ORSAY
N° D'ORDRE : 7189

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée
Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Melanie LANGER

Sujet :

Étude des désintégrations $B \to \eta_c K$ avec le détecteur *BABAR*

Soutenue le 29 avril 2003 devant la commission d'examen composée de :

M.	Étienne	AUGÉ	président
M.	Georges	LONDON	directeur de thèse
M.	Bruno	MANSOULIÉ	
M.	Luis	OLIVER	rapporteur
Mme.	Marie-Hélène	SCHUNE	
M.	Bertrand	VALLAGE	rapporteur

Table des matières

I Contexte théorique de la thèse **5**

1 Eléments de physique des mésons B **8**

1.1 Le système des mésons B neutres 8

1.1.1 Mélange de saveur des mésons B 9

1.1.2 Violation de CP induite par le mélange 11

1.2 Aspects théoriques de la désintégration des mésons B 13

1.2.1 La Chromodynamique Quantique 14

1.2.2 Les échelles d'énergie 15

1.2.3 La symétrie et la théorie effective des quarks lourds (HQET) 16

1.2.4 Le calcul des amplitudes de désintégration 16

1.2.5 Le développement en produit d'opérateurs 17

1.2.6 L'hypothèse de factorisation 18

1.2.7 Les facteurs de forme hadroniques 20

1.3 Les modes $\overline{B} \to \eta_c(J/\psi)\overline{K}^{(*)}$ 22

1.3.1 Largeurs partielles de désintégration 22

1.3.2 Rapports de taux de désintégration 23

1.3.3 Estimations théoriques du rapport R_K 24

1.3.4 Conclusions 25

2 Le méson η_c : état pseudoscalaire fondamental du charmonium **26**

2.1 Les niveaux expérimentaux des états charmonium 26

2.2 Le modèle du charmonium 27

2.2.1 Positronium 28

2.2.2 Charmonium 28

2.3 Connaissances expérimentales du η_c 29

2.3.1 La production directe du η_c 30

2.3.2 Largeur du η_c 30

2.3.3 Relation entre $\Gamma(\eta_c \to gg)$ et f_{η_c} 31

2.3.4 Les désintégrations hadroniques du η_c 31

II Le détecteur *BABAR* et les outils d'analyse **33**

3 Le détecteur *BABAR* **37**
3.1 Mesure des particules chargées . . . 38
3.1.1 L'aimant solénoïdal . . . 38
3.1.2 La chambre à dérive . . . 40
3.1.3 Le détecteur de vertex . . . 41
3.2 Détection des particules neutres . . . 43
3.2.1 Le calorimètre électromagnétique . . . 43
3.2.2 Le retour de champ instrumenté (*IFR*) . . . 45
3.2.3 Performance de la reconstruction des particules neutres . . . 46
3.3 Identification de particules chargées (PID) . . . 46
3.3.1 Le détecteur à imagerie annulaire Cherenkov . . . 46
3.3.2 La performance de l'identification de particules chargées . . . 49
3.4 Le système de déclenchement . . . 50
3.4.1 Niveau 1 (L1) . . . 51
3.4.2 Niveau 3 (L3) . . . 52
3.4.3 Les performances du système de déclenchement . . . 52
3.5 Le système d'acquisition . . . 53

4 Traitement des données et logiciels d'analyse **54**
4.1 Les logiciels de traitement et de gestion des données . . . 54
4.1.1 Stockage des données . . . 55
4.1.2 Reconstruction des événements . . . 55
4.1.3 La simulation des données . . . 56
4.2 *BtaCandidats* et listes . . . 56
4.3 Reconstruction des traces chargées . . . 57
4.4 Identification des kaons chargés (*PID*) . . . 59
4.5 Reconstruction de vertex . . . 61
4.5.1 La reconstruction du vertex primaire . . . 61
4.5.2 Les particules neutres *V0's* . . . 62
4.6 Reconstruction de particules neutres . . . 63
4.6.1 Les pions neutres (π^0) . . . 63
4.6.2 Les kaons neutres ($K_S^0 \to \pi^+\pi^-$) . . . 63
4.7 Listes de particules composées . . . 66
4.8 Définition des variables utilisées . . . 66
4.8.1 Les variables de forme de l'événement . . . 66
4.8.2 Variables cinématiques . . . 67
4.8.3 L'analyse multivariable - la variable de *Fisher* : $\mathcal{F}$ . . . 68
4.9 Le comptage des mésons B . . . 69

III Analyse des données et mesure des rapports d'embranchement $B \to \eta_c K$ 73

5 Sélection des événements $B \to \eta_c K$ 76
5.1 Échantillons de données . . . 76
5.1.1 Les données enregistrées par l'expérience *BABAR* . . . 76
5.1.2 Les principales sources de bruit de fond . . . 77
5.1.3 La simulation . . . 77
5.2 Présélection . . . 79
5.2.1 Présélection automatisée (*ou* « *skim* ») . . . 79
5.2.2 Présélection affinée . . . 81
5.3 Stratégie d'analyse . . . 82
5.3.1 Définition des régions de l'analyse, du signal et du bruit de fond . . . 83
5.3.2 Résumé des étapes de l'analyse . . . 85
5.4 Les variables discriminantes et coupures optimales . . . 86
5.4.1 L'optimisation . . . 86
5.4.2 Réduction du bruit de fond « continuum » : la variable *Fisher* . . . 87
5.4.3 Les kaons de recul . . . 94
5.4.4 Les coupures spécifiques aux modes du η_c . . . 94
5.4.5 Cas de plusieurs candidats par événement . . . 99
5.5 Estimation des quantités de bruits de fond après coupures . . . 99
5.5.1 Le bruit de fond combinatoire . . . 99
5.5.2 Le « bruit de fond/η_c » . . . 102
5.5.3 Le « bruit de fond B/non-η_c » . . . 103
5.6 Observation des signaux . . . 105
5.6.1 Soustraction du bruit de fond combinatoire . . . 108
5.6.2 Soustraction du bruit de fond « B/non-η_c » . . . 110
5.6.3 Résultats sur la mesure du signal . . . 114

6 L'efficacité de la sélection et les erreurs systématiques 116
6.1 Correction sur la reconstruction des traces chargées . . . 117
6.2 Correction sur la reconstruction des K_S^0 ($\to \pi^+ \pi^-$) . . . 119
6.3 Correction sur la reconstruction des π^0 . . . 122
6.4 Correction sur la reconstruction des vertex . . . 123
6.5 Correction sur l'impulsion des particules chargées . . . 124
6.6 Correction sur l'identification de particules . . . 126
6.7 Erreurs systématiques associées aux coupures . . . 130
6.7.1 Les coupures sur les K_S^0 . . . 131
6.7.2 Les coupures de sélection des π^0 . . . 132
6.7.3 Les coupures sur la variable $\mathcal{F}$ . . . 134
6.7.4 Spectre de masse du η_c . . . 138
6.8 $m_{\rm ES}$ et ΔE et estimation des erreurs . . . 139
6.8.1 La résolution en $m_{\rm ES}$ . . . 139
6.8.2 Décalage en ΔE . . . 141

6.8.3 La résolution en ΔE . . . 143
6.8.4 Choix du candidat B d'un événement . . . 145
6.8.5 Résumé des erreurs systématiques sur l'efficacité du signal . . . 145

7 Mesure des rapports d'embranchement et détermination de f_{η_c} 147
7.1 Les mesures de rapport d'embranchement . . . 148
7.1.1 $\mathcal{B}(B \to \eta_c K) \times \mathcal{B}(\eta_c \to X)$ . . . 148
7.1.2 $\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)/\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+)$ . . . 148
7.1.3 $\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)/\mathcal{B}(B^\pm \to \eta_c K^\pm)$ . . . 149
7.1.4 Comparaison avec les résultats de l'expérience *CLEO* . . . 149
7.2 La constante f_{η_c} de désintégration du η_c . . . 149

A Le modèle standard des quarks et leptons 159
A.1 La Théorie Électrofaible . . . 160
A.1.1 Le lagrangien de l'Électrodynamique Quantique . . . 160
A.1.2 La symétrie de jauge de la Théorie Électrofaible . . . 161
A.1.3 La mécanisme de Higgs . . . 163
A.1.4 L'origine de la masse des fermions . . . 164
A.2 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa . . . 166
A.2.1 La paramétrisation de Wolfenstein . . . 167
A.2.2 Le triangle d'unitarité . . . 168

B La violation de *CP* 170
B.1 La baryogénèse et l'asymétrie matière-antimatière . . . 170
B.2 Les symétries discrètes . . . 171
B.3 La violation de CP dans le système de kaons . . . 172
B.4 Les différents types de violation CP . . . 174
B.4.1 La violation de CP dans la désintégration . . . 174
B.4.2 La violation de CP dans le mélange . . . 175
B.4.3 La violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration . . . 175
B.5 Situation expérimentale . . . 176

C Le collisionneur asymétrique PEP-II 179
C.1 Cahier des charges du collisionneur . . . 179
C.2 Injection, accélération, anneaux de stockage et collisions . . . 180
C.3 Performances de PEP-II . . . 181
C.4 Mesure de la luminosité . . . 182
C.5 Région lumineuse . . . 183
C.6 Les différentes sources du bruit de fond . . . 183

Introduction

Depuis la découverte au cours de la première moitié du siècle dernier, du monde étrange des particules élémentaires, une question de plus en plus lancinante traverse l'esprit du physicien : pourquoi notre monde est-il fait de matière et n'observe t-on pas d'anti-matière dans l'univers ? C'est en voulant répondre à cette question qu'en 1967 Andrei Sakharov suggère parmi trois conditions nécessaires à la génération d'une asymétrie matière et anti-matière à partir d'un état initial symètrique celle d'un déséquilibre dans la production de baryons et d'anti-baryons au niveau des processus élémentaires [1]. C'est ce déséquilibre que l'on désigne sous le terme de violation de la symétrie CP, où C est l'opérateur de la conjugaison de charge et P l'opérateur de la parité qui régissent le monde des particules. Dans ce domaine le cadre théorique le mieux adapté et le mieux testé expérimentalement est celui du « Modèle Standard », qui décrit les interactions entre les constituants élementaires. Ces dernières années les mesures de précision (par exemple la mesure de la masse du boson W, du nombre de familles de constituants et celles de rapports d'embranchement) ont renforcé la validité du modèle. Il reste cependant des énigmes non résolues, comme par exemple l'existence du boson de Higgs et la compréhension de cette violation de la symétrie CP. Cette asymétrie a été observée pour la première fois dans le système des kaons neutres en 1964. Elle est présente dans le « Modèle Standard » au travers d'une phase complexe non-nulle dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui décrit l'interaction faible entre les quarks. Presque quarante ans plus tard l'enjeu est l'étude de la violation de la symétrie CP dans un système autre que celui de kaons neutres, *i.e.* le système des mésons B. Le but poursuivi est la détermination de tous les paramètres accessibles de la matrice CKM. Mais pour cela il faut produire des quantités colossales de mésons B. Tels sont les objectifs que se sont fixés les expériences *BABAR* et *Belle* qui se déroulent auprès « d'usines à B » aux États-Unis et au Japon respectivement. Le nombre de mésons B produit chaque année depuis le démarrage de ces expériences est de presque un ordre de grandeur supérieur à celui correspondant à la statistique accumulée par toutes les expériences précédentes durant les vingt dernières années comme par exemple *Argus* et *CLEO*.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre de l'expérience *BABAR*. Comme nous l'avons souligné, son objectif principal est l'étude de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B. Grâce à la grande statistique disponible, *BABAR* peut aussi entreprendre des mesures de précision dans le système des mésons B, comme la mesure de la fréquence d'oscillation $B_d - \overline{B_d}$, la mesure de V_{ub}, et l'étude des modes de désintégrations rares. L'expérience est réalisée par une collaboration internationale, à laquelle participent environ 550 physiciens et ingénieurs de 9 pays et 72 laboratoires du monde entier, dont cinq en France. Elle est située auprès de l'accélérateur linéaire de Stanford (*SLAC*) en Californie (États-Unis). Une description de l'expérience se trouve dans la « Lettre d'intention » [2] et dans le « Rapport technique » [3]. Une présentation détaillée du programme d'études de physique de *BABAR* se trouve dans une recension de l'état actuel de nos connaissances effectuée lors de la préparation de l'expérience : le « Livre de physique de *BABAR* » [4].

L'accélérateur PEP-II produit des collisions entre électrons et positons à une énergie de $10,58$ GeV, *i.e.* à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. Le seul produit de la désintégration de la résonance $\Upsilon(4S)$ est la paire $B\overline{B}$. Pour obtenir les résultats physiques visés avec la précision requise, il faut produire environ 10^8 paires $B\overline{B}$. L'expérience a commencé à enregistrer des données en mai 1999, *i.e.* à peine 5 ans après la « Lettre d'intention » .
L'objet de cette thèse est l'étude des désintégrations $b \to c\overline{c}s$, au travers du mode $B \to \eta_c K$. Les rapports d'embranchement des désintégrations $B \to \eta_c K$ sont mal connus, avec une erreur supérieure à 50%. Les événements de type $b \to c\overline{c}s$ sont particulièrement intéressants, car ils sont reliés à la mesure de l'angle β, un des angles de la matrice CKM. Dans ces désintégrations les contributions des diagrammes « pingouin » ont la même phase que les diagrammes en arbre ou sont négligeables et donc la mesure de $\sin 2\beta$ reste peu affectée par les incertitudes théoriques.

Le but de ce travail est d'améliorer la connaissance des rapports d'embranchement et de sélectionner les événements $B^0 \to \eta_c K^0_S$ pour mesurer la violation de la symétrie CP. Nous avons analysé $20,7$ fb^{-1} de données enregistrées par *BABAR*. Parmi les désintégrations $B \to \eta_c K$ nous avons étudié en détail celles associées aux canaux de désintégration du η_c en $K^0_S K^\pm \pi^\mp$, $K^+K^-\pi^0$ et $K^+K^-K^+K^-$ et mesuré leurs rapports d'embranchement.

Ce mémoire est constitué de trois parties. La première partie est une introduction à la violation de la symétrie CP et à la phénoménologie des mésons B. La deuxième partie sera plus technique, car elle est consacrée à la description du détecteur *BABAR* avec ses performances et aux outils qui vont nous servir pour l'analyse. La dernière partie du mémoire décrit la sélection des événements et la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$, $K^+K^-K^+K^-$ et $K^+K^-\pi^0$.
Bien qu'une courte section de la première partie soit consacrée au η_c notons dès à présent quelques points de comparaison de cette particule avec le J/ψ.

Comparaison entre le η_c et le J/ψ, difficultés spécifiques de l'étude du η_c

Les états liés d'un quark c et d'un quark $\bar{c}$ sont désignés par le terme « charmonium ». Le η_c et le J/ψ sont les deux états fondamentaux du système, le premier faisant partie de la série des états singlets et le second de la série des états triplets. Le η_c est une particule pseudoscalaire de spin de nul et le J/ψ une particule vecteur de spin 1. Les nombres quantiques du η_c et du J/ψ sont naturellement $J^{PC} = 0^{-+}$ et $J^{PC} = 1^{--}$ respectivement. La différence de masse entre le η_c et le J/ψ est faible à cause de la force spin-spin entre les quarks, l'état singlet $c\bar{c}$ dans l'onde S étant légérement plus léger que l'état triplet.
Le J/ψ a été découvert en 1974 simultanément par deux expériences : dans le processus $p + \mathrm{Be} \to e^+ + e^- + X$ à *Brookhaven-MIT* [5] et auprès du collisionneur *SPEAR* (e^+e^-) à SLAC [6]. Cette découverte est connue sous le nom de « *november revolution* », afin d'exprimer son importance pour la compréhension du Modèle Standard et de *QCD*. Le η_c a été mis en évidence seulement six ans plus tard par les expériences *Crystal Ball* [7] et *Mark II* [8].
Il s'avère que les mesures de largeur et de masse du η_c sont difficiles. Vingt ans après sa découverte

la largeur totale et les taux de désintégration du η_c ne sont pas encore bien determinés. Les différentes mesures de la largeur diffèrent environ d'un facteur deux, et l'erreur sur les rapports d'embranchement est d'au moins 30%. La valeur moyenne mondiale de la largeur rapportée dans le PDG 2002 [9] est $\Gamma(\eta_c) = 16^{+3,6}_{-3,2}$ MeV/c^2. La valeur la plus élevée qui entre dans cette moyenne est celle de *CLEO* [10] : $\Gamma(\eta_c) = 27 \pm 5,8(stat.) \pm 1,4(syst.)$ MeV/c^2. De nouvelles mesures plus précises sont possibles aux usines à B. *Belle* [11] et *BABAR* [12] donnent des valeurs de la largeur du η_c de l'ordre de 30 MeV/c^2, en bon accord statistique .
La largeur hadronique du J/ψ est plus faible que celle du η_c, car le J/ψ ne se désintègre qu'en 3 gluons en raison de son nombre quantique C et de la conservation de la charge de couleur, alors que le η_c se désintégre en 2 gluons, c'est à dire sa désintégration est supprimée d'un facteur α_s supplémentaire (plus d'autres facteurs qui viennent de la théorie, par exemple le facteur de couleur d'environ 0,4 par rapport au η_c).
Le η_c, un état du charmonium, est plus difficile à étudier que le J/ψ à la fois en raison des processus de production et des modes de désintégration :

- Le η_c peut être produit selon les modes suivants : par fusion de photons ($\gamma\gamma \to \eta_c$), dans la désintegration radiative du J/ψ ($J/\psi \to \gamma\eta_c$) et dans les désintégrations des mésons B ($B \to \eta_c X_s$). Contrairement au J/ψ qui porte les mêmes nombres quantiques que le photon, le η_c ne peut être produit directement dans les collisions $e^+ e^-$.
- Tandis qu'environ un J/ψ sur cinq se désintègre en paires de leptons (e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$), le η_c se désintègre presque exclusivement en hadrons. Parmi les modes principaux de désintégrations du η_c on considère $\eta_c \to K^0_S K\pi$, $4K$, $2K2\pi$, $\eta\pi\pi$ et $p\bar{p}$, c'est à dire des états finals de 2 à 5 particules. La somme de ces rapports d'embranchement est plus faible que celle des rapports d'embranchement du processus $J/\psi \to e^+ e^-$. De surcroît, les efficacités de reconstruction du η_c dans les modes cités ci-dessus sont bien plus faibles que celles du J/ψ en deux leptons. Dans le cas du η_c la combinatoire est plus grande, ce qui impose d'appliquer des critères d'identification des kaons et protons assez stricte. Les kaons provenant du η_c sont moins faciles à reconstruire et à identifier car leurs impulsions sont plus faibles.
  Dans le cas du J/ψ il est possible d'ajuster le vertex cinématiquement avec une contrainte sur la masse du J/ψ, car sa largeur est connue.

L'étude des désintégrations du $B^0 \to \eta_c K$ et $B^0 \to J/\psi K$ peuvent conduire à la détermination de la violation de la symètrie CP par la mesure de $\sin 2\beta$, où β et un angle de triangle d'unitarité. Les deux états finals portent une CP-parité -1 : les CP parités du η_c et du J/ψ sont opposées, et leur moment orbital avec le K^0_S est différent.

Première partie

Contexte théorique de la thèse

Cette partie de la thèse est consacrée à l'exposé des notions théoriques et phénoménologiques utiles dans le contexte de l'analyse des modes de désintégration $B \to \eta_c K$.
Dans le premier chapitre de cette partie, nous évoquerons les propriétés du système des mésons B neutres, en particulier le phénomène de mélange de la saveur et de violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration vers un état propre de CP. Puis nous aborderons certains aspects phénoménologiques qui entrent dans le calcul des largeurs partielles de désintégration des mésons B. Enfin, nous appliquerons ces concepts afin d'obtenir des prédictions sur les transitions supprimées de couleur $\overline{B} \to \eta_c(J/\psi)\overline{K}$.
Dans le second chapitre, nous nous intéresserons au système du charmonium (état lié d'une paire de quarks $c\bar{c}$ sous le seuil de production des mésons charmés) et plus spécifiquement au η_c, particule pseudoscalaire interprétée comme l'état fondamental du charmonium, dont nous donnerons les propriétés principales.
Le lecteur pourra également trouver : en annexe A, une introduction au modèle standard des quarks et leptons conduisant à la définition de la matrice CKM de mélange de saveur des quarks ; en annexe B, une introduction à la violation de la symétrie CP, dont l'étude dans le système des mésons B est la motivation principale de l'expérience *BABAR*.

Chapitre 1

Eléments de physique des mésons B

1.1 Le système des mésons B neutres

Les systèmes de mésons neutres avec saveurs non-cachées sont ceux des kaons, des mésons D et des mésons B. Le système des kaons neutres est connu depuis les années 1950 et la violation de CP dans ce système a été étudiée en grand détail. On pense dans le cadre de Modèle Standard que les effets de violation de CP sont très faibles dans le système des mésons D [13]. En revanche, des effets importants sont attendus dans le système des mésons B. C'est pourquoi il est essentiel d'étudier le phénomène dans ce système, non seulement pour extraire les paramètres de la violation de CP, mais aussi pour comparer les résultats à ceux du système des kaons neutres. A l'aide du nouvel éclairage sur la violation de CP dans un système autre que celui des kaons, il sera possible d'apporter des éléments de réponse à la question de savoir si le phénomène de la violation de CP est spécifique au système des kaons ou si comme on le pense il s'agit d'un phénomène plus général.

