{sel} = a \times BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi), \quad N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} = \bar{a} \times BR(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 J/\Psi) \quad (11.4)$$

L'asymétrie CP peut s'écrire conformément à la relation 11.5. Le coefficient κ regroupe les effets des processus, autres que la violation de CP, qui entraînent un excédent ou une diminution du nombre de Λ_b^0 par rapport au nombre de $\bar{\Lambda}_b^0$.

$$A_{CP} = \frac{N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} - \kappa N(\Lambda_b^0)_{sel}}{N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} + \kappa N(\Lambda_b^0)_{sel}} \quad \text{avec} \quad \kappa = \bar{a}/a \quad (11.5)$$

Dans un premier temps, nous nous placerons dans le cas idéal pour lequel les effets systématiques sont négligeables, c'est-à-dire $\kappa = 1$. Nous déterminerons ainsi l'asymétrie la plus basse que puisse mesurer le détecteur LHCb dans ces conditions. Puis nous déterminerons les effets systématiques dominants et calculerons une limite expérimentale "plus fidèle" aux conditions de l'expérience.

11.1.2 Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP sans effet systématique

Les effets systématiques étant négligés, seule la violation de CP directe est source de l'asymétrie entre le nombre de Λ_b^0 et $\bar{\Lambda}_b^0$:

$$A_{CP} = \frac{N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} - N(\Lambda_b^0)_{sel}}{N(\bar{\Lambda}_b^0)_{sel} + N(\Lambda_b^0)_{sel}} \quad (11.6)$$

L'erreur attribuée à cette grandeur est purement d'origine statistique. Pour de faibles valeurs d'asymétrie, cette erreur est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'événements reconstruits (voir annexe C.3) :

$$\sigma(A_{CP}) = \sqrt{\frac{1 - A_{CP}^2}{N_{total}}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{total}}} \quad (11.7)$$

En considérant que le nombre de Λ_b^0 reconstruits et sélectionnés par an est de 44334, 13821, 3007 pour N_c^{eff} égal respectivement à 2, 2,5 et 3, nous pouvons estimer l'erreur statistique sur l'asymétrie CP en fonction du nombre d'années de prise de données (tableau 11.1). Les valeurs obtenues constituent les limites de détection de la violation directe de CP.

Pour 5 ans de prises de données à une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, une asymétrie en dessous de 0,80% peut être atteinte.

Nombre d'années de prise de données	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 2,0$	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 2,5$	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 3,0$
1	0,47%	0,85%	1,82%
2	0,34%	0,60%	1,29%
3	0,27%	0,49%	1,05%
4	0,24%	0,43%	0,91%
5	0,21%	0,38%	0,82%

TAB. 11.1: Erreur statistique sur l'asymétrie CP en fonction du nombre d'années de prises de données

11.1.3 Sensibilité du détecteur LHCb à la violation directe de CP avec effets systématiques

Plusieurs processus sont susceptibles de contribuer à l'asymétrie entre le nombre de Λ_b^0 et de $\bar{\Lambda}_b^0$ sélectionnés :

- Dans le chapitre 8, nous avons mis en évidence une asymétrie de production du $\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$ que nous avons quantifiée à $(-0,81 \pm 0,03(\text{stat})_{-0,08}^{+0,43}(\text{sys}))\%$. Pour simplifier le calcul d'erreur, nous considérerons que l'erreur systématique sur cette grandeur est symétrique, soit $\pm 0,43\%$.
- Alors que la particule J/Ψ se désintègre par interaction électromagnétique, le Λ^0 se désintègre par interaction faible. Une différence entre les rapports d'embranchement $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$ et $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ est attendue, conséquence de la violation de CP. Mais l'asymétrie résultante est très faible, de l'ordre de 10^{-5} dans le Modèle Standard [60], et sa contribution peut être par conséquent négligée.
- Comme nous l'avons constaté, environ 10% des particules $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ sont absorbées par la matière du détecteur. La section efficace d'absorption doit être plus importante pour les $\bar{\Lambda}^0$ que pour les Λ^0 . À partir de l'étude des informations contenues dans nos échantillons Monte-Carlo, nous avons estimé une asymétrie de $(-0,27 \pm 0,28(\text{stat}))\%$ entre les $\bar{\Lambda}^0$ et Λ^0 absorbés.

$$A_{\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0 \text{ absorption}} = \frac{P(\bar{\Lambda}^0 \text{ ne soit pas absorbé}) - P(\Lambda^0 \text{ ne soit pas absorbé})}{P(\bar{\Lambda}^0 \text{ ne soit pas absorbé}) + P(\Lambda^0 \text{ ne soit pas absorbé})} \quad (11.8)$$

La faible valeur de l'asymétrie est due au fait que le comportement des particules et des antiparticules est similaire vis à vis de la matière à haute énergie. L'erreur statistique qui entâche cette mesure est importante car elle a été déterminée à partir de l'échantillon de 270×10^3 événements de signal. Des productions supplémentaires d'événements Monte-Carlo permettraient de réduire considérablement cette erreur. Une étude des systématiques pourrait être réalisée sur ce phénomène. Dans ce but, il est nécessaire d'introduire la dynamique de la désintégration et de faire varier les

paramètres de géométrie du détecteur LHCb au niveau de GEANT4.

- De même, l'antiproton doit interagir plus fortement par annihilation électromagnétique avec la matière du détecteur que le proton. Il est nécessaire de calculer l'asymétrie entre les probabilités de non-interaction du proton et de l'antiproton. La détermination de ces probabilités se ramène aux efficacités de reconstruction d'un proton et d'un antiproton du signal. L'asymétrie est estimée à $(-1,02 \pm 0,38_{\text{stat}}) \%$.

$$A_{p/\bar{p} \text{ interaction}} = \frac{P(\bar{p} \text{ n'interagit pas}) - P(p \text{ n'interagit pas})}{P(\bar{p} \text{ n'interagit pas}) + P(p \text{ n'interagit pas})} \quad (11.9)$$

$$= \frac{P(\bar{p} \text{ reconstruit}) - P(p \text{ reconstruit})}{P(\bar{p} \text{ reconstruit}) + P(p \text{ reconstruit})} \quad (11.10)$$

- L'erreur d'identification entre les pions et les protons peut être source d'effets systématiques. Cependant, le sens du champ magnétique sera inversé régulièrement de manière à compenser cette systématique.

Nous sélectionnons dans notre estimation les trois sources de systématiques dominantes : l'asymétrie de production $\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$, l'asymétrie d'absorption du $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ dans la matière du détecteur et l'asymétrie d'interaction du proton/antiproton avec la matière du détecteur. Le paramètre κ que nous avons défini par la relation (11.5) peut s'écrire de la manière suivante :

$$\kappa = \frac{P(\bar{\Lambda}_b^0 \text{ soit produit}) \times P(\bar{\Lambda}^0 \text{ ne soit pas absorbé}) \times P(\bar{p} \text{ n'interagit pas})}{P(\Lambda_b^0 \text{ soit produit}) \times P(\Lambda^0 \text{ ne soit pas absorbé}) \times P(p \text{ n'interagit pas})} \quad (11.11)$$

$$\kappa = \frac{1 + A_{\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0 \text{ production}}}{1 - A_{\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0 \text{ production}}} \times \frac{1 + A_{\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0 \text{ absorption}}}{1 - A_{\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0 \text{ absorption}}} \times \frac{1 + A_{p/\bar{p} \text{ interaction}}}{1 - A_{p/\bar{p} \text{ interaction}}} \quad (11.12)$$

Ce paramètre, sans dimension, est estimé à $0,958 \pm 0,012$. On se référera à l'annexe B.4 pour le calcul de l'erreur statistique.

L'erreur sur l'asymétrie CP va dépendre alors du paramètre κ et de son erreur $\sigma(\kappa)$.

$$\sigma(A_{CP}) = \sqrt{\frac{(1 - A_{CP}^2)}{N_{\text{total}}} \times \frac{[(1 + \kappa) - (1 - \kappa)A_{CP}]^2}{4\kappa} + \frac{(1 - A_{CP}^2)^2}{4\kappa^2} \sigma^2(\kappa)} \quad (11.13)$$

Dans l'expression de cette erreur, le terme de gauche est identique au terme statistique de la relation (11.7) amplifié par un terme en κ . La partie de droite est indépendante de la statistique et rend compte des effets systématiques. L'expression de cette erreur peut se simplifier : l'asymétrie A_{CP} est faible et comme la valeur de κ est proche de 1, le facteur en κ devant le terme statistique peut être pris à 1. On parvient alors à une formule approchée, indépendante de la valeur de l'asymétrie :

$$\sigma(A_{CP}) \approx \sqrt{\frac{1}{N_{\text{total}}} + \frac{\sigma(\kappa)^2}{4\kappa^2}} \quad (11.14)$$

Ainsi, nous pouvons dresser le tableau 11.2, similaire au 11.1, qui montre l'évolution de l'erreur sur l'asymétrie en fonction des années de prise de données (à une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

Nombre d'années de prise de données	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 2, 0$	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 2, 5$	$\sigma(A_{CP})$ pour $N_c^{eff} = 3, 0$
1	0,80%	1,06%	1,93%
2	0,72%	0,88%	1,44%
3	0,69%	0,81%	1,23%
4	0,68%	0,77%	1,11%
5	0,67%	0,74%	1,04%

TAB. 11.2: Erreur (statistique + systématique) sur l'asymétrie CP en fonction du nombre d'années de prises de données

À partir des connaissances actuelles sur les effets systématiques, notre étude montre qu'il est possible de mettre en évidence une asymétrie CP de 4 % (à 90% CL) pour une seule année de prise de données. Cette limite peut être repoussée à 2 % (à 90% CL) pour 5 années de mesure. Cette limite pourrait être repoussée davantage en maîtrisant mieux les contributions systématiques. Cela demanderait une étude approfondie de chaque source sur une grande statistique. Nous devons confronter cette limite expérimentale aux résultats théoriques obtenus à partir de notre modèle phénoménologique des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$.

11.1.4 Confrontation avec les résultats théoriques

D'un point de vue théorique, l'asymétrie CP est calculée directement en utilisant les valeurs des rapports d'embranchement déterminés au cours de notre étude phénoménologique. L'expression des rapports d'embranchement des canaux $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 V$ est obtenue à partir de celle des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ en prenant le complexe conjugué des éléments de la matrice CKM qui interviennent. En reprenant les expressions (9.44) et (9.47), l'asymétrie CP pour le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ s'écrit de la manière suivante :

$$A_{CP} = \frac{|V_{cb}^* V_{cs} \cdot \mathcal{T} - V_{tb}^* V_{ts} \cdot \mathcal{P}|^2 - |V_{cb} V_{cs}^* \cdot \mathcal{T} - V_{tb} V_{ts}^* \cdot \mathcal{P}|^2}{|V_{cb}^* V_{cs} \cdot \mathcal{T} - V_{tb}^* V_{ts} \cdot \mathcal{P}|^2 + |V_{cb} V_{cs}^* \cdot \mathcal{T} - V_{tb} V_{ts}^* \cdot \mathcal{P}|^2} \quad (11.15)$$

$$\text{avec} \quad \mathcal{T} = C_1 + \frac{C_2}{N_c^{eff}} \quad \text{et} \quad \mathcal{P} = C_3 + C_5 + C_7 + C_9 + \frac{C_4 + C_6 + C_8 + C_{10}}{N_c^{eff}}$$

Nous rappelons que les quantités complexes C_i sont les coefficients de Wilson et que N_c^{eff} est le nombre effectif de couleur. Cette expression montre clairement que la description de la violation de CP dans le Modèle Standard est liée au fait que les éléments de la matrice CKM sont complexes (c'est-à-dire une phase faible non nulle). Le tableau 11.3 récapitule les asymétries estimées pour le processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ en fonction de N_c^{eff} [214][251].

Les valeurs prédites par le Modèle Standard sont trop faibles pour pouvoir être mesurées avec le détecteur LHCb. Toutefois, fixer une limite expérimentale sur l'asymétrie CP

N_c^{eff}	2,0	2,5	3,0
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$-2,89 \times 10^{-2} \%$	$-2,20 \times 10^{-2} \%$	$-4,17 \times 10^{-3} \%$

TAB. 11.3: Asymétries CP théoriques estimées à partir de notre modèle dynamique

du Λ_b^0 permettrait de s'assurer qu'aucun phénomène physique non prédit actuellement n'amplifie la violation de CP pour les baryons beaux. La statistique et la maîtrise des systématiques actuelles permet de prévoir une limite expérimentale de 2% (à 90% CL) pour 5 ans de prise de données, qui pourrait être améliorée.

Enfin, nous consacrons un dernier paragraphe au test de la symétrie CP dans la réaction $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$. L'intérêt de ce canal réside dans l'amplification de l'asymétrie CP par le mélange $\rho^0 - \omega^0$. L'asymétrie CP dépend de la masse invariante du système $\pi^+ \pi^-$. Comme le montre la figure 11.1, la valeur de l'asymétrie est très sensible au nombre effectif de couleur. Elle peut passer de +10% à -7,5% à la masse du ω^0 . Cette manifestation de la violation de CP, de forte intensité, est due au fait que le déphasage fort passe par 90° dans la fenêtre de masse du ω^0 . Malheureusement, la statistique estimée après reconstruction et sélection avec le détecteur LHCb est très faible pour ce canal ; un taux annuel d'événements de signal de l'ordre de celui du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est une condition nécessaire pour tester la symétrie CP.

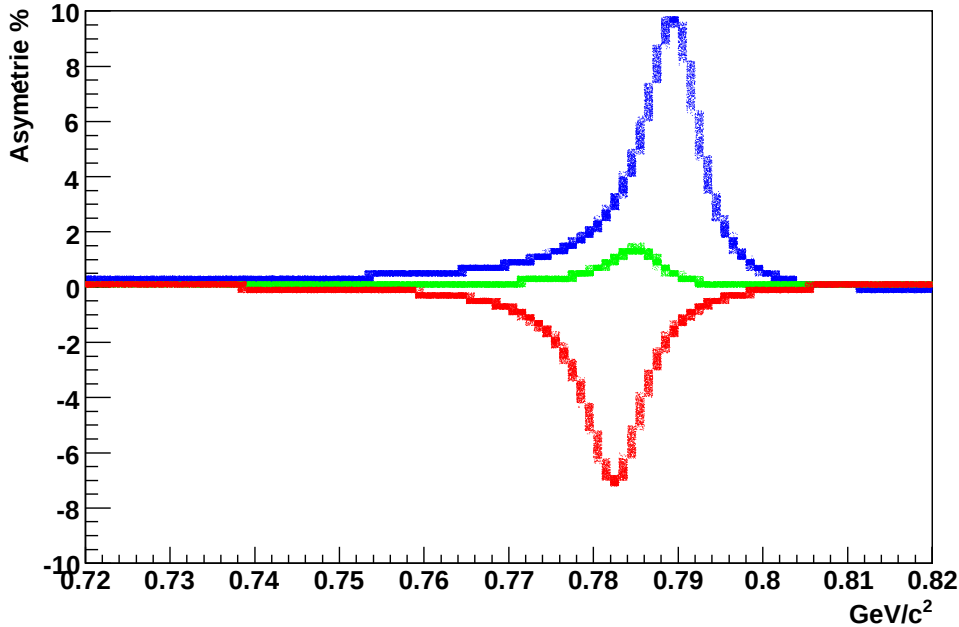


FIG. 11.1: Asymétrie CP pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$ en fonction de la masse invariante du système $\pi^+ \pi^-$ pour $N_c^{eff} = 2,0$ (en bleu), $N_c^{eff} = 2,5$ (en vert) et $N_c^{eff} = 3,0$ (en rouge)

11.2 Étude des observables impaires par T

Pour tester la symétrie T, nous avons recherché des observables impaires par T. Deux types d'observables pertinents pour notre étude peuvent être mis en évidence : des angles bien particuliers que nous baptiserons par la suite *angles "spéciaux"*, et la polarisation des particules Λ^0 et méson-vecteur.

11.2.1 Les angles "spéciaux"

11.2.1.1 Définition des observables

Nous proposons de construire une observable impaire par T dans le repère de transversité du Λ_b^0 . Cette construction s'inspire de l'observable impaire par T et par CP mise au point par Sehgal [80] pour la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$. Comme illustré par la figure 11.2, on considère les vecteurs normaux aux plans de production du V et du Λ^0 :

$$\vec{n}_{\Lambda^0} = \frac{\vec{p}_p \times \vec{p}_{\pi^-}}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_{\pi^-}|}, \quad \vec{n}_V = \frac{\vec{p}_{l^+} \times \vec{p}_{l^-}}{|\vec{p}_{l^+} \times \vec{p}_{l^-}|} \quad (11.16)$$

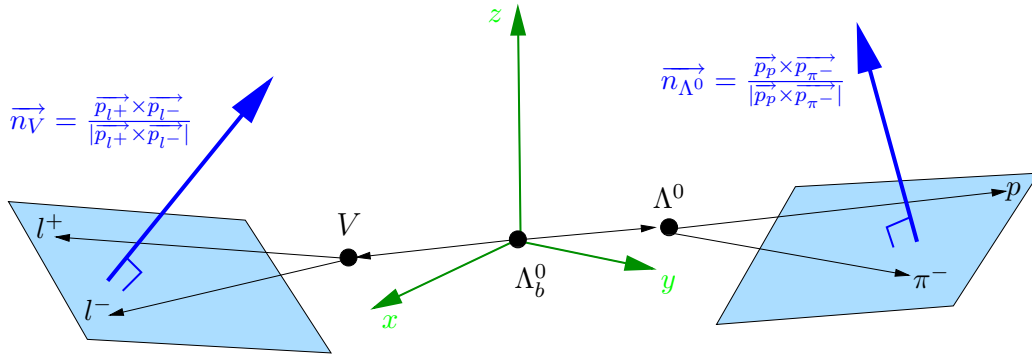


FIG. 11.2: Plan de production du Λ^0 et du V

Les deux vecteurs ainsi formés sont pairs par T mais le cosinus et le sinus de leur angle azimutal sont impairs par T. Pour mettre en évidence ce résultat, il suffit d'écrire ces quantités sous forme de produits mixtes de vecteurs polaires. Pour la résonance Λ^0 , nous obtenons l'expression suivante :

$$\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})} = \vec{e}_Y \cdot \left(\frac{\vec{e}_Z \times \vec{n}_{\Lambda^0}}{|\vec{e}_Z \times \vec{n}_{\Lambda^0}|} \right), \quad \sin \phi_{(n_{\Lambda^0})} = \vec{e}_Z \cdot \left(\frac{\vec{e}_X \times \vec{n}_{\Lambda^0}}{|\vec{e}_Z \times \vec{n}_{\Lambda^0}|} \right) \quad (11.17)$$

Ces deux quantités seront dénommées par la suite *angles spéciaux*. La relation 11.18 rappelle la transformation par T des vecteurs de base du repère utilisé.

$$\vec{e}_X = \frac{\vec{p}_{p1}}{|\vec{p}_{p1}|} \xrightarrow{T} -\vec{e}_X, \quad \vec{e}_Z = \frac{\vec{p}_{p1} \times \vec{p}_{\Lambda_b^0}}{|\vec{p}_{p1} \times \vec{p}_{\Lambda_b^0}|} \xrightarrow{T} +\vec{e}_Z, \quad \vec{e}_Y = \vec{e}_Z \times \vec{e}_X \xrightarrow{T} -\vec{e}_Y \quad (11.18)$$

Nous pouvons remarquer que les quantités $\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})}$ et $\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})}$ ne sont construites qu'à partir d'impulsions. Les impulsions étant impaires à la fois par T et par P, les *angles spéciaux* changent de signe par les deux symétries.

11.2.1.2 Asymétries prédites par le modèle

Nous évaluons les asymétries des *angles spéciaux* à partir des distributions angulaires de notre modèle phénoménologique. Nous rappelons que les distributions angulaires ne dépendent pas du nombre effectif de couleur N_c^{eff} . En revanche, elles sont sensibles aux paramètres ρ_{+-} et $\mathcal{P}(\Lambda_b^0)$ qui décrivent la matrice densité de polarisation du Λ_b^0 . Dans nos simulations, nous prenons une polarisation du Λ_b^0 , $\mathcal{P}(\Lambda_b^0)$, fixée à +100%. On prendra pour élément non diagonal ρ_{+-} du Λ_b^0 une valeur "conservative" telle $\mathcal{R}e(\rho_{+-}) = -\mathcal{I}m(\rho_{+-}) = \sqrt{2}/2$. Nous choisissons les *angles spéciaux* construites à partir du vecteur $\vec{n}_{\Lambda^0}$ car la désintégration du Λ^0 est complètement modélisée dans notre modèle (partie polaire et azimutale). Les figures 11.3 représentent le spectre de ces deux *angles spéciaux* pour une statistique de 10^6 événements.