Le quark b a été découvert à la fin des années 1970, et les mésons B au début des années 1980. Il y a différentes voies de production de mésons B, par exemple en faisceau de hadrons en cible fixe, en collisions proton-antiproton ou dans les désintégrations du Z^0. Dans le cadre de l'expérience *BABAR* on étudie les annihilations électron-positon à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette résonance $J^{PC} = 1^{--}$ se désintègre quasi exclusivement en paires de mésons B. Comme dans le système des kaons neutres, les états propres de masse du système des mésons B neutres ne sont a priori pas identiques aux états propres de saveur, ni aux états propres de CP. Il en résulte une différence de masse Δm_d et une différence de largeur $\Delta\Gamma_d$ entre les deux états physiques. Contrairement au système des kaons, la différence de temps de vie entre les deux états est négligeable. Cela se comprend d'une part par la grande diversité des états finals de désintégration, d'autre part par le fait que les états finals communs au B^0 et au $\overline{B}^0$ ont des rapports d'embranchement relativement faibles. C'est pourquoi on distingue les états physiques par leur masse, B_H (H pour Heavy) et B_L (L pour Light), avec

$$\Delta m_d \equiv M_H - M_L > 0 \quad \text{et} \quad \Delta\Gamma_d \equiv \Gamma_L - \Gamma_H \quad . \tag{1.1}$$

Dans la suite de la section, nous nous placerons dans le cas spécifique des mésons B, où $\Delta\Gamma_d$

peut être négligé : $|\Delta\Gamma_d| \ll \Delta m_d$. Expérimentalement, on a (moyennes mondiales)

$$\Delta m_d = 0,489 \pm 0,008\,\mathrm{ps}^{-1} \quad \text{et} \quad x_d \equiv \frac{\Delta m_d}{\Gamma_d} = 0,755 \pm 0,015\ . \tag{1.2}$$

Nous adoptons en outre la convention de phase habituelle dans la définition de l'opérateur CP reliant les états propres de saveur, B^0 et $\overline{B}^0$, selon laquelle

$$CP|B^0\rangle = |\overline{B}^0\rangle \qquad \text{et} \qquad CP|\overline{B}^0\rangle = |B^0\rangle\ . \tag{1.3}$$

Avec cette convention, les états propres de CP du système, B_1 et B_2, s'écrivent :

$$\begin{array}{lll} |B_1\rangle = (\,|B^0\rangle + |\overline{B}^0\rangle\,)/\sqrt{2} & \text{avec} & CP|B_1\rangle = +|B_1\rangle\ , \\ |B_2\rangle = (\,|B^0\rangle - |\overline{B}^0\rangle\,)/\sqrt{2} & \text{avec} & CP|B_2\rangle = -|B_2\rangle\ . \end{array} \tag{1.4}$$

1.1.1 Mélange de saveur des mésons B

Dans cette section, nous abordons le mélange de la saveur, c'est-à-dire le fait qu'à partir d'un système initialement préparé dans un état de saveur bien déterminé puisse se développer une composante de la saveur opposée. Nous établirons la relation entre les états propres de saveur et les états propres de masse puis nous dériverons les équations d'évolution temporelle des états propres de saveur d'où nous déduirons la probabilité de mélange $B^0\overline{B}^0$ en fonction du temps.
Le système en évolution est représenté par l'état quantique $|\Psi\rangle$ qui est défini comme une combinaison linéaire des états propres de saveur $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$:

$$|\Psi\rangle = a|B^0\rangle + b|\overline{B}^0\rangle, \tag{1.5}$$

où a et b sont deux coefficients complexes normalisés dont on cherche à déterminer la dépendance en fonction du temps. L'évolution temporelle du système est gouvernée par l'équation de Schrödinger :

$$i\frac{d}{dt}|\Psi\rangle = \hat{H}|\Psi\rangle \tag{1.6}$$

où on a posé $\hbar = 1$.
$\hat{H}$ est un hamiltonien effectif car il ne décrit pas toutes les évolutions possibles du système, en particulier toutes les voies de désintégration des mésons B. C'est pourquoi l'opérateur correspondant n'est pas nécessairement hermitique. On peut néanmoins exprimer $\hat{H}$ en fonction de deux matrices 2×2 hermitiques, $\hat{M} = \hat{M}^\dagger$ et $\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}^\dagger$, qui agissent dans l'espace engendré par les états B^0 et $\overline{B}^0$, selon la relation :

$$\hat{H} \equiv \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \equiv \hat{M} - \frac{i}{2}\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}\ . \tag{1.7}$$

$\hat{M}$ est la matrice de masse et $\hat{\Gamma}$ la matrice de désintégration. Les éléments de ces matrices sont liés par certaines relations qui découlent des symétries globales du système. Nous admettrons dans la suite que le théorème de conservation de CPT est vérifié. De ce théorème, qui puise ses fondements dans les principes de la théorie quantique des champs, découle l'égalité des masses et

des largeurs totales de désintègration d'une particule et de son antiparticule. L'invariance sous l'action de CPT implique les propriétés suivantes :

- M_{11} et M_{22} d'une part, Γ_{11} et Γ_{22} d'autre part, sont des quantités réelles et égales

$$M \equiv M_{11} = M_{22} \qquad \text{et} \qquad \Gamma \equiv \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \ . \tag{1.8}$$

- Les éléments non-diagonaux, M_{12} et M_{21} d'une part, et Γ_{12} et Γ_{21} d'autre part, sont conjugués complexes

$$M_{21} = M_{12}^* \qquad \text{et} \qquad \Gamma_{21} = \Gamma_{12}^* \ . \tag{1.9}$$

Finalement, le hamiltonien effectif peut s'écrire de la façon suivante :

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & p^2 \\ q^2 & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

où on a introduit deux nombres complexes p et q tels que

$$\begin{array}{rcl} p^2 & = & M_{12} - (i/2)\,\Gamma_{12} \ , \\ q^2 & = & M_{12}^* - (i/2)\,\Gamma_{12}^* \ . \end{array} \tag{1.11}$$

Par définition, les matrices de masse et de désintégration sont diagonales dans l'espace engendré par les états propres de masse, B_H et B_L. C'est donc par la diagonalisation des matrices $\hat{M}$ et $\hat{\Gamma}$ que nous établirons les relations entre leurs éléments, M_{ij} et Γ_{ij}, et les valeurs physiques de masse et de largeur des mésons B neutres. Ainsi, on peut exprimer les valeurs propres $\lambda_{H,L}$ du hamiltonien effectif

$$\lambda_{H,L} = M_{H,L} - \frac{i}{2}\,\Gamma_{H,L} \tag{1.12}$$

où $M_{H,L}$ et $\Gamma_{H,L}$ sont des quantités physiques donc réelles.
En identifiant parties réelles et imaginaires des valeurs propres obtenues par la diagonalisation du hamiltonien 1.10, on obtient

$$\begin{array}{rcccl} M_{H,L} & = & M & \pm & \mathrm{Re}\,(p\,q) \\ \Gamma_{H,L} & = & \Gamma & \pm & 2\ \mathrm{Im}\,(p\,q) \end{array} \ . \tag{1.13}$$

Les états propres associés, qui s'expriment en fonction des coefficients complexes p et q

$$|B_{H,L}\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \left(\ p\,|B^0\rangle \ \pm \ q\,|\overline{B}^0\rangle \ \right) \ , \tag{1.14}$$

se propagent dans le vide avec une masse $M_{H,L}$ et un temps de vie $\tau_{H,L} \equiv 2/\Gamma_{H,L}$ bien définis :

$$|B_{H,L}(t)\rangle = e^{-i\,M_{H,L}t} e^{-\Gamma_{H,L}t/2}\,|B_{H,L}(t=0)\rangle \ . \tag{1.15}$$

A partir des équations 1.14 et 1.15 on obtient l'évolution temporelle de systèmes initialement préparés dans un état propre de saveur B^0 ou $\overline{B}^0$:

$$\begin{array}{rcl} |B^0(t)\rangle & = & e^{-\Gamma t/2}\,e^{-iMt}\ (\ \cos(\Delta m_d t/2)\ |B^0\rangle \ + \ i\,(q/p)\ \sin(\Delta m_d t/2)\ |\overline{B}^0\rangle\ ) \\ |\overline{B}^0(t)\rangle & = & e^{-\Gamma t/2}\,e^{-iMt}\ (\ \cos(\Delta m_d t/2)\ |\overline{B}^0\rangle \ + \ i\,(p/q)\ \sin(\Delta m_d t/2)\ |B^0\rangle\ ) \end{array} \tag{1.16}$$

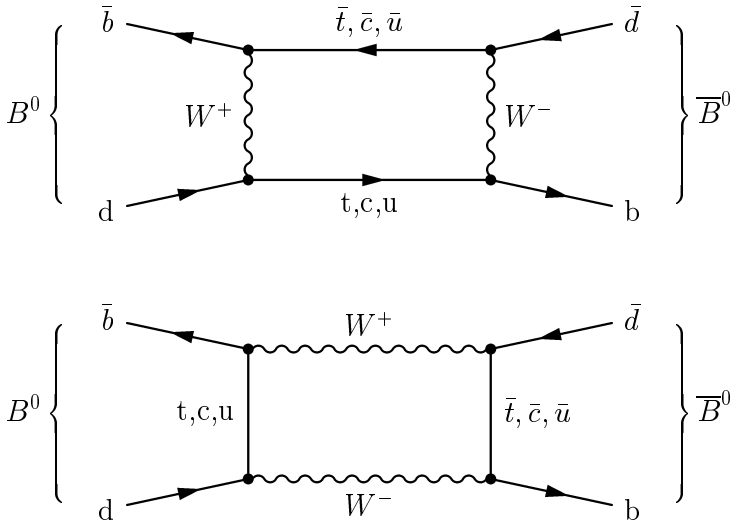


Fig. 1.1 – *Les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$: Diagrammes de Feynman dits « en boîtes ».*

où l'on a négligé $|\Delta\Gamma_d|$ devant Δm_d. Ces équations d'évolution décrivent le mélange de la saveur entre les états B^0 et $\overline{B}^0$. Comme on le voit, c'est un phénomène d'oscillation dont la fréquence est régie par la différence de masse Δm_d entre les deux états propres. On constate que, pour que les probabilités d'oscillation $B^0 \to \overline{B}^0$ et $\overline{B}^0 \to B^0$ soient égales, c'est-à-dire pour qu'il n'y ait pas violation indirecte de *CP*, il est nécessaire et suffisant que le module du rapport q/p soit égal à l'unité, $|q/p| = |p/q| = 1$. Plus généralement, on obtient à partir des équations (1.16) la probabilité de transition en fonction du temps d'un état $|B^0\rangle$ ou $|\overline{B}^0\rangle$ vers un état final $|f\rangle$

$$\begin{array}{rcl}
|\langle f|\hat{O}|B^0(t)\rangle|^2 & = & e^{-\Gamma t}\ \{ \quad \cos^2(\Delta m_d t/2)\ |\langle f|\hat{O}|B^0\rangle|^2 \\
& & + \ |q/p|^2 \quad \sin^2(\Delta m_d t/2)\ |\langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle|^2 \\
& & - \ (i/2)\,(q/p)^* \quad \sin(\Delta m_d t/2)\ \langle f|\hat{O}|B^0\rangle\ \langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle^* \\
& & + \ (i/2)\,(q/p) \quad \sin(\Delta m_d t/2)\ \langle f|\hat{O}|B^0\rangle^*\langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle\ \} \\
|\langle f|\hat{O}|\overline{B}^0(t)\rangle|^2 & = & e^{-\Gamma t}\ \{ \quad \cos^2(\Delta m_d t/2)\ |\langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle|^2 \\
& & + \ |p/q|^2 \quad \sin^2(\Delta m_d t/2)\ |\langle f|\hat{O}|B^0\rangle|^2 \\
& & - \ (i/2)\,(p/q)^* \quad \sin(\Delta m_d t/2)\ \langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle\ \langle f|\hat{O}|B^0\rangle^* \\
& & + \ (i/2)\,(p/q) \quad \sin(\Delta m_d t/2)\ \langle f|\hat{O}|\overline{B}^0\rangle^*\langle f|\hat{O}|B^0\rangle\ \}
\end{array} \tag{1.17}$$

où $\hat{O}$ représente l'opérateur de transition d'un état vers un autre avec changement de la saveur.

1.1.2 Violation de *CP* induite par le mélange

Considérons le cas où l'état final est un état propre de *CP*

$$CP|f_{CP}\rangle = \eta_{f_{CP}}|f_{CP}\rangle\ . \tag{1.18}$$

On introduit l'observable complexe $\lambda_{f_{CP}}$ définie par :

$$\lambda_{f_{CP}} = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{\mathcal{A}}(f_{CP})}{\mathcal{A}(f_{CP})}\ , \tag{1.19}$$

où $\mathcal{A}(f_{CP})$ représente l'amplitude de transition $B^0 \to f_{CP}$, et $\bar{\mathcal{A}}(f_{CP})$ l'amplitude de transition $\overline{B}^0 \to f_{CP}$. En utilisant les équations 1.17, on peut exprimer l'asymétrie de CP dépendant du temps en fonction de $\lambda_{f_{CP}}$

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} = -C_{f_{CP}} \cdot \cos(\Delta m_d t) + S_{f_{CP}} \cdot \sin(\Delta m_d t) \quad (1.20)$$

avec

$$C_{f_{CP}} = \frac{1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \qquad \text{et} \qquad S_{f_{CP}} = \frac{2\mathrm{Im}(\lambda_{f_{CP}})}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \qquad \text{et} \qquad \lambda_{f_{CP}} = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{\mathcal{A}}(f_{CP})}{\mathcal{A}(f_{CP})} \,. \quad (1.21)$$

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons principalement à la désintégration $B^0 \to \eta_c K^0$ qui au niveau des quarks est le même processus de type $b \to c\bar{c}s$ que pour les désintégrations avec un charmonium et un kaon dans l'état final telles que $B^0 \to J/\psi K^0$. Les transitions de ce type sont dominées par une amplitude en arbre supprimée de couleur, qui est représentée par le diagramme de la figure 1.2. Le facteur de suppression sur le module de l'amplitude par rapport à un processus en arbre $b \to c$ non-supprimé de couleur, est de l'ordre de 3. Les amplitudes sous-dominantes sont de type pingouin ; elles sont représentées par les diagrammes de la figure 1.3.

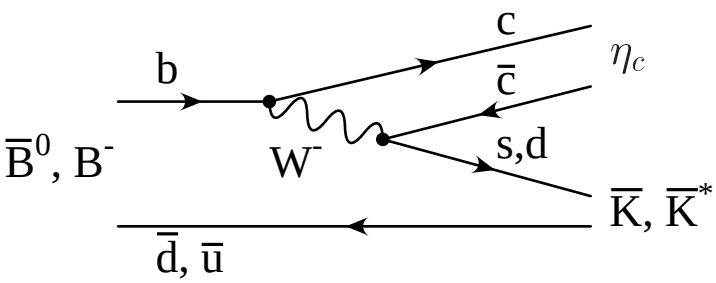


Fig. 1.2 – *Diagramme de Feynman de l'amplitude dominante en arbre pour la désintégration $B \to \eta_c K$.*

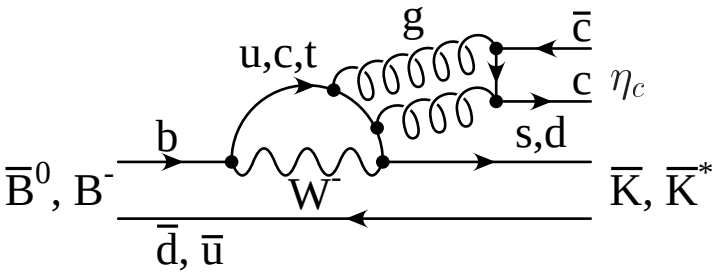


Fig. 1.3 – *Diagramme de Feynman de l'amplitude sous-dominante de type « pingouin » pour la désintégration $B \to \eta_c K$.*

L'état final $\eta_c K^0_S$ est un état de CP-parité impaire. En effet, le η_c et le K^0_S, de CP-parité impaire et paire, respectivement, ont un moment orbital relatif nul. Ainsi, bien que le η_c et le J/ψ soient de CP-parité opposée, les états finals $\eta_c K^0_S$ et $J/\psi K^0_S$ sont de même CP-parité. En se limitant

à la contribution du diagramme en arbre dominant, on trouve :

$$\lambda_{\eta_c K_S^0} = -\left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right) \cdot \left(\frac{V_{cs}^* V_{cb}}{V_{cs} V_{cb}^*}\right) \cdot \left(\frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*}\right) \tag{1.22}$$

où le troisième terme découle du mélange $K^0\overline{K}^0$. Dans la paramétrisation de Wolfenstein, seuls les élements V_{td} et V_{ub} sont complexes, tous les autres étant réels. On trouve :

$$\lambda_{\eta_c K_S^0} = -\left(\frac{V_{td}}{V_{td}^*}\right) = -\, e^{-2i\beta} \tag{1.23}$$

où β est l'un des angles du triangle d'unitarité. Par suite, on a

$$|\, \lambda_{\eta_c K_S^0} \,| = 1 \quad \text{et} \quad \mathrm{Im}(\lambda_{\eta_c K_S^0}) = \sin 2\beta \tag{1.24}$$

et l'asymétrie

$$a_{\eta_c K_S^0}(t) = \sin 2\beta \, \sin(\Delta m_d t) \ . \tag{1.25}$$

Est-il légitime de négliger les contributions des amplitudes de type pingouin ? Pour s'en convaincre on utilise un développement des amplitudes de désintégration en sommes d'amplitudes partielles où l'on fait intervenir explicitement les éléments de matrice *CKM* :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{f=c\bar{c}s} &= V_{us} V_{ub}^* P^{(u)} + V_{cs} V_{cb}^* (T + P^{(c)}) + V_{ts} V_{tb}^* P^{(t)} \\ \bar{\mathcal{A}}_{f=c\bar{c}s} &= V_{us}^* V_{ub} P^{(u)} + V_{cs}^* V_{cb} (T + P^{(c)}) + V_{ts}^* V_{tb} P^{(t)} \end{aligned} \tag{1.26}$$

où T représente l'amplitude en arbre et $P^{(u)}$, $P^{(c)}$ et $P^{(t)}$, les trois amplitudes pingouin impliquant respectivement les quarks u, c et t. En exploitant la relation d'unitarité $V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* = -V_{ts}V_{tb}^*$ on obtient

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{f=c\bar{c}s} &= V_{us} V_{ub}^* (P^{(u)} - P^{(t)}) + V_{cs} V_{cb}^* (T + P^{(c)} - P^{(t)}) \\ \bar{\mathcal{A}}_{f=c\bar{c}s} &= V_{us}^* V_{ub} (P^{(u)} - P^{(t)}) + V_{cs}^* V_{cb} (T + P^{(c)} - P^{(t)}) \ . \end{aligned} \tag{1.27}$$

L'approximation que nous avons faite consiste en définitive à négliger le terme faisant intervenir le produit $V_{us}V_{ub}^*$ par rapport au terme en $V_{cs}V_{cb}^*$. Or le module $|V_{cs}V_{cb}^*|$ est proportionnel à $A\lambda^2$ tandis que $|V_{us}V_{ub}^*|$ est proportionnel à $A\lambda^4$. Donc la contribution du premier terme est au moins supprimée par un facteur d'ordre λ^2. De surcroît, ce terme ne reçoit que la contribution de diagrammes pingouin, qui, selon la plupart des analyses théoriques, sont supprimés par rapport aux diagrammes en arbre en raison de la boucle de quarks supplémentaire et de la présence de gluons durs. C'est pourquoi on peut affirmer avec une certaine confiance que les amplitudes sont dominées par les termes en $V_{cs}V_{cb}^*$.

1.2 Aspects théoriques de la désintégration des mésons B

L'ambition de cette section est de donner un aperçu de certaines techniques théoriques permettant l'étude phénoménologique des désintégrations de mésons B. La physique des saveurs

lourdes est un domaine de la physique théorique qui connaît un essor important, stimulé par la grande diversité des résultats expérimentaux et l'amélioration des précisions de mesure.
Le modèle standard, y compris dans sa description des courants faibles chargés, traite des interactions entre les constituants fondamentaux que sont les quarks et les leptons. L'étude des interactions électrofaibles du quark b joue comme on l'a vu un rôle central dans la compréhension des mécanismes du mélange de la saveur et de la violation de *CP*. Cependant, le quark b est toujours confiné à l'intérieur de hadrons. Les interactions entre quarks et gluons au sein de ces états liés sont de nature non-perturbative. C'est ce qui limite potentiellement l'interprétation des observations en termes de quantités fondamentales intervenant dans les processus à courte distance. On mesure des combinaisons des paramètres du Modèle Standard avec des éléments de matrice hadroniques qu'il s'agit d'évaluer dans le cadre de méthodes de théorie des champs non perturbative.
Un exemple de désintégration d'un méson B avec échange de gluons dans l'état final est montré sur la figure 1.4.

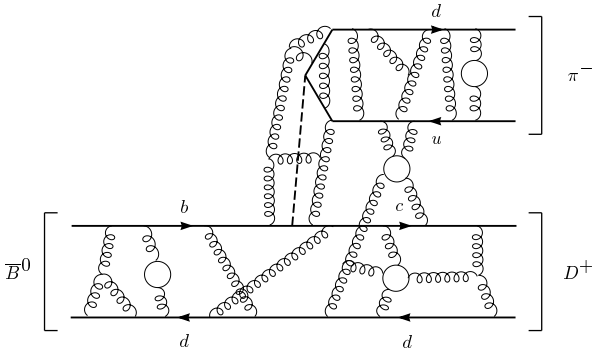


Fig. 1.4 – *Diagramme de Feynman pour le processus $\bar{B}^0 \to D^+\pi^-$. Les interactions entre les quarks et les gluons sont représentées [14].*

Après un aperçu sur la Chromodynamique Quantique, théorie des interactions fortes, nous évoquerons brièvement une théorie effective à basse énergie qui est utilisée pour évaluer les amplitudes de désintégrations des mésons B, la théorie effective de quarks lourds (HQET) qui s'appuie sur la symétrie des quarks lourds (HQS). Afin de jeter les bases des calculs du taux de désintégration des mésons B, nous introduirons les notions de développement en produits d'opérateurs, de factorisation, de suppression de couleur, de constante de désintégration et de facteur de forme. Autant que faire se peut, nous illustrerons les concepts abordés en les appliquant aux désintégrations du type $\overline{B} \to \eta_c(J/\psi)\overline{K}$ dont l'étude est l'objet principal du travail d'analyse de cette thèse. Pour finir, nous proposerons un certain nombre de prédictions théoriques disponibles dans la littérature concernant ces modes, en insistant sur les hypothèses sur lesquelles elles se fondent.

1.2.1 La Chromodynamique Quantique

La Chromodynamique Quantique (QCD) est la théorie de l'interaction forte qui complète le Modèle Standard. La QCD est une théorie de jauge dont le groupe de jauge est $SU(3)_C$. La

charge correspondante s'appelle la *couleur*. Seuls les quarks sont sensibles à l'interaction forte, et portent une charge de couleur. Les bosons de jauge – les gluons – sont au nombre de huit. Les gluons sont de masse nulle comme le photon. Cependant, à l'inverse du photon qui est neutre électriquement – le groupe de jauge de QED étant abélien –, les gluons portent une charge de couleur. Les quarks interagissent par échange de gluons. La constante de couplage effective de l'interaction forte α_s, qui obéit aux équations du groupe de renormalisation (RGE), varie fortement avec l'échelle d'énergie μ caractéristique du processus considéré

$$\alpha_s(\mu) \approx \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2\right)} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f \ , \tag{1.28}$$

où n_f est le nombre de quarks légers, c'est-à-dire dont la masse est plus faible que l'échelle d'énergie μ. Pour les processus à bas moments de transfert – on parle de processus à longue distance –, le couplage est fort : on est dans le domaine non-perturbatif de QCD où les quarks sont confinés pour former les hadrons. Pour les grands moments de transfert – processus à courte distance –, la constante α_s diminue et l'interaction forte devient perturbative : c'est le régime de la liberté asymptotique où les quarks se libèrent de leur confinement au sein des hadrons et interagissent individuellement. La transition entre les régimes non-perturbatif et perturbatif de la Chromodynamique Quantique s'opère dans la gamme d'énergie de l'ordre de $\Lambda_{QCD} \approx 250\,\text{MeV}$.

1.2.2 Les échelles d'énergie

Le quark b bénéficie d'un statut particulier du fait de sa masse, m_b, qui est très supérieure à l'échelle d'énergie Λ_{QCD}

$$\Lambda_{QCD} \ll m_b \approx 4,7\,\text{GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad \alpha_s(\mu = m_b) \ll 1 \ . \tag{1.29}$$

$\alpha_s(\mu = m_b)$ est la constante de couplage fort prise à l'échelle de la masse du quark b. Le quark c, dont la masse est de l'ordre $m_c \approx 1,5\,\text{GeV}/c^2$, est aussi considéré comme un quark lourd selon ce critère. Dans ce qui suit nous prendrons le cas d'un méson M constitué d'un quark lourd Q ($Q = b$ ou c) et de ce qu'on appelle les *degrés de liberté légers*. Ceux-ci désignent non seulement le quark de valence $\bar{q}$, mais aussi l'ensemble de gluons mous et de paires de quark-antiquark virtuelles qui constituent la matière du méson entourant le quark lourd Q.
On distingue trois gammes d'énergies (Fig. 1.5) pour décrire les désintégrations du méson M : l'échelle perturbative électrofaible ($\mu \approx M_W$) à laquelle on peut considérer la désintégration du quark Q libre ; l'échelle de la masse du quark Q ($\mu \approx m_Q$) à laquelle on peut calculer des processus dans le cadre de la QCD perturbative, rayonnement de gluons durs et corrections de vertex par exemple ; enfin, l'échelle des processus à longue distance ($\mu \approx \Lambda_{QCD}$) qui nécessite des calculs QCD non-perturbatifs.
On peut ainsi décomposer conceptuellement un processus en différentes étapes. A l'échelle électrofaible, une désintégration du méson M peut être modélisée comme une interaction locale à quatre quarks ou deux quarks et une paire lepton-neutrino. Dans une seconde étape, les quarks produits intéragissent par l'échange de gluons durs, puis s'hadronisent. Enfin, les hadrons dans l'état final intéragissent de façon non nécessairement élastique – on parle d'interaction dans l'état final (FSI).

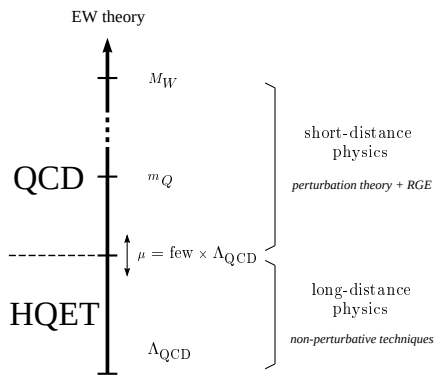


Fig. 1.5 – *Les domaines d'application de la QCD perturbative et de la théorie effective des quarks lourds (HQET) en fonction de l'échelle d'énergie μ [14].*

Il y a très peu d'exemples de prédiction fiable dans le régime de la QCD non-perturbative reposant sur des calculs purement analytiques. La plupart des prédictions dans ce domaine exploitent une symétrie plus ou moins approchée, comme par exemple la symétrie d'isospin ou la symétrie chirale. Le choix de la bonne symétrie dépend du problème spécifique que l'on cherche à résoudre. Dans le cas de l'étude des mésons contenant un quark lourd unique, on exploite la grande différence de masse entre les constituants du méson en se plaçant dans la limite où la masse du quark lourd tend vers l'infini. C'est le cadre de la symétrie des quarks lourds (HQS).

1.2.3 La symétrie et la théorie effective des quarks lourds (HQET)

Dans la limite où sa masse tend vers l'infini, $m_Q \to \infty$, le quark lourd agit comme une source de couleur statique à l'origine de quadri-vélocité conservée. Dans cette limite, on peut écrire la quadri-impulsion du quark Q sous la forme $p_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu$ (avec $v^2 = 1$), où k^μ représente les fluctuations d'impulsion (de l'ordre de Λ_{QCD}) dues aux interactions du quark lourd avec les quarks et gluons mous qui constituent le reste du méson. En d'autres termes, lorsque la masse du quark lourd est suffisamment grande, la fonction d'onde des degrés de liberté légers devient insensible à la fois au spin et à la masse (c'est-à-dire la saveur) du quark lourd : on introduit ainsi une symétrie spin-saveur $SU(2N_Q)$ où $N_Q = 2$ est le nombre de quarks lourds.
La symétrie spin-saveur des quarks lourds permet d'établir des relations entre les désintégrations des mésons B, D, B^* et D^*, bien que les masses des quarks c et b soient en fait assez différentes. Les corrections découlant de la brisure de cette symétrie s'organisent comme des séries en puissance des paramètres Λ_{QCD}/m_Q et $\alpha_s(m_Q)$ dont on peut calculer les termes dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (HQET).

1.2.4 Le calcul des amplitudes de désintégration

Les prédictions de rapports d'embranchement des mésons B nécessitent l'estimation d'amplitudes de transition. Ces amplitudes reçoivent en général différentes contributions que l'on peut représenter par des diagrammes de Feynman : en arbre ; en arbre supprimé de couleur ; pingouin ; pingouin électrofaible ; etc.

L'outil théorique de base pour l'estimation des amplitudes de désintégration des mésons B est le développement en produits d'opérateurs (OPE, pour Operator Product Expansion). Cette approche consiste à séparer explicitement dans l'expression formelle d'une amplitude les quantités se rapportant aux processus physiques aux différentes échelles d'énergie, de façon à isoler celles qui nécessitent un traitement non-perturbatif et dont le calcul est l'objet des différents modèles phénoménologiques.

1.2.5 Le développement en produit d'opérateurs

Dans le cadre de cette approximation, les différents diagrammes de Feynman sont traduits en opérateurs locaux Q_i. Chaque opérateur s'accompagne d'un coefficient, $c_i(\mu)$, dit coefficient de Wilson, qui contient l'information sur la physique à courte distance pertinente à l'échelle d'énergie μ. Dans le cas de mésons B on se place à l'évidence à $\mu \approx m_b$: les coefficients de Wilson prennent en compte, perturbativement, les effets d'échange de gluons entre les quarks et englobent les contributions de particules plus massives que le quark b, y compris le quark t et – éventuellement – de nouvelles particules massives supersymétriques. Les coefficients de Wilson sont universels, c'est-à-dire qu'ils ne dépendent pas de l'état final considéré, mais seulement de la topologie du diagramme correspondant. On peut donc les considérer comme les constantes de couplage effectives d'un hamiltonien effectif décrivant les interactions $|\Delta B| = 1$ selon

$$\mathcal{H}^{|\Delta B|=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM} \sum_i c_i(m_b) Q_i + \text{h. c.} \ , \tag{1.30}$$

où G_F est la constante de Fermi et V_{CKM} représente un produit d'éléments de la matrice *CKM*. L'amplitude de transition pour un processus de désintégration $\overline{B} \to f$ s'écrit

$$\mathcal{A}_{\overline{B}\to f} \approx -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM} \sum_i c_i(m_b) \langle f|Q_i|\overline{B}\rangle \ , \tag{1.31}$$

où $\langle f|Q_i|\overline{B}\rangle$ est l'élément de matrice de l'opérateur local Q_i pour la transition $\overline{B} \to f$ considérée, incluant les effets à longue distance.
Afin d'illustrer le concept d'OPE, prenons spécifiquement le cas qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse, celui de la désintégration d'un méson B avec un charmonium et un kaon dans l'état final, $\overline{B} \to (c\bar{c})\overline{K}^{(*)}$. C'est une transition $\Delta B = 1$ et $\Delta S = -1$ du type $b \to c\bar{c}s$ au niveau des quarks, faisant intervenir les produits d'éléments de la matrice de mélange des quarks $V_{CKM} = V_{cb}{V_{cs}}^*$ pour les diagrammes en arbre et $V_{CKM} = V_{tb}{V_{ts}}^*$ pour les diagrammes pingouin

$$\mathcal{H}^{\Delta B=1}_{\Delta S=-1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ V_{cb}{V_{cs}}^*(c_1 Q_1^c + c_2 Q_2^c) - V_{tb}{V_{ts}}^* \sum_{i=3}^{6} c_i Q_i + \text{h. c.} \right\} \ . \tag{1.32}$$

Les deux premiers opérateurs locaux, Q_1^c et Q_2^c, prennent la forme:

$$\begin{aligned} Q_1^c &= \bar{c}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\alpha \ \bar{s}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5)\, c_\beta \,, \\ Q_2^c &= \bar{c}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\beta \ \bar{s}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5)\, c_\alpha \,, \end{aligned}$$

où α et β sont les indices de couleur. Les quatre opérateurs Q_3 à Q_6 représentant les diagrammes pingouin s'écrivent

$$\begin{aligned}
Q_3 &= \bar{s}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\alpha \; \bar{c}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5)\, c_\beta \,, \\
Q_4 &= \bar{s}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\beta \; \bar{c}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5)\, c_\alpha \,, \\
Q_5 &= \bar{s}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\alpha \; \bar{c}_\beta \gamma^\mu (1+\gamma_5)\, c_\beta \,, \\
Q_6 &= \bar{s}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5)\, b_\beta \; \bar{c}_\beta \gamma^\mu (1+\gamma_5)\, c_\alpha \,.
\end{aligned}$$

Les coefficients de Wilson sont calculés la plupart du temps dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants, qui s'appuie sur les équations d'évolution du groupe de renormalisation (RGE). Selon ces calculs, les coefficients correspondant aux diagrammes en arbre à l'échelle prise pour les désintégrations de mésons B, valent $c_1(m_b) \approx 1,12$ et $c_2(m_b) \approx -0,26$.
Les termes pingouin Q_{3-6} du lagrangien effectif peuvent en général être négligés. En effet les coefficients de Wilson associés aux opérateurs pingouins sont très petits, typiquement un ordre de grandeur inférieurs à c_2. Il conviendrait de prendre ces termes en compte uniquement dans le cas où les termes en c_1 et c_2 seraient supprimés, soit en raison des facteurs CKM mis en jeu, soit parce que les deux éléments de matrices associés aux diagrammes en arbre seraient eux-même fortement supprimés.
Les opérateurs Q_1^c et Q_2^c diffèrent, on le voit, par l'ordre des indices de couleur. Or un état final contenant un état du charmonium sélectionne les topologies conduisant à une paire $(c\bar{c})$ singulet de couleur. C'est pourquoi l'élément de matrice associé à l'opérateur Q_1^c, qui fait intervenir les champs de quarks c et $\bar{c}$ avec des indices de couleur différents, est supprimé par un facteur de l'ordre du nombre de couleur N_C. Cette désintégration est de Type II selon la classification établie par Bauer, Stech et Wirbel (BSW) [15] [16] dans le cadre de leur modèle phénoménologique des désintégrations non-leptoniques s'appuyant sur l'hypothèse de factorisation.

1.2.6 L'hypothèse de factorisation

L'hypothèse de factorisation, ou factorisation naïve, est une approche qui permet de simplifier le traitement phénoménologique des désintégrations non-leptoniques. La validité de cette hypothèse ne repose pas dans tous les cas sur des bases théoriques solides, et en tout état de cause nécessite d'être confrontée à l'expérience.
Dans le cas d'une désintégration semi-leptonique, par exemple $\overline{B} \to D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}$, le processus peut être décrit par le produit d'un courant hadronique $\overline{B} \to D^{(*)}$ et d'un courant leptonique $W^- \to \ell^-\bar{\nu}$. Cette décomposition est rigoureuse car il ne peut y avoir interaction du système $(\ell^-\bar{\nu})$, ni avec les quarks dans l'état final, ni après hadronisation avec le méson $D^{(*)}$ produit.
Dans le cas d'une désintégration non-leptonique, par exemple $\overline{B} \to D^{(*)}\pi^-$, l'hypothèse de factorisation revient à remplacer l'opérateur à quatre quarks $b \to c\bar{u}d$ par un produit d'opérateurs à deux quarks. Par analogie avec le cas semi-leptonique, on modélise le processus comme une transition $\overline{B} \to D^{(*)}$ s'accompagnant de l'émission d'un W^- qui s'hadronise selon $W^- \to (\bar{u}d) \to \pi^-$. Cette interprétation est intuitive et se justifie dans ce cas particulier par l'argument de la transparence de couleur. Selon cet argument, la paire $(\bar{u}d)$ se comporte comme une pseudo-particule ponctuelle singulet de couleur qui se déplace avec une grande rapidité et en interagissant peu sur une longue distance (en raison du facteur de Lorentz) avant de s'hadroniser loin des autres

quarks de l'état final. Il n'est pas du tout évident que cet argument soit encore valable dans les cas où le facteur de Lorentz du singulet de couleur n'est pas aussi élevé, comme par exemple dans les modes qui nous intéressent, $\overline{B} \to (\bar{c}c)\overline{K}$. Il existe néanmoins d'autres arguments militant en faveur de l'hypothèse de factorisation même dans ce cas.
BSW distinguent trois types de désintégration à deux corps des mésons B. Le premier type de désintégration (Type I) désigne les transitions décrites par un diagramme en arbre avec quark spectateur externe, c'est-à-dire (naïvement) conduisant à la production d'un méson chargé par hadronisation de la paire issue du boson W^-, comme dans notre exemple $\overline{B} \to D^{(*)}\pi^-$. Le second type de désintégration (Type II) désigne les transitions décrites par un diagramme en arbre avec quark spectateur interne, qui sont dites *supprimées de couleur*, comme pour les modes avec charmonium dans l'état final. Il existe un troisième type (Type III) pour lequel les deux diagrammes avec quark spectateur externe et interne contribuent. En ce qui concerne les Types I et II, le hamiltonien effectif BSW fait intervenir la combinaison des coefficients c_1 et c_2

$$a_1 = c_1(\mu) + \zeta\, c_2(\mu)\,, \qquad \text{(Type I)} \tag{1.33}$$

$$a_2 = c_2(\mu) + \zeta\, c_1(\mu)\,. \qquad \text{(Type II)} \tag{1.34}$$

où, si la factorisation était une prescription rigoureuse, on aurait, par simple comptage des degrés de liberté de couleur, $\zeta = 1/N_C = 1/3$. Dans la pratique, BSW proposent de considérer ζ comme un paramètre phénoménologique, à déterminer expérimentalement. On fait parfois l'hypothèse d'*universalité* des paramètres a_1 et a_2. Ceci équivaut à considérer que l'effet des contributions qui ne sont pas factorisables soit indépendant du mode de désintégration. Typiquement $a_1 \approx 1,10$ et $a_2 \approx 0,20$ [4], ce qui correspond à $\zeta \approx 0,45$. Le rapport entre a_2 et a_1 reflète la suppression de couleur que subissent les transitions de Type II. Le signe relatif entre a_1 et a_2 indique que les interférences entre transitions de Type I et II, lorsqu'elles sont possibles, sont constructives.
L'amplitude factorisée pour le processus $\overline{B} \to (c\bar{c})\overline{K}^{\,(*)}$ (de Type II) s'écrit comme la contraction de deux éléments de matrice :

$$\mathcal{A}(\overline{B} \to (c\bar{c})\overline{K}^{\,(*)}) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\, V_{cb}{V_{cs}}^*\, a_2 \,\langle\, (c\bar{c}) \,|\, \bar{c}\gamma^\mu(1-\gamma_5)c \,|\, 0 \,\rangle\, \langle\, \overline{K}^{\,(*)} \,|\, \bar{s}\gamma_\mu(1-\gamma_5)b \,|\, \overline{B} \,\rangle\ . \tag{1.35}$$

Le premier élément de matrice, qui correspond à la création d'un méson charmonium à partir de l'état du vide, fait intervenir la constante de désintégration spécifique du méson, $f_{(c\bar{c})}$. Pour le méson pseudo-scalaire $(c\bar{c}) = \eta_c$, l'amplitude de création (par courant axial) est proportionnelle à la constante de désintégration f_{η_c}

$$\langle\, \eta_c(q) \,|\, \bar{c}\gamma^\mu\gamma_5 c \,|\, 0 \,\rangle = f_{\eta_c}\, q^\mu\ , \tag{1.36}$$

où q est la quadri-impulsion du méson. Pour le méson vecteur $(c\bar{c}) = J/\psi$, l'amplitude de création (par courant vectoriel) est proportionnelle à la constante de désintégration $f_{J/\psi}$

$$\langle\, J/\psi\,(q,\epsilon) \,|\, \bar{c}\gamma^\mu c \,|\, 0 \,\rangle = f_{J/\psi}\, m_{J/\psi}\, \epsilon^\mu\ , \tag{1.37}$$

où ϵ est la quadri-polarisation du méson. Les méthodes d'estimation des constantes de désintégration seront évoquées par la suite[1].
Le second élément de matrice décrit la transition $\overline{B} \to \overline{K}^{(*)}$. Il peut s'exprimer selon une décomposition explicitement invariante de Lorentz faisant intervenir des facteurs de forme hadroniques.

1. Selon la convention que nous adoptons, les constantes de désintégration sont des quantités homogènes à une

1.2.7 Les facteurs de forme hadroniques

Dans la paramétrisation des interactions fortes pour un processus de désintégration d'un méson M (pseudo-scalaire) vers un méson plus léger, soit P (pseudo-scalaire) soit P^* (vectoriel), il est de coutume de définir des facteurs de forme fonction de l'impulsion de transfert carré q^2. Les éléments de matrice s'écrivent selon une décomposition générale respectant l'invariance de Lorentz. On introduit deux facteurs de forme, $f_+(q^2)$ et $f_-(q^2)$, pour les transitions $M \to P$

$$\begin{aligned} \langle P|V_\mu|M\rangle &= (p+p')_\mu f_+(q^2) + q_\mu f_-(q^2) \\ &= \left\{ (p+p')_\mu - \frac{m_M^2 - m_P^2}{q^2}\, q_\mu \right\} F_1(q^2) \;+\; \frac{m_M^2 - m_P^2}{q^2}\, q_\mu F_0(q^2)\,, \end{aligned} \tag{1.38}$$

où on a posé $F_1(q^2) = f_+(q^2)$ et $F_0(q^2) = f_+(q^2) + q^2/(m_M^2 - m_P^2) f_-(q^2)$. On introduit quatre facteurs de forme, $V(q^2)$, $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$ et $A_2(q^2)$, pour les transitions $M \to P^*$ par courant soit vecteur soit axial-vecteur

$$\langle P^*|V_\mu|M\rangle = \frac{2i}{m_M + m_{P^*}}\, \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\, \epsilon^{*\nu} p^\rho p'^\sigma V(q^2) \tag{1.39}$$

$$\begin{aligned} \langle P^*|A_\mu|M\rangle &= 2\, m_{P^*}\, \frac{\epsilon^* \cdot q}{q^2}\, q_\mu A_0(q^2) \\ &\quad + \; (m_M + m_{P^*}) \left\{ \epsilon^*_\mu - \frac{\epsilon^* \cdot q}{q^2}\, q_\mu \right\} A_1(q^2) \\ &\quad - \; \frac{\epsilon^* \cdot q}{m_M + m_{P^*}} \left\{ (p+p')_\mu - \frac{m_M^2 - m_{P^*}^2}{q^2}\, q_\mu \right\} A_2(q^2) \\ &= (m_M + m_{P^*})\, \epsilon^*_\mu A_1(q^2) \;-\; \frac{\epsilon^* \cdot q}{m_M + m_{P^*}}\, (p+p')_\mu A_2(q^2) \\ &\quad - \; 2\, m_{P^*}\, \frac{\epsilon^* \cdot q}{q^2}\, q_\mu \left\{ A_3(q^2) - A_0(q^2) \right\}\,, \end{aligned} \tag{1.40}$$

où on a posé $A_3(q^2) = \{ (m_M + m_{P^*}) A_1(q^2) - (m_M - m_{P^*}) A_2(q^2) \} / 2\, m_{P^*}$. p et p' sont les quadri-impulsions des mésons initial et final ; q est la quadri-impulsion de recul, $q = p - p'$ (dans le cas d'une désintégration en deux corps $M \to P^{(*)} + X$, q^2 est la masse carrée de la particule de recul, $q^2 = m_X^2$) ; ϵ^* est le quadri-vecteur polarisation du méson vectoriel P^* ; ε est le tenseur anti-symétrique tel que $\varepsilon_{0123} = 1$.
Afin que les pôles à $q^2 = 0$ s'annulent, on doit avoir :

$$F_1(0) = F_0(0) \quad \text{et} \quad A_3(0) = A_0(0)\,. \tag{1.41}$$

En principe, le calcul des facteurs de forme relèvent de la Chromodynamique Quantique. Dans la pratique le calcul est non-perturbatif et ne peut être mené analytiquement dans le cadre de QCD. Différentes techniques sont utilisées, comme par exemple l'évaluation des facteurs de

énergie – aussi bien pour les particules vectorielles que pseudoscalaires – de sorte que le rapport $f_{\eta_c}/f_{J/\psi}$ soit sans dimension. Certains auteurs absorbent la masse $m_{J/\psi}$ qui apparaît dans (1.37) dans la définition de $f_{J/\psi}$. Les différentes conventions en cours conduisent à une certaine confusion dans la littérature, y compris dans la présentation des résultats expérimentaux.

forme à l'aide des règles de somme[2] ou des calculs QCD sur réseau[3]. En général, les calculs des facteurs de forme sont menés à masse de recul nulle, $q^2 = 0$.

L'une des difficultés pour les prédictions phénoménologiques est la non-connaissance de la dépendance en q^2 des facteurs de forme. On trouve dans la littérature plusieurs prescriptions pour extrapoler les facteurs de forme à $q^2 \neq 0$, parmi lesquelles

$$\begin{aligned} F(q^2) &= \frac{F(0)}{1 - q^2/m^2_{pôle}} \qquad \text{(monopôle)} \\ F(q^2) &= \frac{F(0)}{\left[1 - q^2/m^2_{pôle}\right]^2} \qquad \text{(dipôle)} \end{aligned} \tag{1.42}$$

où F représente un facteur de forme et $m^2_{pôle} = (m_Q + m_{Q'})^2$ est la masse du pôle associé au courant $\bar{Q}'\Gamma Q.$, où $\Gamma = \gamma_\mu$ (courant vectoriel) ou $\Gamma = \gamma_\mu\gamma_5$ (courant axial).

On peut dans certains cas exploiter la symétrie spin-saveur des quarks lourds pour établir des relations entre les facteurs de forme. Lorsque les deux mésons M et $P^{(*)}$ peuvent simultanément être considérés comme lourds ($p \approx m_M\, v$ et $p' \approx m_{P^{(*)}}\, v'$) on peut exprimer les facteurs de forme en fonction du produit scalaire des quadri-vélocités v et v',

$$v \cdot v' = \frac{m_M^2 + m^2_{P^{(*)}} - q^2}{2\, m_M m_{P^{(*)}}} \ . \tag{1.43}$$

Dans la limite des masses infinies, pour des transition de type lourd-lourd telles que $\overline{B} \to D^{(*)}$, les facteurs de forme sont reliés par une fonction universelle unique, la fonction de Isgur-Wise, $\xi(v \cdot v')$. La fonction de Isgur-Wise est normalisée à impulsion de transfert nulle, $\xi(v \cdot v' = 1) = 1$, mais sa forme fonctionnelle n'est pas prédite théoriquement : la symétrie des quarks lourds permet néanmoins d'imposer des contraintes sur les dépendances en q^2 relatives des facteurs de forme. Un exemple de prescription respectant ces relations est une dépendance des facteurs de forme en monopôle pour F_0 et A_1, et en dipôle pour F_1, V, A_0 et A_2 (BSWII ou NRSX) [17].

Les relations de cohérence entre les facteurs de forme ne sont *a priori* pas valables pour les transitions de type lourd-léger, telles que $\overline{B} \to \overline{K}^{(*)}$. Dans ce cas, on peut toutefois exploiter la symétrie $SU(2)$ qui lient les quarks b et c en établissant un lien entre la transition $\overline{B} \to \overline{K}^{(*)}$ et la transition $D \to \overline{K}^{(*)}$. Les abondantes données expérimentales pour $D \to \overline{K}^{(*)}\ell^+\nu$, exprimées à $q^2 = 0$ par une extrapolation monopôlaire, se transposent pour le méson B à $q^2 = (m_b/m_c - 1)(m_b m_c - m_{K^{(*)}})$.

2. L'idée des règles de somme est d'utiliser la dualité entre partons et hadrons, c'est-à-dire d'exploiter le lien que existe entre les domaines à courte et à longue distance ; par un calcul perturbatif, on obtient des informations sur la région non-perturbative.

3. La QCD sur réseau est une méthode numérique de résolution de la QCD sur un espace-temps discrétisé de volume fini. C'est une technique en grand développement et prometteuse pour des prédictions précises et fiables dans l'avenir, malgré certaines limitations.

1.3 Les modes $\overline{B} \to \eta_c(J/\psi)\overline{K}^{(*)}$

1.3.1 Largeurs partielles de désintégration

En se plaçant dans l'hypothèse de factorisation (équation (1.35)) on peut exprimer les largeurs partielles de désintégration en fonction des constantes de désintégration (équations (1.36) et (1.37)) et des facteurs de forme (équation (1.38), (1.39) et (1.40)) [18].
Pour le mode $\overline{B} \to \eta_c \overline{K}$

$$\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}\right) = \Gamma_0 \left(\frac{2\,p^*_{\eta_c K}}{m_B}\right)\left(1 - \frac{m_K^2}{m_B^2}\right)^2 \left(\frac{f_{\eta_c}}{m_B}\right)^2 |\,F_0(m^2_{\eta_c})\,|^2 . \tag{1.44}$$

Pour le mode $\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}$

$$\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}\right) = \Gamma_0 \left(\frac{2\,p^*_{J/\psi K}}{m_B}\right)^3 \left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 |\,F_1(m^2_{J/\psi})\,|^2 . \tag{1.45}$$

Pour le mode $\overline{B} \to \eta_c \overline{K}^*$

$$\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}^*\right) = \Gamma_0 \left(\frac{2\,p^*_{\eta_c K^*}}{m_B}\right)^3 \left(\frac{f_{\eta_c}}{m_B}\right)^2 |\,A_0(m^2_{\eta_c})\,|^2 . \tag{1.46}$$

Pour le mode $\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}^*$, polarisation longitudinale

$$\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}^*\right)_{\lambda\lambda=00} = \tag{1.47}$$
$$\frac{1}{4}\Gamma_0 \left(\frac{2\,p^*_{J/\psi K^*}}{m_B}\right)\left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 \left(1 + \frac{m_B}{m_{K^*}}\right)^2 \Big|\; a\,A_1(m^2_{J/\psi}) \;-\; b\,A_2(m^2_{J/\psi})\;\Big|^2 .$$

Pour le mode $\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}^*$, polarisation transverse

$$\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\,\overline{K}^*\right)_{\lambda\lambda=\pm\pm} = \tag{1.48}$$
$$\frac{1}{4}\Gamma_0 \left(\frac{2\,p^*_{J/\psi K^*}}{m_B}\right)\left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 \left(1 + \frac{m_B}{m_{K^*}}\right)^2 \left(\frac{2\,m_{K^*}m_{J/\psi}}{m_B^2}\right)^2 \Big|\; A_1(m^2_{J/\psi}) \mp c\,V(m^2_{J/\psi})\;\Big|^2 .$$

Dans les expressions (1.44) à (1.48), $p^*_{XK^{(*)}}$ (avec $X = \eta_c$ ou J/ψ) désigne le module de l'impulsion des produits de la désintégration à deux corps $\overline{B} \to X\overline{K}^{(*)}$ dans le système du méson B au repos, et on a posé

$$\Gamma_0 = \frac{m_B}{16\pi}\left(\frac{G_F\,m_B^2}{\sqrt{2}}\right)^2 |V_{cb}{V_{cs}}^*|^2 a_2^2 , \tag{1.49}$$

$$a \equiv \left(\frac{m_B^2 - m^2_{J/\psi} - m^2_{K^*}}{m_B^2}\right) , \tag{1.50}$$

$$b \equiv \left(\frac{m_B}{m_B + m_{K^*}}\right)^2 \left(\frac{2\,p^*_{J/\psi K^*}}{m_B}\right)^2 , \tag{1.51}$$

$$c \equiv \left(\frac{m_B}{m_B + m_{K^*}}\right)^2 \left(\frac{2\,p^*_{J/\psi K^*}}{m_B}\right) . \tag{1.52}$$

Numériquement [4] :

$$\begin{aligned}
\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}\right) &\approx 0,652\Gamma_0 \left(\frac{f_{\eta_c}}{m_B}\right)^2 |\, F_0(m^2_{\eta_c})\,|^2 \,, \\
\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}\right) &\approx 0,259\Gamma_0 \left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 |\, F_1(m^2_{J/\psi})\,|^2 \,, \\
\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}^*\right) &\approx 0,243\Gamma_0 \left(\frac{f_{\eta_c}}{m_B}\right)^2 |\, A_0(m^2_{\eta_c})\,|^2 \,, \\
\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}^*\right)_{\lambda\lambda=00} &\approx 2,776\Gamma_0 \left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 \left|\, A_1(m^2_{J/\psi}) \,-\, 0,412 A_2(m^2_{J/\psi})\,\right|^2 \,, \\
\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}^*\right)_{\lambda\lambda=\pm\pm} &\approx 0,280\Gamma_0 \left(\frac{f_{J/\psi}}{m_B}\right)^2 \left|\, A_1(m^2_{J/\psi}) \mp 0,435 V(m^2_{J/\psi})\,\right|^2 .
\end{aligned}$$

Expérimentalement, en ce qui concerne les désintégrations avec un η_c dans l'état final, on dispose de mesures effectuées par l'expérience *CLE0* [19], qui utilise les désintégrations $\eta_c \to \phi\phi$ et $K^0_S K^\pm \pi^\mp$.