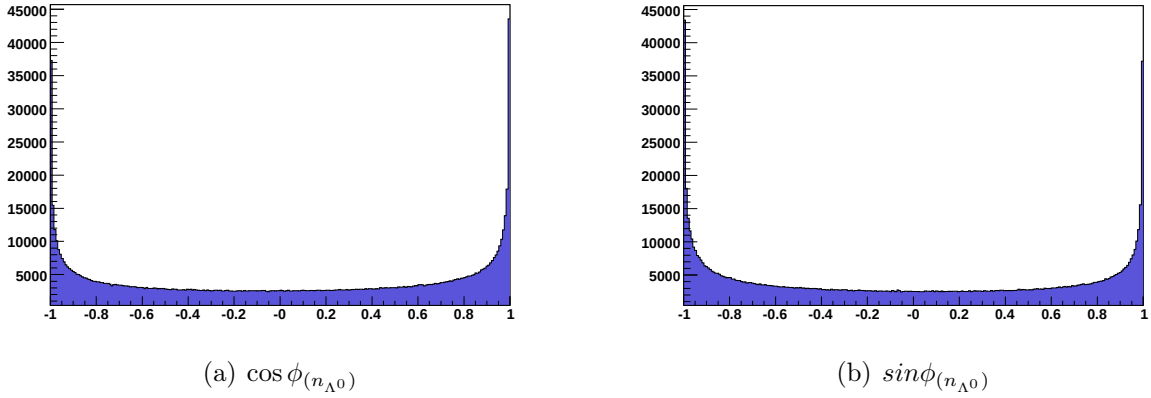


FIG. 11.3: Distribution des angles spéciaux pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$

Les distributions obtenues ne sont pas symétriques par rapport à zéro. L'asymétrie résultante est la différence entre le nombre d'événements pour lesquels la valeur de l'observable est positive et celui pour lesquels la valeur est négative, rapportée sur le nombre total d'événements :

$$AS(\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})}) = \frac{N(\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})} \geq 0) - N(\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})} < 0)}{N(\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})} \geq 0) + N(\cos \phi_{(n_{\Lambda^0})} < 0)} \quad (11.19)$$

$$AS(\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})}) = \frac{N(\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})} \geq 0) - N(\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})} < 0)}{N(\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})} \geq 0) + N(\sin \phi_{(n_{\Lambda^0})} < 0)} \quad (11.20)$$

Le tableau 11.4 indique les valeurs des asymétries des *angles spéciaux* pour les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\psi$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$ pour une statistique de 10^6 événements. Les erreurs associées sont d'origine statistique ; des détails sur leur estimation sont donnés dans l'annexe B.2.

Les asymétries du tableau 11.4 ont été déterminées pour des éléments de la matrice densité du Λ_b^0 . Nous pouvons étudier la variation de ces asymétries en fonction de ces paramètres. Tout d'abord, les asymétries apparaissent à condition que la polarisation transverse du Λ_b^0 soit non nulle et que le paramètre complexe ρ_{+-} soit non nul. Puis, considérons que le

Canaux de physique	$AS(\cos \phi_{(\overline{n}_{\Lambda^0 \bar{0}})})$	$AS(\sin \phi_{(\overline{n}_{\Lambda^0 \bar{0}})})$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$	$+(5, 2 \pm 0, 3) \%$	$-(5, 0 \pm 0, 3) \%$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 \rho^0 - \omega^0$	$+(2, 4 \pm 0, 3) \%$	$-(2, 7 \pm 0, 3) \%$

TAB. 11.4: *Asymétries calculées pour $AS(\cos \phi)$ et $AS(\sin \phi)$*

paramètre ρ_{+-} soit fixé à la valeur "conservative" et étudions les variations des asymétries en fonction de la polarisation du Λ_b^0 (tableau 11.5 pour le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$).

Polarisation du Λ_b^0	$AS(\cos \phi_{(\overline{n}_{\Lambda^0 \bar{0}})})$	$AS(\sin \phi_{(\overline{n}_{\Lambda^0 \bar{0}})})$
+100%	$+(5, 2 \pm 0, 3) \%$	$-(5, 0 \pm 0, 3) \%$
+75%	$+(3, 3 \pm 0, 3) \%$	$-(3, 5 \pm 0, 3) \%$
+50%	$+(2, 2 \pm 0, 3) \%$	$-(2, 9 \pm 0, 3) \%$
+25%	$+(0, 6 \pm 0, 3) \%$	$-(1, 8 \pm 0, 3) \%$
0%	0 %	0 %

TAB. 11.5: *Évolution des asymétries $AS(\cos \phi)$ et $AS(\sin \phi)$ en fonction de la polarisation du Λ_b^0*

Nous constatons que les asymétries augmentent avec le degré de polarisation du Λ_b^0 . Si nous maintenons la polarisation du Λ_b^0 à +100 % et que nous faisons varier le paramètre (complexe) ρ_{+-} , on montre que $AS(\sin \phi)$ est compris dans un intervalle de 0% à $-(5, 94 \pm 0, 3) \%$ et que $AS(\cos \phi)$ est compris entre 0% et $+(6, 12 \pm 0, 3) \%$. Ainsi, la valeur des asymétries observées dépend très fortement des éléments de la matrice densité du Λ_b^0 . Notre manque de connaissance sur ces paramètres nous empêche de déterminer avec exactitude la valeur des asymétries. Toutefois, le modèle développé nous apprend que cette asymétrie ne peut pas excéder une amplitude de l'ordre de 6%.

Enfin, nous pouvons nous interroger sur la signification physique de ces "T-odd effects". Les *angles spéciaux* étant impaires par T, la violation du renversement du temps contribue aux asymétries. Cependant, ces effets peuvent être biaisés ou masqués par les interactions dans l'état final. Si, phénoménologiquement, nous avons englobé dans le paramètre N_c^{eff} les échanges gluoniques entre le Λ^0 et le J/Ψ au moment de leur production, la modélisation des interactions dans l'état final n'est pas suffisante car les interactions à longue distance ne sont pas prises en compte. Pour estimer l'asymétrie susceptible d'être observée expérimentalement, des calculs complets des interactions fortes dans l'état final doivent être entrepris. Ces arguments physiques rendent difficile l'interprétation des asymétries en terme de violation du renversement du temps. D'autres part, les *angles spéciaux* sont impaires par parité. La violation de la parité dans les interactions faibles peut également contribuer aux asymétries étudiées. Par conséquent, si les *angles spéciaux* ont une valeur non nulle, la contribution des interactions dans l'état final étant soustraite, alors nous pourrions dire que l'invariance par les symétries P et T est brisée.

Avant de mener une étude minutieuse sur la signification de ces asymétries, il est nécessaire de s'assurer au préalable que la sensibilité du détecteur LHCb soit suffisante pour les

observer.

11.2.1.3 Sensibilité du détecteur LHCb aux asymétries des angles spéciaux

Que peuvent nous apprendre les simulations ? L'échantillon de 270×10^3 événements de données Monte-Carlo a été produit sans inclure une dynamique particulière. Par conséquent, les asymétries des *angles spéciaux* obtenues avec les données sont nulles, ce qui limite notre étude. Toutefois, nous pouvons extraire de ces données l'erreur statistique attendue pour cette mesure ainsi qu'une estimation des biais que pourraient entraîner la reconstruction par le détecteur LHCb, ainsi que la présence d'événements de bruit de fond. Dans notre analyse, nous prendrons aussi bien les Λ_b^0 reconstruits que les $\bar{\Lambda}_b^0$.

Détermination de l'erreur statistique Le calcul de l'erreur statistique aboutit à une formule identique à celle correspondante à l'asymétrie CP :

$$\sigma(AS(\cos\phi)) = \sqrt{\frac{1 - AS(\cos\phi)^2}{N_{total}}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{total}}} \quad (11.21)$$

Les limites sur ce "T-odd effect" sont alors données par le tableau 11.1. Ainsi, à partir de 5 ans de prises de données, une asymétrie avec une amplitude excédant 2% pourrait mise en évidence à 90% CL.

Contribution de biais systématiques Les asymétries mesurées pour l'échantillon Monte-Carlo sont compatibles avec zéro : $(1,4 \pm 1,5)\%$ pour $\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ et $(0,4 \pm 1,5)\%$ pour $\sin\phi_{(n_{\Lambda^0})}$. La statistique disponible après reconstruction, 4491 événements, n'est pas suffisante pour réduire l'erreur systématique (annexe C.3). Nous avons également étudié l'asymétrie obtenue avec un échantillon de bruit de fond générique. Pour avoir une statistique de plus de 100×10^3 , les événements ont été filtré par la préselection J/Ψ couplée à la sélection "standard" Λ^0 dont les seuils des coupures ont été relâchés. L'asymétrie correspondante pour $\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ et $\sin\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ sont respectivement de $(0,05 \pm 0,28)\%$ et de $(0,08 \pm 0,28)\%$. Par conséquent, le biais combiné de la reconstruction des événements de bruit de fond est inférieur à 0,30%.

À partir de l'échantillon de signal, nous pouvons déterminer la résolution des *angles spéciaux*. Celle ci dépend du type de combinaison de traces utilisées pour reconstruire la résonance Λ^0 . Les figures 11.4(a) et 11.4(b) montrent la résolution obtenue ($\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ reconstruite - $\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ Monte-Carlo) pour les deux combinaisons dominantes *Long-Long* (LL) et *Downstream-Downstream* (DD). Les spectres ont été ajustés par une double gaussienne. La reconstruction des traces *Long* assure une meilleure résolution de coeur de $3,2 \pm 0,4 \times 10^{-3}$ comparée à une résolution de $(2,6 \pm 0,3) \times 10^{-2}$ avec les traces *Downstream*. La grande proportion de combinaisons DD implique que la résolution résultante de toutes les traces soit proche de celle des traces *Downstream* : $\sigma = (1,38 \pm 0,05) \times 10^{-2}$. En ce qui concerne la quantité $\sin\phi_{(n_{\Lambda^0})}$, la résolution est similaire : $\sigma = (1,43 \pm 0,05) \times 10^{-2}$.

Considérons une résolution de $\sigma = 1,5 \times 10^{-2}$ sur les observables $\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ et $\sin\phi_{(n_{\Lambda^0})}$. Pour déterminer l'effet systématique de la résolution sur l'asymétrie, chaque valeur de $\cos\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ et de $\sin\phi_{(n_{\Lambda^0})}$ a été redistribué selon une gaussienne correspondante à la résolution. Nous avons montré que le biais induit par la résolution sur les asymétries est

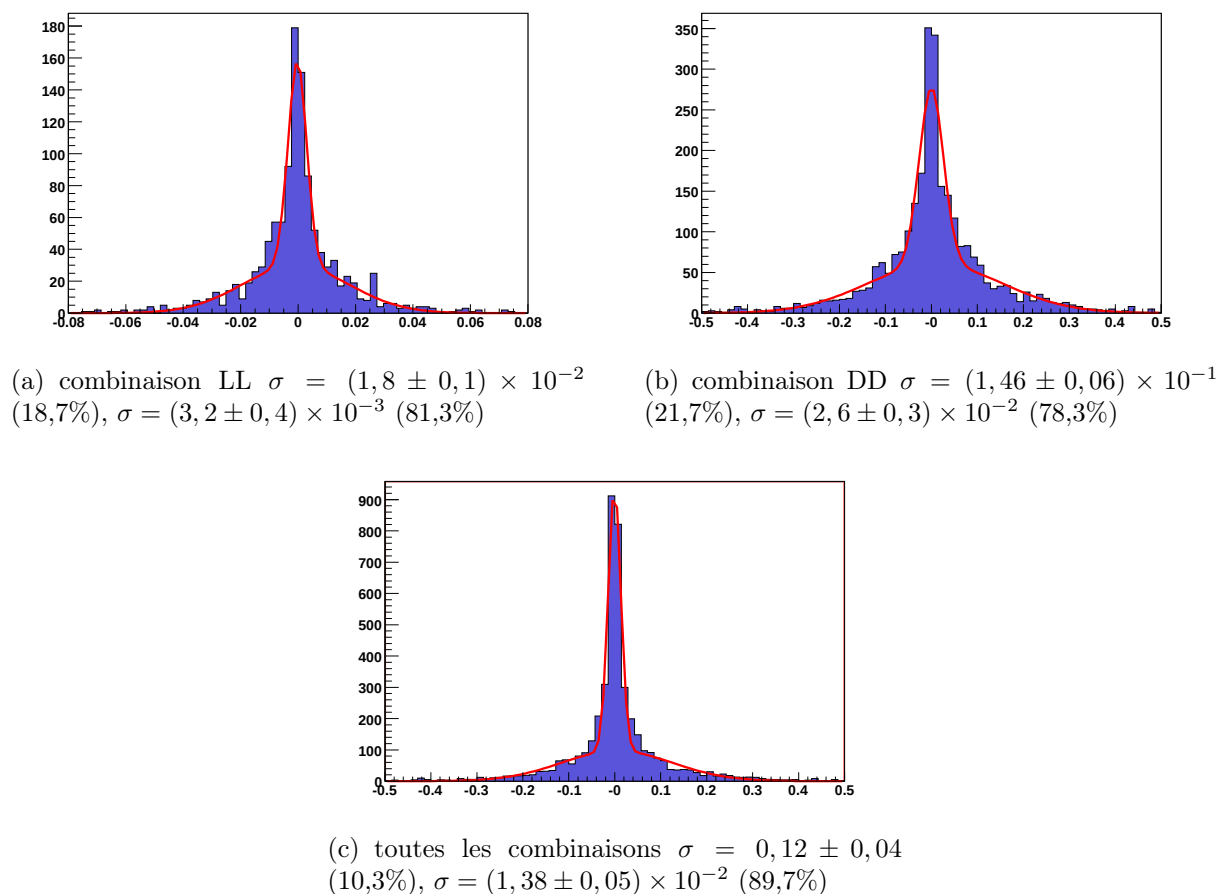


FIG. 11.4: Résolution du détecteur LHCb sur l'observable $AS(\cos \phi)$

largement inférieur à l'erreur statistique.

Au manque de connaissance sur la polarisation du Λ_b^0 s'ajoute la difficulté de l'interprétation de ces observables. Comme nous l'avons dit précédemment, ces asymétries testent en même temps les symétries T et P. Pour concevoir un test exclusif de la symétrie T, il faudrait construire des observables en utilisant le spin des particules, quantité impaire par T mais paire par P. Ainsi, nous allons étudier, comme deuxième type d'observables impaires par T, les composantes du vecteur polarisation des particules intermédiaires.

11.2.2 La polarisation des résonances intermédiaires

Le Λ_b^0 étant produit par interaction forte, sa polarisation transversale ne peut pas constituer une signature de la violation du renversement du temps. Par contre, les composantes du vecteur polarisation du Λ^0 ou V peuvent être plus pertinentes. Pour décomposer le vecteur polarisation de ces résonances, nous n'utiliserons pas les repères d'hélicité mais nous allons construire un repère de transversité propre à chaque résonance : $(\Lambda^0, \vec{e}_{L1}, \vec{e}_{T1}, \vec{e}_{N1})$, et $(V, \vec{e}_{L2}, \vec{e}_{T2}, \vec{e}_{N2})$. Représentés par la figure 11.5, ces deux nouveaux repères sont construits à partir du repère de transversité du Λ_b^0 . Les vecteurs de base sont définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\vec{e}_{L1} &= \frac{\vec{p}_{\Lambda^0}}{|\vec{p}_{\Lambda^0}|}, & \vec{e}_{N1} &= \frac{\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L1}}{|\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L1}|}, & \vec{e}_{T1} &= \vec{e}_{N1} \times \vec{e}_{L1} \\ \vec{e}_{L2} &= \frac{\vec{p}_V}{|\vec{p}_V|}, & \vec{e}_{N2} &= \frac{\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L2}}{|\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L2}|}, & \vec{e}_{T2} &= \vec{e}_{N2} \times \vec{e}_{L2}\end{aligned}\quad (11.22)$$

$$\begin{aligned}\vec{e}_{L2} &= \frac{\vec{p}_V}{|\vec{p}_V|}, & \vec{e}_{N2} &= \frac{\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L2}}{|\vec{e}_Z \times \vec{e}_{L2}|}, & \vec{e}_{T2} &= \vec{e}_{N2} \times \vec{e}_{L2}\end{aligned}\quad (11.23)$$

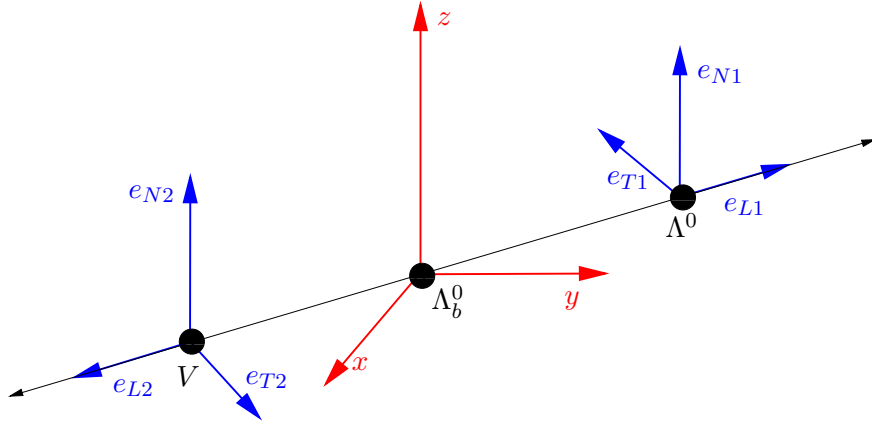


FIG. 11.5: Repère $(\Lambda^0, \vec{e}_{L1}, \vec{e}_{N1}, \vec{e}_{T1})$ et $(V, \vec{e}_{L2}, \vec{e}_{N2}, \vec{e}_{T2})$ d'étude des polarisation des résonances intermédiaires

Le vecteur polarisation du Λ^0 et celui du V peuvent se décomposer respectivement dans le repère $(\Lambda^0, \vec{e}_{L1}, \vec{e}_{N1}, \vec{e}_{T1})$ et $(V, \vec{e}_{L2}, \vec{e}_{N2}, \vec{e}_{T2})$. On peut ainsi définir les composantes longitudinales, normales et transversales de ce vecteur :

$$\vec{\mathcal{P}}(\Lambda^0) = P_L \vec{e}_{L1} + P_N \vec{e}_{N1} + P_T \vec{e}_{T1} \quad \text{et} \quad \vec{\mathcal{P}}(V) = P_L \vec{e}_{L2} + P_N \vec{e}_{N2} + P_T \vec{e}_{T2} \quad (11.24)$$

Comme seules les composantes du vecteur polarisation sont mesurables expérimentalement, nous cherchons à déterminer si elles sont impaires ou paires par les opérations T et P. Le tableau 11.6(a) donne les transformées par T et P du vecteur polarisation et des vecteurs de base du repère. En utilisant ces résultats, les transformées des composantes du vecteur polarisation sont déterminées et sont données par le tableau 11.6(b).

vecteur	P	T
$\vec{\mathcal{P}}$	+	-
$\vec{e}_L$	-	-
$\vec{e}_T$	-	-
$\vec{e}_N$	+	+

→

composante du vecteur $\vec{\mathcal{P}}$	P	T
$\mathcal{P}_L$	-	+
$\mathcal{P}_T$	-	+
$\mathcal{P}_N$	+	-

TAB. 11.6: Transformation des vecteurs de la base transverse et des composantes du vecteur polarisation.

Nous remarquons que la polarisation normale $\mathcal{P}_N$ de la résonance Λ^0 et celle du méson vecteur sont impaires par T et paires par P. L'observable $\mathcal{P}_N$ peut être utilisée dans le test de la symétrie T, sans ambiguïté avec celui de la symétrie P.

L'étude de ces observables impaires par T n'est pas terminée actuellement. D'un point de vue théorique, Ajaltouni *et al* [252] montrent la présence de "T-odd effects". Des efforts doivent être réalisés sur le plan expérimental. En effet, une stratégie doit être mise au point pour extraire la polarisation des particules. Ce travail nécessite notamment l'utilisation d'échantillons Monte-Carlo pour lesquels la dynamique de désintégration du Λ_b^0 a été introduite.

Les prédictions théoriques en terme de violation de CP et de violation de T ont été confrontées aux limites expérimentales et aux limites de nos connaissances actuelles. L'asymétrie CP prédite à $\approx 0,02\%$ est trop faible pour pouvoir être mesurée. Toutefois, il serait possible de mettre une limite à cette asymétrie de l'ordre de 4% (90% CL) à partir d'une année de prise de données, voire au-delà en étudiant de manière approfondie les systématiques. Cette mesure s'inscrit parfaitement dans le contexte de recherche de "Nouvelle Physique".

Nous avons considéré des angles spéciaux pour tester le renversement du temps. Les asymétries formées par ces observables dépendent fortement de la polarisation du Λ_b^0 et peuvent varier (en absolu) de 0% à 6% . Expérimentalement, on pourrait mettre en évidence une asymétrie supérieure à 2% (à 90% CL) à partir de 5 ans de prise de données. Toutefois, l'interprétation de ces observables est délicate du fait qu'elles constituent également une signature de la violation de la parité. D'un autre côté, la polarisation des résonances intermédiaires pourrait être un candidat plus sérieux pour l'étude de la violation de T. La faisabilité de la mesure à partir de ces observables reste à démontrer.