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(\, B^\pm \to \eta_c K^\pm\,) &= \left(0,69^{+0,26}_{-0,21} \pm 0,08 \pm 0,20\right) 10^{-3} \,, \\
\mathcal{B}(\, B^0 \to \eta_c K^0\,) &= \left(1,09^{+0,55}_{-0,42} \pm 0,12 \pm 0,31\right) 10^{-3} \,,
\end{aligned} \tag{1.53}$$

où la première erreur est statistique, la seconde est systématique et la troisième vient des erreurs sur les rapports d'embranchement du η_c.

1.3.2 Rapports de taux de désintégration

A l'aide de l'expression des largeurs partielles établies dans le cadre de l'hypothèse de factorisation, et de la connaissance expérimentale des durées de vie des mésons B, on peut en principe obtenir des prédictions quantitatives sur les rapports d'embranchement des modes considérés. Toutefois les prédictions absolues sont entâchées d'erreurs théoriques qui peuvent s'éliminer dans des prédictions relatives. C'est pourquoi les tests de l'hypothèse de factorisation s'appuient plutôt sur les observables relatives que nous définissons ci-dessous.
La quantité Γ_0 (équation (1.49)) est une source d'incertitude en raison de la présence au carré du paramètre phénoménologique a_2. On peut s'affranchir de cette incertitude en formant des rapports de largeurs partielles. Par exemple, pour comparer les taux de production de η_c et de J/ψ, on introduit les deux rapports

$$R_K \equiv \frac{\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}\right)}{\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}\right)} = A_K \left(\frac{f_{\eta_c}}{f_{J/\psi}}\right)^2 \left|\, \frac{F_0(m^2_{\eta_c})}{F_1(m^2_{J/\psi})}\,\right|^2 \,, \tag{1.54}$$

où A_K est un facteur numérique

$$A_K \equiv \frac{1}{4}\, \frac{m_B^2\, p^*_{\eta_c K}}{{p^*_{J/\psi K}}^3} \left(1 - \frac{m_K^2}{m_B^2}\right)^2 \approx 2,518 \,, \tag{1.55}$$

4. Les facteurs numériques sont donnés pour les modes neutres ; les facteurs pour les modes chargés sont très légèrement différents en raison des petites différences de masse entre mésons chargés et neutres.

et

$$R_{K^*} \equiv \frac{\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}^*\right)}{\Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}^*\right)} = A_{K^*} \left(\frac{f_{\eta_c}}{f_{J/\psi}}\right)^2 \frac{\left|\, A_0(m^2_{\eta_c})\,\right|^2}{\left|\, A_1(m^2_{J/\psi}) - (b/a) A_2(m^2_{J/\psi})\,\right|^2} \rho_L\,, \tag{1.56}$$

où $\rho_L \equiv \Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}^*\right)_{\lambda\lambda=00} / \Gamma\left(\overline{B} \to J/\psi\, \overline{K}^*\right)$ est la fraction de polarisation longitudinale, et

$$A_{K^*} \equiv \frac{16}{a^2} \left(\frac{{p^*_{\eta_c K^*}}^3}{m_B^2 p^*_{J/\psi\, K^*}}\right) \left(\frac{m_{K^*}}{m_B + m_{K^*}}\right)^2 \approx 0,087 \quad \text{et} \quad b/a \approx 0,412\,. \tag{1.57}$$

Dans le même esprit, pour s'affranchir cette fois de l'incertitude quant au rapport des constantes de désintégration, on définit les deux rapports R_{η_c} et $R_{J/\psi}$

$$R_{\eta_c} \equiv \frac{\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}^*\right)}{\Gamma\left(\overline{B} \to \eta_c \overline{K}\right)} \qquad \text{et} \qquad R_{J/\psi} \equiv \frac{R_K}{R_{K^*}} R_{\eta_c}\,. \tag{1.58}$$

1.3.3 Estimations théoriques du rapport R_K

Deux quantités interviennent dans l'estimation théorique du rapport R_K. La première, le rapport au carré des constantes de désintégration $\left(f_{\eta_c}/f_{J/\psi}\right)^2$; la seconde, le rapport au carré des facteurs de forme $|\, F_0(m^2_{\eta_c}) \,/\, F_1(m^2_{J/\psi})\,|^2$.
On obtient une estimation de la valeur des constantes de désintégration pour le système du charmonium en se plaçant dans le cadre du modèle des quarks constituants [20]

$$f^2_{\eta_c} = \frac{12}{m_{\eta_c}} \left(\frac{2\, m_c}{m_{\eta_c}}\right)^2 |\, \Psi_{\eta_c}(0)\,|^2 \qquad \text{et} \qquad f^2_{J/\psi} = \frac{12}{m_{J/\psi}}\, |\, \Psi_{J/\psi}(0)\,|^2\,. \tag{1.59}$$

Selon cette formulation, la constante de la désintégration f_M d'un méson M de masse m_M est proportionnelle au module de la fonction d'onde à deux quarks prise à l'origine, $\Psi_M(0)$, c'est-à-dire à la probabilité qu'ont les deux quarks de se trouver au même endroit à l'intérieur du méson. On a, en prenant $m_c = 1,45$ GeV/c^2 [18],

$$\left(\frac{f_{\eta_c}}{f_{J/\psi}}\right)^2 = \frac{m_{J/\psi}}{m_{\eta_c}} \left(\frac{2\, m_c}{m_{\eta_c}}\right)^2 \frac{|\, \Psi_{\eta_c}(0)\,|^2}{|\, \Psi_{J/\psi}(0)\,|^2} \approx 0,98\; r^2 \tag{1.60}$$

$$\text{où} \quad r = \frac{|\, \Psi_{\eta_c}(0)\,|}{|\, \Psi_{J/\psi}(0)\,|}\,. \tag{1.61}$$

On ne s'attend pas à ce que la valeur des fonctions d'onde des mésons pseudoscalaire et vectoriel prises à l'origine soient très différentes. De nombreux auteurs font d'ailleurs l'hypothèse de l'égalité des fonctions d'onde à l'origine. Cependant, on peut trouver dans la littérature des estimations du rapport des fonctions d'onde au carré significativement différentes de l'unité, $r^2 \neq 1$. Par exemple, les auteurs de [21], en prenant en compte perturbativement la séparation hyperfine des niveaux d'énergie du système $c\bar{c}$, trouvent $r^2 = 1,4 \pm 0,1$. En appliquant une

correction supplémentaire, liée à la différence de structure de spin interne des méson (structure « mock meson »), les auteurs de [22] obtiennent $r^2 = 1,06 \pm 0,14$. La dispersion des prédictions donne une idée de l'ampleur des incertitudes théoriques résultant de l'estimation du rapport des constantes de désintégration.
L'évolution des facteurs de forme en fonction de q^2 donne lieu à de nombreux débats dans la littérature. En suivant par exemple la prescription NRSX [17] selon laquelle $F_1(q^2)$ diffère de $F_0(q^2)$ d'un facteur de pôle supplémentaire, et en constatant que $m_{\eta_c} \approx m_{J/\psi}$, on obtient

$$\frac{F_0(m^2_{\eta_c})}{F_1(m^2_{J/\psi})} \approx 1 - \frac{m^2_{J/\psi}}{m^2_{pôle}} \qquad \text{avec} \qquad m_{pôle} \approx m_b + m_s \ . \tag{1.62}$$

Avec $m_{pôle} = 4,5$ GeV/c^2 on obtient $F_0(m^2_{\eta_c})/F_1(m^2_{J/\psi}) \approx 0,525$.
Un autre approche dans le cadre du LEET (Large Energy Effective Theory) [23] relie les facteurs de forme $F_0(q^2)$ et $F_1(q^2)$ à une fonction universelle $\zeta(m_B, E_K)$:

$$F_0(m^2_{\eta_c}) = \left(1 - \frac{m^2_{\eta_c}}{m^2_B - m^2_K}\right) \zeta\left(m_B, E_{K(\eta_c)}\right) \tag{1.63}$$

$$F_1(m^2_{J/\psi}) = \zeta\left(m_B, E_{K(J/\psi)}\right). \tag{1.64}$$

Avec $m_{\eta_c} = m_{J/\psi}$ le rapport entre les facteurs de formes devient :

$$\frac{F_0(m^2_{\eta_c})}{F_1(m^2_{J/\psi})} = 1 - \frac{m^2_{\eta_c}}{m^2_B - m^2_K} \approx 0,679. \tag{1.65}$$

1.3.4 Conclusions

Nous proposons ci-dessous un certain nombre de prédictions pour le rapport R_K.

$$[20] \quad R_K = 1,64 \pm 0,55 \tag{1.66}$$

$$[21] \quad R_K = 1,6 \pm 0,2 \tag{1.67}$$

$$[22] \quad R_K \in [1,0 - 1,3] \tag{1.68}$$

$$[24] \quad R_K \in [1,8 - 2,3] \tag{1.69}$$

$$[25] \quad R_K = 0,94 \pm 0,25 \tag{1.70}$$

Toutes sont basées sur l'hypothèse de factorisation, mais avec des techniques de calcul des constantes de désintégration et des prescriptions quant à l'évolution des facteurs de formes différentes. Compte-tenu de la dispersion des prédictions, une mesure précise de R_K ne suffirait pas par elle-même à véritablement tester l'hypothèse de factorisation pour les désintégrations de Type II. Cependant cette mesure représente une pierre importante à apporter à l'édifice expérimental dans le but de comprendre d'un point de vue phénoménologique les désintégrations supprimées de couleur des mésons B.

Chapitre 2

Le méson η_C : état pseudoscalaire fondamental du charmonium

La liaison d'un quark c avec un quark $\bar{c}$ forme un état de charmonium, par analogie avec le positronium[1]. La spectroscopie du charmonium concerne l'étude des niveaux d'énergie (masses, largeurs) et les transitions entre ces niveaux. Les quarks c et $\bar{c}$ interagissent par l'interaction forte pour former un état lié. Etant données les masses relativement lourdes des quarks c, et compte tenu de l'énergie de liaison, leurs vitesses moyennes sont de l'ordre $\approx 0,4$, de sorte qu'en première approximation on peut se placer dans un cadre non-relativiste où la liaison s'exprime par un potentiel $V(r)$, r étant la distance entre les deux quarks dans le système de repos de l'état de charmonium.
Suivant la notation spectroscopique, un état est étiqueté avec des nombres quantiques : n est le nombre principal, S le spin (parallèles ($S = 1$), état triplet, anti-parallèles ($S = 0$), état singulet), L le moment orbital et J le spin total ($\overrightarrow{J} = \overrightarrow{L} + \overrightarrow{S}$). Les nombres quantiques correspondant à la parité et la conjugaison de charge sont, respectivement, $P = -(-1)^L$ et $C = (-1)^{L+S}$.
Dans ce chapitre on donnera l'état expérimental du système charmonium et on introduira le modèle du charmonium par le biais du positronium. Puis on donnera un bilan des résultats expérimentaux et théoriques sur le η_c, l'état pseudoscalaire fondamental du système charmonium.

2.1 Les niveaux expérimentaux des états charmonium

Dans la figure 2.1, les états du charmonium sont classés par leur masse et leur nombre quantique J^{PC}. Les désintégrations et les transitions entre les états de charmonium sont indiquées. Dans la table 2.1, les états $c\overline{c}$ sont énumérés, avec leur masse, leur largeur, S, L et J^{PC}. Deux états de cette table posent encore quelques problèmes quant à leur existence. Cela concerne le $\eta_c(2S)$, que les expériences *Belle* et *BABAR* devraient confirmer. Une observation très récente de désintégrations de $B \to KK_S^0K^-\pi^+$ par *Belle*, donne pour la masse du $\eta_c(2S)$ $3654\pm6\pm8$ MeV/c^2 et une limite supérieure sur la largeur de 55 MeV/c^2 [27]. L'expérience *BABAR* obtient un résultat

1. On s'intéresse uniquement aux mésons ayant une masse sous le seuil de la production DD, environ $3,73$ GeV/c^2. Dans ce cas le quark c et le quark $\bar{c}$ peuvent s'annihiler et les particules dans l'état final ne seront pas des particules charmées.

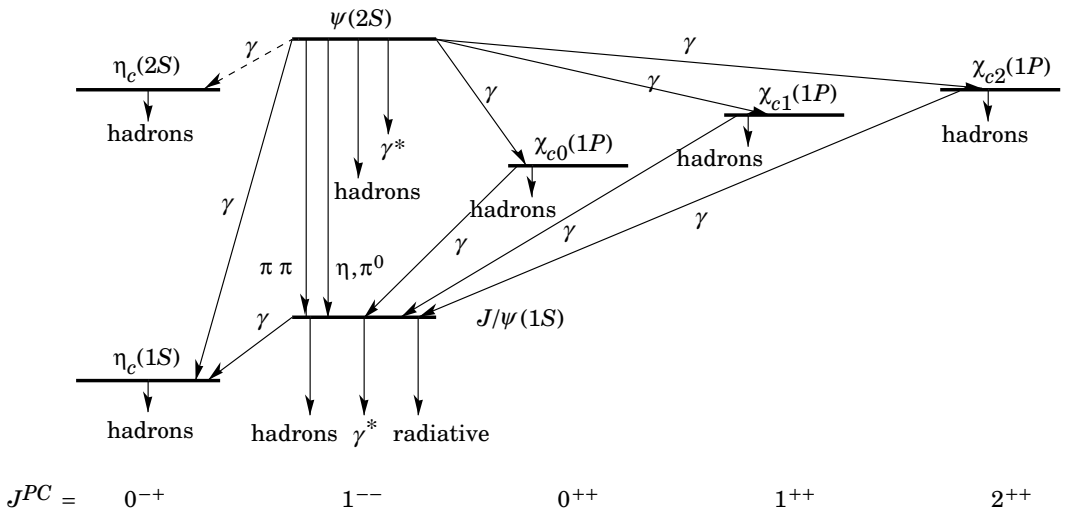


Fig. 2.1 – *Le spectre du charmonium [26] avec six états $c\bar{c}$ confirmés, le η_c (2S) ayant besoin de confirmation. La notation spectroscopique des états (1S),(1P) et (2S) correspond à ($n = 1, L = 0$), ($n = 1, L = 1$) et ($n = 2, L = 0$), respectivement.*

états	Masse m (MeV/c^2)	Largeur Γ (MeV/c^2)	L	S	J^{PC}
$\eta_c(1S)$	2979,7±1,5	$16,0^{+3,6}_{-3,2}$	0	0	0^{-+}
$J/\psi(1S)$	3096,87±0,04	$0,087 \pm 0,005$	0	1	1^{--}
$\chi_{c0}(1P)$	3415,1±0,8	$16,2^{+2,3}$	1	1	0^{++}
$\chi_{c1}(1P)$	3510,51±0,12	$0,92 \pm 0,13$	1	1	1^{++}
$h_c(1P)$	3526,14±0,24	$< 1,1$ (90% CL)	1	0	1^{+-}
$\chi_{c2}(1P)$	3556,18±0,13	$2,08 \pm 0,17$	1	1	2^{++}
$\eta_c(2S)$	3594,0±5,0	< 8 (95% CL)	0	0	0^{-+}
$\Psi(2S)$	3685,96±0,09	$0,300 \pm 0,025$	0	1	1^{--}

Tab. 2.1 – *Les états du charmonium [9] : L est le moment orbital, S est la somme de spins de deux quarks, P est la parité et C le nombre de conjugaison de charge.*

préliminaire dans une étude de la fusion $\gamma - \gamma$ où la masse vaut $3633,4 \pm 5,4$ MeV/c^2 et la largeur 20 ± 11 MeV/c^2 (les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées en quadrature) [12]. Pour le $h_c(1P)$, la situation reste encore très confuse. Aucune expérience faite depuis les mesures de 1992/94 [28] [29] [30] n'a pas permis de mettre en évidence cet état, qui doit exister sur le plan théorique.

2.2 Le modèle du charmonium

Le modèle du charmonium [31] est calqué sur la description théorique du positronium. Nous décrivons sommairement ce modèle en soulignant les similarités et les différences.

2.2.1 Positronium

Le positronium est un état lié entre un e^+ et un e^-, où la liaison se fait par la force électromagnétique. Elle est décrite par QED avec $V(r) = -\alpha/r$, où α est la constante de structure fine ($\simeq 1/137$). Le système est non-relativiste, la vitesse quadratique moyenne des particules du système est de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{-5}$; cependant, la présence d'interactions « spin-orbite », « spin-spin » nécessite la prise en compte de corrections relativistes, en faisant appel à l'équation Dirac [31].
Les désintégrations en photons ($C_\gamma = -1$) sont déterminées par les nombres quantiques de chaque état, par exemple, l'état avec $L = 0$ et $S = 0$ ($J^{PC} = 0^{-+}$) se désintègre en 2γ tandis que l'état avec $L = 0$ et $S = 1$ ($J^{PC} = 1^{--}$) se désintègre en 3γ. Les niveaux d'énergie sont déterminés par les valeurs propres du système.
La largeur de l'état 0^{-+} se calcule par le produit de la probabilité d'un « contact » du e^+e^- $|\Psi(0)|^2$, où $\Psi(0)$ représente la fonction d'onde à l'origine, la probabilité de transition vers l'état 2γ et un facteur statistique correspondant à la moyenne des spins des e^+ et e^-. Le résultat est:

$$\Gamma(0^{-+} \to 2\gamma) = 16\pi\, \alpha^2\, \frac{|\Psi_{e^+e^-}(0)|^2}{m^2_{e^+e^-}}. \tag{2.1}$$

Un calcul similaire pour la largeur de l'état 1^{--} donne

$$\Gamma(1^{--} \to 3\gamma) = \frac{64(\pi^2 - 9)}{9}\, \alpha^3\, \frac{|\Psi_{e^+e^-}(0)|^2}{m^2_{e^+e^-}}. \tag{2.2}$$

2.2.2 Charmonium

Nous utilisons l'équation de Schrödinger pour ce système non-relativiste:

$$H = \frac{p^2}{m_c} + V(r)$$

où m_c est la masse du quark c. Le potentiel se divise en deux parties, représentant la liberté asymptotique et le confinement,

$$V(r) = \frac{k}{r} + \frac{r}{a^2}$$

k et a étant des paramètres. Les niveaux d'énergie sont les valeurs propres de H.
Les largeurs des états sont calculées en utilisant les résultats du positronium avec le remplacement du γ par le gluon g, et de α^n par $F\alpha_s^n$, où F est un facteur de couleur et α_s est la constante de l'interaction forte. Par exemple, $F = 2/3$ et $F = 5/18$ pour les états η_c et J/ψ, respectivement. Le système à deux gluons a une parité $C_{gg} = +1$.
Les largeurs des désintégrations en gluons (et donc en hadrons) sont données par:

$$\Gamma(\eta_c \to 2g) = \frac{32\pi}{3}\, \alpha_s^2\, \frac{|\Psi_{\eta_c}(0)|^2}{m^2_{\eta_c}} \tag{2.3}$$

et

$$\Gamma(J/\psi \to 3g) = \frac{160(\pi^2 - 9)}{81}\, \alpha_s^3\, \frac{|\Psi_{J/\psi}(0)|^2}{m^2_{J/\psi}} \tag{2.4}$$

processus	largeur	facteur de correction
$\eta_c \to \gamma\gamma$	$12\pi {e_c}^4 \alpha^2 \frac{\lvert\Psi(0)\rvert^2}{m_c^2}$	$1 - 3,4\frac{\alpha_s}{\pi}$
$\eta_c \to gg$	$8\pi\alpha_s^2 \frac{\lvert\Psi(0)\rvert^2}{3m_c^2}$	$1 + 4,8\frac{\alpha_s}{\pi}$
$J/\psi \to e^- \ e^+$	$16\pi {e_c}^2 \alpha^2 \frac{\lvert\Psi(0)\rvert^2}{m_{J/\psi}^2}$	$1 - \frac{16}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}$
$J/\psi \to ggg$	$40(\pi^2 - 9)\alpha_s^3 \frac{\lvert\Psi(0)\rvert^2}{81 m_c^2}$	$1 - 3,7\frac{\alpha_s}{\pi}$

Tab. 2.2 – *Les largeurs et de facteurs de correction au premier ordre de QCD pour les désintégrations du η_c et J/ψ d'après [32]. α_s est calculée à la masse du constituant (quark c).*

Les corrections de premier ordre de QCD sont données dans la table .
Il faut noter que, le J/ψ ayant les nombres quantiques du photon, il peut se désintégrer naturellement par annihilation du $c\bar{c}$ en un photon virtuel, et donc en une paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. D'après [32], les désintégrations $J/\psi \to 3g$ constituent presque les deux tiers des désintégrations du J/ψ :

$$\Gamma(J/\psi \to 3g) = (0,622 \pm 0,044) \cdot \Gamma_{tot}(J/\psi).$$

Par contre, le η_c se désintègre essentiellement en hadrons (il existe une légère composante en $\gamma\gamma$) et

$$\Gamma(\eta_c \to 2g) \approx \Gamma_{tot}(\eta_c).$$

Pour illustrer ces formules, on compare les valeurs mesurées à celles prédites. Le rapport R entre les largeurs hadroniques du η_c et du J/ψ est, pour les valeurs actuellement mesurées ($\Gamma(\eta_c) = 16,0$ MeV/c^2 et $\Gamma(J/\psi) = 0,087$ MeV/c^2 [9]) : $R_{exp.} \approx 300$. En utilisant les formules (2.3) et (2.4) et les corrections de la table 2.2.2, on obtient :

$$R = \frac{\Gamma(\eta_c \to 2g)}{\Gamma(J/\psi \to 3g)} = \frac{27}{5}\,\frac{\pi}{\pi^2 - 9}\,\frac{m_{J/\psi}^2}{m_{\eta_c}^2}\,\frac{1}{\alpha_s}\,\frac{|\Psi_{\eta_c}(0)|^2}{|\Psi_{J/\psi}(0)|^2}\,\frac{1 + 4,8\frac{\alpha_s}{\pi}}{1 - 3,7\frac{\alpha_s}{\pi}} \simeq 160\frac{|\Psi_{\eta_c}(0)|^2}{|\Psi_{J/\psi}(0)|^2} \tag{2.5}$$

En prenant la même fonction d'onde à l'origine pour le η_c et le J/ψ et avec $\alpha_s(m_c) \approx 0,28$, on attend une valeur de $R_{theo.} \approx 160$, *i.e.* que la valeur mesurée est deux fois plus grande que la valeur prédite. Toutefois notre estimation est assez grossière car il faut prendre en compte des corrections QCD d'ordre supérieure dans les expressions (2.3) et (2.4), et d'autre part, il faut mieux affiner les prédictions sur le rapport des fonctions d'onde à l'origine $|\Psi_{\eta_c}(0)|^2/|\Psi_{J/\psi}(0)|^2$ (Sec. 1.3.3).

2.3 Connaissances expérimentales du η_c

Le méson η_c a été observé la première fois par les collaborations *CrystalBall* et *MarkII* en utilisant l'anneau de collisions *SPEAR* à *SLAC* et en étudiant les désintégrations $\Psi(2S) \to \eta_c\gamma$ et $J/\psi \to \eta_c\gamma$ [7] [8]. Dans cette section, on donnera un aperçu de la production directe du η_c, sa largeur et la connaissance des rapports d'embranchement.

2.3.1 La production directe du η_c

N'ayant pas les nombres quantiques $J^{PC} = 1^{--}$ du photon (contrairement au J/ψ), le η_c ne peut pas se produire directement par annihilation e^+e^-. Par contre, on peut utiliser le processus « à deux photons », $e^+e^- \to e^+e^- \ \eta_c$, voir figure 2.2.

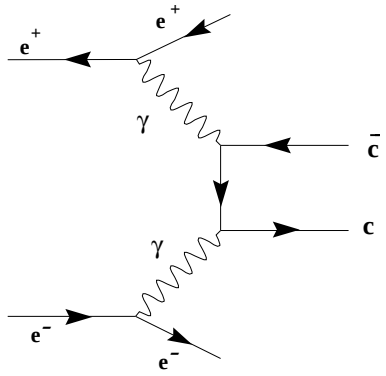


Fig. 2.2 – *Diagramme répresentant la production du η_c par le processus à deux photons.*

2.3.2 Largeur du η_c

Nous avons déjà indiqué (voir Sec. 2.2.2) que la largeur du η_c est dominée par les désintégrations en deux gluons. Le calcul de QCD perturbatif au deuxième ordre donne pour le rapport de sa largeur totale $\Gamma_{tot}(\eta_c)$ à sa largeur partielle dans le processus $\eta_c \to \gamma\gamma$, $\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma)$ (dans ce rapport la fonction d'onde à l'origine s'élimine) [32] :

$$\frac{\Gamma_{tot}(\eta_c)}{\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma)} \approx \frac{9\alpha_s^2}{8\alpha^2} \frac{(1 + 4,8\frac{\alpha_s}{\pi})}{(1 - 3,4\frac{\alpha_s}{\pi})} \approx 3400 \tag{2.6}$$

Si on veut estimer $\Gamma_{tot}(\eta_c)$ il nous faudrait connaître la largeur en $\gamma\gamma$. Mais cette dernière mesure est difficile. On peut néanmoins au première ordre en QCD, comparer cette largeur à celle de la désintégration du J/ψ en e^+e^- (Tab. 2.2.2):

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma)}{\Gamma(J/\psi \to e^+e^-)} &\approx \frac{4}{3} \frac{(1 - 3,4\frac{\alpha_s}{\pi})}{\left(1 - \frac{16}{3}\frac{\alpha_s}{\pi}\right)} \frac{|\Psi_{\eta_c}(0)|^2}{\left|\Psi_{J/\psi}(0)\right|^2} \\ &\approx \frac{4}{3}\left(1 + 1,96\frac{\alpha_s}{\pi}\right) \frac{|\Psi_{\eta_c}(0)|^2}{\left|\Psi_{J/\psi}(0)\right|^2} \end{aligned} \tag{2.7}$$

où $\Psi_{\eta_c}(0)$ et $\Psi_{J/\psi}(0)$ sont les expressions déjà vues dans les formules (2.3) et (2.4). En faisant à nouveau l'hypothèse que les deux fonctions d'onde à l'origine sont égales, en prenant la moyenne mondiale du $\Gamma(J/\psi \to e^+e^-) = (5,26 \pm 0,37)$ keV et $\alpha_s(m_c) = 0,28 \pm 0,02$, on trouve que $\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma) = (8,2 \pm 0,6)$ keV. En utilisant cette largeur dans l'équation 2.6, on obtient $\Gamma_{tot}(\eta_c) \approx 28$ MeV [10].

Les résultats expérimentaux se trouvent dans la table 2.3. Les valeurs ne sont pas très compatibles mais nous prenons comme valeur moyenne pour la détermination de nos efficacités de sélection $\Gamma_{tot}(\eta_c) = 16,7 \pm 6,0$ MeV/c^2 (février 2002).

masse (MeV/c^2)	largeur (MeV/c^2)	expérience
$2977,5 \pm 1,0(stat.) \pm 1,2(syst.)$	$17,0 \pm 3,7(stat.) \pm 7,4(syst.)$	BES(2003) [33]
–	$29 \pm 8(stat.) \pm 6(syst.)$	*Belle(2002)* [11]
$2979,7 \pm 1,5$	$16,0^{+3,6}_{-3,2}$	PDG 2002 [9]
$2985,4 \pm 2,1$	$21,1^{+7,5}_{-6,2}$	$E835$(2001) [34]
$2980,4 \pm 2,3(stat) \pm 0,6(syst.)$	$27,0 \pm 5,8(stat.) \pm 1,4(syst.)$	$CLEO$ (2000) [10]
$2976,3 \pm 2,3(stat.) \pm 1,2(syst.)$	$11,0 \pm 8,1 \pm 4,1$	BES(2000) [35]
$2979,8 \pm 1,8$	$13,2^{+3,8}_{-3,2}$	PDG 2000 [26]

Tab. 2.3 – *Les résultats récents de la mesure du masse du η_c et de sa largeur.*

2.3.3 Relation entre $\Gamma(\eta_c \to gg)$ et f_{η_c}

En connaissant la largeur hadronique du η_c, on peut estimer la constante de la désintégration du η_c en prenant les formules (1.59) et (2.3) et le facteur de correction correspondant (Tab. 2.2.2) :

$$f^2_{\eta_c} = \frac{9\, m_{\eta_c}}{8\pi\alpha_s^2}\,\Gamma(\eta_c \to gg)\,\frac{1}{1+4,8\frac{\alpha_s}{\pi}} \approx 9,5\,\text{GeV}\ \cdot \Gamma(\eta_c \to gg) \tag{2.8}$$

où on a pris $\alpha_s(m_c) = 0,28$.

2.3.4 Les désintégrations hadroniques du η_c

Dans la table 2.4, les rapports d'embranchement hadroniques les plus importants sont énumérés. La table 2.5 montre les rapports d'embranchement mesurables, calculés à partir de la table 2.4

désintégration du η_c	rapport d'embranchement PDG [26]
$K^+K^-K^+K^-$(non-resonant)	0,021 ± 0,012
$\phi\phi$	0,0071 ± 0,0028
$K^+K^-\pi^+\pi^-$(non-resonant)	0,020 ± 0,007
$K^{*0}K^+\pi^-$	0,020 ± 0,007
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$(non-resonant)	0,012 ± 0,004
$\rho\rho$	0,026 ± 0,009
$K\overline{K}\pi$	0,055 ± 0,017
$\eta\pi\pi$	0,049 ± 0,018
$p\bar{p}$	0,0012±0,0004

Tab. 2.4 – *Les rapports d'embranchement du η_c [26].*

en utilisant les coefficients de *Clebsch-Gordan* pour la symétrie d'isospin. Par exemple pour la

désintégration $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ qui nous intéresse dans cette étude, le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$ peut s'exprimer au travers de la décomposition en isospin :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) &= \frac{1}{3}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K^+\overline{K}^0\pi^-) + \frac{1}{3}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K^-K^0\pi^+) + \\ &\quad + \frac{1}{6}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) + \frac{1}{6}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K^0\overline{K}^0\pi^0) \qquad (2.9)\end{aligned}$$

Pour le K^0 nous faisons l'hypothèse qu'il est formé pour moitié de K_S^0 et K_L^0. Seules les désintégrations du K_S^0 en pions chargés seront considérées ($\mathcal{B}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) = 0,686$ [26]).

$$\mathcal{B}(\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = \frac{2}{3}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)\,\frac{1}{2}\,\mathcal{B}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) = 0,0126 \qquad (2.10)$$

De même on obtient pour la désintégration $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$:

$$\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) = \frac{1}{6}\,\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)\,\mathcal{B}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 0,0091. \qquad (2.11)$$

topologie	état final	désintégration observée	rapport d'embranchement pour cette désintégration	rapport d'embranchement observé	rapport d'embranchement topologique total
$2(t^+t^-)$	$K^+K^-K^+K^-$	$\phi \to K^+K^-$	0,492	0,0017	
"	"	non-reson.		0,0210	0,0227
"	$K^+K^-\pi^+\pi^-$	$K^{*0} \to K^+\pi^-$	0,667	0,0133	
"	"	non-reson.		0,0200	0,0333
"	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$	0,990	0,0085	
"	"	non-reson.		0,0120	0,0205
$t^+t^-V^0$	$K_S^0K^\pm\pi^\mp$	$K_S^0 \to \pi^+\pi^-$	0,686	0,0126	0,0126
$t^+t^-2\gamma$	$K^+K^-\pi^0$	$\pi^0 \to \gamma\gamma$	0,988	0,0091	0,0091
	$\eta\pi^+\pi^-$	$\eta \to \gamma\gamma$	0,393	0,0128	0,0128

Tab. 2.5 – *Les rapports d'embranchement topologiques du η_c.*

Deuxième partie

Le détecteur *BABAR* et les outils d'analyse

Dans cette deuxième partie, nous donnerons une brève description du détecteur *BABAR* et renvoyons dans l'annexe C quelques notes sur le collisionneur PEP-II. Dans un second chapitre nous présenterons les outils d'analyse.
Dans toutes les réflexions menées pour une mise en évidence d'une violation de CP dans le système des mésons B, « l'emblème » fut l'étude des désintégrations $B^0(\overline{B}^0) \to J/\psi K_S^0$. Mais pour produire, reconstruire et sélectionner 2000 événements de désintégration $B^0 \to J/\psi K_S^0$ ($J/\psi \to l^+l^-$), nécessaires à la mesure de $\sin 2\beta$ avec une erreur statistique relative de 10%, il faut, compte tenu des rapports d'embranchement, produire 10^8 mésons B.
Une possibilité pour produire autant de paires $B\overline{B}$ est d'utiliser la résonance $\Upsilon(4S)$, car elle est placée à quelques 20 MeV au dessus du seuil de production de ces paires. Par ailleurs le $\Upsilon(4S)$ se désintège à pratiquement 100% en $B\overline{B}$ et offre ainsi une production d'une grande pureté en mésons beaux. En fait, on produit beaucoup plus de mésons B aux machines hadroniques, mais ils sont beaucoup plus difficiles à identifier. Avec une section efficace de 1 nb pour la désintégration $\Upsilon(4S) \to b\overline{b}$, la luminosité intégrée nécessaire est d'environ 100 fb^{-1}.
Pour des énergies dans le centre de masse autour de 10 GeV, on produit, avec les collisions e^+e^-, des états liés $b\overline{b}$ ou *Bottomonium* qui se présentent sous la forme de résonances étroites. La résonance $\Upsilon(4S)$ a une masse de 10580 MeV/c^2 (Fig. 2.3), légèrement supérieure au seuil de production des paires $B\overline{B}$ ($\approx$ 10558 MeV/c^2). Alors que les résonances ayant une masse inférieure se désintègrent par interaction électromagnétique, le $\Upsilon(4S)$ se désintègre par l'interaction forte, ce qui explique que la résonance $\Upsilon(4S)$ a un temps de vie plus court que les autres (ou une largeur plus grande, 14 MeV, comparé à celle des niveaux d'excitation plus bas, autour de 30 à 50 keV).
Les sections efficaces des réactions possibles pour une collision e^+e^- à une énergie dans le centre

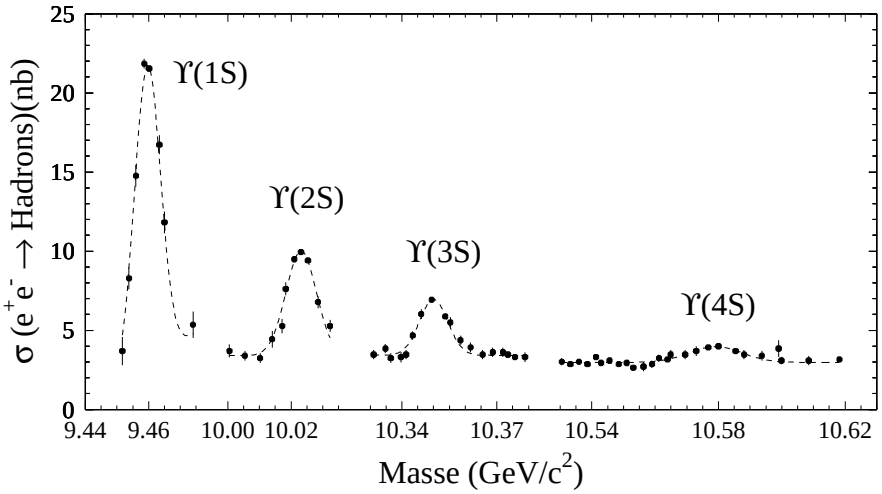


Fig. 2.3 – *La résonance $\Upsilon(4S)$ et les autres résonances Bottomonium.*

de masse égale à $10,58$ GeV/c^2 sont énumérées dans le tableau 2.6.
Le spin de la résonance étant 1 et le spin de chaque B nul, les mésons B ont un moment orbital relatif de 1. La fonction d'onde de la paire est donc asymétrique. Les deux mésons B ne peuvent

$e^+e^- \rightarrow$	Section efficace (nb)
$b\overline{b}$	1,05
$c\overline{c}$	1,30
$s\overline{s}$	0,35
$u\overline{u}$	1,39
$d\overline{d}$	0,35
$\tau\tau$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	~ 40

Tab. 2.6 – *Sections efficaces de production à une énergie dans le centre de masse de* 10,58 GeV. *La section efficace pour le processus* $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ *(diffusion Bhabha) tient compte de l'acceptance expérimentale.*

donc pas se trouver dans le même état de saveur. Dans le cas de désintégration en $B^0\overline{B}^0$, il faut aussi tenir compte des oscillations $B^0 \rightarrow \overline{B}^0$, qui ont lieu de façon cohérente jusqu'à ce que un des deux B^0 se désintègre.
La somme des masses au repos des mésons B et $\overline{B}$ est quasiment égale à celle de l'état $\Upsilon(4S)$ et donc les mésons B portent une impulsion très faible de $\sim 340\,\mathrm{MeV}/c$ et volent en moyenne sur une distance de 31 μm dans le système du centre de masse du $\Upsilon(4S)$. Comme décrit dans 1.1.2 la mesure d'une asymétrie de CP dépend du temps, il faut par conséquent pouvoir mesurer la distance de vol des deux mésons B. La seule solution est de donner une impulsion additionnelle à la résonance $\Upsilon(4S)$ en utilisant des faisceaux asymétriques en énergie, pour cela on parle d'un collisionneur asymétrique.

Chapitre 3

Le détecteur *BABAR*

Pour la plupart des études que l'on souhaite mener, il faut reconstruire complètement la désintégration d'un B et, pour certaines analyses, au moins partiellement celle de l'autre B. Il est important que :

- l'acceptance du détecteur soit la plus grande possible (idéalement 4π) ;
- la reconstruction des particules chargées et neutres ait une efficacité élevée ;
- la mesure de vertex soit précise (par exemple pour mesurer la distance de vol entre les deux mésons B) ;
- l'efficacité d'identification pour les K, μ et e soit bonne pour une large plage d'impulsions ;
- le détecteur soit capable de résister aux radiations pendant une période de 10 ans.

Le détecteur *BABAR* est divisé en cinq sous-détecteurs, selon une disposition cylindrique, avec des bouchons. Au centre se trouve le détecteur de vertex « Silicon Vertex Detector » (*SVT*), puis la chambre à dérive « Drift chamber » (*DCH*) qui servent à la reconstruction des traces chargées. Ils sont suivis du « Detector of Internally Reflected Cherenkov Light » (*DIRC*) et du calorimètre « Electromagnetic Calorimeter » (*EMC*) qui comprend aussi un bouchon vers l'avant. L'ensemble est entouré par un solénoïde fournissant un champ magnétique pour mesurer les impulsions des traces chargées par la courbure de la trajectoire. Le retour de champ magnétique en fer « Instrumented Flux Return » (*IFR*) est instrumenté et forme la partie la plus externe du détecteur (Fig. 3.1). L'acceptance est limitée vers l'avant et l'arrière du détecteur par les composantes de PEP-II. À cause du mouvement du centre de masse des faisceaux, les particules d'un événement sont orientées préférentiellement dans la direction du faisceau des e^- de plus haute énergie. Pour optimiser l'acceptance, le centre géométrique du détecteur *BABAR* (celui de l'aimant) est décalé de 370 mm par rapport au point d'interaction nominal (0,0,0). Le système de coordonnées du détecteur est défini par l'axe z parallèle au faisceau de haute énergie, par l'axe y dans la direction verticale et par l'axe x dirigé de l'intérieur de l'anneau du stockage vers l'extérieur. L'axe des faisceaux forme un petit angle de 20 mrad avec l'axe du détecteur dans le plan horizontal.
Les deux référentiels auxquels nous nous référons dans notre analyse sont

- le référentiel du laboratoire ;
- le référentiel du centre de masse.

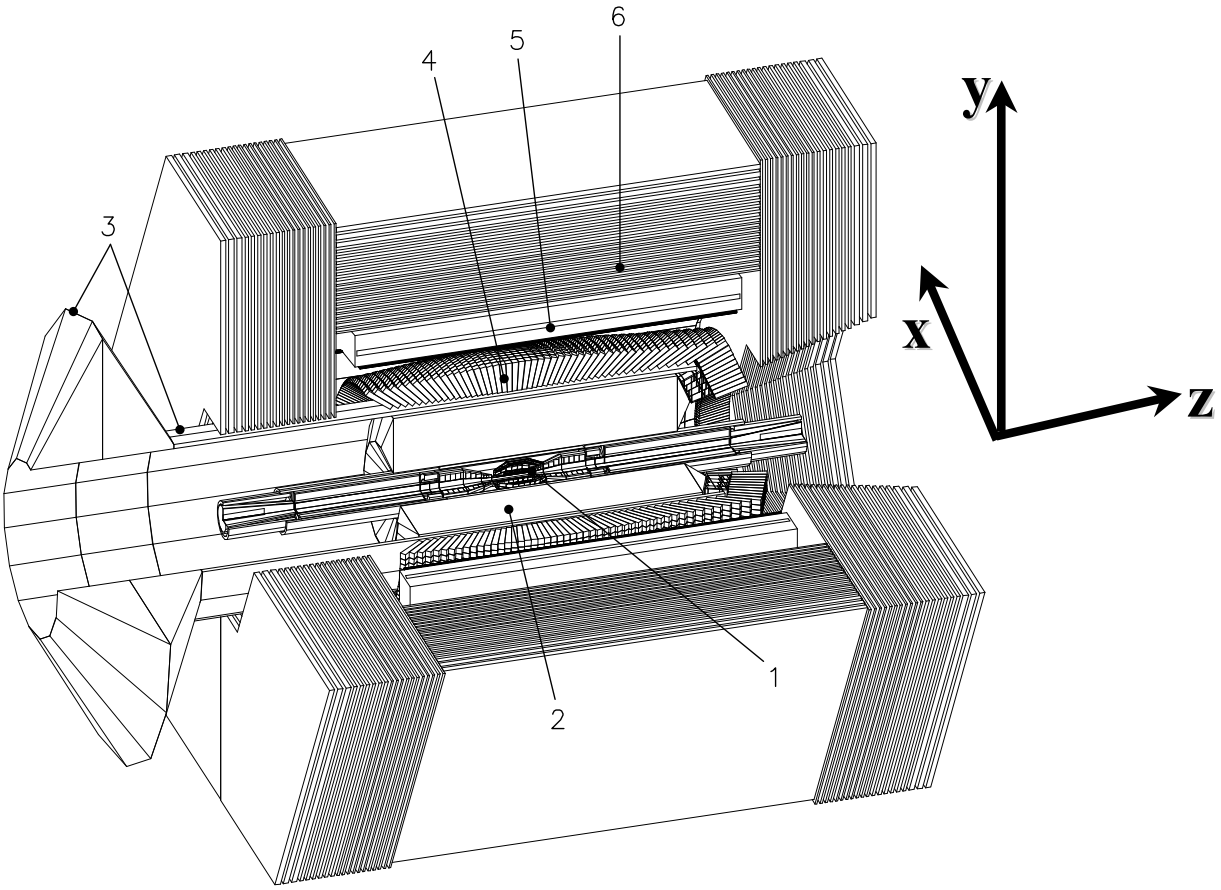


Fig. 3.1 – *Schéma du détecteur BABAR : 1 - Détecteur de vertex (SVT), 2 - Chambre à dérive (DCH), 3 - DIRC (Cherenkov), 4 - Calorimètre (EMC), 5 - Solénoïde supra-conducteur, 6 - Retour de champ magnétique (IFR)*

3.1 Mesure des particules chargées

Le détecteur de vertex et la chambre à dérive sont les éléments utilisés pour la reconstruction des traces. L'impulsion typique des particules issues de la désintégration d'un méson B est de 1 GeV/c, et par conséquent la diffusion coulombienne est un facteur limitant la résolution sur l'impulsion et les angles des particules. La figure 3.2 montre le nombre de longueurs de radiation que traversent les particules chargées avant de parvenir aux différents sous-détecteurs, en fonction de l'angle polaire dans le laboratoire.

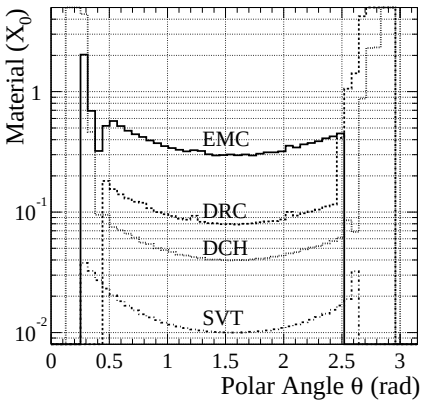


Fig. 3.2 – *Matière traversée par les particules chargées avant d'atteindre les différents sous-détecteurs.*

3.1.1 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal crée un champ magnétique dans la région centrale du détecteur et permet la mesure de l'im-

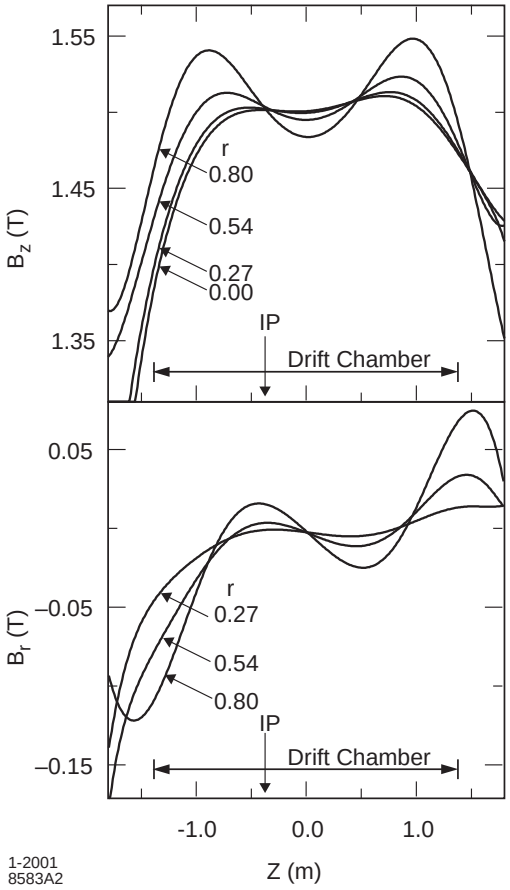


Fig. 3.3 – *La carte du champ magnétique. Pour différents rayons r les composantes du champ magnétique B_z et B_r sont montrées en fonction de z.*

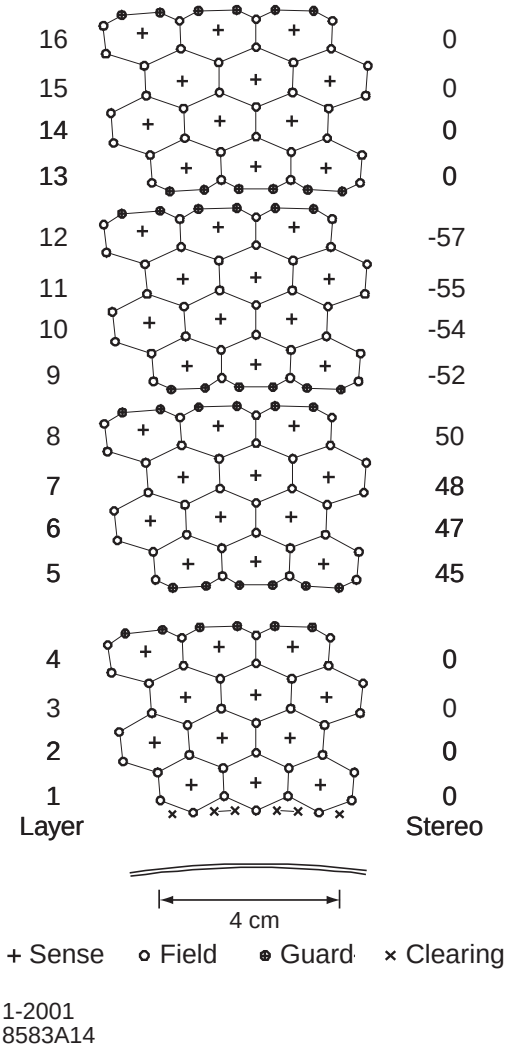


Fig. 3.4 – *Chambre à dérive : l'ordre des couches est indiqué. Au centre un fil (fil sensible), entouré par six fils (fils de champ). On distingue ces super-couches en couches axiales et stéréo, qui sont tournées de* 40 mrad *à* 70 mrad.

pulsion des particules chargées par le détecteur de vertex et la chambre à dérive. Les rayons internes et externes de l'aimant sont 140 cm et 173 cm. Les composantes principaux de l'ensemble magnétique sont l'aimant supraconducteur et le retour de champ magnétique. Le choix du champ magnétique de $1,5$ T résulte d'un compromis entre :

a) une bonne résolution en impulsion pour les particules énergiques comme celles produites dans le mode $B \to \pi\pi$, favorisée par un champ magnétique élevé ;

b) une bonne efficacité de reconstruction des traces de faible impulsion (~ 50 MeV/c), donc très courbées, et qui ne peuvent pas atteindre la chambre si le champ magnétique est trop élevé. Pour arriver jusqu'au *DIRC* une impulsion transversale d'au moins 180 MeV/c est nécessaire.

Il est souhaitable que le champ soit uniforme partout dans la région centrale définie par la chambre ou au moins bien connu, une déviation de quelques pour cent au plus étant acceptable. Une carte de champ magnétique avec une précision de $0,2$ mT a été établie (Fig. 3.3).