Outre le test des symétries discrètes, l'étude de la désintégration du baryon beau Λ_b^0 offre d'autres perspectives. Le dernier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'une d'elles : la mesure du temps de vie du Λ_b^0 . Des résultats préliminaires pourraient être envisagés dès les premiers mois de fonctionnement du LHC.

Chapitre 12

Mesure du temps de vie du Λ_b^0

Ce dernier chapitre est consacré à la mesure du temps de vie du baryon beau Λ_b^0 avec le détecteur LHCb. Outre l'apport de précisions à la moyenne actuelle, cette mesure est motivée par les désaccords théorie-expérience dans ce domaine.

Dans la présente étude, nous proposons une méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b^0 . 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. Le temps de vie du Λ_b^0 que nous estimerons à partir des simulations permettra de caractériser davantage les possibilités et les performances du détecteur LHCb.

Sommaire

12.1 Les enjeux de la mesure du temps de vie du Λ_b^0	207
12.1.1 Un puzzle théorique	207
12.1.2 Un puzzle expérimental	208
12.2 Méthode utilisée	209
12.3 Mise en place de l'ajustement	210
12.3.1 Ajustement de la distribution en masse	210
12.3.2 Ajustement de la distribution en temps propre du signal	210
12.3.3 Modélisation de la distribution en temps propre du bruit de fond	212
12.3.4 Ajustement global	212
12.4 Estimation des erreurs systématiques et perspectives d'amélioration de la méthode	213
12.4.1 Résolution en masse et en temps propre	214
12.4.2 Modélisation de l'acceptance du détecteur	214

12.1 Les enjeux de la mesure du temps de vie du Λ_b^0

12.1.1 Un puzzle théorique

Selon le modèle des quarks spectateurs, les quarks légers ne doivent pas affecter la désintégration du quark beau. Par conséquent, les hadrons beaux devraient avoir le même

Expérience	Année	Nombre de Λ_b^0 reconstruits	Mesure $\tau(\Lambda_b^0)$	Références
CDF run I	1996	197	$1,32 \pm 0,15 \pm 0,07$ ps	[254]
OPAL	1998	129	$1,29_{-0,22}^{+0,24} \pm 0,06$ ps	[255]
ALEPH	1998	193	$1,21 \pm 0,11$ ps	[256]
DELPHI	1999	147	$1,11_{-0,18}^{+0,19} \pm 0,05$ ps	[257]
D0 run II	2005	61	$1,22_{-0,18}^{+0,22} \pm 0,04$ ps	[103]
CDF run II	2006	538	$1,593_{-0,078}^{+0,083} \pm 0,033$ ps	[102]
D0 run II	2007	171	$1,218_{-0,115}^{+0,130} \pm 0,042$ ps	[258]

 TAB. 12.1: Liste des mesures du temps de vie du Λ_b^0 réalisées

temps de vie (les diagrammes d'annihilation étant exclus pour les mésons). Le temps de vie du Λ_b^0 serait alors égal à celui du B_d^0 qui est mesuré avec une très grande précision : $\tau(B_d^0) = 1,530 \pm 0,009$ ps [53]. Au début des années 1990, des calculs du temps de vie du Λ_b^0 ont été réalisés dans le cadre de la HQET (Heavy Quark Effective Theory). A l'ordre de $1/m_b^2$, des corrections de l'ordre de 2% doivent être considérées sur la valeur annoncée [253].

Sur le plan expérimental, une succession de mesures ont été réalisées (voir tableau 12.1). Les mesures réalisées avant 2006 ont été combinées par le Particle Data Group pour estimer une valeur moyenne de $(1,230 \pm 0,074)$ ps [53]. Le rapport du temps de vie du Λ_b^0 sur temps de vie du B_d^0 atteint $0,804 \pm 0,074$. La valeur obtenue est beaucoup plus faible que la valeur prédite. Cette constatation a constitué un véritable *puzzle* pour les théoriciens.

Des calculs de HQET à des ordres supérieurs ont permis de réduire l'écart entre les deux valeurs. Pour un développement à l'ordre $1/m_b^3$, le ratio est prédit à $(0,90 \pm 0,05)$ % [259] [260]. Des études plus récentes ont montré que le développement du calcul à $1/m_b^4$ conduisait à une réduction de la valeur précédente de 4,5% [261]. La dernière valeur prédite est de $0,86 \pm 0,05$ [262], valeur compatible avec la moyenne expérimentale du Particle Data Group.

12.1.2 Un puzzle expérimental

Pour résoudre le puzzle théorique, des mesures expérimentales du temps de vie du Λ_b^0 de précision sont nécessaires.

Parmi les études réalisées (tableau 12.1), nous pouvons dégager deux classes de mesure selon le canal de désintégration du Λ_b^0 reconstruit. Pour les expériences du LEP et du Tevatron run I, l'étude du Λ_b^0 est basée sur la désintégration semileptonique du Λ_b^0 : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ avec l un électron ou un muon. Cette désintégration ne peut être que partiellement reconstruite du fait de l'impossibilité de détecter l'antineutrino dans l'état final. La particule Λ_b^0 est alors reconstruite via une paire $(\Lambda_c^+ l^-)$ auquel s'ajoute des corrections Monte-Carlo pour rendre compte de la présence de l'antineutrino. La recons-

truction du Λ_b^0 , et par conséquent son temps de vie, repose partiellement sur les simulations Monte-Carlo. Pour les expériences du Tevatron run II, la luminosité sont suffisantes pour reconstruire des Λ_b^0 à partir du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. Cette désintégration peut être totalement reconstruite et les mesures réalisées s'affranchissent de l'apport des simulations.

Sur les mesures recensées, l'erreur statistique est l'erreur qui prédomine du fait de la faible statistique de Λ_b^0 reconstruits. La mesure la plus précise est celle réalisée par la collaboration CDF en septembre 2006. Nous pouvons constater que la valeur mesurée est en dehors des limites de la valeur moyenne estimée par le Particle Data Group. Pourtant, la mesure du temps de vie du B_d^0 , $(1,524 \pm 0,030_{\text{stat}} \pm 0,016)_{\text{sys}} ps$ [102], réalisée par CDF dans le canal $B_d^0 \rightarrow K_s^0 J/\Psi$, est compatible avec les résultats expérimentaux antérieurs. Le rapport $\tau(\Lambda_b^0)$ sur $\tau(B_d^0)$ calculé à partir de ces deux valeurs permet de s'affranchir des contributions systématiques communes. La valeur obtenue est de $1,041 \pm 0,057$. Ce résultat n'est pas compatible avec les mesures précédentes et relance le débat sur la détermination théorique du temps de vie du Λ_b^0 .

Ainsi, au vu de la statistique attendue, l'expérience LHCb pourrait mesurer avec une grande précision le temps de vie du Λ_b^0 . Cette mesure constituerait une contribution majeure à la résolution du puzzle à la fois théorique et expérimental que nous venons d'exposer.

12.2 Méthode utilisée

Nous cherchons à déterminer une estimation du temps de vie du Λ_b^0 à partir des 4369 événements de signal restant après sélection. La méthode utilisée est une méthode classique que l'on pourra retrouver, par exemple, dans les travaux de D. Borras et S. Monteil [134] sur l'extraction du temps de vie du B_s^0 à partir du processus $B_s^0 \rightarrow D_s D_s$.

La stratégie consiste à construire une fonction de maximum de vraisemblance L^{lifetime} définie par la relation suivante :

$$L^{\text{lifetime}} = f_{\text{signal}} \times L_{\text{signal}}^{\text{lifetime}} + (1 - f_{\text{signal}}) \times L_{\text{background}}^{\text{lifetime}} \quad (12.1)$$

Cette fonction tient compte dans l'estimateur $L_{\text{signal}}^{\text{lifetime}}$ de la résolution et de l'acceptance du détecteur sur le temps propre du signal. Puis la contamination par le bruit de fond est considéré dans $L_{\text{background}}^{\text{lifetime}}$. Nous prendrons les événements $b\bar{b}$ inclusifs comme principales sources. La fraction de signal f_{signal} est directement reliée au rapport bruit/signal (B/S) que nous avons déterminé au cours de l'analyse. On se placera dans la configuration la plus désavantageuse, soit un rapport B/S de 0,3.

$$f_{\text{signal}} = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{signal}} + N_{\text{background}}} = \frac{1}{1 + \frac{B}{S}} \quad (12.2)$$

Au lieu de fixer la valeur de f_{signal} , une méthode plus élégante consiste à ajuster la distribution en masse, simultanément avec la distribution en temps propre. Dans ce but, la contrainte sévère de $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse invariante du Λ_b^0 est retirée. Le spectre en masse, signal et bruit de fond combiné, est alors ajusté en maximisant la fonction de maximum de vraisemblance suivante :

$$L^{\text{mass}} = f_{\text{signal}}^{\text{mass}} \times L_{\text{signal}}^{\text{mass}} + (1 - f_{\text{signal}}^{\text{mass}}) \times L_{\text{background}}^{\text{mass}} \quad (12.3)$$

Le paramètre $f_{\text{signal}}^{\text{mass}}$ correspond à la fraction de signal dans la fenêtre large de masse de $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$. En restreignant la fenêtre de masse à $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$, le paramètre f_{signal} peut être déduit.

Finalement, l'ajustement global s'appuie sur l'estimateur résultant de la somme de l'estimateur du temps de vie et de celui de la masse :

$$L^{\text{global}} = L^{\text{lifetime}} + L^{\text{mass}} \quad (12.4)$$

12.3 Mise en place de l'ajustement

L'estimation du temps de vie du Λ_b^0 a été réalisée à l'aide du programme RooFit [263]. Ce programme a été développé et "éprouvé" par la collaboration BABAR pour la mesure du temps de vie des mésons beaux. Dans cette section, nous montrerons comment est construit l'estimateur L^{global} et donnerons les principaux résultats de l'ajustement.

12.3.1 Ajustement de la distribution en masse

Le spectre en masse des Λ_b^0 reconstruits est modélisé par une gaussienne que nous noterons G . Deux paramètres sont ajustés : la valeur moyenne $M_{\Lambda_b^0}$ qui correspond à la masse moyenne du Λ_b^0 (une masse de $5624 \text{ MeV}/c^2$ est utilisée dans le générateur) et l'écart-type σ_M qui correspond à la résolution en masse. Dans cette modélisation, la distinction entre les combinaisons de traces (LL, DD, LU ou LD) n'est pas utilisée. La résolution attendue en masse est celle déterminée au cours de l'analyse (figure 10.14) : $(18,6 \pm 0,3) \text{ MeV}/c^2$.

Les événements de bruit de fond sont générés selon une exponentielle décroissante (relation (12.5)). Le nombre d'événements de bruit de fond est ajusté de manière à obtenir un rapport bruit sur signal de 0,3 dans la fenêtre serrée.

$$BDF(m; \tau) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{m}{\tau}\right), \quad \text{avec } \tau = 4,0 \text{ GeV}^{-1} \quad (12.5)$$

L'ajustement de la distribution en masse est réalisée de manière à maximiser la fonction de vraisemblance de l'expression (12.6). Seuls les paramètres ajustés apparaissent dans l'expression formelle.

$$L^{\text{mass}} = f_{\text{signal}}^{\text{mass}} \times G(\sigma_M, M_{\Lambda_b^0}) + (1 - f_{\text{signal}}^{\text{mass}}) \times BDF(\tau) \quad (12.6)$$

12.3.2 Ajustement de la distribution en temps propre du signal

La distribution théorique du temps propre d'une particule est une exponentielle décroissante dont la valeur moyenne est le temps de vie que nous cherchons à mesurer $\tau(\Lambda_b^0)$. On rappelle que la valeur utilisée du temps de vie du Λ_b^0 dans les générateurs est la moyenne du Particle Data Group $((1,230 \pm 0,074) \text{ ps}$ [53]).

$$F_{\text{theo}} = \exp\left(-\frac{t}{\tau(\Lambda_b^0)}\right) \quad (12.7)$$

Cependant nous devons inclure dans la modélisation la résolution en temps propre du détecteur LHCb. Le traitement de la résolution en temps propre est similaire à celui de la résolution en masse. Une gaussienne centrée en zéro est ajustée au spectre de la différence du temps propre Monte-Carlo et du temps propre reconstruit. Son écart-type σ_t a déjà été estimé lors de l'analyse : $(41, 25 \pm 0, 60)$ fm (figure 10.15).

Puis il faut tenir compte des biais qu'induit le détecteur sur le temps propre. Une majorité de biais sont introduits par la reconstruction des événements et les coupures de la sélection *off-line*. La réponse du système de déclenchement affecte également le spectre du temps propre. La globalité de ces coupures défavorisent la population des temps propres de basse valeur comme le montre la figure 12.1.

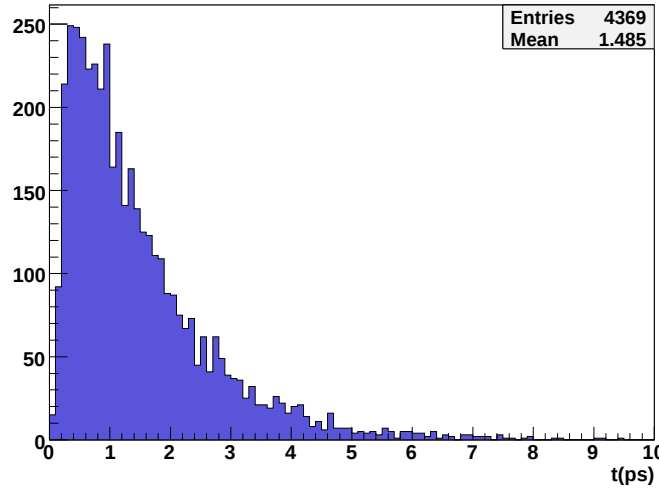


FIG. 12.1: Spectre du temps propre du Λ_b^0 (signal) après reconstruction

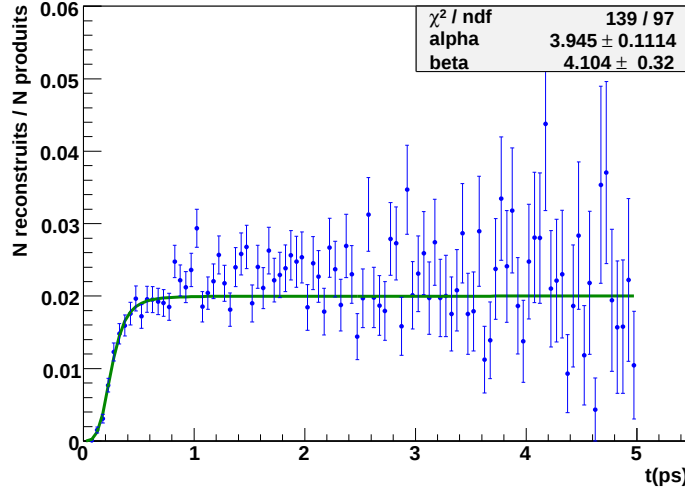
Pour rendre compte de ces effets d'acceptance, nous utiliserons la méthode "traditionnelle" de la fonction d'acceptance. Cette fonction permet de passer du spectre théorique au spectre obtenu après reconstruction. Elle est déterminée point par point par le rapport du nombre de Λ_b^0 reconstruits sur le nombre de Λ_b^0 avant reconstruction. Dans notre étude, nous avons considéré une fonction d'acceptance paramétrée par deux variables α et β pour prendre en compte les coupures en temps propres faibles [134] :

$$accep(\alpha, \beta) = N \frac{(\alpha t)^\beta}{1 + (\alpha t)^\beta}, \quad \text{avec } t(\text{ps}) \quad (12.8)$$

La figure 12.2 montre l'ajustement réalisé. Les coefficients α et β sont estimés respectivement à $3, 94 \pm 0, 11$ et à $4, 10 \pm 0, 32$.

La fonction de maximum de vraisemblance $L_{\text{signal}}^{\text{lifetime}}$ est alors obtenue par le produit de la fonction d'acceptance par la distribution théorique, convolué par la résolution :

$$L_{\text{signal}}^{\text{lifetime}} = accep(\alpha, \beta) \times F_{\text{theo}}(\tau(\Lambda_b^0)) * G(\sigma_t) \quad (12.9)$$


 FIG. 12.2: Ajustement de la fonction d'acceptance du temps propre du Λ_b^0 (signal)

12.3.3 Modélisation de la distribution en temps propre du bruit de fond

À partir des véritables données prises par le détecteur, la distribution en temps propre du bruit de fond pourrait être extraite des "*side-bands*". Cette méthode consiste à sélectionner un ensemble de candidats à l'extérieur de la fenêtre de masse du Λ_b^0 , partie contenant essentiellement du bruit de fond. Le temps propre de ces candidats sera utilisé pour construire la distribution recherchée. Une hypothèse sous-jacente à cette méthode doit être préalablement vérifiée : la distribution de ces événements de bruit de fond doit refléter celle du signal.

Comme nous ne disposons que de données simulées, nous avons utilisé un échantillon d'événements de $b\bar{b}$ inclusifs qui sont filtrés par la préselection et par une partie du code de sélection du Λ_b^0 . La distribution en temps propre de cet échantillon est représenté par la figure 12.3.

Une procédure de RooFit permet d'extraire une fonction densité de probabilité à partir de cet histogramme. Les événements de bruit de fond pour le temps propre seront générés selon cette distribution, au même nombre que celui utilisé dans la génération du bruit de fond en masse.

12.3.4 Ajustement global

L'ajustement global réalise simultanément l'ajustement de la distribution en masse et celui du temps propre du Λ_b^0 .

Seule la résolution σ_t en temps propre du Λ_b^0 est maintenue constante. L'estimation des différents paramètres intervenant dans la modélisation du spectre de masse est parfaitement conforme aux valeurs introduites : $M(\Lambda_b^0) = (5623.2 \pm 0.3) \text{ MeV}/c^2$, $\sigma_M = (18, 4 \pm 0, 3) \text{ MeV}/c^2$ et $B/S = 0, 27 \pm 0, 01$. Le programme RooFit parvient également à

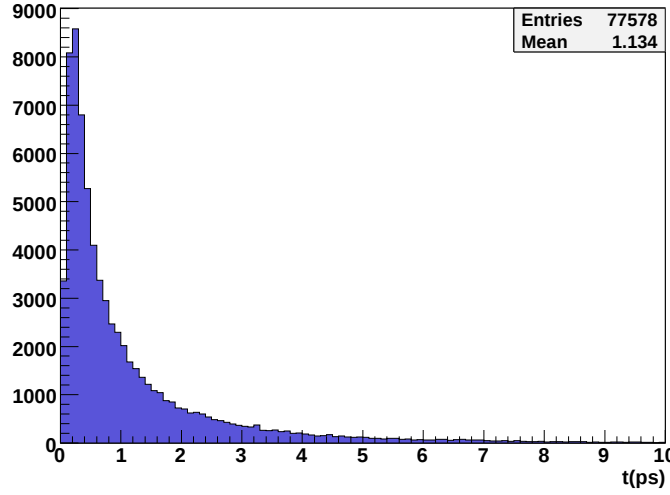
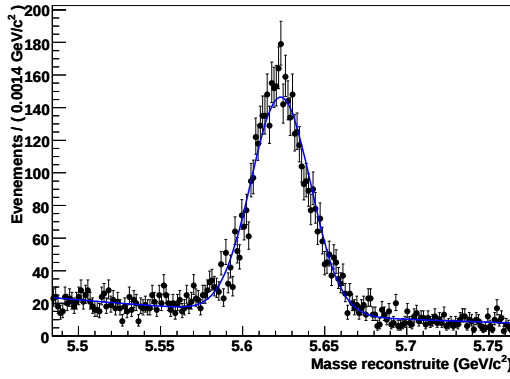
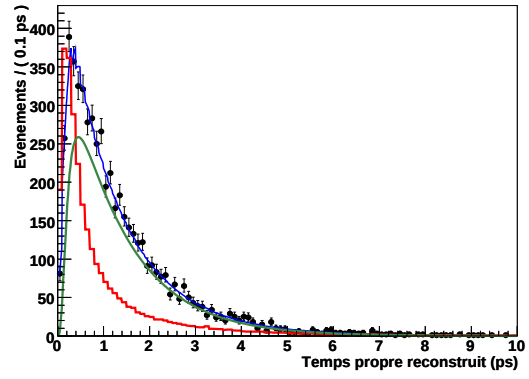


FIG. 12.3: Spectre en temps propre de l'échantillon de bruit de fond utilisé



(a) Spectre en masse



(b) Spectre en temps propre (spectre du signal en vert, spectre du bruit de fond en rouge et spectre global en bleu)

FIG. 12.4: Ajustement global

estimer les paramètres de la fonction d'acceptance : $\alpha = 2,51 \pm 0,31$ et $\beta = 4,46 \pm 0,31$.