3.1.2 La chambre à dérive

La chambre à dérive est destinée à reconstituer la trajectoire des particules dans le champ magnétique et à mesurer avec précision leur impulsion. Elle participe aussi à l'identification de particules (Sec. 3.3.2) grâce à la mesure de l'énergie perdue par unité de longueur. Elle est constituée d'un cylindre de 3 m de longueur, situé entre le tube de soutien et le *DIRC*. La couverture angulaire dans le système du laboratoire est entre $17,2°$ et $152,6°$. La couverture angulaire vers l'avant est plus importante que vers l'arrière, car la plupart de particules sont émises vers l'avant. Elle est constituée au total de 7104 petites cellules de dérive (12×18 mm^2) hexagonales qui forment 40 couches groupées en 10 *super-couches* (Fig. 3.5). Quatre *super-couches* sont alignées avec l'axe de la chambre (couche axiale) et 6 autres sont tournées d'un angle variant de ± 40 à ± 70 mrad par rapport à l'axe de la chambre (couche stéréo). À chaque *super-couche* axiale succède 2 *super-couches* stéréo (Fig. 3.4). Les fils parallèles à l'axe de la

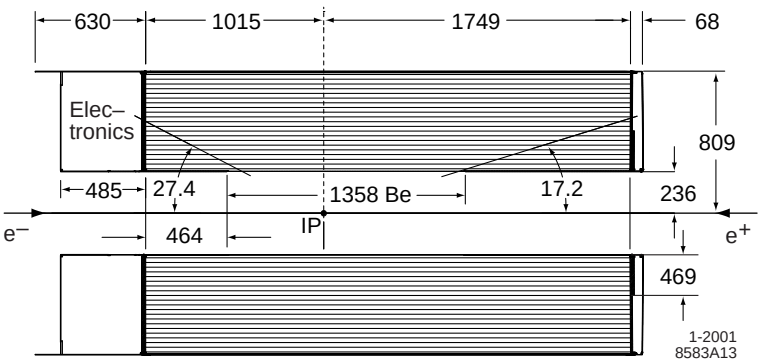


Fig. 3.5 – *Chambre à dérive : Vue longitudinale avec dimensions en* mm. *La chambre est décalée de* 370 mm *par rapport au point d'interaction.*

chambre permettent la mesure de la position dans le plan transversal, les fils stéréo la mesure de la coordonnée z de la trace avec une résolution de 1 mm. Cela est important pour reconstruire

les vertex secondaires, par exemple les K_S^0 qui peuvent se désintègrer en dehors du détecteur de vertex.
Les matériaux de construction ont été choisis afin de minimiser les interactions, tout en gardant de bonnes performances.
Les éléments avec un faible nombre de protons par noyau comme l'aluminium ont été retenus pour la construction de la chambre. Le gaz est un mélange léger d'hélium-isobutane pour diminuer la dispersion coulombienne. Pour une trajectoire incidente de 90° l'épaisseur de matière traversée représente une longueur de radiation inférieure à $0,0108\ X_0$. À partir d'octobre 1999 la chambre a fonctionné à une tension de 1900 V. Après quelques mois, la tension a été augmentée à la valeur nominale de 1960 V, pour améliorer l'efficacité. L'inconvénient d'une tension élevée étant le vieillissement accéléré des fils sensibles, une valeur de compromis de 1930 V a finalement été choisie. Les quantités importantes, qui doivent être mesurées sont le temps de dérive des électrons et la charge déposée sur les fils.
L'occupation d'une cellule due au bruit du fond est environ $0,5\%$, très inférieur aux 10% critiques pour lesquels les performances seraient fortement dégradées.
Les informations de la chambre sont en outre utilisées par le système de déclenchement (Sec. 3.4) et pour déterminer t_0, le temps de référence d'un événement.

3.1.3 Le détecteur de vertex

Le SVT permet une mesure précise de la position des traces près du point d'interaction afin de reconstruire les vertex. En effet, pour une mesure précise de la violation CP, il faut déterminer la distance entre les deux mésons B, qui est en moyenne $250\,\mu$m dans la coordonnée z, avec une résolution de $80\,\mu$m. Ce chiffre est le résultat d'une analyse qui avait pour but l'estimation de la dégradation de la mesure d'asymétrie CP en fonction de la résolution sur le vertex. De plus, le SVT permet de reconstruire indépendamment de la chambre les traces de faible impulsion transversale, ce qui est important par exemple pour étudier la désintégration $D^* \to D^0\pi_s$, où π_s est un pion de faible impulsion, mais aussi pour un de canaux de désintégration du η_c que nous étudions ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$). Des échantillons purs de D^* vont nous servir pour des études sur l'identification de $K^\pm$ issus du D^0. Le SVT apporte sa contribution à l'identification des particules par la mesure du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (Sec. 3.3.2).
Le détecteur de vertex est placé à l'intérieur du tube de soutien d'un rayon de 20 cm. Son acceptance est limitée par les dipôles de PEP-II à 350 mrad (à l'avant) et à 520 mrad (à l'arrière) (Fig. 3.6). Il est composé de cinq couches équipées de micro-pistes en silicium sur les deux faces (Fig. 3.7 et Tab. 3.1). Les pistes sont orientées soit perpendiculairement à l'axe z (face intérieure), soit parallèlement (face extérieure), les micro-pistes de la face intérieure concourant à mesurer la position z et celles de la face extérieure à mesurer l'angle ϕ. La résolution en position est d'environ $10-15\,\mu$m pour les trois couches intérieures et $40\,\mu$m pour les couches extérieures. Les matériaux de construction sont choisis pour minimiser les interactions des particules. Au total, l'épaisseur du détecteur de vertex est de $0,04\ X_0$.
L'électronique, la puce $AToM$ (**A** **T**ime-**o**ver-threshold **M**achine), lit, analyse et assure la transmission des signaux. Elle est conçue pour admettre des taux d'occupation dus aux bruits de fond 10 fois supérieurs à la valeur nominale, sans temps mort significatif. Elle est placée en dehors de l'acceptance entre 350 mrad et les dipôles.

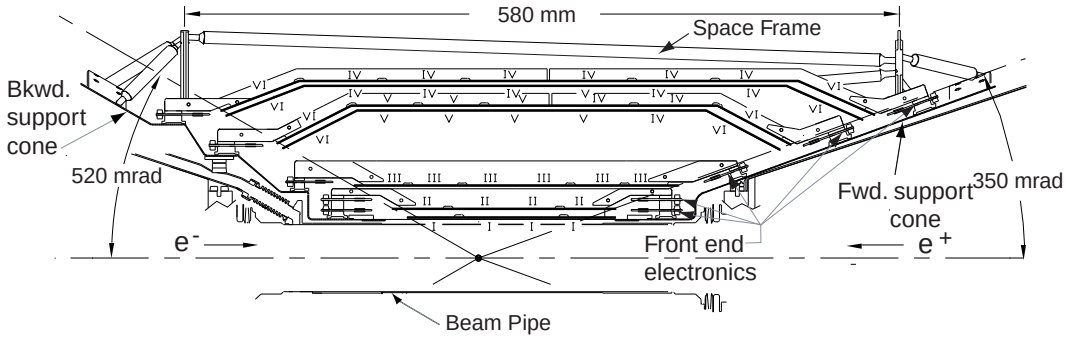


Fig. 3.6 – *Vue longitudinale du détecteur de vertex.*

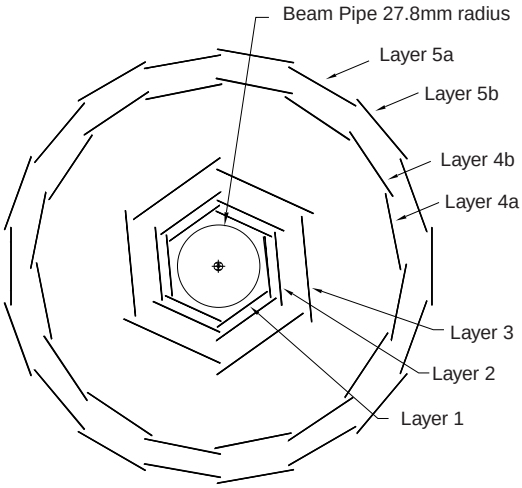


Fig. 3.7 – *Le détecteur de vertex: Vue transversale. Le cercle au milieu représente le tube à vide.*

Couche	Rayon (mm)
1	32
2	40
3	54
4	91-127
5	114-144

Tab. 3.1 – *Distance des différentes couches du SVT au point d'interaction.*

Le détecteur de vertex et son électronique doivent être résistants aux radiations. Le SVT est plus exposé au bruit de fond de la machine que les autres sous-détecteurs, parcequ'il est le plus proche du point d'interaction. Une dose de 33 krad/an est permise pour la première couche. L'électronique, spécialement la puce $AToM$, résiste bien aux radiations, sa durée de vie est environ 10 ans. Au total le SVT peut accumuler 2 MRad [3]. Des photodiodes surveillent la dose de radiation et si la radiation instantanée est trop grande, un signal est transmis à PEP-II et les faisceaux sont arrêtés.
Pour les particules chargées jusqu'à faible impulsion la résolution sur la mesure de l'impulsion

transverse (*DCH* et *SVT* combinés) est

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = (0,13 \pm 0,01)\% \cdot p_t + (0,45 \pm 0,03)\%. \tag{3.1}$$

3.2 Détection des particules neutres

Pour la détection des particules neutres on se sert du calorimètre électromagnétique et des *IFR*. Le calorimètre électromagnétique est utilisé pour :

- l'identification des électrons ;
- la reconstruction des π^0 et η sur une gamme d'énergie étendue ;
- la discrimination entre photons et hadrons neutres, notamment pour l'identification des K_L^0.

Essentiellement l'*IFR* donne les informations nécessaires pour la reconstruction des muons et l'identification du K_L^0.

3.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre doit détecter les gerbes électromagnétiques avec une bonne efficacité dans une domaine d'énergie de 20 MeV à 9 GeV. Les électrons d'énergie supérieure à 500 MeV sont identifiés par le calorimètre électromagnétique.
Le calorimètre consiste en un tonneau cylindrique et d'un bouchon conique vers l'avant constitués de cristaux d'iodure de césium dopés au Thallium (CsI(Tl)) disposés en 56 anneaux (Fig. 3.8). Au total 5760 cristaux composent la partie centrale et 820 la partie avant. Les cristaux ont une forme trapézoïdale et une longueur de $29,6$ cm à $32,4$ cm, soit de 16 à $17,5$ longueurs de radiation. Ils sont orientés de façon à ce que les particules issues du point d'interaction atteignent la surface des cristaux en incidence quasiment normale. Avant d'atteindre les cristaux, les particules ont traversé au moins $0,3X_0$ de matière. Les caractéristiques du CsI(Tl) sont les suivantes :

- grand rendement lumineux (50000 photons/ MeV), ce qui est important pour la résolution en énergie ;
- longueur d'onde d'émission de 565 nm, optimale pour la détection par les photodiodes en silicium ;
- faible rayon de Molière ($3,8$ cm), important pour la résolution angulaire.

Pour détecter les photons émis dans les cristaux, deux photodiodes en silicium (PIN) de dimension $2 \times 1\,\mathrm{cm}^2$ sont montées sur la face arrière de chaque cristal.
L'acceptance est de 100% pour des angles polaires compris entre $15,8°$ et $141,8°$ dans le référentiel du laboratoire.
Comme la chambre à dérive, le calorimètre est important pour le système de déclenchement (Sec. 3.4).

La résolution en énergie

Il est nécessaire de convertir le signal détecté en énergie de l'électron ou du photon en tenant compte des pertes d'énergie. Pour cela il faut calibrer la réponse du détecteur :

- par cristal ;

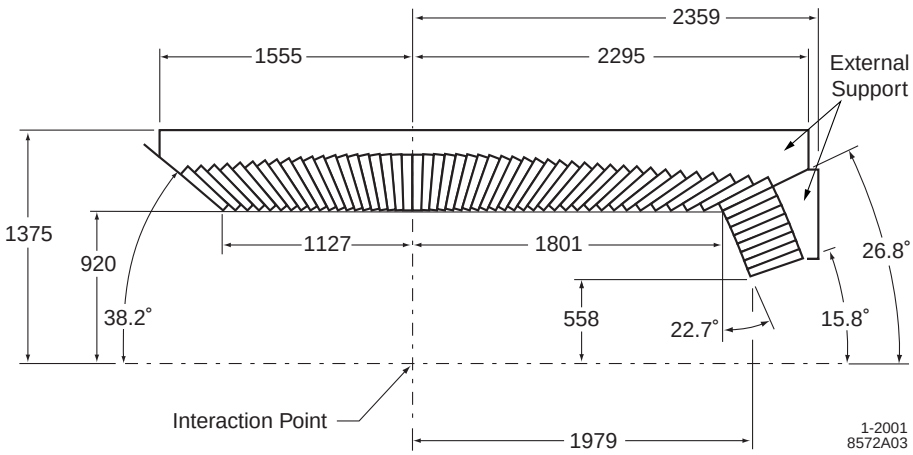


Fig. 3.8 – *Calorimètre électromagnétique : Coupe longitudinale. Les 56 anneaux de cristaux sont visibles. Dimensions en* mm.

- par groupe de cristaux.

Calibration par cristal

Pour l'étalonnage par cristal aux basses énergies on utilise une source radioactive qui émet des photons d'énergie $6,13$ MeV. L'étalonnage en énergie est fait une fois par semaine avec une erreur statistique de $0,35\%$.
Pour les énergies comprises entre $3-9$ GeV, on utilise les événements *Bhabha* pour la calibration par cristal en corrigeant l'énergie déposée par les électrons en fonction de l'angle polaire avec les résultats de la simulation. Les données enregistrées en douze heures (environ 200 électrons par cristal), donnent une erreur statistique de $0,35\%$. Cet étalonnage en énergie est fait une fois par mois.
Les résultats des étalonnages à basse et haute énergie sont utilisés pour effectuer une interpolation aux énergies moyennes.

Calibration par groupe de cristaux

Il est important de caractériser la perte d'énergie entre les cristaux qui dépend de l'énergie des amas et de l'angle polaire. Pour les énergies inférieures à $0,8$ GeV, on utilise des désintégrations de π^0 en photons et pour les énergies entre $0,8$ GeV et 9 GeV les résultats de la simulation de photons.

Surveillance des cristaux pendant la prise des données

Un système de génération de signaux lumineux permet de surveiller la performance relative des cristaux. Les cristaux sont exposés à la lumière émise par des lampes au xénon et transmise aux cristaux par des fibres optiques. Un système de deux sources radioactives (^{241}Am et ^{148}Gd) et un cristal sont utilisés comme référence. Cette mesure précise de linéarité de la collection de la

lumière, de la conversion, de l'amplification et de la numérisation peut être effectuée pendant la prise de données et permet de contrôler l'évolution de la réponse du calorimètre.

La **résolution en énergie** du calorimètre est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt[4]{E(\,\mathrm{GeV})}} \oplus b \tag{3.2}$$

Le paramètre a décrit les fluctuations statistiques du nombre de photons émis et le bruit de fond électronique, et b la perte de lumière lié à l'absorption, aux fuites de lumière ou à la non-uniformité de la collection de la lumière. Le paramètre a domine à basse énergie, b à haute énergie. Dans les conditions idéales a et b valent environ $1-2\%$. En réalité la performance est affectée par le bruit de fond des faisceaux, par les événements à haute multiplicité et par les caractéristiques de l'électronique. Les calibrations et l'étude de la désintégration $\chi_{c1} \to J/\psi\gamma$ ont donné $a = (2,32 \pm 0,30)\%$ et $b = (1,85 \pm 0,12)\%$.

La **résolution angulaire** est paramètrisée par

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \frac{c}{\sqrt{E(\,\mathrm{GeV})}} + d. \tag{3.3}$$

La résolution angulaire dépend de la taille transversale des cristaux et de leur distance au point d'interaction. Les paramètres de la résolution angulaire ont été déterminés en étudiant les désintégrations $\pi^0 \to \gamma\gamma$ et $\eta \to \gamma\gamma$. Les paramètres c et d sont évalués à $c = 3,87 \pm 0,07$ mrad et $d = 0,00 \pm 0,04$ mrad.

3.2.2 Le retour de champ instrumenté (*IFR*)

Le but principal de l'IFR est l'identification avec une bonne efficacité des muons (Sec. 3.3.2) et des hadrons neutres comme les K_L^0.
Le retour de champ magnétique est composé de deux parties, le cylindre central et les bouchons, constituées de plaques d'acier d'épaisseur variable allant de 2 cm pour les couches internes à 10 cm pour les couches externes favorisant le développement des gerbes hadroniques. L'espace d'environ $3,5$ cm entre les couches d'acier est instrumenté par des chambres à plaque resistive RPC (**R**esistive **P**late **C**hambers). Dix-neuf couches RPC sont placées dans le cylindre central, 18 couches dans le bouchon et 2 entre le cryostat et le calorimètre (Fig. 3.9). Les composants principaux des RPC sont deux électrodes portées à une différence de potentiel de 8 kV, séparées par un gaz et des isolants. Le gaz est un mélange d'argon, fréon 134 et isobutane $(56,7\%, 38,8\%, 4,5\%)$. Si une particule traverse le gaz un courant est induit dans des pistes en aluminium placées à l'extérieur de la chambre. Avec les signaux recueillis sur les pistes, on peut déterminer les positions x et y de passage de la particule. L'occupation est faible, on a $100-150$ signaux par événement. L'efficacité est supérieure à 90% pour 75% des modules RPC actifs. Toutefois on a observé au cours de la prise de données une dégradation de l'efficacité qui n'est pas encore bien comprise. Vingt quatre modules ont déjà été remplacés, dans le bouchon avant.

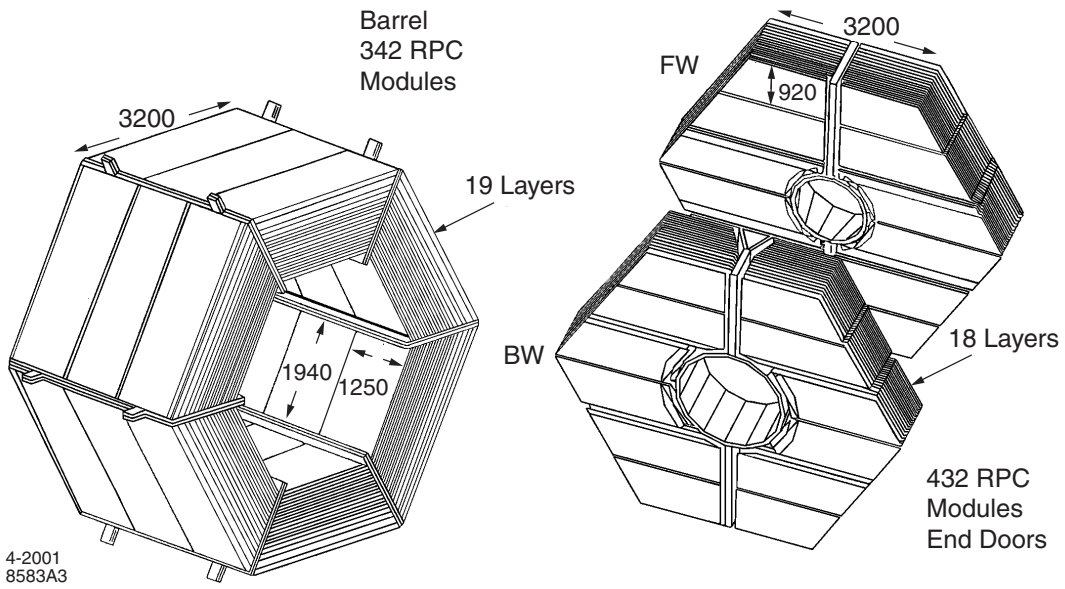


Fig. 3.9 – *Le retour de champ instrumenté : Vue d'ensemble.*

3.2.3 Performance de la reconstruction des particules neutres

La résolution en énergie du calorimètre *EMC* est environ 1−2% ce qui est important pour la reconstruction des π^0. Pour les énergies inférieures à 2 GeV la résolution de la masse du π^0 (Sec. 4.6.1, Fig. 4.6) est dominée par la résolution en énergie. En associant l'information du calorimètre et de l'*IFR*, l'efficacité pour la détection des K_L^0 est comprise entre 20% et 40% pour les impulsions entre 1 GeV/c et 4 GeV/c, avec une résolution angulaire de 60 mrad.

3.3 Identification de particules chargées (PID)

Le détecteur principal pour l'identification des particules chargées d'impulsion supérieure à 0,7 GeV est le *DIRC*. La chambre ainsi que le détecteur de vertex sont utilisés pour la séparation des particules chargées de basse impulsion. L'*IFR* est utilisé pour l'identification des muons et l'*EMC* pour les électrons.

3.3.1 Le détecteur à imagerie annulaire Cherenkov

Le *DIRC* un détecteur de conception nouvelle, mais le principe physique est déjà largement utilisé : identifier des particules en mesurant l'angle d'émission de la lumière Cherenkov, émise par une particule se déplaçant à une vitesse plus grande que celle de la lumière dans le milieu traversé.
L'angle θ_c des photons rayonnés suit la loi :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n} \tag{3.4}$$

avec $\beta \equiv \frac{v}{c}$ la vélocité et n l'indice de réfraction du milieu. Si l'impulsion de la particule est connue et l'angle θ_c est mesuré, on peut connaître la masse de la particule et l'identifier.
Le principe du *DIRC* est illustré dans la figure 3.10. Quand une particule traverse une barre de quartz, la lumière Cherenkov émise est piégée dans la barre et par réflexion totale sur les parois, est guidée vers la section arrière de la barre. La lumière qui est émise vers l'avant est réfléchie par un miroir. L'angle θ_c est conservé aux ambiguités près. En sortie de barre, les photons traversent un réservoir rempli d'eau (SOB) (6000 litres) dont l'indice (n=1,346) est très proche de celui du quartz (n=1,473) afin d'éviter la réfraction lors du changement de milieu et sont détectés par un système de photo-multiplicateurs.
Les composantes principales du *DIRC* sont le radiateur Cherenkov constitué de barres de quartz

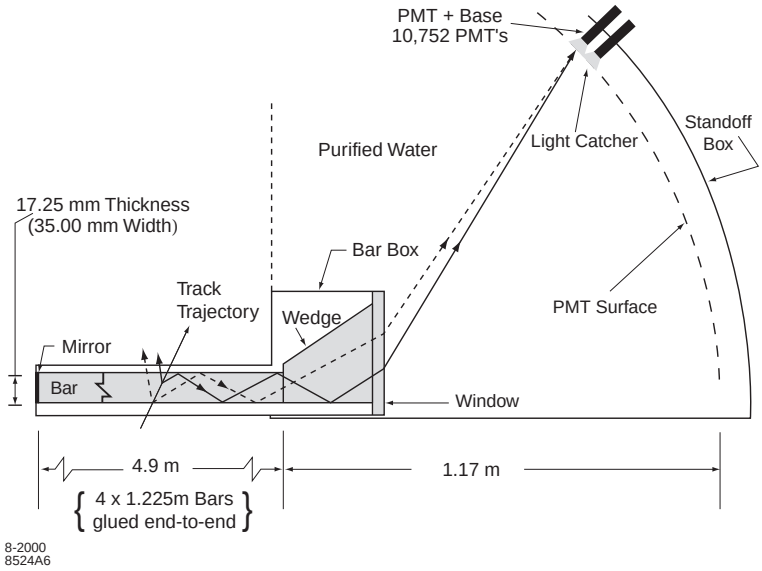


Fig. 3.10 – *DIRC : Principe de la émission et détection de la lumière Cherenkov.*

et le système de détection des photons Cherenkov. Les 144 barres sont disposées dans 12 boîtes. Les barres en quartz synthétique ont une épaisseur de $1,7$ cm, une largeur de $3,5$ cm et une longueur de $4,9$ m. Le SOB, avec les tubes photo-multiplicateurs et leur électronique (Fig. 3.11), est placé à l'arrière du détecteur pour ne pas gêner les autres sous-détecteurs. À une distance d'environ $1,2$ m des barres, sur une surface toroidale sont positionnés les 10752 tubes photo-multiplicateurs d'un diamètre de 29 mm. À ce jour $99,7\%$ des photo-multiplicateurs fonctionnent avec la performance attendue.
L'électronique mesure le temps d'arrivée des photons dans chaque photo-multiplicateur. La résolution en temps est de $1,75$ ns et est largement dominée par la résolution de $1,5$ ns des photo-multiplicateurs (Fig. 3.12). L'angle Cherenkov peut être déterminé en utilisant la position du photo-multiplicateur et les paramètres de la trace reconstruite dans la chambre. En négligeant les erreurs systématiques, la résolution par trace de l'angle Cherenkov s'écrit :

$$\sigma_{c,trace} = \frac{\sigma_{c,\gamma}}{\sqrt{N_{pe}}} \tag{3.5}$$

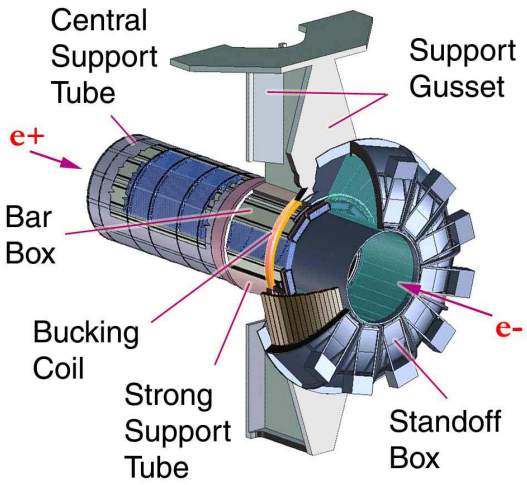


Fig. 3.11 – *DIRC : Structure mécanique.*

où $\sigma_{c,\gamma}$ est la résolution angulaire par photon et N_{pe} le nombre de photons (typiquement 30). Pour les événements de type *dimuons* $\sigma_{c,trace}$ est égal à $2,5$ mrad.

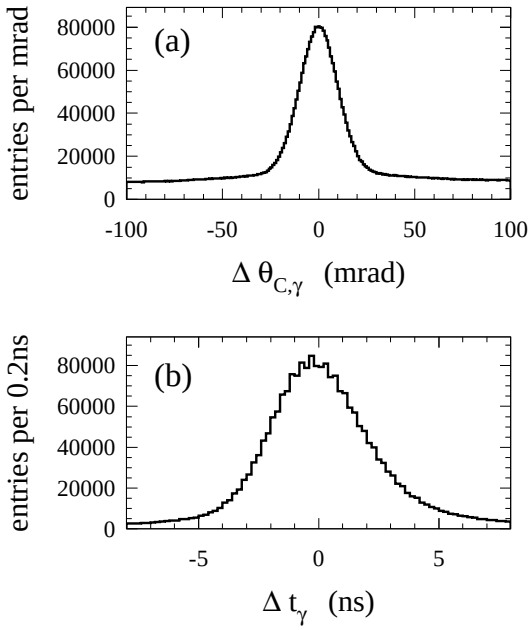


Fig. 3.12 – *DIRC: La résolution en angle Cherenkov d'une trace chargée par photon Cherenkov est* $10,2$ mrad *(en haut) et la résolution en temps pour des muons de* $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ *est* $1,7$ ns *(en bas).*

3.3.2 La performance de l'identification de particules chargées

Dans *BABAR*, les particules chargées peuvent être identifiées par :

- détection d'émission de lumière de Cherenkov (*DIRC*) ;
- mesure de perte d'énergie par ionisation $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ dans les sous-détecteurs *SVT* et *DCH* ;
- détection des muons dans les *IFR*.

Pour les particules avec des impulsions $p < 700$ MeV/c on utilise les mesures de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ de la chambre et du détecteur de vertex. Le *DIRC* est utilisé pour les impulsions supérieures à 700 MeV/c, c'est-à-dire au delà du seuil d'émission de lumière Cherenkov. On obtient une séparation entre les π et les $K^{\pm}$ supérieure à $4,2\sigma$ jusqu'à une impulsion de 3 GeV/c [36]. L'identification des kaons est essentielle pour l'étude des désintégrations $B \to \eta_c K$.

DCH

La perte d'énergie par ionisation $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ est mesurée à l'aide de la charge déposée dans chaque cellule. On obtient une résolution de 7%. Pour chaque hypothèse de masse, en comparant cette mesure avec la formule de Bethe-Bloch, on peut calculer une probabilité qui est à la base des méthodes d'identification.
La séparation entre les pions et kaons jusqu'à 700 MeV/c est ainsi possible. Les figures 3.13 et 3.14 illustrent les performances de la chambre, en comparant les données avec les prédictions par la formule de Bethe-Bloch.

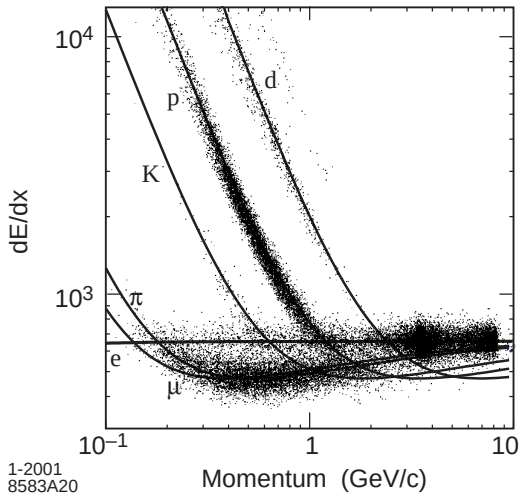


Fig. 3.13 – *Chambre à dérive: Mesure de* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *en fonction de l'impulsion des traces. Les valeurs attendues pour les différents types de particules chargées, calculées en utilisant la formule de Bethe-Bloch sont montrées par les courbes.*

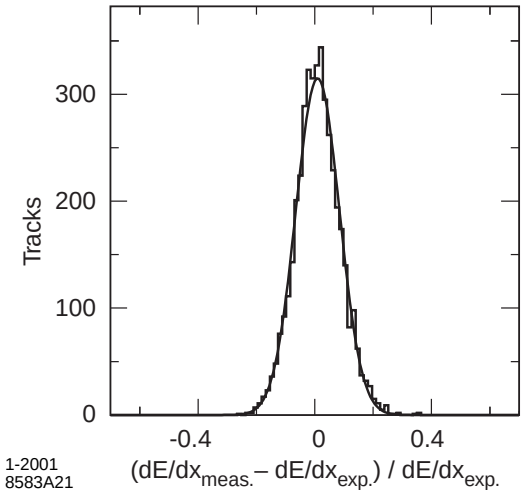


Fig. 3.14 – *Chambre à dérive: Différence entre la valeur* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *attendue et mesurée pour les événements bhabha. La tension de la chambre est* 1900 *V. Les données sont ajustées par une fonction gaussienne. La résolution est d'environ* $7,5$ %.

SVT

Pour les traces de basse impulsion ($p_t < 120$ MeV/c) seul le dE/dx mesuré dans le SVT est utilisé pour l'identification de particules. Pour les traces avec au moins quatre signaux on divise la charge par la longueur parcourue et on obtient le dE/dx. La résolution en dE/dx pour les électrons et positons *Bhabha* est d'environ 14%. La séparation est de 2σ entre les kaons et les muons jusqu'à une impulsion de 500 MeV/c.

EMC

Pour identifier les électrons on utilise principalement le rapport $\frac{E}{p}$ où E est l'énergie déposée dans le calorimètre et p l'impulsion de la trace. Ce rapport doit être proche de 1 pour les électrons et plus petit pour les pions. Le calorimètre est essentiellement utilisé pour la séparation de pions et des électrons, mais contribue aussi à l'identification des muons et des protons. La distribution de $\frac{E}{p}$ pour les protons est proche de celle des pions parce qu'il s'agit dans les deux cas d'un dépot de gerbe hadronique dans le calorimètre. L'efficacité de détection des électrons à été mesurée en utilisant des événements *bhabha* et $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$, et le taux de mauvaise identification des pions avec les événements $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ et les désintégrations de τ en trois corps (Fig. 3.15). Les électrons d'impulsion comprise entre $0,5$ GeV/c et 2 GeV/c sont sélectionnés avec une efficacité variant de $88,1\%$ à $94,8\%$ et un taux de mauvaise identification des pions compris entre $0,15\%$ et $0,3\%$.

IFR

L'efficacité de l'identification de muons a été étudiée dans les échantillons des désintégrations avec l'état final $\mu\mu ee$ (Fig. 3.15). Le taux de mauvaise identification de pions est calculé avec les pions de désintégrations $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ et les pions provenant de τ. Pour les muons avec une impulsion de $1,5$ GeV/$c < p < 3,0$ GeV/c une efficacité de 90% et un taux de mauvaise identification de pions de $6-8\%$ ont été obtenus. Pour nous l'identification des muons est importante car on utilise des événements de la désintégration $B \to J/\psi K$ ($J/\psi \to \mu\mu$). Ces échantillons de contrôle très purs vont servir à valider certains algorithmes utilisés dans notre recherche des canaux $B \to \eta_c K$ et d'estimateur pour les erreurs systématiques.

3.4 Le système de déclenchement

L'objectif du système de déclenchement est l'enregistrement d'au moins 99% des événements $B\overline{B}$ et 95% des événements $u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$ et $c\overline{c}$. En plus de cela, on veut également garder les événements $\tau\tau$ et $\gamma\gamma$, par exemple pour la mesure de la largeur du η_c avec les événements $\gamma\gamma \to \eta_c$. L'efficacité du déclenchement doit être stable et bien comprise. Les collisions entre les électrons et les positons ont lieu avec un taux d'environ 250 MHz. Tous les événements ne peuvent être gardés car la quantité de données à enregistrer est limitée par le temps mort de l'électronique d'acquisition.
Le système de déclenchement se compose de deux niveaux : niveau 1 (L1) et niveau 3 (L3). Il est possible d'ajouter un niveau 2 au système de déclenchement pour affiner la sélection L1.

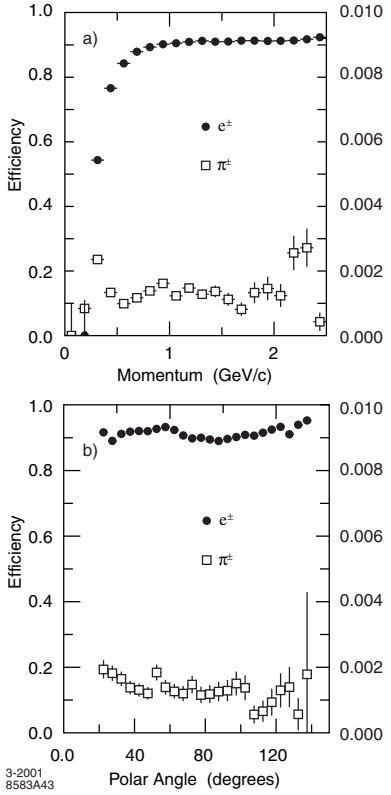


Fig. 3.15 – *EMC : Efficacité de détection des électrons (axe à gauche) et taux de mauvaise identification de pions (axe à droite) en fonction de : a) l'impulsion de particules dans le référentiel du laboratoire et b) l'angle polaire dans le référentiel du laboratoire.*

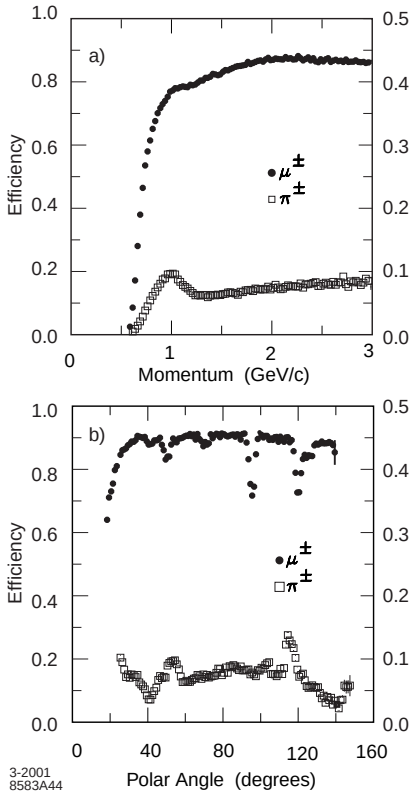


Fig. 3.16 – *IFR : Efficacité de détection des muons (axe à gauche) et taux de mauvaise identification de pions (axe à droite) en fonction de : a) l'impulsion de particules dans le référentiel du laboratoire et b) l'angle polaire dans le référentiel du laboratoire (avec* $1,5 < p < 3,0$ GeV/c*).*

3.4.1 Niveau 1 (L1)

Les informations de la chambre à dérive (*super-couches* axiales), du calorimètre électromagnétique et du retour de champ instrumenté (RPC) sont combinées pour prendre en ligne la décision d'accepter l'événement et de transmettre ses informations pour une prise de décision définitive plus élaborée sur son acceptance comme événement provenant d'un processus physique (niveau 3).

La chambre distingue trois objets différents :

- trace avec une impulsion transverse supérieure à une seuil que l'on peut ajuster (par exemple 800 MeV/c) ;
- trace courte : trace d'impulsion supérieure à 120 MeV/c qui a été reconstruite jusqu'à la *super-couche* 5 ;
- trace longue : trace d'impulsion supérieure à 180 MeV/c qui a été reconstruite jusqu'à la *super-couche* 10.

L'événement est accepté si chacun des trois objets est présent dans l'événement ou s'il y a au moins trois traces courtes et une trace longue.

Pour le calorimètre, l'énergie déposée dans les différentes régions est calculée, les objets ainsi reconstruits sont classés en catégories en fonction de leur énergie et de leur position.
L'*IFR* contribue au déclenchement pour les événements $\mu^+\mu^-$ et les rayons cosmiques. Pour ceci il est divisé en 10 secteurs. Chaque secteur consiste en 8 couches. Si au moins 4 couches donnent un signal dans une fenêtre de 134 ns un *objet de déclenchement* est défini. Pour accepter l'événement il faut avoir au moins un *objet de déclenchement*.
Les informations de l'*IFR* combinées en « ou » à celles de la chambre à dérive et du calorimètre forment le système de déclenchement de niveau 1 . La fréquence de déclenchement du niveau 1 est de 1 kHz à la luminosité nominale, mais elle peut atteindre 2 kHz en cas de pics de bruit de fond. Même à 2 kHz, le temps mort reste négligeable.

3.4.2 Niveau 3 (L3)

Les événements qui passent le niveau 1 sont traités par le niveau 3. Contrairement au L1, qui est purement électronique, le traitement des informations au niveau 3 est effectué par les programmes utilisés pour l'analyse des données *hors ligne*. Les données acceptées au niveau 1 sont contaminées par le bruit de fond, essentiellement dû à l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel, qu'il faut supprimer. Pour cela, il est nécessaire d'affiner la reconstruction sommaire des traces effectuée au niveau 1. Des filtres permettent ensuite de classer les événements (par exemple $B\bar{B}$, *uds*, *Bhabha*, etc.) et d'appliquer un facteur ajustable de réduction des événements deux photons ($e^+e^- \to \gamma\gamma \to X$) et *Bhabha* ($e^+e^- \to e^+e^-$).
Avec un taux de sortie de $\sim 120 - 130$ Hz, le L3 réduit le nombre d'événements d'un facteur ~ 170 (événements de bruit de fond 20 kHz), par rapport au L1 en gardant presque 100% des événements qui sont définis comme des *événements physiques*.

3.4.3 Les performances du système de déclenchement

Dans la table 3.2, l'efficacité du système de déclenchement pour les modes les plus importants est donnée en utilisant les simulations.

processus	efficacité L1+L3 (%)
$B\overline{B}$	>99,9
$B \to \pi^0\pi^0$	99,1
$B \to \tau\nu$	97,8
$c\overline{c}$	98,9
uds	95,8
$\tau\tau$	92,0

Tab. 3.2 – *Système de déclenchement : efficacité pour L1 et L3 pour différentes désintégrations (determinée par la simulation Monte Carlo).*

3.5 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition assure la transmission des données à partir de l'électronique des sous-détecteurs jusqu'à l'enregistrement des données avec un temps mort le plus faible possible. Il est capable de :

- fonctionner aux taux délivrés par le système de déclenchement : 2 kHZ pour L1 et 120 Hz pour L3 respectivement ;
- processer des événements dont la taille peut atteindre 32 kOctets ;
- conserver le temps mort à un niveau inférieur à 3%.

Pour le calcul on utilise une ferme d'ordinateurs. L'ensemble des informations des sous-détecteurs est enregistrée pour chaque événement ainsi que les paramètres de fonctionnement de ceux-ci, comme les tensions, la pureté de gaz etc.. Le processus d'acquisition est controlé en permanence.

Chapitre 4

Traitement des données et logiciels d'analyse

Dans ce chapitre, nous présenterons les outils de traitement des données de *BABAR* utiles à notre analyse afin d'en alléger ultérieurement l'exposé dans la partie III. Après une présentation des méthodes de stockage et de reconstruction rapide des données nous verrons comment il est possible d'établir des listes de particules reconstruites répondant à un ensemble de critères de qualité sur par exemple la reconstruction des traces chargées, ou l'identification des candidats $K^{\pm}$. Nous utiliserons ces listes dans l'analyse pour sélectionner les produits du η_c (les K^0_S, $K^{\pm}$, π^0, $\pi^{\pm}$) et le kaon de recul ($B \to \eta_c K$). Nous verrons ensuite quelles variables complexes sont utilisées pour discriminer de signal du bruit de fond continuum. Les deux variables importantes pour la sélection du signal, $m_{\rm ES}$ et ΔE, sont introduites et une modélisation de la distribution du bruit de fond $b\overline{b}$ (en fonction du $m_{\rm ES}$) par une fonction *Argus* est proposé. Enfin nous présenterons la mesure du nombre de paires $B\bar{B}$ enregistrées à *BABAR* qui permet la normalisation du rapport d'embranchement.

4.1 Les logiciels de traitement et de gestion des données

La collaboration *BABAR* a choisi la programmation orientée objet en langage C^{++}, pour faciliter les modifications et la maintenance des logiciels de traitement des données. La réutilisation du code est nettement améliorée comparée aux logiciels utilisant d'autres langages de programmation. Le code est développé dans un cadre général pré-établi adapté à tous les types de simulation et d'analyse - pour le traitement des données en ligne pendant la prise de données ou hors ligne, pour l'analyse des données et de la simulation. Dans ce cadre, on distingue trois actions différentes :

- *ENTRÉE* : choix des données à traiter ;
- *TRAITEMENT* des données (par exemple reconstruction des événements) ;
- *SORTIE* : écriture des données dans la base de données ou dans des fichiers.

Grâce à des interfaces, il est possible de changer les paramètres d'exécution des programmes sans recompilation. L'interface entre l'utilisateur et ce cadre général est réalisée en langage interprété.

4.1.1 Stockage des données

La collaboration a choisi un système de base de données permettant la gestion de larges quantités de données accumulées. Conformément à l'environnement de programmation retenu, la base de données est fondée sur une application orientée objet. La base de données utilisée par *BABAR* est le produit commercial *Objectivity* [37] possèdant une interface C^{++}. On distingue trois structures différentes dans la base de données :

- *EventStore*, réservée au stockage des informations des événements ;
- *Conditions Database*, qui contient les informations relatives aux conditions du détecteur pendant la prise des données. Elle stocke les informations sur l'état du détecteur en fonction du temps : les alignements et les constantes de calibration du détecteur et les autres conditions dans lesquelles les événements physiques sont enregistrés et qui varient dans le temps. Ces valeurs sont enregistrées deux fois par heure en moyenne ;
- *Online Database*, base de données réservée à l'acquisition.

Comme il n'est pas toujours nécessaire d'avoir accès à toutes les informations de chaque événement, on a créé une hiérarchie de sous-ensembles des informations d'*EventStore* dans les 5 types de bases de données suivantes :

- *Raw* - données brutes de chaque sous-détecteur (position, temps, énergie déposée), $\sim$ 30 kOctets par événement.
- *Reco* - contient l'information de *Raw* plus l'information des traces reconstruites et des amas calorimétriques et leur regroupement. Une liste des objets physiques est crée. Les informations nécessaires à la base de données *Reco* sont calculées dans les heures qui suivent la prise de données, $\sim$ 80 kOctets par événement.
- *Mini* - c'est une *Reco* réduite, organisée par sous-détecteurs, par exemple pour faire des études d'erreurs systématiques, $\sim$ 20 kOctets par événement.
- *Micro* - est utilisée par la plupart des analyses de données actuelles dont celle présentée dans ce mémoire. Des listes de candidats (particules) reconstruits existent, avec les informations nécessaires pour les analyses « standards ». Les informations détaillées des sous-détecteurs ne sont pas accessibles. Elle contient $\sim$ 5 kOctets par événement.
- *Nano* (ou *Tag*) - a été conçue dans le but de sélectionner rapidement des événements d'un type spécifique. Les variables disponibles sont par exemple, le nombre de traces, les variables de forme et des variables logiques resumant l'information des particules reconstruites (par exemple le nombre de candidats pour un certain mode de désintégration) La présélection des données est effectuée en utilisant cette base de données qui contient $\sim$ 0,1 kOctets par événement.

Une récapitulation de la taille de données stockées par événement selon la base de données est présentée dans la table 4.1.

4.1.2 Reconstruction des événements

Une reconstruction rapide est à la base du traitement ou retraitement des données. Une préselection des données est effectuée, des listes de particules identifiées sont dressées et d'autres variables caractéristiques de l'événement sont calculées. La reconstruction rapide peut gérer jusqu'à

base de données	taille (kOctets/événement)
Raw	30
Reco	80
Mini	20
Micro	5
Nano	0,1

Tab. 4.1 – *La taille des données stockées par événement selon la base de données.*

350 pb^{-1} par jour correspondant à environ 1,5 millions d'événements hadroniques. Ces événements hadroniques ne forment que $\sim (20-30)\%$ du nombre d'événements total (il y a aussi les événements $\tau^+\tau^-$, les événements faisceau-gaz, photon-photon), mais représentent $\sim 80\%$ du volume de données à enregistrer.

4.1.3 La simulation des données

La simulation se déroule en plusieurs étapes :

- la génération des événements ;
- la simulation de la réponse du détecteur ;
- la reconstruction des événements.

Le programme `EvtGen` génère les désintégrations du méson B en états exclusifs, tandis que `Jetset7.4` génère les événements $e^+e^- \to q\overline{q}$ (où q est un quark léger) et la plupart des désintégrations inclusives du méson B. Les asymétries dans les désintégrations qui violent la symétrie CP et le mélange du mésons neutres sont simulées et on peut choisir entre différents modèles de désintégration.
Pour les analyses décrites dans ce mémoire le programme de simulation, `GEANT` 3, a été utilisé. Ce programme décrit de façon détaillée l'appareillage et prend en compte les interactions des particules avec la matière. La simulation de la réponse du détecteur à l'événement généré est réalisée en trois étapes :

- simulation de l'énergie déposée dans le détecteur ;
- simulation de la réponse électronique du détecteur (digitisation) ;
- les amas d'énergie deposée dans le calorimètre sont reconstruits et analysés.

Ces informations sont codées événement par événement dans un format identique à celui des données.

4.2 *BtaCandidats* et listes

À la base des programmes de reconstruction et d'analyse se trouve le concept de *BtaCandidat* qui donne la représentation d'une particule. Un *BtaCandidat* est défini par sa masse (ou son type pour les particules stables ou quasi-stables), son impulsion dans un certain système (par exemple celui du laboratoire ou celui de la résonance $\Upsilon(4S)$), éventuellement son origine lorsque la particule est issue de la désintégration d'une particule mère ou la liste des *BtaCandidats* des

particules issues de sa désintégration. Lorsqu'un *BtaCandidat* représente une particule détectée, des informations expérimentales lui sont associées spécifiques à chaque sous-détecteur (quantités reliées à la qualité de la trace, variables calorimétriques, variables discriminantes pour l'identification, etc.). Lorsqu'un *BtaCandidat* représente une particule composite, reconstruite à partir de ses produits de désintégration, il contient l'information relative à l'ajustement du vertex de désintégration. On peut ainsi construire, si nécessaire, des arbres de désintégration qu'on soumet aux algorithmes d'ajustement avec contraintes cinématiques.

4.3 Reconstruction des traces chargées

Les ingrédients principaux pour la reconstruction de traces sont :

- les informations digitisées dans le détecteur de vertex ;
- les informations digitisées dans la chambre à dérive ;
- une description détaillée du champ magnétique et des matériaux.

Avec l'algorithme de la reconnaissance de forme qui combine les digitisations, les traces sont reconstruites et ajustées, séparement dans le détecteur de vertex et dans la chambre. La reconstruction d'une trace dans le *SVT* requiert au minimum 4 points spatiaux. De même pour reconstruire une trace dans la chambre, il est nécessaire que la particule (associée à la trace) traverse au moins 4 *super-couches* (Sec. 3.1.2), *i.e.* qu'au minimum 12 fils soient touchés.
La combinaison des traces du détecteur de vertex et de la chambre est effectuée en utilisant un algorithme qui prolonge les traces de la chambre et du détecteur de vertex jusqu'au tube de soutien. L'ajustement global est effectué par un filtre de *Kalman*. Cet algorithme tient compte de la perte d'énergie par diffusion multiple dans les différents milieux le long de la trace et avec une hypothèse sur la masse de la particule associée à cette trace (e, μ, π, K, p). Par défaut on fait l'hypothèse que la particule associée à la trace est un pion chargé.
L'efficacité de réponse du détecteur de vertex au passage d'une trace est de 97%. Les traces d'impulsion inférieure à 180 MeV/c ne pénètrent pas dans la chambre. Elle sont reconstruites avec la seule information du *SVT*. Cette efficacité de reconstruction en fonction de l'impulsion transverse est illustrée sur la figure 4.1. L'efficacité de reconstruction des traces dans la chambre dépend fortement de la haute tension appliquée sur les fils, qui a varié de 1900 à 1960 V au cours de la prise des données en 2000 et 2001. Cette dépendance d'efficacité est montrée sur la figure 4.2 en fonction de l'impulsion transverse p_t et de l'angle polaire θ. L'efficacité de reconstruction est de $(98 \pm 1)\%$ par trace, pour les traces avec $p_t > 200$ MeV/c, $\theta > 500$ mrad et une tension de la chambre de 1960 V. Pour un angle polaire de 90°, l'efficacité diminue de 5% en passant d'une tension de 1960 V à 1900 V.
Les listes de traces utilisées pour l'analyse décrite dans ce mémoire sont les listes *ChargedTracks (CT)*, *GoodTracksVeryLoose (GTVL)* et *GoodTracksLoose (GTL)*, correspondant à des critères plus ou moins sévères sur la qualité de reconstruction des traces. La liste *CT* est produite en ligne pendant le traitement des données brutes. Elle contient toutes les traces reconstruites. Les listes *GTVL* et *GTL* sont formées à partir de la liste *CT* en appliquant des coupures de qualité sur les impulsions, le nombre de fils touchés dans la chambre (nombre de digitisations), la probabilité d'ajustement et la distance de plus proche approche (*DOCA*) du point d'interaction. Les coupures sont résumées dans la table 4.2.