Le temps de vie du Λ_b^0 est mesuré à $(1,226 \pm 0,027)ps$. Cette précision dépasse celle des précédentes mesures réalisées. Elle a été obtenue seulement à partir de 4369 événements, soit de 2 mois ($N_c^{eff} = 2,0$) à 1 an et demi ($N_c^{eff} = 3,0$) de prise de données à une luminosité de $2 \times 10^{32} cm^{-2}.s^{-1}$.

12.4 Estimation des erreurs systématiques et perspectives d'amélioration de la méthode

La contribution des systématiques est très faible car nous nous sommes placés dès le départ dans la configuration la plus défavorable. Cependant certaines sources potentielles

de systématiques peuvent être maîtriser en améliorant la méthode d'extraction du temps de vie du Λ_b^0 .

12.4.1 Résolution en masse et en temps propre

Dans le modèle que nous avons mis en place, l'erreur sur la résolution en temps propre est le seul paramètre fixé dans notre ajustement. Les variations permises dans son intervalle entraîne aucun effet sensible sur la mesure du temps de vie [134]. Cependant, dans les résolutions en masse et en temps propre, nous avons réalisé une moyenne sur toutes les combinaisons de traces. Pour maîtriser au mieux les différences de résolution entre les combinaisons de traces, un estimateur pour chaque combinaison pourrait être utilisé. La fonction de vraisemblance globale serait la somme des quatre contributions :

$$L^{\text{global}} = L_{\text{LL}}^{\text{global}} + L_{\text{DD}}^{\text{global}} + L_{\text{LU}}^{\text{global}} + L_{\text{LD}}^{\text{global}} \quad (12.10)$$

Ce nouvel estimateur devrait améliorer la précision sur la mesure du temps de vie. La proportion des combinaisons, en particulier LL et DD, constitue la première source de systématiques. À partir de ce nouveau modèle, l'influence de cette systématique pourrait être étudiée de manière approfondie.

12.4.2 Modélisation de l'acceptance du détecteur

Généralement, la mesure de temps de vie est assez sensible aux paramètres de la fonction d'acceptance. La contribution des événements de bruit de fond empêche l'estimation de ces paramètres et par conséquent, ils doivent être fixés. Dans notre cas, ces paramètres peuvent être estimés dans l'ajustement global. Cela peut s'expliquer par la forme du spectre en temps propre du bruit de fond. L'ajustement du spectre du bruit de fond peut être réalisé en remarquant que les faibles temps propres sont plus favorisés dans le cas du bruit de fond que dans le cas du signal.

La méthode de la fonction d'acceptance que nous avons utilisée connaît ses limites pour le système de déclenchement. En effet, les données non sélectionnées par le système de déclenchement ne sont pas enregistrées sur bande. Par conséquent, l'influence du système de déclenchement sur le temps de vie du Λ_b^0 ne peut que s'appuyer sur les simulations. Pour faire face à ce problème, d'autres techniques peuvent être employées. Nous nous limiterons à deux :

- L'acceptance peut être déterminée événement par événement [264]. Dans ce but, pour chaque trace du signal, les paramètres d'impact par rapport au vertex primaire sont déterminés. Ces paramètres d'impact sont ensuite "convertis" en temps propre du Λ_b^0 . Les coupures effectuées sur les paramètres d'impact sont répercutés sur le temps propre. Ainsi, chaque événement possède sa propre "fonction d'acceptance" qui décrit pour quels intervalles de temps propre l'événement est accepté.
- La fonction d'acceptance du détecteur pourrait être déterminée si l'on possédait un échantillon de référence sur lequel les coupures du système de déclenchement n'introduisent pas de biais. Dans ce but, une distinction entre deux types d'événements sélectionnés peut être réalisée : les événements sélectionnés par le bruit de fond et les événements sélectionnés par le signal [265]. Pour faire cette classification, on

supprime les impacts des particules correspondant aux traces de signal et les algorithmes du système de déclenchement sont appliqués de nouveau sur l'événement. La même opération est réalisée en supprimant cette fois les impacts des autres traces. En fonction de la réponse du système de déclenchement pour les deux essais, on peut conclure si l'événement est sélectionné par rapport au bruit de fond, au signal ou par rapport aux deux.

En utilisant les données simulées, nous pourrions mettre en place ces deux techniques et juger de leur pertinence pour notre mesure.

En résumé, nous avons développé une méthode pour extraire le temps de vie du Λ_b^0 à partir des 4369 événements de signal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. Par un ajustement simultané de la distribution en masse et en temps propre, le temps de vie du baryon beau est estimé à $(1,226 \pm 0,027)ps$, résultat compatible avec la valeur incluse dans le générateur $(1,230 ps)$. Cette valeur avec la précision statistique obtenue pourrait être obtenue en une année dans le cas le plus défavorable. Cette mesure apporterait des limites expérimentales précises sur le rapport, temps de vie du Λ_b^0 sur temps de vie du B_d^0 , rapport dont les théoriciens cherchent à expliquer la valeur. Elle permettrait également de valider ou d'infirmer les résultats de CDF de 2006, en dehors de la moyenne mondiale actuelle.

La méthode utilisée peut être améliorée en particulier sur deux points. Les résolutions en temps propre et en masse caractéristiques de chaque combinaison de traces pourraient être prises en compte. La détermination de l'acceptance du détecteur pourrait être remplacée ou complétée par des techniques plus sophistiquées pour se passer de simulations du système de déclenchement.

Conclusion et perspectives

Dans le contexte de l'expérience LHCb, nous avons mené deux études de front au cours de ces trois années de thèse. Sur le plan instrumental, nous nous sommes intéressés au détecteur de pied de gerbe. Cet élément joue un rôle crucial dans l'identification des particules pour le système de déclenchement de l'expérience, en mesurant l'énergie déposée par l'amorce d'une gerbe électromagnétique. Le signal est traité par une chaîne de mesure dont le dernier maillon est l'électronique de lecture numérique, dite Front-End. Notre travail a consisté en une participation au développement et à la validation de cette électronique. Sur le plan de la Physique, nous avons voulu tester les symétries CP et T dans les désintégrations faibles d'un baryon beau. Cette étude est motivée par le fait que la violation de CP n'a pas été mise en évidence dans le secteur baryonique. En outre, même si le théorème CPT garantit qu'une violation de CP implique une violation de T, nous nous proposons de tester la symétrie T de manière directe. Pour mener cette étude, nous avons considéré les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson vecteur tel $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$, $\Phi(K^+K^-)$, $\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$ et $\omega^0(\pi^+\pi^-\pi^0)$.

Conclusion sur la partie instrumentale

L'architecture de la carte Front-End du détecteur de pied de gerbe repose sur l'utilisation de circuits logiques programmables FPGA : 8 FE-PGA pour l'acquisition et 1 TRIG-PGA pour les opérations liées au système de déclenchement. Au cours de la phase de développement, il a fallu enrichir l'architecture initiale pour la rendre conforme aux objectifs de la Physique visée et vérifier le fonctionnement des différentes versions réalisées de ces composants. Dans ce but, un banc de test a été mis en place pour simuler les différents systèmes de l'expérience en relation avec la carte, ainsi qu'une plateforme logicielle permettant de superviser la carte et de la tester intensivement. Des efforts plus importants ont été consacrés au TRIG-PGA du fait de la complexité des algorithmes mais aussi à cause des problèmes internes au composant que nous avons découverts. Finalement, des versions proches d'être finalisées ont été approuvées par la collaboration LHCb au cours de la phase "Production Readiness Review" (PRR) en avril 2006.

Par leur rôle dans le système de déclenchement, les cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe interagissent entre elles et avec de nombreux autres éléments du calorimètre. Ainsi, nous avons vérifié l'intégration des cartes Front-End dans l'électronique du calorimètre qui participe au système de déclenchement de premier niveau. Deux campagnes de tests au CERN ont été réalisées en novembre 2006 et février 2007 dans les installations finales du détecteur LHCb. Des efforts importants ont été consentis *a priori* pour uniformiser les codes logiciels qui supervisent les différents systèmes et écrire les tests communs. Ces essais nous ont permis de valider le bon fonctionnement du dispositif global, de vérifier

les méthodes de synchronisation et de nous doter de tests fondamentaux pour la phase de *Commissioning* du détecteur.

Suite au succès de ces différents tests, la production des 100 cartes Front-End nécessaire au détecteur de pied de gerbe a été lancée. Nous avons mis au point un protocole de tests automatisés permettant de vérifier la conformité de chaque carte. La stratégie employée dans ce protocole est de tester un maximum de configurations dans un délai de deux heures. Au final, 100 cartes ont été qualifiées pour être installées dans le détecteur LHCb. Pour les 10% de cartes rejetées par le protocole de test, les défaillances ont été diagnostiquées et des actions correctives ont été entreprises.

Ainsi, après ces phases de développement et de production, l'électronique Front-End comme tous les éléments du calorimètre entre dans la phase finale de *Commissioning*. Il s'agira d'intégrer et de synchroniser les différents éléments du calorimètre et de valider la chaîne d'acquisition dans sa globalité. La réponse du détecteur devra être maîtrisée afin de pouvoir mener des analyses de Physiques comme celles des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$, que nous avons réalisées.

Conclusion sur la partie de Physique

Dans un premier temps, nous avons développé un modèle phénoménologique des désintégrations du Λ_b^0 dans le cadre du Modèle Standard. La méthode suivie écarte les calculs analytiques trop complexes et favorise les méthodes Monte-Carlo plus facilement implémentables dans le générateur de l'expérience. Ainsi le modèle est constitué d'une partie cinématique construite sur le formalisme de Jacob-Wick-Jackson et exploite la polarisation transverse du Λ_b^0 et celle des particules intermédiaires Λ^0 et V . La partie dynamique, entre autres le calcul des facteurs de forme, a été confiée au théoricien Olivier Leitner. À partir de notre modèle, nous avons pu extraire les distributions angulaires des désintégrations étudiées et nous les avons implémentées dans le générateur de l'expérience EvtGen. L'étude dynamique a permis de calculer les rapports d'embranchement de chaque canal de physique. Le canal dominant est le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ et la valeur prédite est compatible avec la valeur expérimentale de $(4, 7 \pm 2, 1_{(\text{stat})} \pm 1, 9_{(\text{sys})}) \times 10^{-4}$ (90% CL) pour un choix raisonnable de paramètres libres du modèle. En effet, les distributions angulaires dépendent en particulier de la polarisation initiale du Λ_b^0 et la valeur des rapports d'embranchement est sensible au nombre effectif de couleur N_c^{eff} laissé libre dans l'hypothèse de factorisation.

À partir des logiciels de simulation du détecteur, nous avons étudié la restructurabilité et mis au point une sélection des processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$. Nous avons montré que seul le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ possède, après reconstruction, une assez bonne statistique pour réaliser les études envisagées. Outre la grande valeur de son rapport d'embranchement, la reconstruction et la sélection *on-line* par le système de déclenchement de la désintégration reposent grandement sur la présence de la désintégration du J/Ψ en deux muons. Nous pensons à reconstruire entre 3000 et 40000 Λ_b^0 par an. Ce nombre dépend du nombre effectif de couleur. Une bonne pureté est atteinte avec un rapport bruit sur signal de 0,3 pour le nombre effectif de couleur le plus défavorable. La contribution des autres canaux est négligeable.

En confrontant les résultats théoriques et les résultats expérimentaux obtenus par simulation, nous avons apporté des éléments de réponse aux problématiques initiales sur le test des symétries T et CP. Nous avons également travaillé sur un sujet connexe, la mesure du temps de vie du Λ_b^0 , qui présente l'avantage (signification) d'être accessible avec les premières données.

- Cet axe de recherche est motivé par un *puzzle* théorico-expérimental. Des mesures de précision sont nécessaires, d'une part pour tester les prédictions théoriques, d'autre part pour confirmer ou écarter la mesure réalisée par CDF (en septembre 2006) en dehors de la moyenne actuelle. Nous avons mis au point une méthode pour extraire le temps de vie du baryon beau. Le biais sur l'estimation du temps de vie, induit par la reconstruction et la sélection, est modélisé via une fonction d'acceptance. Nous avons montré qu'à partir d'une année de prise de données, l'erreur statistique sur le temps de vie du Λ_b^0 est au moins trois fois plus faible que celle obtenue par CDF. L'expérience LHCb tranchera la question du temps de vie du Λ_b^0 .
- Pour tester le renversement du temps, nous avons construit des observables impaires par T. Une valeur moyenne non nulle de ces observables constitue une signature de la violation de T à condition que les interactions dans l'état final soient maîtrisées. Ces interactions ne sont que partiellement décrites dans notre modèle phénoménologique et par précaution, le terme anglophone de "T-odd effects" est utilisé pour désigner de tels effets. Nous avons considéré deux observables impaires par T et nous avons montré que les asymétries correspondantes peuvent atteindre une amplitude de 6%. A 90% CL, une limite de 2% sur la valeur de l'amplitude peut être obtenue. Dès la première année de prise de données, nous pourrions conclure sur l'amplitude de ces "T-odd effects".
- La violation de CP directe peut être mise en évidence par l'asymétrie entre les rapports d'embranchement des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ et $\Lambda_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda}^0 J/\Psi$. À partir des connaissances actuelles sur les systématiques, nous avons estimé qu'une limite de 2% pourrait être obtenue à bout de 5 ans de prise de données. Comme l'asymétrie CP dans le Modèle Standard est très petite, l'observation d'une asymétrie violant CP dans LHCb serait l'indication d'une "Nouvelle Physique".

Ainsi, l'étude que nous avons menée sur les canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ peut se résumer par le tableau 12.2.

Perspectives de Physique

Les analyses que nous avons menées et les résultats qui en découlent peuvent encore être améliorés. La sélection du $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ pourrait être optimisée sur des échantillons d'événements pour lesquels la véritable dynamique est introduite. Ces données produites au cours du Data Challenge 2006 intégreront une simulation plus réaliste du détecteur LHCb, en particulier pour le dernier niveau du système de déclenchement. Bien que l'apport dans les simulations de ces nouveaux ingrédients devrait peu jouer sur les résultats obtenus actuellement, nous déterminerons avec précision le potentiel du détecteur LHCb pour la reconstruction et la sélection du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$. La statistique obtenue pourrait être

	Processus $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$			
	$J/\Psi(\mu^+\mu^-)$	$\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$	$\omega^0(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$\Phi(K^+K^-)$
Modélisation dynamique	✓	✓	✓ (sauf $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$)	✗
Distributions angulaires introduites dans le générateur EvtGen	✓	✓	✓	✗
Reconstruction et préselection à partir d'échantillon n'incluant aucune dynamique particulière	✓	✓ (limitée au ρ^0)	✓	✓
Sélection complète et estimation du rapport B/S	✓			
Tests des symétries discrètes T et CP	✓			
Extraction du temps de vie du Λ_b^0	✓			

TAB. 12.2: Résumé des travaux effectués pour chaque canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ étudié

augmentée en considérant le mode de désintégration $J/\Psi(e^+e^-)$.

Des mesures complémentaires peuvent être réalisées afin de contraindre le modèle phénoménologique développé. En effet, des méthodes d'extraction de la polarisation du Λ_b^0 à partir des distributions angulaires peuvent être étudiées. Une telle mesure est particulièrement intéressante car aucun modèle actuel permet d'expliquer de manière satisfaisante la polarisation des hyperons dans les collisions proton-protons. En outre, nous pourrions déterminer si le détecteur LHCb permettrait de mesurer le rapport d'embranchement du canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ avec une assez bonne précision de manière à fixer le paramètre libre N_c^{eff} .

Par ailleurs, la recherche des observables impaires par T les plus pertinentes pourra être poursuivie. Nous avons indiqué dans le chapitre 11 que les composantes normales des polarisations des particules intermédiaires Λ^0 et J/Ψ constituent une signature sérieuse de la violation de T. Un premier travail théorique a été réalisé pour calculer l'amplitude de ces "T-odd effects". Sur le plan expérimental, une méthode doit être élaborée afin d'extraire le vecteur polarisation des particules. Ce travail nécessite notamment l'utilisation d'échantillons Monte-Carlo pour lesquels la dynamique de désintégration du Λ_b^0 a été introduite.

Ainsi, cette thèse constitue la première étude expérimentale des baryons beaux au sein de la collaboration LHCb. Comme nous l'avons montré, cette physique est particulièrement riche en perspectives. À la veille du démarrage de l'expérience LHCb, nous espérons que les données réelles nous aideront à répondre à ces questions.

Annexes

Annexe A

Construction du détecteur LHCb en images

Le collisionneur LHC et l'expérience LHCb nécessitent un investissement colossal d'un point de vue technique, humain et financier. Cette annexe se veut être complémentaire des chapitres 4 et 5. Par le biais d'une série de photographies, elle permet de visualiser les dispositifs employés et de se rendre compte de l'envergure du projet.

Sommaire

A.1	Le collisionneur LHC	III
A.2	Les différents éléments du détecteur LHCb	IV
A.3	Le détecteur de pied de gerbe et son électronique	VIII

A.1 Le collisionneur LHC

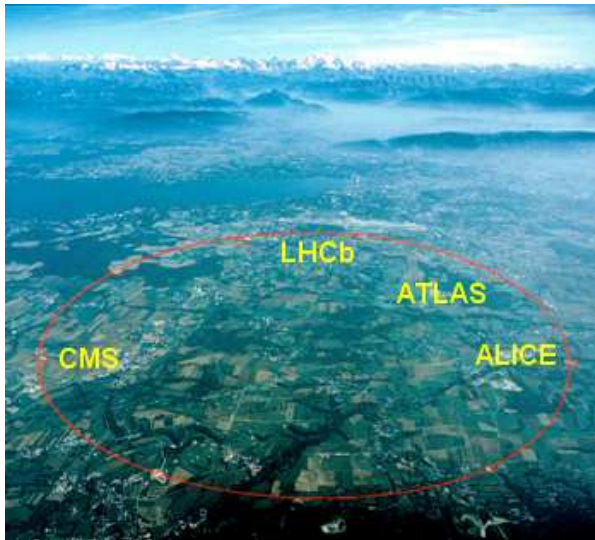


FIG. A.1: Étendue géographique de l'anneau de 27 km de circonférence du collisionneur LHC. Localisation des quatre principaux détecteurs.



FIG. A.2: Les cryodipôles, de 15 m de long chacun, constituant l'anneau du LHC

A.2 Les différents éléments du détecteur LHCb

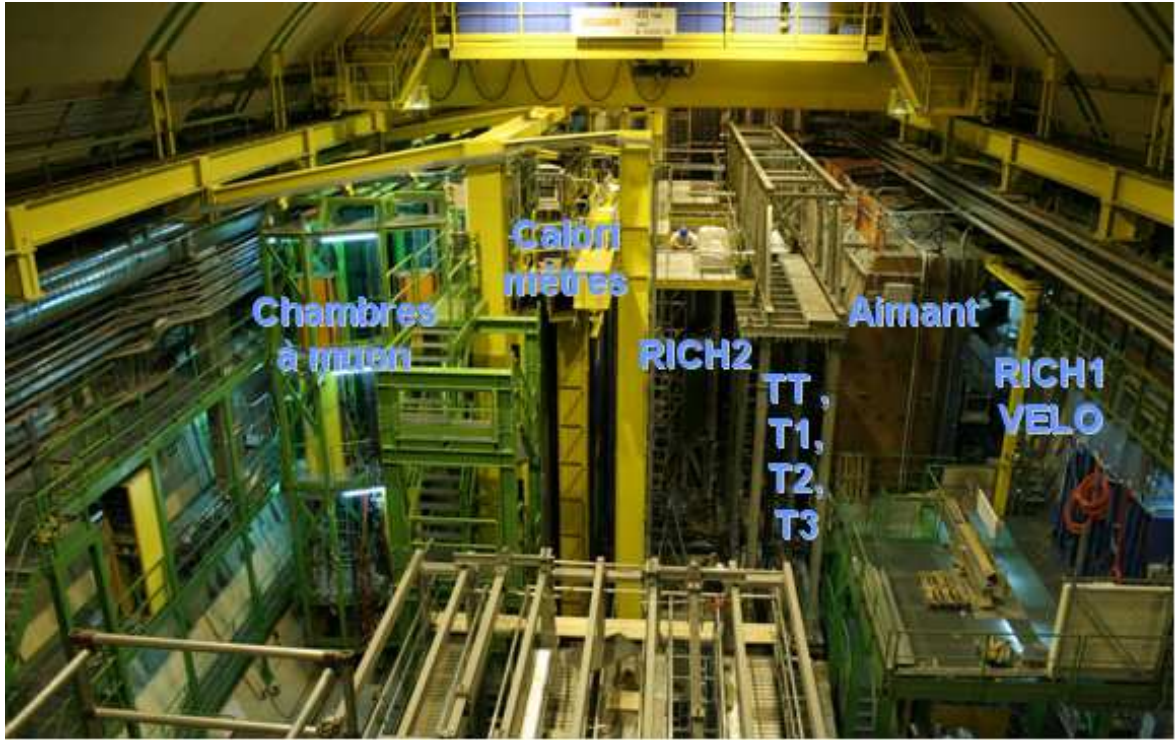


FIG. A.3: Vue d'ensemble du détecteur LHCb dans sa caverne (décembre 2006)



FIG. A.4: Le détecteur de vertex **VELO** (monté sur un chariot pour son installation en mai 2006)

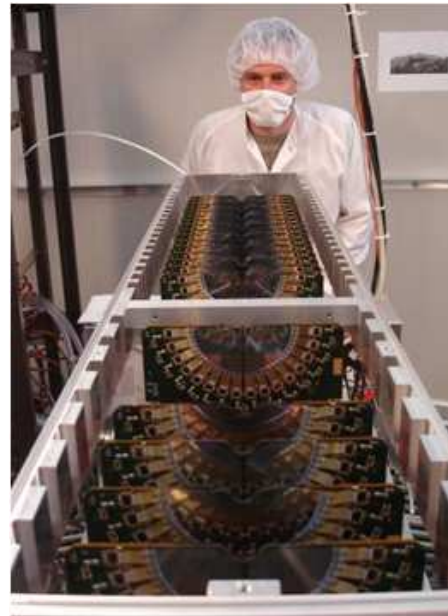


FIG. A.5: Demi-plans constituant le détecteur de vertex

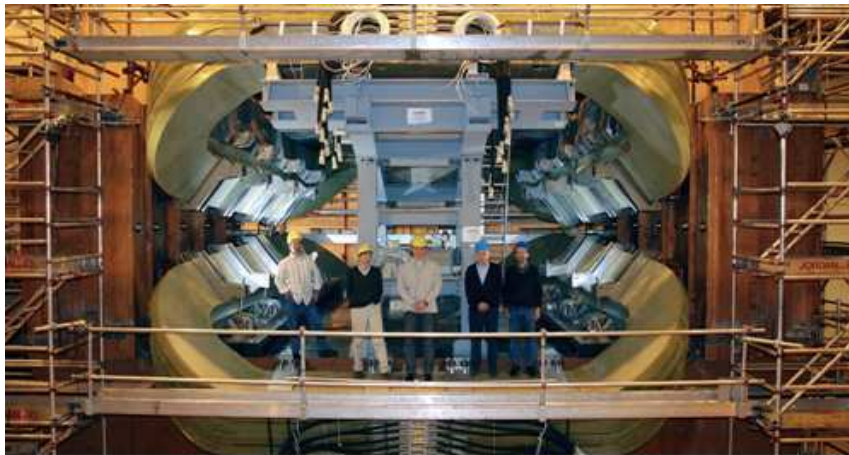


FIG. A.6: L'aimant dipolaire de LHCb (avril 2004)



FIG. A.7: Le **Trigger Tracker** - pré-montage dans le building 156 du CERN en 2006



FIG. A.8: Détecteurs de silicium à micropiste constituant le **Trigger Tracker** et l'**InnerTracker** (région centrale des chambres **T1**, **T2** et **T3**)



FIG. A.9: Installation de l'**OuterTracker** (région périphérique des chambres **T1**, **T2** et **T3**) à partir de décembre 2006



FIG. A.10: Installation de l'imageur Cherenkov **RICH1** (achevée en août 2007)



FIG. A.11: Installation de l'imageur Cherenkov **RICH2** en novembre 2005



FIG. A.12: Photodétecteur HPD utilisé par les imageurs Cherenkov (188 photodétecteurs pour le RICH1 et 296 pour le RICH2)



FIG. A.13: Vue arrière de la chambre à muon **M5**

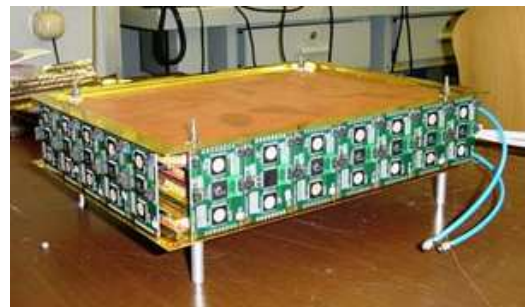


FIG. A.14: Détecteur GEM (Gas Electron Multiplier) triple couche utilisé dans la partie centrale de la chambre à muon **M1**

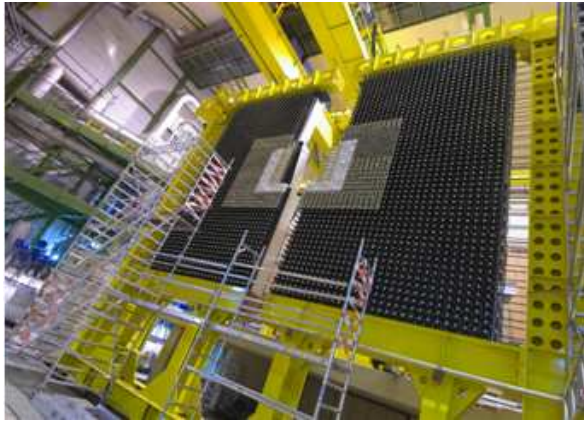


FIG. A.15: Le calorimètre électromagnétique **ECAL** (installation achevée en mai 2005)



FIG. A.16: Les différents types de modules **ECAL**. Les "piles" sont constituées d'un assemblage de feuilles de plomb et de scintillateurs (technologie Shashlik)



FIG. A.17: Le calorimètre hadronique **HCAL** (installation achevée en août 2005)

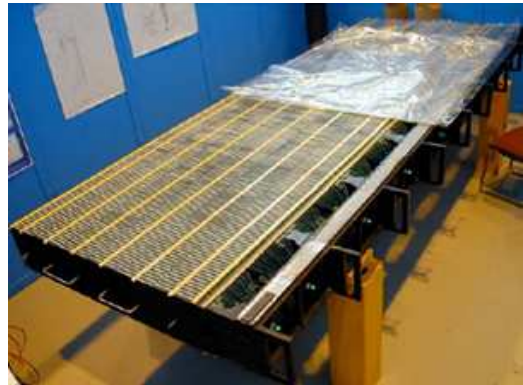


FIG. A.18: Constitution du **HCAL** : juxtaposition de plans de fer et de tuiles scintillantes



FIG. A.19: Le détecteur de pied de gerbe ou PreShower **PS** (à gauche) et le **SPD** associé au mur de plomb (à droite), installés tous deux en janvier 2007. Les deux plans de scintillateurs ont été désalignés pour visualiser sur la photo les deux détecteurs.

A.3 Le détecteur de pied de gerbe et son électronique

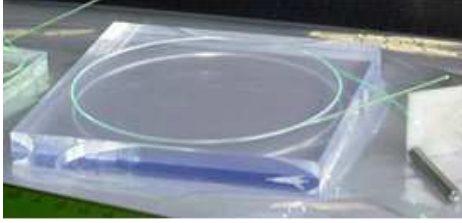


FIG. A.20: Cellule scintillante enroulée par une fibre à décalage de longueur d'onde (WLS)

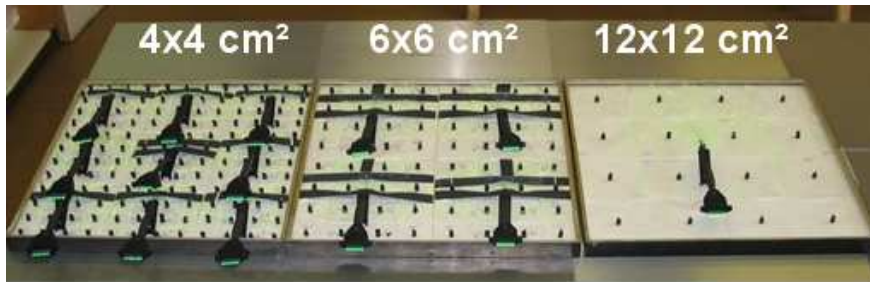


FIG. A.21: Les trois formats de cellules scintillantes et organisation des cellules dans un module ($48 \times 48 \text{ cm}^2$) du détecteur de pied de gerbe



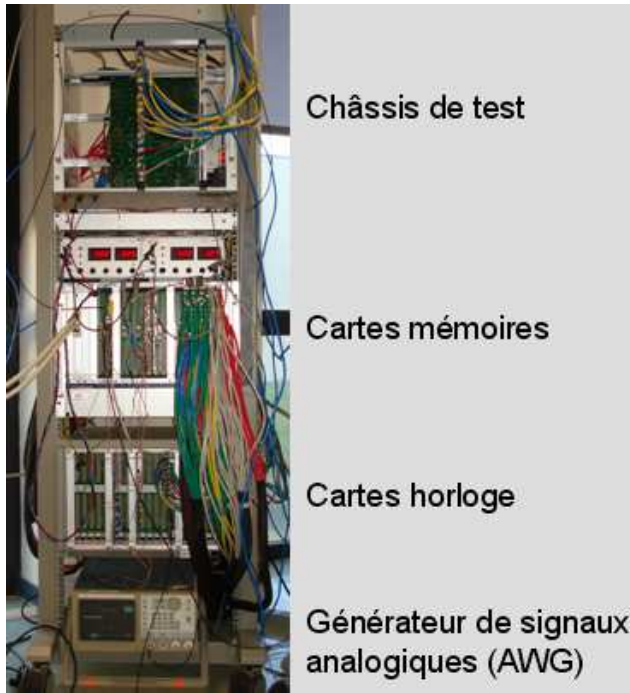
FIG. A.22: Toron divisé en 4 sous-torons de 16 fibres optiques



FIG. A.23: Carte Very Front-End sur laquelle est connecté un tube photomultiplicateur 64 voies



FIG. A.24: Carte Front-End



(a) Plateforme de débogage



(b) Châssis de l'expérience

FIG. A.25: Banc de test de la salle de manipulation du LPC



(a) Vue de devant



(b) Vue de derrière

FIG. A.26: Baie électronique utilisée pour les tests communs de novembre 2006 et contenant un châssis de cartes Front-End du détecteur de pied de gerbe (en haut) et un châssis de cartes Front-End du calorimètre électromagnétique (en bas)



FIG. A.27: *Cartes Very Front-End du détecteur de pied de gerbe totalement câblées et installées sur le détecteur LHCb*



FIG. A.28: *Un châssis Front-End du détecteur de pied de gerbe totalement câblé et installé sur le détecteur LHCb*

Annexe B

Précisions sur les méthodes de calcul employées dans la modélisation dynamique des canaux $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$

Dans le chapitre 9, nous avons décrit les idées physiques qui intervenaient dans le calcul de l'amplitude de désintégration. Pour achever le calcul des éléments de matrice hadronique, le travail se concentre alors sur la détermination des coefficients de Wilson et des opérateurs locaux, l'un perturbatif, l'autre non perturbatif. Nous donnerons les démarches de calcul de ces éléments en évitant autant que possible de longs développements mathématiques.

Sommaire

B.1	Calcul du terme $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ - traitement non perturbatif	 XI
B.1.1	Vision intuitive de la HQET	XII
B.1.2	Détermination des facteurs de forme par HQET	XIII
B.1.3	Expression finale de $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$	XIII
B.2	Valeurs des coefficients de Wilson - traitement perturbatif	. XV

B.1 Calcul du terme $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ - traitement non perturbatif

La quantité $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ contribue aux événements à longue distance et nécessite donc un traitement non perturbatif. L'état final étant formé exclusivement de hadrons, cette quantité peut s'exprimer en fonction de facteurs de forme dans lesquels seront inclus les effets non perturbatifs. Similairement au Hamiltonien de Fermi, ce terme peut être décrit classiquement par les opérateurs invariants de Lorentz : des opérateurs vectoriel et tensoriel (γ^μ et $\sigma^{\mu\nu} = i/2[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$) et d'autres formés avec l'opérateur pseudoscalaire γ_5 [266][267]. Les 6 termes utilisés sont pondérés par des facteurs de forme f_i et g_i :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2) = \bar{U}_{\Lambda^0}(p_{\Lambda^0}, s_{\Lambda}) & \left[(f_1(q^2)\gamma_\mu + if_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + f_3(q^2)q_\mu) \right. \\ & \left. - (g_1(q^2)\gamma_\mu + ig_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + g_3(q^2)q_\mu)\gamma_5 \right] U_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}, s_{\Lambda_b}) , \quad (\text{B.1}) \end{aligned}$$

tel que $U_{\Lambda_b^0}$ et U_{Λ^0} soient respectivement les spineurs de Dirac du Λ_b^0 et du Λ^0 ,
et $q = p_{\Lambda_b^0} - p_{\Lambda^0}$ l'impulsion du méson vecteur ; $q^2 = m_V^2$ est le moment de transfert.

À l'heure actuelle, aucune méthode exacte pour calculer ces facteurs de forme n'existe. On a donc le plus souvent recours à des modèles. Plusieurs approches existent : la HQET (Heavy Quark Effective Theory), la QCD sur réseau (Lattice QCD ou LQCD), les règles de somme (QCD Sum Rules ou QCDSR), la QCD non relativiste (Non Relativistic QCD ou NRQCD), LEET (Large Energy Effective Theory). Dans notre modèle, nous avons utilisé les hypothèses de la HQET, théorie moderne mise au point par Isgur et Wise en 1989. Sous ses hypothèses, la HQET fait apparaître une nouvelle symétrie dans l'interaction des quarks lourds [268][267].

B.1.1 Vision intuitive de la HQET

La HQET est un formalisme adapté aux hadrons comprenant un quark lourd tel que le quark beau. On suppose que la masse des quarks légers est négligeable par rapport à la masse du quark beau et que $m_b \gg \Lambda_{QCD}$; la masse du hadron Λ_b^0 est presque égale alors à la masse du quark beau.

L'approximation faite en HQET peut être rapprochée de l'image de l'atome d'hydrogène. Le proton étant plus lourd que l'électron, le moment de transfert échangé entre les deux constituants n'affecte pas la vitesse du proton de manière significative. Dans le repère de l'atome, l'électron se "meut" comme si le proton était une source statique de champ électrique. Ainsi, la fonction d'onde de l'électron ne dépend pas du spin du proton et l'état quantique du spin du proton est conservé. Cette approximation est valable à $1/m_P$, car au-delà la dégénérescence du spin du proton peut être levée (structure hyperfine). De la même façon, les quarks légers affectent très peu la vitesse du quark lourd. Le hadron "bouge" à une vitesse quasiment identique à celle du quark lourd et les quarks légers le "voient" comme une source statique de couleur. La symétrie dans l'interaction entre l'électron et le proton de l'atome d'hydrogène apparaît également dans celle entre le quark lourd et les quarks légers.

Formalisons l'approche de la HQET. L'impulsion du Λ_b^0 peut s'exprimer en fonction du quadrivecteur vitesse $v_\mu^{\Lambda_b^0}$. Elle peut être vue comme la somme de l'impulsion du quark beau et d'un terme qui représente "l'impulsion" des quarks légers.

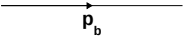
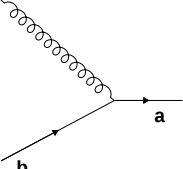
$$p_\mu^{\Lambda_b^0} = m_b v_\mu^{\Lambda_b^0} \quad \text{et} \quad p_\mu^{\Lambda_b^0} = p_\mu^b + p_\mu^{\text{light}} \quad (\text{B.2})$$

À partir de ces deux égalités, il en découle la relation suivante :

$$p_\mu^b = m_b v_\mu^{\Lambda_b^0} + k_\mu \quad (\text{B.3})$$

k^μ représente le moment résiduel et est égal à $-p_\mu^{\text{light}}$. Le moment résiduel étant faible devant m_b , il est possible d'effectuer un développement limité en k/m_b . Ainsi, l'impulsion du quark beau est directement proportionnelle à la vitesse du Λ_b^0 . Regardons l'impact de ce formalisme sur les règles de Feynman en QCD (tableau B.1).

En HQET, on constate que le propagateur du quark lourd ne dépend plus que de la vitesse du hadron et du moment résiduel. De plus, le couplage du vertex ne dépend plus de la

Diagramme	Contribution en QCD	Contribution en HQET
	$\frac{\gamma^\mu p_\mu + m_b}{p^2 - m_b^2}$	$\frac{\gamma^\mu v_\mu + 1}{2} \frac{i}{v \cdot k}$
	$-ig_s \gamma_\mu T_{ab}^C$	$-ig_s v_\mu T_{ab}^C$

TAB. B.1: Règles de Feynman en QCD et règles effectives en HQET

matrice γ_μ de Dirac mais de la vitesse du hadron. De ce fait, le spin du quark lourd n'est pas affecté par des interactions gluoniques à basse impulsion.

B.1.2 Détermination des facteurs de forme par HQET

On préférera utiliser une paramétrisation plus adaptée à la HQET que celle définie par (B.1). La paramétrisation suivante fait apparaître notamment la quadrivitesse du quark beau v_μ .

$$\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2) = \bar{U}_\Lambda(p_\Lambda, s_\Lambda) \left[\left(F_1(q^2) \gamma^\mu + F_2(q^2) v_{\Lambda_b}^\mu + F_3(q^2) \frac{p_\Lambda^\mu}{m_\Lambda} \right) - \left(G_1(q^2) \gamma^\mu + G_2(q^2) v_{\Lambda_b}^\mu + G_3(q^2) \frac{p_\Lambda^\mu}{m_\Lambda} \right) \gamma_5 \right] U_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}, s_{\Lambda_b}) \quad (\text{B.4})$$

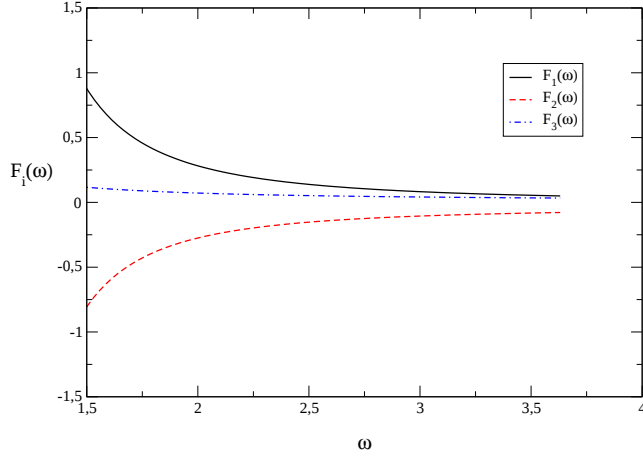
De la même façon, l'utilisation de la vitesse de transfert ω est plus adaptée que celle du moment de transfert q^2 . Cette vitesse est définie par l'équation (B.5), et cette grandeur sans dimension varie entre 1 ($q^2 = m_{\Lambda_b^0}^2 - m_{\Lambda^0}^2$) et 2,62 ($q^2 = 0$). Les facteurs de forme seront calculés en fonction du paramètre ω .

$$\omega(q^2) = v_{\Lambda_b^0} \cdot v_{\Lambda^0} = \frac{m_{\Lambda_b^0}^2 + m_{\Lambda^0}^2 - q^2}{2m_{\Lambda_b^0} m_{\Lambda^0}} \quad (\text{B.5})$$

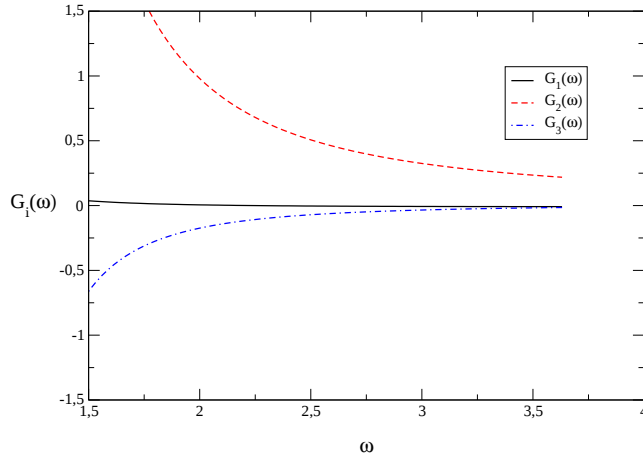
Pour déterminer les facteurs de forme, il est nécessaire d'utiliser la théorie HQET à l'ordre ($1/m_b$) ce qui implique des corrections locales et non locales à la théorie formulée précédemment. Les facteurs de forme sont extraits de la fonction d'onde du Λ_b^0 . Les figures B.1(a) et B.1(b) représentent l'évolution des facteurs de forme en fonction de ω .

B.1.3 Expression finale de $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$

Pour écrire l'expression de l'élément $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$, il est nécessaire de prendre en compte la polarisation des résonances issues du Λ_b^0 . En particulier, il faut décomposer le quadricteur polarisation sur les états d'hélicité (des détails de calcul pourront être trouvés dans [5]). Au final, $\mathcal{B}(\lambda_1, \lambda_2)$ s'exprime de la manière suivante :



(a) Facteurs de forme F_i



(b) Facteurs de forme G_i

FIG. B.1: Valeurs des facteurs de forme en fonction de la vitesse de transfert ω (valeurs extrapolées au-delà de la limite physique $\omega(0) = 2,62$)

$$\mathcal{B}_{(\lambda_1, \lambda_2)} = \begin{cases} -\frac{P_V}{E_V} \left[\frac{m_{\Lambda_b} + m_{\Lambda}}{E_{\Lambda} + m_{\Lambda}} (\zeta_1(\omega) - \zeta_2(\omega)) + 2\zeta_2(\omega) \right]; & (\lambda_1, \lambda_2) = (\frac{1}{2}, 0) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{P_V}{E_{\Lambda} + m_{\Lambda}} (\zeta_1(\omega) - \zeta_2(\omega)) + (\zeta_1(\omega) + \zeta_2(\omega)) \right]; & (\lambda_1, \lambda_2) = (-\frac{1}{2}, -1) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{P_V}{E_{\Lambda} + m_{\Lambda}} (\zeta_1(\omega) - \zeta_2(\omega)) - (\zeta_1(\omega) + \zeta_2(\omega)) \right]; & (\lambda_1, \lambda_2) = (\frac{1}{2}, 1) \\ \frac{P_V^2}{E_V(E_V + m_{\Lambda})} (\zeta_1(\omega) - \zeta_2(\omega)) + (\zeta_1(\omega) + \zeta_2(\omega)); & (\lambda_1, \lambda_2) = (-\frac{1}{2}, 0) \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Les paramètres $\zeta_1(\omega)$ et $\zeta_2(\omega)$ sont des combinaisons linéaires des facteurs de forme $F_i(\omega)$ et $G_i(\omega)$. En prenant la valeur de ω correspondant à la masse du V , on détermine les valeurs numériques de $\zeta_1(\omega)$ et de $\zeta_2(\omega)$ pour les différents canaux :

V	ζ_1	ζ_2
J/Ψ	0,42	-0,18
ρ^0	0,20	-0,07
ω^0	0,20	-0,07

TAB. B.2: Valeurs des coefficients $\zeta_1(\omega_V)$ et $\zeta_2(\omega_V)$

B.2 Valeurs des coefficients de Wilson - traitement perturbatif

Comme nous l'avons dit précédemment, les interactions à courte distance, de l'ordre de $O(m_b)$ sont synthétisées dans les coefficients de Wilson. Ces coefficients incluent la contribution des particules lourdes : le quark top et les bosons de l'interaction faible. Grâce à la liberté asymptotique, un calcul perturbatif peut être réalisé.

Il est important de remarquer que les coefficients $C(m_b)$ sont les mêmes pour toutes désintégrations d'un hadron beau. En effet, le quark beau appartenant à un baryon ou un méson est supposé libre lorsqu'il se désintègre ; les autres quarks du hadron restant spectateurs. Nous utiliserons donc les coefficients de Wilson calculés dans des études antérieures (tableau B.3). On pourra remarquer que ces valeurs dépendent du moment de transfert $q^2 = (p_{\Lambda_b^0} - p_{\Lambda^0})$. Pour les trois canaux que nous étudions, nous prendrons la valeur de $q^2/m_b^2 = 0,3$, qui se rapproche la plus de celle des réactions étudiées.

C_i	$q^2/m_b^2 = 0,3$	$q^2/m_b^2 = 0,5$
C_1	-0,3125	-0,3125
C_2	+1,1502	+1,1502
C_3	$+2,433 \times 10^{-2} + 1,543 \times 10^{-3}i$	$+2,120 \times 10^{-2} + 2,174 \times 10^{-3}i$
C_4	$-5,808 \times 10^{-2} - 4,628 \times 10^{-3}i$	$-4,869 \times 10^{-2} - 1,552 \times 10^{-2}i$
C_5	$+1,733 \times 10^{-2} + 1,543 \times 10^{-3}i$	$+1,420 \times 10^{-2} + 5,174 \times 10^{-3}i$
C_6	$-6,668 \times 10^{-2} - 4,628 \times 10^{-3}i$	$-5,729 \times 10^{-2} - 1,552 \times 10^{-2}i$
C_7	$-1,435 \times 10^{-4} - 2,963 \times 10^{-5}i$	$-8,340 \times 10^{-5} - 9,938 \times 10^{-5}i$
C_8	$+3,839 \times 10^{-4}$	$+3,839 \times 10^{-4}$
C_9	$-1,023 \times 10^{-2} - 2,963 \times 10^{-5}i$	$-1,017 \times 10^{-2} - 9,938 \times 10^{-5}i$
C_{10}	$+1,959 \times 10^{-3}$	$+1,959 \times 10^{-3}$

TAB. B.3: Expression numérique des coefficients de Wilson pour deux valeurs du moment de transfert q^2 [225][235]

Nous rappelons brièvement la démarche suivie pour calculer les coefficients de Wilson. Le calcul initié par Buras *et al* s'effectue en deux grande étapes. D'abord un calcul

au Leading-Order(LO) à l'échelle de la masse du W puis un calcul au Next-Leading-Order(NLO) pour atteindre l'échelle de la masse du quark beau :

- Le calcul des coefficients de Wilson au Leading-Order est basé sur le principe du "raccordement" (*matching*) de la théorie complète à la théorie effective. Le hamiltonien de la théorie complète est calculé en QCD perturbative ainsi que les opérateurs locaux de la théorie effective. Le raccordement des deux théorie permet d'identifier les coefficients de Wilson. Les valeurs trouvées sont valides à l'échelle de la masse du boson W .
- Pour étendre les coefficients à l'échelle de la masse du quark b , la matrice d'évolution du groupe de renormalisation $U(m_b, m_W)$ est utilisée. Elle permet de calculer perturbativement au Next-Leading-Order les coefficients de Wilson à partir des valeurs obtenues au Leading-Order :

$$C(m_b) = U(m_b, m_W)C(m_W) \tag{B.7}$$

Cependant, il est nécessaire également de renormaliser les opérateurs O^i à l'ordre d'une boucle. Ce calcul des opérateurs locaux requiert alors un traitement non perturbatif.

Annexe C

Calcul des erreurs statistiques

Cette dernière annexe a pour but d'expliquer et de justifier les erreurs statistiques qui ont été introduites dans les chapitres 10 et 11.

Sommaire

C.1 Erreur sur les efficacités	XVII
C.2 Erreur sur les asymétries Monte-Carlo	XVIII
C.3 Erreur sur les asymétries réelles	XVIII
C.3.1 Erreur sur les asymétries réelles sans contribution du bruit de fond	XVIII
C.3.2 Erreur sur les asymétries réelles avec contribution du bruit de fond	XIX
C.4 Erreur sur le paramètre κ	XX

C.1 Erreur sur les efficacités

Considérons un lot d'événements dont l'effectif est connu et noté N_{total} . Une coupure est appliquée sur cet ensemble et seuls $N_{\text{accepté}}$ événements sont sélectionnés. Son efficacité ϵ est définie par le nombre d'événements sélectionnés sur le nombre total :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{accepté}}}{N_{\text{total}}} \quad (\text{C.1})$$

Pour estimer l'erreur sur l'efficacité, nous prenons l'hypothèse d'une loi binomiale : un événement a une probabilité égale à ϵ d'être sélectionné. L'erreur sur le nombre d'événements acceptés par la coupure est donnée par l'écart-type de la loi binominale :

$$\sigma(N_{\text{accepté}}) = \sqrt{N_{\text{total}} \times \epsilon \times (1 - \epsilon)} \quad (\text{C.2})$$

L'erreur sur l'efficacité est obtenue à partir de l'expression précédente en la rapportant au nombre total d'événements :

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon \times (1 - \epsilon)}{N_{\text{total}}}} \quad (\text{C.3})$$

C.2 Erreur sur les asymétries Monte-Carlo

Sur un ensemble d'événements de taille fixe, les événements sont répartis en deux classes dont leur effectif est noté respectivement N^+ et N^- . L'asymétrie entre les deux effectifs est donnée par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (\text{C.4})$$

L'erreur sur α dépendra de l'erreur sur les effectifs N^+ et N^- . Dans le cas de petites erreurs, la variance de l'asymétrie α est déterminée à partir de la formule de propagation des erreurs :

$$V(\alpha) = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial N^+} \right|^2 V(N^+) + \left| \frac{\partial \alpha}{\partial N^-} \right|^2 V(N^-) + 2 \frac{\partial \alpha}{\partial N^-} \frac{\partial \alpha}{\partial N^+} \text{COV}(N^+, N^-) \quad (\text{C.5})$$

Les erreurs sur N^+ et N^- peuvent être estimées à partir de la distribution binomiale. Les éléments de la matrice de covariance correspondante sont donnés par :

$$V(N^+) = V(N^-) = \frac{N^+ N^-}{N_{\text{total}}}, \quad \text{COV}(N^+, N^-) = -\frac{N^+ N^-}{N_{\text{total}}} \quad (\text{C.6})$$

Dans l'expression de $V(\alpha)$, les paramètres N^+ et N^- peuvent s'écrire en fonction du nombre total d'événement et de l'asymétrie :

$$N^+ = \frac{1 + \alpha}{2} N_{\text{total}}, \quad N^- = \frac{1 - \alpha}{2} N_{\text{total}} \quad (\text{C.7})$$

Finalement, l'erreur sur α s'exprime ainsi :

$$\sigma(\alpha) = \sqrt{\frac{1 - \alpha^2}{N_{\text{total}}}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{\text{total}}}} \quad (\text{C.8})$$

Pour les faibles valeurs d'asymétrie, l'erreur est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre total d'événements.

C.3 Erreur sur les asymétries réelles

À partir des données prises par le détecteur, le nombre d'événements initial (par exemple, le nombre de Λ_b^0 et de $\overline{\Lambda}_b^0$ après reconstruction) n'est pas forcément connu. De plus, le signal peut être contaminé par des événements de bruit de fond. Nous considérons alors deux cas. Dans un premier temps, nous tiendrons compte, dans le calcul de l'erreur sur l'asymétrie, uniquement de l'erreur statistique sur le nombre d'événements de signal. Dans une deuxième section, nous généraliserons au cas où doit être considéré le rapport bruit sur signal, le rapport B/S .

C.3.1 Erreur sur les asymétries réelles sans contribution du bruit de fond

L'asymétrie que nous considérons est identique à celle du paragraphe B.2. En revanche, le nombre total d'événement initial étant inconnu, les taux de comptage N^+ et N^- sont

régis des distributions gaussiennes supposées indépendantes. Sous ces hypothèses, nous pouvons utiliser les relation suivantes :

$$\sigma(N^+) = \sqrt{N^+}, \quad \sigma(N^-) = \sqrt{N^-}, \quad COV(N^+, N^-) = 0 \quad (C.9)$$

Après calcul, l'erreur sur l'asymétrie s'exprime comme suit :

$$\sigma(\alpha) = \sqrt{\frac{1 - \alpha^2}{N_{\text{total}}}} \approx \sqrt{\frac{1}{N_{\text{total}}}} \quad (C.10)$$

C.3.2 Erreur sur les asymétries réelles avec contribution du bruit de fond

Nous partons de l'hypothèse réaliste que le bruit de fond ne biaise pas l'asymétrie. Les nombres d'événements N^+ et N^- peuvent se décomposer de la manière suivante :

$$N^+ = N_{\text{signal}}^+ + N_{\text{bruit}}^+ \approx N_{\text{signal}}^+ + \frac{N_{\text{bruit}}}{2} \quad (C.11)$$

$$N^- = N_{\text{signal}}^- + N_{\text{bruit}}^- \approx N_{\text{signal}}^- + \frac{N_{\text{bruit}}}{2} \quad (C.12)$$

L'asymétrie peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{N_{\text{signal}}^+ - N_{\text{signal}}^-}{N_{\text{signal}}^+ + N_{\text{signal}}^- + N_{\text{bruit}}} \quad (C.13)$$

En considérant que N_{signal}^+ , N_{signal}^- et N_{bruit} sont indépendants (corrélations nulles), l'application du théorème de propagation des erreurs permet de déterminer la variance $V(\alpha)$:

$$V(\alpha) = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial N_{\text{signal}}^+} \right|^2 V(N_{\text{signal}}^+) + \left| \frac{\partial \alpha}{\partial N_{\text{signal}}^-} \right|^2 V(N_{\text{signal}}^-) + \left| \frac{\partial \alpha}{\partial N_{\text{bruit}}} \right|^2 V(N_{\text{bruit}}) \quad (C.14)$$

Pour les taux de comptage, nous considérons que les grandeurs suivent une distribution gaussienne. Les erreurs respectives sont $\sqrt{N_{\text{signal}}^+}$, $\sqrt{N_{\text{signal}}^-}$ et $\sqrt{N_{\text{bruit}}}$.

Dans l'expression de l'asymétrie, nous préférons aux nombres d'événements les paramètres suivants : asymétrie α , le nombre total N_{total} et le rapport B/S .

$$N_{\text{signal}}^+ = \frac{N_{\text{total}}}{2} \times \left[\frac{1}{1 + B/S} + \alpha \right] \quad (C.15)$$

$$N_{\text{signal}}^- = \frac{N_{\text{total}}}{2} \times \left[\frac{1}{1 + B/S} - \alpha \right] \quad (C.16)$$

$$N_{\text{bruit}} = N_{\text{total}} \times \left[-\frac{1}{1 + B/S} + 1 \right] \quad (C.17)$$

En menant les calculs à leur terme, nous aboutissons à la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 \sigma(\alpha) &= \sqrt{\frac{1}{N_{\text{total}}(1 + B/S)} \times \left[\frac{1 + (B/S)^2}{(1 + B/S)^2} - \alpha^2 \right]} \\
 &\approx \sqrt{\frac{1 + (B/S)^2}{N_{\text{total}}(1 + B/S)^3}}
 \end{aligned} \tag{C.18}$$

C.4 Erreur sur le paramètre κ

Au chapitre 11, nous avons introduit un paramètre noté κ qui tenait compte des effets systématiques susceptibles de contribuer à l'asymétrie CP. Dans sa définition, nous avons inclus la présence de trois asymétries, $A_{\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0 \text{ production}}$, $A_{\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0 \text{ absorption}}$ et $A_{p/\bar{p} \text{ interaction}}$, ainsi que de leur erreurs. D'une façon plus générale, nous pouvons écrire le paramètre κ pour un nombre N de contributions :

$$\kappa = \prod_{i=0}^N \frac{1 + A_i}{1 - A_i} \tag{C.19}$$

En appliquant la formule de propagation des erreurs, l'expression suivante peut être dérivée :

$$\sigma(\kappa) = 2|\kappa| \sqrt{\sum_{i=0}^N \frac{\sigma(A_i)^2}{(1 - A_i^2)^2}} \tag{C.20}$$

Bibliographie

- [1] H. WEYL, *Symétrie et mathématique moderne*, Flammarion, 1964, ISBN 2-08-081366-8.
- [2] E. NOETHER, *Invariante Variationsprobleme (Invariant variation problems)*, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen **Math-physik** (1918), pages 235–257.
- [3] R.G. SACHS, *The Physics of Time Reversal*, University Of Chicago Press, 1987.
- [4] I.I. BIGI, A.I. SANDA, *CP violation*, Cambridge university press, 2000.
- [5] J.P. DERENDINGER, *Théorie quantique des champs*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2001.
- [6] R. ALEKSAN, *La violation de CP, Proceedings de l'École de GIF*, Palaiseau, 1991.
- [7] E.P. WIGNER, *Violations of symmetry in Physics*, Scientific American **213** (1965), pages 28–36.
- [8] E.P. WIGNER, *Über die Operation der Zeitumkehr in der Quantenmechanik (The operation of time reversal in quantum mechanics)*, Nachr. Ges. Wiss. Göttinger **31** (1932), pages 546.
- [9] J. SCHWINGER, *The theory of quantized fields I*, Phys. Rev. **82** (1951), pages 914–927.
- [10] I.B. KHRIPLOVICH, S.K. LAMOREAUX, *CP violation without strangeness*, Springer, Allemagne, 1997.
- [11] A. MESSIAH, *Mécanique quantique*, Dunod, 1959.
- [12] L. FONDA, G.C. GHIRARDI, *Symmetry principles in quantum physics*, Marcel DEKKER, New-York, 1970.
- [13] W. GREINER, B. MÜLLER, *Mécanique quantique - symétries*, Springer, 1999.
- [14] E.P. WIGNER, *Normal Norm of Antiunitary Operators*, Journal of Mathematical Physics **1** (1960), pages 409–413.
- [15] E.P. WIGNER, *Phenomenological Distinction between unitary and antiunitary symmetry operators*, Journal of Mathematical Physics **1** (1960), pages 414–416.

-
- [16] G. LUDERS, *Proof of the CPT theorem*, Annals of Physics **2** (1957), pages 1–15.
 - [17] W. PAULI, *Exclusion principle, Lorentz group and reflection of space-time and charge*, Niels Bohr and the Development of Physics , (1955), pages 30–51.
 - [18] J.S. BELL, *Time reversal in field theory*, Proceedings of the Royal Society (London) **A231** (1955), pages 479–495.
 - [19] W. GREINER, J. REINHARDT, *Field Quantization*, Springer, 2006.
 - [20] R.H. DALITZ, *On the Analysis of Meson Data and the Nature of the π -Meson*, Phil. Mag. **44** (1953), pages 1068.
 - [21] T.D. LEE, C.N. YANG, *Question of parity conservation in weak interactions*, Phys. Rev. **104** (1956), pages 254–258.
 - [22] C.S. WU, E. AMBLER, R.W. HAYWARD, D.D. HOPPE, R.P HUDSON, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Phys. Rev. D **105** (1957), pages 1413–1415.
 - [23] T.D. LEE, R. OEHME, C.N. YANG, *Remarks on possible noninvariance under Time Reversal and Charge conjugation*, Phys. Rev. **106** (1955), pages 340–345.
 - [24] M. GELL-MANN, A. PAÏS, *Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation*, Phys. Rev. D **97** (1955), pages 1387.
 - [25] R. ADAIR, W. CHINOWSKY, R. CRITTENDEN, L. LEIPUNDER, B. MUSGRAVE, F. SHIVELY, *Anomalous Regeneration of K_1^0 mesons from K_2^0 mesons*, Phys. Rev. **132** (1963), pages 2285–2290.
 - [26] 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** (1964), pages 138.
 - [27] P.K KABIR, *What is not invariant under Time Reversal ?*, Phys. Rev. D **2** (1970), pages 540–542.
 - [28] CPLEAR Collaboration, *First direct observation of time-reversal non invariance in the neutral-kaon system*, Phys. Lett. B **444** (1998), pages 43–51.
 - [29] A. PICH, *The Standard Model of Electroweak Interactions, Proceeding of the European School of High Energy Physics*, Stockholm, 2006, arXiv :0705.4264v1.
 - [30] C. QUIGG, *Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions*, Addison Wesley, États-Unis, 1983, ISBN 0-201-32832-1.
 - [31] L. D. LANDAU, E. M. LIFSHITZ, *The Classical Theory of Fields*, Butterworth-Heinemann, 1987.

- [32] S. WEINBERG, *The quantum theory of fields volume II*, Cambridge University Press, 1996.
- [33] C. N. YANG, R.L. MILLS, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys. Rev. **96** (1954), pages 191.
- [34] A. PICH, *Quantum Chromodynamics* hep-ph/9505231.
- [35] R.D. PECCEI, *QCD, Strong CP and axions*, J. Korean Phys. Soc 29 (pages 199–208), hep-ph/9606475.
- [36] H. QUINN, *The CP Puzzle in the strong interactions*, 3 juillet 2001, Dirac Medal Lecture, SLAC-PUB-8964, hep-ph/0110050v1.
- [37] D. DIAKONOV, *Instantons at work*, Prog. Part. Nucl. Phys **51** (2003), pages 173–222, hep-ph/0212026v4.
- [38] G. 't HOOFT, *How instantons solve the U(1) problem*, Phys. Rep. **142** (1986), pages 457–387.
- [39] W. GREINER, G. MÜLLER, *Gauge theory of weak interactions*, Springer, Allemagne, 3ème édition, 2000.
- [40] P. HIGGS, *Broken Symmetries and Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), pages 508.
- [41] A.A. ANSELM, A.A. JOHANSEN, *Can the electroweak θ -term be observable*, Nucl. Phys. B **412** (1994), pages 553–573.
- [42] A.A. ANSELM, A.A. JOHANSEN, *Baryon conservation in Standard Model and Yukawa interaction*, Nucl. Phys. B **407** (1993), pages 313–327.
- [43] M. KOBAYASHI, T. MASKAWA, *CP-Violation in the Renormalizable theory of weak interactions*, Progress of Theoretical Physics **49** (1973), pages 652.
- [44] N. CABIBBO, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), pages 531–533.
- [45] S. GLASHOW, J. ILIOPOLOUS, L. MAIANI, *Weak interactions with Lepton - Hadron symmetry*, Phys. Rev. D **2** **285**.
- [46] L.L. CHAU, W.Y. KEUNG, *Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), pages 1802–1805.
- [47] L. WOLFENSTEIN, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), pages 1954–1947.
- [48] C. JARLSKOG, R. STORA, *Unitarity polygons and CP violation areas and phases in the standard electroweak model*, Phys. Lett. B **308** (1988), pages 268–274.

-
- [49] CKMfitter Collaboration, *CP Violation and the CKM Matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*, Eur. Phys. J. C **41** (2005), pages 1–31, [hep-ph/0406184](#).
- [50] UTfit Collaboration, *The 2004 UTfit Collaboration Report on the Status of the Unitarity Triangle in the Standard Model*, JHEP **0507** (2005), pages 1028, [hep-ph/0501199](#).
- [51] CKMfitter Collaboration, *Site WEB officiel de CKMfitter*,
URL http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/ckm_welcome.html.
- [52] UTfit Collaboration, *Site WEB officiel de UTfit*,
URL <http://utfit.roma1.infn.it/>.
- [53] W.M. YAO et al, Particle Data Group collaboration, *The Review of Particles Physics*, Journal of Physics **G33** (2006), pages 1.
- [54] C. ALBRICHT et al., Neutrino Factory collaboration, *Report to the Fermilab Directorate*, avril 2000, FERMILAB-FN-692, [hep-ex/0008064](#).
- [55] *Site WEB officiel de l'expérience NEMO*,
URL <http://nemo.in2p3.fr/>.
- [56] M. JEZABEK, Y. SUMINO, *Neutrino mixing and see-saw mechanism*, Phys. Lett. B **440** (1998), pages 327–331, [hep-ph/9807310v2](#).
- [57] P. RAMOND, *Proc. Neutrino 98, XVIII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, Takayama, Japon 4-9 juin 1998.
- [58] M. BALDO-CEOLIN et al, *A New experimental limit on neutron - anti-neutron oscillations*, Z. Phys C **63** (1994), pages 409–416.
- [59] G. ANZIVINO, *Results on Direct CP violation in Charged Kaon decays from the NA48/2 experiment at CERN*, 16 novembre 2005,
URL <http://citeseer.ist.psu.edu/767469.html>.
- [60] A. CHANT et al, *Proposal to continue the study of hyperon CP violation in FY99*, 14 décembre 1997,
URL <http://ppd.fnal.gov/experiments/e871/public/documentation.html>.
- [61] T. HOLMSTROM et al, *Search for CP Violation in Charged- Ξ and Λ Hyperon Decays*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), pages 262001.
- [62] L. WOLFENSTEIN, *The search for direct evidence for time reversal violation*, International Journal of Modern Physics E **8** (1999), pages 501–511.
- [63] T.D. LEE, *Particle Physics and Introduction to field theory volume 1*, Harwood academic publishers, 1981.

- [64] R. DURBIN, H. LOAR, J. STEINBERGER, *The spin of the pion via the reaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$* , Phys. Rev. **83** (1951), pages 646–648.
- [65] A. APOSTOLAKIS et al, *Determination of the T - and CPT -violation parameters in the neutral kaon system using the Bell-Steinberger relation and data from CPLEAR*, Phys. Lett. B **456**, CERN-EP/99-51.
- [66] J. STEINBERGER, *K^0 decay and CP violation*, 1970, CERN note 70-1.
- [67] H.J. GERBER, *Evidence for time-reversal violation ?*, Eur. Phys. J. C **35** (2004), pages 195–196.
- [68] L. ALVAREZ-GAUME, C. KOUNNAS, S. LOLA, P. PAVLOPOULOS, *Violation of time-reversal invariance and CPLEAR measurements*, Phys. Lett. B **458** (1999), pages 347–354.
- [69] J. ELLIS, N.E. MAVROMATOS, *Comments on CP , T and CPT violation in neutral kaon decays*, Phys. Rept. **320** (1999), pages 341–354, hep-ph 9903386v1.
- [70] I.I. BIGI, A.I. SANDA, *On limitations of T invariance in K decays*, Phys. Lett. B **466** (1999), pages 33–40, hep-ph/9904484.
- [71] L. ALVAREZ-GAUME, C. KOUNNAS, S. LOLA, P. PAVLOPOULOS, *Direct T -violation measurements and T -odd effects in decay experiments*, 13 - 20 mars 1999, 34th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, hep-ph/9903458.
- [72] M. FIDECARO, H.J. GERBER, *The fundamental symmetries in the neutral kaon system – a pedagogical choice –*, Rept.Prog.Phys. **69** (2006), pages 1713–1770, + erratum Rept.Prog.Phys. **69** (2006), hep-ph/0603075.
- [73] L. WOLFENSTEIN, *Violation of Time Reversal invariance in K^0 decays*, Phys. Rev. Lett. **5** (1999), pages 911–912.
- [74] A. ROUGÉ, *On the direct evidence of time-reversal non-invariance in the $K^0 - \bar{K}^0$ system*, 1999, hep-ph 9909205v2.
- [75] N.F. RAMSEY, *Electric dipole moment of the neutron*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. , (1990), pages 1–14.
- [76] P.G. HARRIS, *New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), pages 904–907.
- [77] A. DE RUJULA, J.M. KAPLAN and E. DE RAPHAEL, *Elastic Scattering of Electrons from Polarized Protons and Inelastic Electron Scattering Experiments*, Nucl. Phys B **35** (1971), pages 365.
- [78] A. BILAL, E. MASSO, A. DE RUJULA, *CP -violation and T -odd effects at LEP II*, Nucl. Phys. B **355** (1991), pages 549.

-
- [79] L. J. LISING *et al*, emiT collaboration, *New limit on the D coefficient in polarized neutron decay*, Phys. Rev. C **62**.
 - [80] L. M. SEHGAL, M. WANNINGER, *CP violation in the decay $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$* , Phys. Rev. D **46** (1992), pages 1035–1038, + Erratum Phys. Rev. D **46** (1992), pages 5209.
 - [81] A. ALVARI-HARATI *et al*, *Observation of CP violation in $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **84**.
 - [82] N. C. A. LAI *et al*, *Investigation of $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$* , janvier 2003, CERN-EP/2003-006.
 - [83] *FermiNews*, 30 octobre 1998.
 - [84] J. BELZ, *Study of the decays $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ and $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ at $KTeV$* , mars 1999, hep-ex/9903025v1.
 - [85] L.M. SEHGAL, *CP- and T-violation in the decay $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ and related processes*, Conférence KAON 99, 21-26 juin 1999.
 - [86] C. ALBAJAR *et al*, UA1 Collaboration, *First observation of the beauty baryon $\Lambda_{\text{B}}(b)$ in the decay channel $\Lambda_{\text{B}}(b) \rightarrow J/\psi \Lambda_{\text{B}}$ at the CERN proton - anti-proton collider*, Phys. Lett. B **273** (1991), pages 540.
 - [87] M. FEINDT *et al*, DELPHI Collaboration, *First evidence for Σ_b and Σ_b^* baryons*, 30 juin 1995, EPS-HEP 95, DELPHI 95-107 PHYS 542.
 - [88] V.M. ABAZOV *et al*, D0 Collaboration, *Direct observation of the strange b baryon Ξ_b^-* , Phys. Rev. Lett. **99** (2007), pages 052001, Fermilab-Pub-07/196-E.
 - [89] R. GATTO, *Possible experiments on the behaviour of the weak hyperon decay interactions under P , C , and T* , Nucl. Phys **5** (1958), pages 183–186.
 - [90] C. C. F. ABE *et al*, *Observation of $\Lambda_{\text{B}}(b) \rightarrow J/\psi \Lambda_{\text{B}}$ at the Fermilab Proton-Antiproton Collider*, Phys. Rev. D **55** (1997), pages 1142–1152, + renormalisation du Particle Data Group.
 - [91] J.D. BJORKEN, *Topics in B-Physics*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **11** (1989), pages 325–341.
 - [92] X.H. GUO, A.W. THOMAS, *Direct CP Violation in $\Lambda_b \rightarrow n(\Lambda)\pi^+\pi^-$ Decays via $\rho - \omega$ Mixing*, Phys. Rev. D **58**, hep-ph/9805332.
 - [93] H.B. O'CONNELL, A.W. THOMAS, A.G. WILLIAMS, *Extracting the rho-omega mixing amplitude from the pion form-factor*, Nucl. Phys. A **623**, hep-ph/9703248.
 - [94] K. MALTMAN, H.B. O'CONNELL, A.G WILLIAMS, *Analysis of rho-omega interference in the pion form-factor*, Phys. Lett. B **376**, hep-ph/9601309.

- [95] S. GARDNER, H.B. O'CONNELL, A.W. THOMAS, *Rho-Omega Mixing and the Pion Form Factor in the Time-like Region*, Phys. Rev. D **57**, hep-ph/9707385.
- [96] A.G. WILLIAMS, H.B. O'CONNELL, A.W. THOMAS, *On extracting the rho-omega mixing amplitude from the pion form-factor*, Nucl. Phys. A **629**, hep-ph/9707253.
- [97] H.B. O'CONNELL, B.P. PEARCE, A.W. THOMAS, A.G WILLIAMS, *Rho-omega Mixing and the Pion Electromagnetic Form-Factor*, Phys. Lett. B **354**, hep-ph/9503332.
- [98] *Site WEB officiel de la collaboration BABAR*,
URL <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/>.
- [99] *Site WEB officiel de la collaboration BELLE*,
URL <http://belle.kek.jp/>.
- [100] A. DRUTSKOV, *Results from the upsilon(5S) engineering run (BELLE)*, mai 2006, hep-ph/0605110.
- [101] ANIKEEV *et al*, *B Physics at the Tevatron : Run II and Beyond*, décembre 2001, hep-ph/0201071.
- [102] A. ABULENCIA *et al*, CDF collaboration, *Measurement of the Λ_b^0 lifetime in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\Psi \Lambda^0$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, 2006, hep-ex/0609021v1.
- [103] V.M. ABAZOV *et al*, D0 collaboration, *Measurement of the Λ_b^0 lifetime in the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\Psi \Lambda^0$ with the D0 detector*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), pages 102001.
- [104] *Site WEB officiel du 'CERN Hadron Linac'*,
URL <http://linac2.home.cern.ch/linac2>.
- [105] C.E. HILL, *Ion and electron sources*,
URL <http://linac2.home.cern.ch/linac2/seminar/seminar.pdf>.
- [106] LHC collaboration, *LHC Design Report*, CERN (Genève), décembre 2004.
- [107] LHCb collaboration, *LHCb Technical Proposal*, CERN (Genève), 20 février 1998, CERN LHCC 98-4, ISBN 92-9083-123-5.
- [108] E. RODRIGUES, *The LHCb trigger system*, CERN (Genève), revue en janvier 2007, note interne LHCb 2006-065.
- [109] *Site WEB officiel de l'expérience LHCb*,
URL <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [110] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Vertex Detector*, CERN (Genève), 31 mai 2001, CERN LHCC 2001-011.

-
- [111] J.J. Van HUNEN, *The LHCb tracking system*, Nucl. Instr. Meth. A **572** (2007), pages 149–153.
- [112] M. NEEDHAM, *The LHCb Silicon Tracker*, Nucl. Instr. Meth. A **530** (2004), pages 23–27.
- [113] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - InnerTracker*, CERN (Genève), novembre 2002, CERN LHCC 2002-029.
- [114] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - OuterTracker*, CERN (Genève), septembre 2001, CERN LHCC 2001-024.
- [115] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Reoptimized detector, Design and performance*, CERN (Genève), 9 septembre 2003, CERN LHCC 2003-030, ISBN 92-9083-209-6.
- [116] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - RICH*, CERN (Genève), 7 septembre 2000, CERN LHCC 2000-050.
- [117] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Calorimeter*, CERN (Genève), 6 septembre 2000, CERN LHCC 2000-036.
- [118] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Trigger System*, CERN (Genève), 9 septembre 2003, CERN LHCC 2003-031, ISBN 92-9083-208-8.
- [119] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Muon system*, CERN (Genève), mai 2001, CERN LHCC 2001-010.
- [120] W. RIEGLER, *MWPC requirements, Engineering Design Review*, 16 avril 2003.
- [121] C. LHCb, *The DAVINCI Project*.
- [122] O. P. O. DESCHAMPS, *Level-0 trigger for neutral pions - implementation and performances*, 12 mars 2001, LHCb 2001-022.
- [123] T. SCHIETINGER, *High-Level Trigger strategy at 1MHz, LHCb meeting*, 30 novembre 2005.
- [124] H. RUIZ, *HLT description*,
URL <http://lhcb-trig.web.cern.ch/lhcb-trig/HLT/HltDescription.htm>.
- [125] W.R. LEO, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1994, ISBN 0-387-57280-5, 3ème édition.
- [126] E. AGUILO, R. GRACIANI, R. BALLABRIGA, X. VILASIS, O. CALLOT, I. KOROLKO, *Pulseshape Simulation and Implementation for the Calorimeter System*, CERN (Genève), 1er octobre 2003, note LHCb 2003-132.

- [127] G. BOHNER, A. FALVARD, J. LECOQ, P. PERRET, C. TROUILLEAU, *Very-Front-End Electronics for LHCb Preshower*, CERN (Genève), 6 juin 2000, note =LHCb 2000-047.
- [128] Z.J. AJALTOUNI, O. DESCHAMPS, A. FALVARD, P. PERRET, *Study of a preshower dynamics using high energy ALEPH ECAL data*, CERN (Genève), 1er décembre 1999, note LHCb 99-048.
- [129] *BC-400, BC-404, BC-408, BC-412, BC-416 Premium Plastic Scintillator Product Data Sheet*, Saint-Gobain Crystals, 2005.
- [130] S.N. FILIPPOV, Y.K. GAVRILOV, E. GUSCHIN, S.V. LAPTEV, V.E. POSTOEV, *Experimental performance of SPD/PS detector prototypes*, CERN (Genève), 9 octobre 2000, note LHCb 2000-031.
- [131] R. DJELIADINE, R. GOLUTVIN, A. SCHOPPER, *Technical specification for the procurement of wavelength-shifting fibres for the LHCb calorimeters*, CERN (Genève), 22 novembre 2001, note LHCb 2001-104.
- [132] V. BREKHOVSKIKH, R.I. DZHELYADIN, A.K. KONOPLYANNIKOV, V.I. RYKALIN, *The WLS fiber time properties study*, CERN (Genève), 10 octobre 2000, note LHCb 2000-039.
- [133] G. BOHNER, R. CORNAT, C. LACAN, P. PERRET, G. REINMUTH, *Optical and Electronical Cabling of the PS/SPD System (update)*, CERN (Genève), 30 décembre 2005, note EDMS 699281.
- [134] D. BORRAS, *Mesure du temps de vie de la composante CP paire du meson B_s^0 dans le cadre de l'expérience LHCb. Qualification des phototubes du detecteur de pied de gerbe*, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, soutenue le 26 octobre 2006.
- [135] O. DESCHAMPS, S. MONTEIL, P. PERRET, *Preshower MAPMT Aging*, *LHCb Week*, septembre 2002.
- [136] Z.J. AJALTOUNI, G. BOHNER, R. BONNEFOY, C. CARLOGANU, R. CORNAT, O. DESCHAMPS, M. FIANDINO, R. LANGON, J. LECOQ, R. LEFEVRE, S. MONTEIL, P. PERRET, C. RIMBAULT, *Experimental study of a preshower module and its readout system*, CERN (Genève), février 2003, note LHCb 2003-018.
- [137] C. CARLOGANU, *PS TestBeam Results*, *Calorimeter Meeting*, 20 novembre 2004.
- [138] S. MONTEIL, *LHCb PreShower Photodetector and Electronics*, *Calor 2004 - Electronics Session*, mars-avril 2004.
- [139] P. JACQUET, P. PERRET, G. REINMUTH, *Assembly and Housing of the MAPMT and VFE Boards of the PS/SPD System*, CERN (Genève), 17 décembre 2003, note LHCb-2003-146.
- [140] O. DESCHAMPS, A. FALVARD, P. PERRET, *Pulse overlap and signal cross-talk impact of the preshower precision and performances*, CERN (Genève), 17 mai 2000, note LHCb

2000-023.

- [141] D. BOGET *et al*, *The readout of the LHCb calorimeters*, CERN (Genève), 9 mai 2006, note EDMS 527942.
- [142] G. BOHNER, R. CORNAT, J. LECOQ, P. PERRET, *Front-End Electronics for LHCb Preshower - Trigger Part*, CERN (Genève), 20 août 2003, note LHCb 2003-068.
- [143] E. AGUILO *et al*, *Discriminator ASIC for the SPD-VFE of the LHCb calorimeter*, CERN (Genève), 23 avril 2004, note LHCb 2004-042.
- [144] R. BONNEFOY, C. CARLOGANU, E. CONTE, R. CORNAT, E. DELAGE, J. LECOQ, M.L. MERCIER, S. MONTEIL, P. PERRET, *LHCb Preshower Front-End Electronics Board*, CERN (Genève), 28 avril 2006, Production Readiness Review (PRR), note LHCb-2006-069.
- [145] R. CORNAT, *Conception et réalisation de l'électronique frontale du détecteur de pied de gerbe et de l'unité de décision du système du premier niveau de déclenchement de l'expérience LHCb*, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, soutenue le 11 octobre 2002.
- [146] R. BONNEFOY, C. CARLOGANU, E. CONTE, R. CORNAT, E. DELAGE, J. LECOQ, M.L. MERCIER, S. MONTEIL, P. PERRET, *LHCb Preshower Front-End Electronics Board - Tests of the full prototype*, CERN (Genève), 12 juin 2006, Production Readiness Review (PRR), note LHCb-2006-070.
- [147] E. CONTE, *Étude de faisabilité de la reconstruction et de la sélection de la désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 l^+ l^-$ par le détecteur LHCb au CERN*, Mémoire de Diplôme d'Études Approfondies, Polytech'Clermont-Ferrand (CUST), soutenu en septembre 2004.
- [148] C. BEIGBEDER, D. BRETON, O. CALLOT, D. CHARLET, O. DUARTE, J. LEFRANCOIS, F. MACHEFERT, *The LHCb Calorimeter Front-End Crate*, CERN (Genève), 9 septembre 2003, note LHCb 2003-038.
- [149] C. BEIGBEDER, D. BRETON, O. CALLOT, D. CHARLET, O. DUARTE, J. LEFRANCOIS, F. MACHEFERT, *Calorimeter ReadOut Card (CROC) design*, CERN (Genève), 23 février 2004, note LHCb 2004-008.
- [150] D. BRETON, D. CHARLET, *Using the SPECS in LHCb*, CERN (Genève), 21 janvier 2003, note LHCb 2003-005.
- [151] D. BRETON, D. CHARLET, *SPECS, The serial protocol for the experiment control system of LHCb*, CERN (Genève), 20 janvier 2003, note LHCb 2003-004.
- [152] G. CORTI, L. SHEKHTMAN, *Radiation background in LHCb experiment*, CERN (Genève), 22 septembre 2003, note LHCb 2003-083.
- [153] C. BEIGBEDER-BEAU, D. BRETON, D. CHARLET, J. LEFRANCOIS, F.P. MACHEFERT, V. TOCUT, K.D. TRUONG, *LHCb calorimeter front-end electronics radiation*

- dose and single event effects*, CERN (Genève), 16 avril 2002, note LHCb 2002-021.
- [154] F.P. MACHEFERT, *Single event effects actel AX FPGA*, CERN (Genève), 20 décembre 2002, note LHCb 2002-072.
- [155] D. CHARLET, F.P. MACHEFERT, *Calorimeter and SPECS Component Irradiation at PSI in June 2005*, CERN (Genève), 26 juillet 2005, note LHCb 2005-046.
- [156] R. BONNEFOY, G. BOHNER, R. CORNAT, M. CROUAU, J. LECOQ, R. LEFÈVRE, P. PERRET, *Radiation tests of Preshower electronics components during year 2003*, CERN (Genève), 17 décembre 2003, note LHCb 2003-162.
- [157] F. MACHEFERT, *CAT v2r1 - User Manual*,
URL <http://users.web.lal.in2p3.fr/machefer/CAT/html/>.
- [158] F. MACHEFERT, *Presentation of the software for the monitoring and control*, *LHCb week*, 8 mars 2005.
- [159] R. BONNEFOY, C. CARLOGANU, E. CONTE, R. CORNAT, O. DESCHAMPS, J. LECOQ, M. MERCIER, S. MONTEIL, V. NIESS, P. PERRET, *Preshower Front-End TRIG-PGA Bit flip studies*, CERN (Genève), 12 février 2007, note LHCb 2007-005.
- [160] Texas Instruments Semiconductor Group, *IEEE Std 1149.1 (JTAG) Testability - Primer*, Texas Instruments, 1997.
- [161] J. CHRISTIANSEN, *Requirements to the L0 front-end electronics*, CERN (Genève), 3 juillet 2001, note LHCb 2001-014.
- [162] LHCb Commissioning Group, *LHCb Commissioning Strategy*, CERN (Genève), 27 avril 2006, note EDMS.
- [163] *RD-12 Documentation*,
URL <http://www/cern.ch/TTC/intro.html>.
- [164] R. JACOBSSON, P. KONING, A. CHLOPIK, Z. GUZIK, *The Final LHCb Readout Supervisor 'ODIN'*, 2002, LHC electronics workshop.
- [165] CERN IT division, *PVSS Introduction for Newcomers version 1*, CERN (Genève), 2001.
- [166] R. JACOBSSON, *Controlling electronics boards with PVSS*, *Int. Conf. on Accelerator and Large Expt. Physics Control Systems*, 10-14 octobre 2005.
- [167] P. ROBBE, C. DRANCOURT, V. COCO, E. CONTE, S. MONTEIL, A. GASPARD, *L0 Calorimeter Common Tests*, CERN (Genève), avril 2007, note EDMS non finalisée.
- [168] P. ROBBE, C. DRANCOURT, M.N MINARD, E. CONTE, S. MONTEIL, A. GASPARD, *Test procedures of the LHCb L0 calorimeter Cables*, CERN (Genève), 4 juillet 2007, note EDMS 848198.

-
- [169] *Site WEB officiel de LHAPDF*,
URL <http://projects.hepforge.org/lhapdf/>.
- [170] T. SJÖSTRAND, S. MRENNA, P. SKANDS, *Pythia 6.4 - Physics and Manual*, mars 2006, hep-ph/0603175.
- [171] V.N. GRIBOV, L.N. LIPATOV, *Deep Inelastic e - p Scattering in a Perturbative Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), pages 438, ibid. 75.
- [172] Y.L. DOKSHITZER, *Calculation Of The Structure Functions For Deep Inelastic Scattering And e^+e^- Annihilation By Perturbation Theory In Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Phys. JETP **46** (1977), pages 641–653.
- [173] G. ALTARELLI, G. PARISI, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. B **126** (1977), pages 298.
- [174] T. SJÖSTRAND, *Monte Carlo Generators for the LHC*, CERN, avril 2005,
URL <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a042790>.
- [175] B. ANDERSONN, *The Lund Model*, Cambridge University Press, 1998, ISBN 978-0521420945.
- [176] D. AMATI, R. JENGO, H.R. RUBINSTEIN, G. VENEZIANO, M.A. VIRASORO, *Compositeness as a clue for the understanding of the asymptotic behaviour of form factors*, Phys. Lett. B **27** (1968), pages 38.
- [177] X. ARTRU, G. MENNESSIER, *String model and multiproduction*, Nucl. Phys. B **70** (1974), pages 93–115.
- [178] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, B. SÖDERBERG, *A general model for jet fragmentation*, Z. Phys. C **20** (1983), pages 317–329.
- [179] M.G. BOWLER, *e^+e^- Production of heavy quarks in the string model*, Z. Phys. C **11** (1981), pages 169–174.
- [180] J. PUMPLIN, D.R. STUMP, J. HUSTON, H.L. LAI, P. NADOLSKY, W.K. TUNG, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, 2002, hep-ph/0201195v3.
- [181] P. BARTALINI *et al*, *Tuning of Multiple Interactions Generated by Pythia*, CERN (Genève), 14 février 2000, note LHCb 99-028.
- [182] B. CARBONE, V. VAGNONI, *Retuning the PT_{min} parameter for LHCb*, *Exposé du LHCb Tuesday Meeting*, 8 février 2005.
- [183] M. CALVI, *An overview of B^{**} states*, *22ème Generator Meeting*, 22 avril 2005.

- [184] T. S. E. NORRBIN, *Production and hadronization of heavy quarks*, mai 2000, [hep-ph/0005110v1](#).
- [185] V. VAGNONI, *Validation of Pythia 6.3 and LHAPDF 4.1.1, Exposé du Production and Decay Models WG*, 24 novembre 2005.
- [186] A. ROBERT, *Étude de la mesure du paramètre α dans le cadre de la violation de la symétrie CP à l'aide du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ dans l'expérience LHCb*, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, soutenue le 27 juin 2005.
- [187] N. GHODBANE, *Physique du quark top à ATLAS, Présentation ATLAS*, 4 mai 2007.
- [188] E. NORRBIN, R. VOGT, *Bottom production asymmetries at the LHC*, mars 2000, cERN 1999 Workshop on SM physics (and more) at the LHC, [hep-ph/0003056](#).
- [189] R. LAMBERT, F. MUHEIM, *Generator Study of the Production Asymmetry in LHCb*, CERN (Genève), 2007, note LHCb-2007-124.
- [190] A.D. MARTIN, R.G. ROBERTS, W.J. STIRLING, R.S. THORNE, *Physical Gluons and High E_T Jets*, Phys.Lett. B **604** (2004), pages 61–68, [hep-ph/0410230](#).
- [191] W.T. GIELE, S.A. KELLER, D.A. KOSOWER, *Parton Distribution Function Uncertainties*, 2004, [hep-ph/0104052](#).
- [192] S. ALEKHIN, *Parton distributions from deep-inelastic-scattering data*, Phys.Rev. D **68** (2003), pages 014002, [hep-ph/0211096](#).
- [193] S. ALEKHIN, *Parton distribution functions from the precise NNLO QCD fit*, Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. **82** (2005), pages 710–713, [hep-ph/0211096](#).
- [194] M. BOTJE, *A QCD analysis of HERA and fixed target structure function data*, Eur.Phys.J.C **14** (2000), pages 285–297, [hep-ph/9912439](#).
- [195] ZEUS Collaboration, *A ZEUS next-to-leading-order QCD analysis of data on deep inelastic scattering*, Phys.Rev. D **67** (2003), pages 012007, [hep-ex/0208023](#).
- [196] C. ADLOFF et al, HERA Collaboration, *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross-sections at HERA*, Eur.Phys.J C **30** (2003), pages 1–32, [hep-ex/0304003](#).
- [197] C. PETERSON, D. SCHLATTER, I. SCHMITT, P. ZERWAS, *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Phys. Rev. D **27** (1983), pages 105–111.
- [198] C.H. CHENG, C.Q. GENG, *Baryonic rare decays of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda l^+ l^-$* , Phys. Rev. D **64**.
- [199] W. BENSALAMEN, A. DATTA, D. LONDON, *T-violating triple-product correlations in charmless Λ_b^0 decays*, Phys. Lett. B **538** (2002), pages 309–320.

-
- [200] T.M. ALIEV ; A. OZPINECI, M. SAVCI, C. YUCE, *T violation in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay beyond standard model*, Phys. Lett. B **542** (2002), pages 29–238.
 - [201] E. LEADER, *Spin in Particle Physics*, Cambridge University Press, 2001.
 - [202] R. HAGEDORN, *The density matrix*, CERN (Genève), 1er avril 1958, CERN 56-7.
 - [203] S.U. CHUNG, *Spin formalisms, Conférence donnée à l'Academic Training Programme of CERN 1969-1970*, 25 mars 1971, CERN 71-8.
 - [204] The Basel Conventions, Helv. Phys. Act. Suppl. VI, 1961.
 - [205] G.L. KANE, J. PUMPLIN, W. REPKO, *Transverse Quark Polarization in Large- p_T Reactions, $e+e^-$ Jets, and Leptoproduction : A Test of Quantum Chromodynamics*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), pages 1689.
 - [206] J. LACH, *Hyperon Polarization : an experimental overview, International Workshop on Flavour and spin in Hadronic and Electromagnetic Interactions*, Torino, 21-23 septembre 1992, FERMILAB-Conf-92/378.
 - [207] ATLAS collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN (Genève), décembre 1994, CERN/LHCC/94-43.
 - [208] M. JACOB, G.C. WICK, *On the general relativity of collisions for particles with spin*, Ann. Phys. **7** (1959), pages 404–28.
 - [209] J. JACKSON, *Conférence de Les Houches*, Gordon and Breach, 1966.
 - [210] M.E. ROSE, *Elementary theory of angular momentum*, Wiley, New-York, 1957.
 - [211] E. CONTE, *Étude d'une désintégration à 3 corps : $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 l^+ l^-$* , Mémoire de Diplôme d'Études Approfondies, Université Blaise Pascal, soutenu en juin 2004.
 - [212] Z.J. AJALTOUNI, E. CONTE, *Time-Odd Observables and CP Violation in Λ_{cb} Decays (I) Angular analysis of Λ_{cb} decays into $\Lambda l^+ l^-$ and $\Lambda h^+ h^-$* , CERN (Genève), 2004, note interne LHCb 2004-040.
 - [213] Z.J. AJALTOUNI, E. CONTE, O. LEITNER, *Λ_b Decays into Λ -Vector*, Phys. Lett. B **614**, hep-ph/0412116.
 - [214] O. LEITNER, Z.J. AJALTOUNI, E. CONTE, *Testing fundamental symmetries symmetries with Λ_b^0 decays*, 2006, hep-ph/0602043.
 - [215] K.G. WILSON, *Nonlagrangian Models Of Current Algebra*, Phys. Rev. Suppl. **179** (1969), pages 1499.

- [216] K.G. WILSON, W. ZIMMERMANN, *Operator Product Expansions and Composite Field Operators in the General Framework of Quantum Field Theory*, Commun. math. Phys. **24** (1972), pages 87–106.
- [217] A.J. BURAS, *Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays*, 1998, les Houches Lectures, publié dans 'Probing the Standard Model of Particle Interactions', hep-ph/9806471.
- [218] A.J. BURAS, *Operator Product Expansion, Renormalization Group and Weak Decays*, Lect.Notes Phys. **558** (2000), pages 65–85, hep-ph/9901409.
- [219] A.J. BURAS, *Flavour Dynamics : CP Violation and Rare Decays*, 2001, conférence donnée à Erice School (27 août - 5 septembre 2000) , hep-ph/0101336.
- [220] G. BUCHALLA, *Heavy Quark Theory*, 2002, conférence donnée à la 55ème 'Scottish Universities Summer School in Physics' (7-23 août 2001), hep-ph/0202092.
- [221] Q. HO-KIM, P.X. YEM, *Elementary particles and their interactions : concepts and phenomena*, Springer, Allemagne, 1998.
- [222] C.S. KIM, Y. KWON, J. LEE, W. NAMGUNG, *Test of factorization hypothesis from exclusive non-leptonic B decays*, Phys.Rev. D **65** (2002), pages 097503, hep-ph/0108004v1.
- [223] A. ALI, C. GREUB, *An analysis of two-body non-leptonic B decays involving light mesons in the Standard Model*, Phys.Rev. D **57** (1997), pages 2996–3016, hep-ph/9707251v2.
- [224] W.N. COTTINGHAM, I.B WHITTINGHAM, N. DE GROOT, F. WILSON, *Factorization and hadronic B decays in the heavy quark limit*, J.Phys. G **28** (2002), pages 2843–2860, hep-ph/0102012v3.
- [225] Z.J AJALTOUNI, O. LEITNER, P. PERRET, C. RIMBAULT, A.W. THOMAS, *Direct CP violation in $B \rightarrow \pi^+\pi^-V$ with $\rho^0 - \omega$ mixing effects : phenomenological approach*, Eur. Phys. J. C **29** (2003), pages 215–233.
- [226] AH.Y CHENG, *Nonfactorizable Corrections to Hadronic Weak Decays of Heavy Mesons*, 1995, hep-ph/9506340v1.
- [227] H.Y CHENG, B. TSENG, *Nonfactorizable effects in spectator and penguin amplitudes of hadronic charmless B decays*, Phys. Rev. D **58** (1998), pages 094005.
- [228] M. NEUBERT, B. STECH, *Non-Leptonic Weak Decays of B Mesons*, Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. **15** (1998), pages 294–344, hep-ph/9705292.
- [229] D.S. HWANG, G.H. KIM, *T violation in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay beyond standard model* hep-ph/9703364v1.
- [230] S. PAKVASA, S.P. ROSEN, S.F. TUAN, *Parity violation and flavor selection rules in charmed-baryon decays*, Phys. Rev. D **42** (1990), pages 3746.

-
- [231] D.J. LANGE, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **462** (2001), pages 152–155.
- [232] A. RYD *et al*, *EvtGen : A Monte Carlo Generator for B-Physics*, 5 février 2004, EvtGen V00-11-06.
- [233] H. PILKUHN, *The interactions of hadrons*, North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [234] P. LANGACKER, *Quark mass differences and $\rho - \omega$ mixing*, Phys. Rev. D **20** (1979), pages 2983.
- [235] C. RIMBAULT, *Étude de la violation directe de CP dans la désintégration du méson B en mésons vecteurs incluant le mélange $\rho^0 - \omega$ dans le cadre de l'expérience LHCb*, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, soutenue le 13 février 2004.
- [236] LHCb collaboration, *LHCb Technical Design Report - Computing*, CERN (Genève), 20 juin 2005, CERN LHCC 2005-019.
- [237] LCG - LHC Computing Grid Project,
URL <http://lcg.web.cern.ch/LCG/>.
- [238] *Welcome to EGEE (Enabling Grids for E-sciencE)*,
URL www.eu-egee.org/.
- [239] E. RODRIGUES, *Tracking Definitions*, février 2007, note LHCb 2007-006.
- [240] M. NEEDHAM, *Combined Long Tracking Performance*, 13 mars 2007, note LHCb 2007-019.
- [241] O. CALLOT, S. MENZEMER, *The Forward Tracking : Algorithm and Performance Studies*, 9 mai 2007, note LHCb 2007-015.
- [242] O. CALLOT, M. KURCHARCZYK, M. WITEK, *Upstream Tracking*, 27 mars 2007, note LHCb 2007-010.
- [243] O. CALLOT, *Downstream Tracking*, 13 mars 2007, note LHCb 2007-026.
- [244] V. BRETON, N. BRUN, P. PERRET, *A clustering algorithm for the LHCb electromagnetic calorimeter using a cellular automaton*, 26 septembre 2001, note LHCb 2001-123.
- [245] O. DESCHAMPS, F.P. MACHEFERT, M.H. SCHUNE; G. PAKHLOVA, I. BELYAEV, *Photon and neutral pion reconstruction*, 03 Septembre 2003, note LHCb 2003-091.
- [246] O. DESCHAMPS, P. PERRET, A. ROBERT, *Study of the $B_d \rightarrow 3\pi$ decay channel*, 21 avril 2004, Note LHCb 2004-036.
- [247] Collaboration LHCb, *Définition de 'Reconstructible' et 'Reconstructed'*,
URL <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/DaVinci/v8/>.

- [248] C. JACOBY, P. IGO-KEMENES, *The new Efficiency algorithms*, 24 septembre 2004, note LHCb 2004-080.
- [249] Z.J. AJALTOUNI, E. CONTE, *Analysis of the channel $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$* , CERN (Genève), 2005, note publique LHCb 2005-067.
- [250] F. LEGGER, *Reconstruction of the decays $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(1115)\gamma$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(1670)\gamma$ at LHCb*, 18 décembre 2006, note LHCb 2006-012.
- [251] O. LEITNER, Z.J. AJALTOUNI, *Testing CP and T symmetries with $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V(1^-)$ decays*, *Conférence QCD06*, 2006, Nucl. Phys. B. Proceedings Supplement **174** (2007) 169-172, [hep-ph/0610189v1](#).
- [252] Z.J. AJALTOUNI, E. DI SALVO, O. LEITNER, *Testing Time-Reversal : Λ_b^0 decays into polarized resonances*, 2007, soumis à Phys. Lett. B, [hep-ph/0702240v1](#).
- [253] I.I. BIGI, N.G. URALTSEV, A.I. VAINSHTEIN, *Non perturbative corrections to inclusive beauty and charm decays : QCD versus Phenomenological Models*, 1992, [hep-ph/9207214v1](#).
- [254] F. ABE *et al*, CDF collaboration, *Measurement of the Λ_b^0 lifetime using $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$* , Phys. Rev. Lett. **77** (1996), pages 1439–1443.
- [255] K. ACKERSTAFF *et al*, OPAL collaboration, *Measurements of the B_s^0 and Λ_b^0 lifetimes*, Phys. Lett. B **426** (1998), pages 161–179.
- [256] D. ABBANEO *et al*, ALEPH collaboration, *Measurement of the b baryon lifetime and branching fractions in Z decays*, Eur. Phys. J. C **2** (1998), pages 197–211.
- [257] P. ABREU *et al*, DELPHI collaboration, *Measurement of the lifetime of b -baryons*, Eur. Phys. J. C **10** (1999), pages 185–199.
- [258] V.M. ABAZOV *et al*, D0 collaboration, *Measurement of the Λ_b lifetime in the exclusive decays $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$* , 2007, FERMILAB-PUB-07/094-E, soumis à Phys. Rev. Lett, [hep-ex/0609021v1](#).
- [259] N.G. URALTSEV, *On the problem of boosting non-leptonic b baryon decays*, Phys. Lett. B **376** (1996), pages 303–308.
- [260] J.L ROSNER, *Enhancement of the Λ_b decay rate*, Phys. Lett. B **379** (1996), pages 267–271.
- [261] F. GABBIANI, A.I ONISHCHENKO, A.A. PETROV, *Λ_b lifetime puzzle in heavy-quark expansion*, Phys. Rev. D **68** (2003), pages 114006–114010, [hep-ph/0303235v3](#).
- [262] F. GABBIANI, A.I ONISHCHENKO, A.A. PETROV, *Spectator effects and lifetimes of heavy hadrons*, Phys. Rev. D **70** (2004), pages 094031–094013, [hep-ph/0407004](#).

- [263] W. VERKERKE, D. KIRKBY, *RooFit Users Manual v2.07*, 11 janvier 2006,
URL <http://roofit.sourceforge.net/intro.html>.
- [264] J. RADEMACKER, *Lifetime Fits in data from CDF's displaced vertex trigger, using an MC-free, analytical method*, *Présentation du LHCb Tuesday Meeting*, 17 mai 2005.
- [265] G. WILKINSON, *Strategies for combating systematics at LHCb*, *Présentation à Beauty 2005*, Assisi, 2005.
- [266] A. MANOHAR, M.B. WISE, *Heavy Quark Physics*, Cambridge university press, 2000.
- [267] J.G. KOERNER, M. KRAEMER, D. PIRJOL, *Heavy Baryons*, *Prog.Part.Nucl.Phys.* **33** (1994), pages 787–868, [hep-ph/9406359](#).
- [268] F. HUSSAIN, G. THOMPSON, *Introduction to Heavy Quark Effective Theory*, 1994, [hep-ph/9502241](#).

Résumé

Cette thèse explore la physique des baryons beaux dans le cadre de l'expérience LHCb. L'axe de recherche considéré porte sur les désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ avec V un méson vecteur tel que $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$, $\phi(K^+K^-)$, $\omega(\pi^+\pi^-\pi^0)$ ou encore le mélange $\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$. Ces processus offrent la possibilité de tester la **symétrie CP**, dans un secteur (celui des baryons) où aucune violation n'a été observée, et la **symétrie T**, dont les preuves de sa violation sont limitées. Parmi les autres perspectives envisageables, une mesure précise du **temps de vie du Λ_b^0** pourrait contribuer à la résolution du puzzle théorico-expérimental aujourd'hui observé.

Un modèle phénoménologique des désintégrations $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ a été développé, à partir duquel les rapports d'embranchement et les distributions angulaires ont été estimés. Une étude approfondie de la reconstruction et de la sélection de ces réactions par le détecteur LHCb montre que le canal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ est le canal phare sur le plan statistique et pureté du signal. La mesure du temps de vie du Λ_b^0 est le résultat le plus rapidement accessible ; les contraintes sur les asymétries dues à la violation de CP et la violation de T nécessitent plusieurs années de prise de données, avant d'obtenir un résultat significatif.

En outre, un travail instrumental a été mené sur l'électronique de lecture, dite Front-End, des canaux du détecteur de pied de gerbe de l'expérience. Cette contribution comprend la validation des cartes électroniques prototypes et la mise en place des outils requis pour la qualification des 100 cartes de production.

Mots-clés : expérience LHCb - dynamique de désintégration du Λ_b^0 - mesure du temps de vie du Λ_b^0 - violation de CP - violation de T - détecteur de pied de gerbe - électronique Front-End du système de déclenchement

Abstract

This thesis probes the beauty baryon physics in the framework of the LHCb experiment. The present study deals with the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ decays where V is a vector meson such as $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$, $\phi(K^+K^-)$, $\omega(\pi^+\pi^-\pi^0)$ or the $\rho^0 - \omega^0(\pi^+\pi^-)$ mixing. These processes allow to test independently the **CP symmetry**, which violation has not been observed yet in the baryonic sector, and the **T symmetry**, which experimental proofs are limited. Among the possible perspectives, a precise measurement of the **Λ_b^0 lifetime** could contribute to the resolution of the raising theoretical-experimental puzzle.

A phenomenological model of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 V$ decays has been performed, from which branching ratios and angular distributions have been estimated. An advanced study of the reconstruction and the selection of these reactions by the LHCb apparatus shows that the channel $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 J/\Psi$ is the dominant channel on both statistics and purity aspects. The Λ_b^0 lifetime measure is the most imminent result ; the constraints on asymmetries due to CP and T violation require several data taking years.

Besides, an instrumental work has been achieved on the read-out electronics, called Front-End, of the experiment preshower. This contribution takes into account the validation of the prototype boards and the development of tools required by the qualification of the 100 production boards.

Keywords : LHCb experiment - Λ_b^0 decay dynamics - Λ_b^0 lifetime measurement - CP violation - T violation - preshower - trigger Front-End electronics