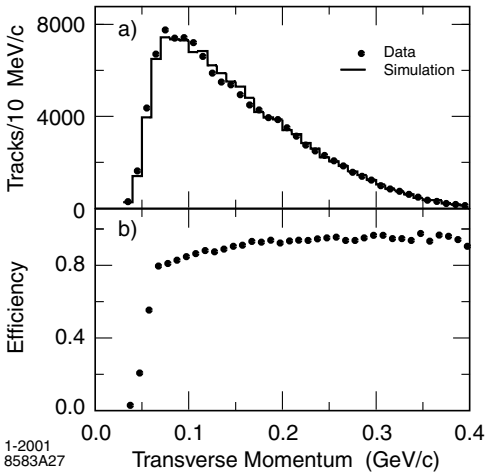


Fig. 4.1 – *Reconstruction des traces de faible impulsion dans le SVT. L'efficacité et le nombre de traces reconstruites sont donnés en fonction de l'impulsion transverse. Simulation et données sont comparés.*

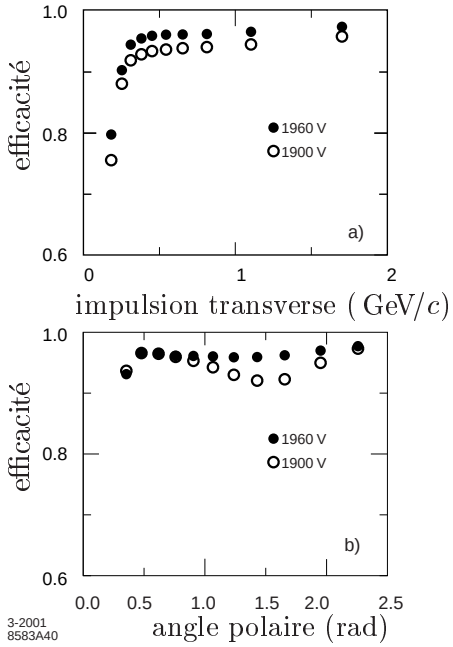


Fig. 4.2 – *Efficacités de reconstruction des traces dans la chambre en fonction de l'impulsion transverse et de l'angle polaire de la trace. L'efficacité est la fraction des événements hadroniques dont toutes les traces reconstruites dans le SVT, ont donné lieu à une reconstruction dans la chambre.*

Les kaons chargés sont pris dans la liste *GTVL* (kaons de faible impulsion) et *GTL*. Pour reconstruire les $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, dont le temps de vie est important ($c\tau = 2,68$ cm), et donc il faut pouvoir utiliser les traces qui passent assez loin du point d'interaction (*DOCA* grand), *i.e.* les traces de la liste *CT*.

liste de traces	*CT*	*GTVL*	*GTL*
impulsion transversale	–	–	$> 0,1$ GeV/c
impulsion	–	< 10 GeV/c	< 10 GeV/c
# digitisations DCH	–	–	> 12
probabilité χ^2 d'ajustement	–	> 0	> 0
DOCA plan $x - y$	–	$\leq 1,5$ cm	$\leq 1,5$ cm
DOCA z	– –	≤ 10 cm ≥ -10 cm	≤ 10 cm ≥ -10 cm

Tab. 4.2 – *Coupures de qualité des listes de traces chargées. La liste CT est la liste de base.*

4.4 Identification des kaons chargés (*PID*)

Dans l'analyse décrite dans ce mémoire, nous recherchons les canaux des désintégrations rares $B \to \eta_c K$ où le η_c donne au moins un $K^\pm$ parmi ses produits de désintégrations. L'identification du kaon chargé est essentielle, car elle va nous permettre de réduire le bruit de fond très important qui contamine le signal. C'est pourquoi nous nous intéresserons avant tout dans cette section au problème de l'identification des kaons, basée sur les sous-détecteurs suivants :

- le détecteur de vertex (SVT) ;
- la chambre à dérive (DCH) ;
- le *DIRC*.

Une mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (cf. Sec. 3.3.2) est effectuée avec le détecteur de vertex et la chambre. Une séparation supérieure à deux fois la résolution des kaons et pions est possible jusqu'à une impulsion de $0,6$ GeV/c dans le *SVT* et $0,7$ GeV/c dans la chambre. Avec le *DIRC* les kaons peuvent être séparés à $4,2\ \sigma$ pour une impulsion de 3 GeV/c. La combinaison des informations de ces sous-détecteurs est effectuée soit en calculant les rapports de fonctions de vraisemblance, soit à l'aide d'un réseau de neurones, qui prend en entrée la valeur des vraisemblances [38].
Le sélecteur basé sur le rapport de fonctions de vraisemblance s'appelle *PidKaonSMSSelector*, il traite les informations $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ du *SVT* et de *DCH*, le nombre de photons et l'angle de l'émission de la lumière Cherenkov θ_c dans le *DIRC*. L'impulsion du kaon détermine le choix de l'utilisation de sous-détecteur : pour $p < 0,7$ GeV/$c, p > 1,5$ GeV/c on utilise le *SVT* et la *DCH*, pour $p > 0,6$ GeV/c le *DIRC*. Il y a 5 niveaux du sélecteur, optimisés pour un taux de mauvaise identification compris entre 2% et 7% pour les traces avec des impulsions jusqu'à 4 GeV/c. Nous utilisons les niveaux « *KMicroNotAPion* » et « *KMicroLoose* » de ce sélecteur pour une présélection rapide de nos événements dans les données brutes. Le taux de mauvaise identification reste inférieur à 7%.
Pour le sélecteur construit sur la base d'un réseau de neurones, on utilise comme variables les

valeurs des vraisemblances associées à la mesure du dE/dx du *SVT* et de *DCH*, la valeur des vraisemblances du *DIRC* et l'impulsion de la trace dans le centre du masse du $\Upsilon(4S)$.
Il existe aussi cinq niveaux de sélection des kaons, selon la coupure appliquée sur la sortie du réseau du neurones, qui sont : «*NNNotAPion* », « *NNVeryLoose* », « *NNLoose* », « *NNTight* » et «*NNVeryTight* », chaque niveau correspondant à une valeur connue de la courbe efficacité/pureté. C'est ce sélecteur dont on utilise trois des niveaux (*NNNotAPion* », « *NNVeryLoose* » et « *NNTight* »), qui sert pour la sélection optimisée des événements du signal. La figure 4.3 montre l'efficacité de la sélection des traces identifiées comme $K^{\pm}$ et le taux de pions identifiées comme $K^{\pm}$ (*i.e.* le taux de mauvaise identification de pion) en fonction de l'impulsion avec le sélecteur « *NNTight* » pour les données et la simulation. On note que l'efficacité de détection des kaons est plus faible (jusqu'à 15%) pour les données que pour la simulation pour les impulsions plus petites que 1 GeV/c. Le taux de la mauvaise identification est plus élevé pour les données.
La détermination des efficacités pour les kaons et les pions dans les données est effectuée sur

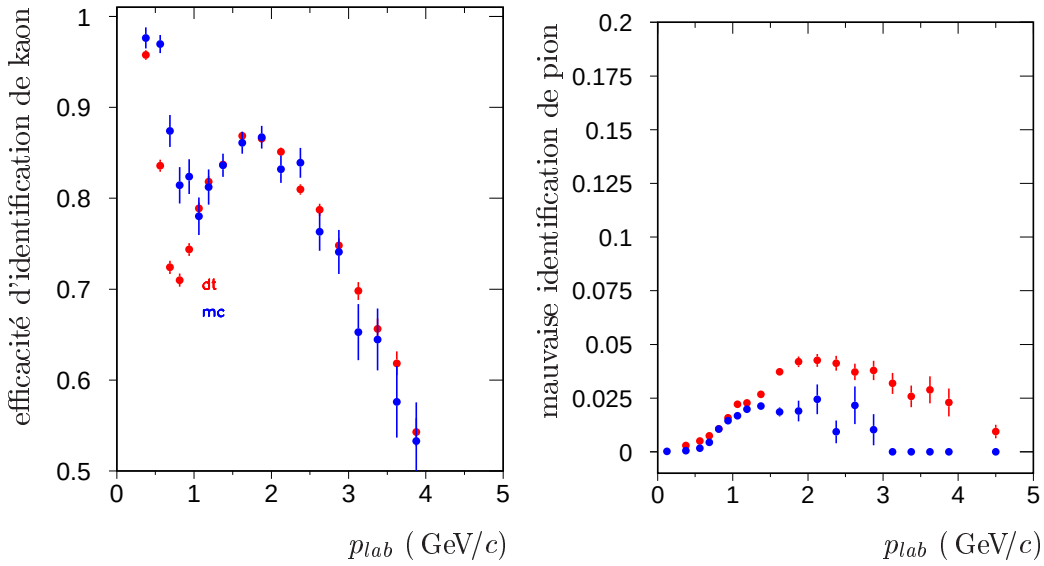


Fig. 4.3 – *Efficacité d'identification des kaons (à gauche) et taux de la mauvaise identification de pions (identifiés $K^{\pm}$) (à droite) du sélecteur « NNTight » : simulation (points noirs) et données (points gris), en fonction de l'impulsion de kaon dans le système de laboratoire.*

des échantillons de contrôle de grande pureté. Pour les kaons, l'échantillon est constitué des événements $D^* \to D^0\pi$ ($D^0 \to K\pi$). Pour les pions le même échantillon de D^* est utilisé, mais on dispose aussi d'un échantillon de désintégrations $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Les distributions de masses reconstruites de D^* et de K_S^0 sont données dans la figure 4.4 pour les données et comparées à la simulation. Pour l'échantillon de K_S^0 la pureté obtenue est de 99,5% (99,2%) pour la simulation (les données), et dans la simulation la pureté de pions est de 99, 8%. Pour l'échantillon de D^* la pureté de D^* est de 96,4% (96,4%) pour la simulation (les données). Dans la simulation les puretés pour le $K^{\pm}$, $\pi^{\pm}$ (D^0) et le $\pi^{\pm}$ sont de 96,8%, 98,3% et 99,1% respectivement.
Il faut noter que la différence entre la simulation et les données, observée dans la figure 4.3 sur

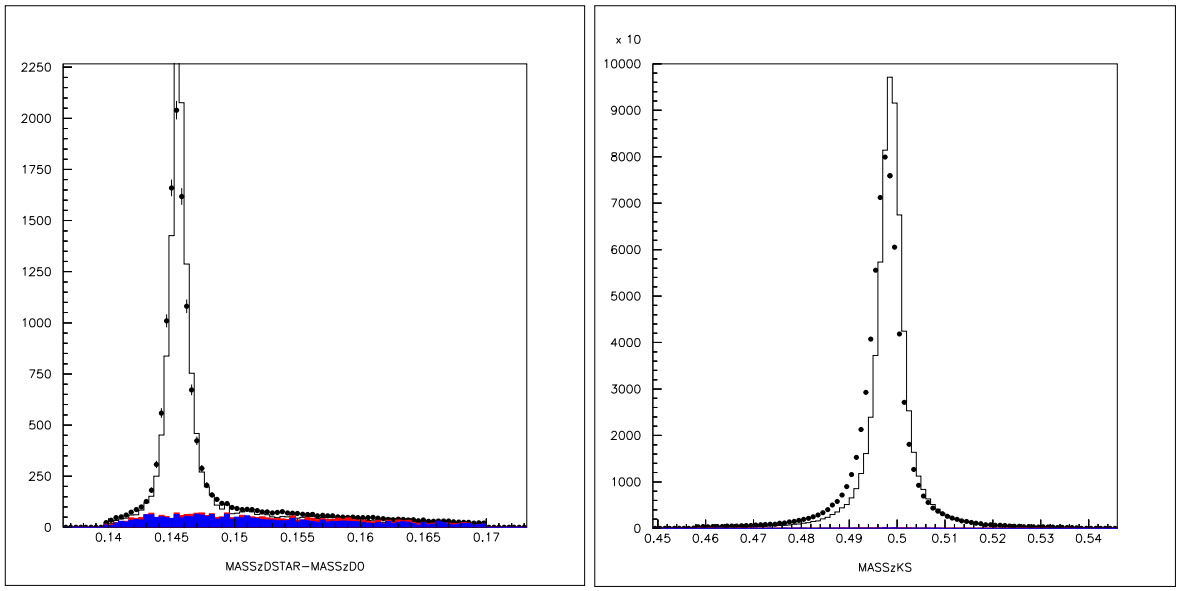


Fig. 4.4 – *Masse du (D^* ($\rightarrow D^0\pi$)$-D^0$($\rightarrow K\pi$)) et du K^0_s ($\rightarrow \pi^+\ \pi^-$) pour les données (points) et la simulation (histogramme) des échantillons de contrôle pour les $K^\pm$ et les $\pi^\pm$. La simulation contient le bruit de fond combinatoire(pas de D^*, K^0_S).*

l'efficacité d'identification et la mauvaise identification de pions, revêt une grande importance pour la détermination des efficacités des signaux à partir de la simulation. Cette différence doît être analysée en détail pour chaque sélecteur, en utilisant les échantillons de contrôle de D^* et de K^0_S. A chaque trace on devra associer un facteur de correction sur l'efficacité de l'identification d'être un kaon, en fonction de la charge de la trace, de son impulsion, sa direction, mais aussi de la tension de la chambre. Nous reviendrons sur cette correction dans la section 6.6.

4.5 Reconstruction de vertex

La meilleure estimation de l'intersection de plusieurs traces en trois dimensions est l'objet de la reconstruction de vertex. C'est un problème d'optimisation. La procédure de reconstruction de vertex est uniformisée dans *BABAR* et des outils communs sont utilisées. Les informations dans cette section sont fondées sur le guide de reconstruction de vertex de *BABAR* [39]. Différentes contraintes sur la masse de la particule mère, sur la masse des particules produites dans la désintégration, sur la position du vertex d'interaction, sur l'énergies des faisceaux, peuvent être introduites selon le type de vertex qu'on veut déterminer.

4.5.1 La reconstruction du vertex primaire

La connaissance du vertex primaire permet une détermination plus précise du point d'interaction par rapport à l'axe x et l'axe z. Il est reconstruit événement par événement. Les traces qui

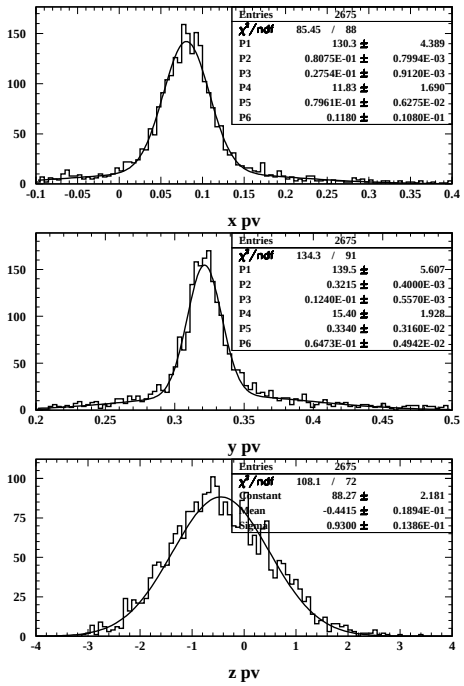


Fig. 4.5 – *Résolution du vertex primaire.*

remplissent les conditions suivantes sont considérées pour la reconstruction du vertex :

- distance de moindre approche dans le plan transverse entre la trace et le point d'interaction (Sec. C.5) de l'événement précèdent est plus petit que 1 mm ;
- $|z|$ minimal de la trace plus petit que 3 mm ;
- impulsion transverse plus grande que 100 MeV/c ;
- impulsion plus petite que 10 GeV/c ;
- nombre de digitisations dans la chambre supérieur à 20.

La trace dont la contribution au χ^2 est la plus élevée est rejetée et le reste des traces est de nouveau ajusté. La procédure est itérative jusqu'à ce que le χ^2 de l'ajustement du vertex a une probabalité plus grande que 1 %. Pour les événements hadroniques la résolution est d'environ 70 μm en x, y et z (Fig. 4.5). Pour les événements $B\bar{B}$ un biais sur la distance moyenne de vol du B est observée.

4.5.2 Les particules neutres *V0's*

Les particules neutres *V0's* sont les particules comme le K_S^0 et le Λ qui ont une durée de vie assez longue, de sorte que leurs particules filles ne proviennent pas du point d'interaction. Elles sont formées par deux traces de charges opposées. Il faut trouver un « point de départ » décalé par rapport à l'origine. Une possibilité est de calculer le point de plus proche approche entre le deux traces.

4.6 Reconstruction de particules neutres

4.6.1 Les pions neutres (π^0)

Pour l'analyse présentée dans ce mémoire on a besoin de la reconstruction des pions neutres (voir par exemple [40]). Le spectre d'énergie des pions neutres produits dans *BABAR* est large, allant jusqu'à quelques GeV. Les problèmes afférents à la reconstruction des π^0 sont differents selon l'énergie du π^0 :

- $E_{\pi^0} < 1$ GeV :
  - le bruit de fond dû aux faisceaux (radiation de synchrotron, interactions beam-gaz, etc.) et à l'électronique du calorimètre, conversions ;
  - la combinatoire induite par la haute multiplicité de photons mous, associés aléatoirement ;
  - la dislocation du dépot d'énergie de hadrons résulte dans la formation d'amas disjoints : de tels amas (*splitoffs*) peuvent être considérés comme le dépôt d'un photon ;
- $E_{\pi^0} >$1,5 GeV :
  - la faible ouverture angulaire des deux photons du π^0 rend difficile leur séparation dans le calorimètre, compte tenu de la granularité de ce dernier. Dans ces cas, une analyse fine de la structure du dépôt d'énergie dans les amas permet de détecter la présence de deux pics.

Une caractéristique des amas utilisée pour rejeter les gerbes dues aux hadrons est le dépôt latéral d'énergie, les gerbes hadroniques étant en moyenne plus étendues que celles dues aux photons. Pour cela on définit la moyenne de l'énergie déposée dans les cristaux pondérée par les carrés des distances entre les cristaux et le centre des amas, à l'exclusion de l'énergie déposée dans les deux cristaux avec dépôt maximum. Cette moyenne (LAT) est ensuite divisée par l'énergie totale.

Pour former un pion neutre on utilise les photons qui ont

- une énergie plus grande que 30 MeV ;
- LAT inférieur à 0,8.

En générale, la reconstruction du vertex se fait en appliquant une contrainte sur la masse du π^0. La résolution sur la masse du pion neutre est $6,9$ MeV/c^2 (Fig. 4.6) pour $E_{\pi^0} > 200$ MeV. Pour les π^0 avec photons non séparables, la sélection exige :

- une énergie mesurée de l'amas $\geq 0,9(2,1)$ GeV pour un(deux) pic(s) ;
- une probabilité de correspondance entre une trace et l'amas est inférieure à 1% ;
- une probabilité d'être un pion neutre pour lequel les deux photons ne sont pas résolus doit être $\geq 0,001$;
- un rapport de vraisemblance d'être un π^0 plutôt qu'un γ doit être plus grand que 1.

La liste des candidats π^0 sélectionnés est nommée *pi0DefaultMass* et les coupures de sélection sont résumées dans le tableau 4.3.

4.6.2 Les kaons neutres ($K^0_S \to \pi^+\pi^-$)

Les candidats K^0_S sont formés à l'aide de deux traces de charges opposées prises dans la liste CT en utilisant les techniques de reconstruction de vertex (Sec. 4.5). Les K^0_S sont considérés

nom de la liste	*pi0DefaultMass*
énergie (MeV)	> 200
masse invariante (MeV/c^2)	$90 - 170$
contrainte sur la masse de π^0	oui

Tab. 4.3 – *Les coupures de sélection des pions neutres dans la liste pi0DefaultMass.*

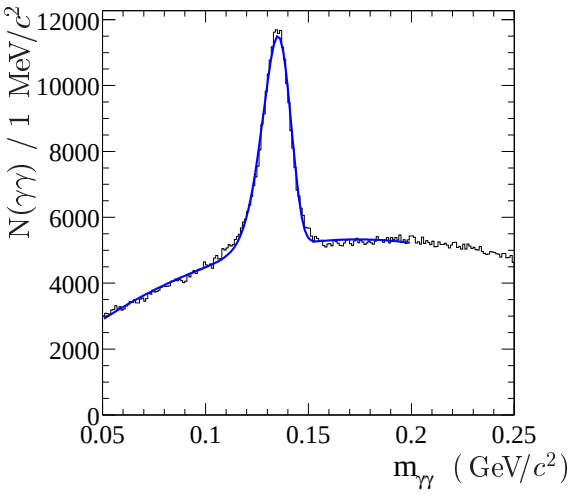


Fig. 4.6 – *Masse invariante de paires $\gamma\gamma$ reconstruites dans BABAR. La résolution obtenue sur la masse du π^0 est* $6,9$ MeV/c^2 *[41].*

comme des *V0* car ils ont un temps de vie assez important ($c\tau = 2,68\ cm$). L'efficacité de la sélection inclusive du K_S^0 est d'environ 80% pour les données et de 85% pour la simulation. A titre d'illustration nous donnons dans la figure 4.7 la distribution en masse des candidats $K_S^0 \rightarrow \pi^+\ \pi^-$ reconstruits dans les données avec une impulsion supérieure à 1 GeV/c et des coupures pour supprimer le bruit de fond. La résolution obtenue sur la masse est d'environ 3 MeV/c^2, en parfait accord avec la simulation.

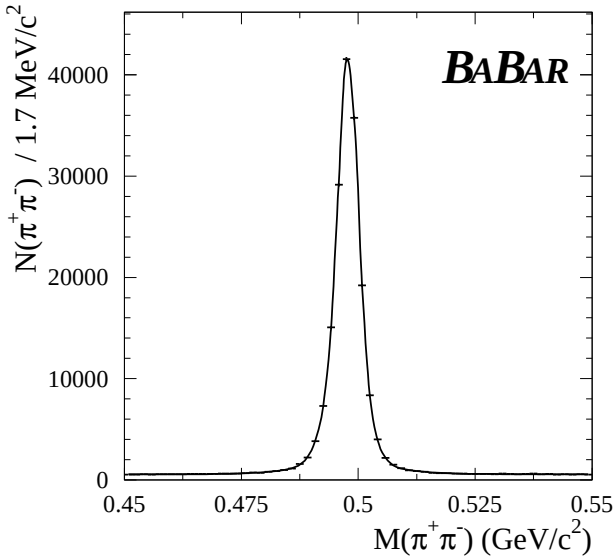


Fig. 4.7 – *Masse invariante du système ($\pi^+\ \pi^-$) pour les données.*

Un choix de critères différents appliqués sur le lot de *V0* reconstruits permet de définir des listes efficacité vs. pureté de K_S^0. Parmi ces listes, deux sont utilisées pour les besoins de notre analyse : *KsLoose* et *KsDefault*. La différence principale entre les deux listes vient de ce que pour la liste *KsLoose* il n'y a pas d'ajustement de vertex, et pour la liste *KsDefault* on impose une contrainte plus stricte pour la masse. Si l'ajustement ne converge pas, les quadri-impulsions des deux filles sont ajoutées pour obtenir la masse. La comparaison entre le deux listes est résumée dans le tableau 4.4.

nom de la liste	*KsLoose*	*KsDefault*
masse du K_S^0 (MeV/c^2)	300 - 700	473 - 523
ajustement du vertex	non	oui
convergence de l'ajustement du vertex	-	non
probabilité de χ^2 d'ajustement du vertex	-	> -0.01
contrainte sur la masse K_S^0	-	en option

Tab. 4.4 – *Listes de K_S^0 et les coupures de sélection de K_S^0.*

4.7 La production des listes de particules composées

L'ensemble de logiciels appelé *CompositionTools* a pour fonction la reconstruction des arbres de désintégration de particules instables de l'événement à partir des listes de base de *BtaCandidats*, en utilisant toutes les informations du détecteur comme la reconstruction des traces, des amas neutres, l'identification de particules. De nouvelles listes de *BtaCandidats* sont ainsi obtenues, par exemple celle des mésons B se désintègrant en $J/\psi\, K_S^0$. Des techniques d'ajustement de vertex peuvent ensuite être appliquées pour affiner la sélection des particules.
Les deux points de base du code sont

- la gestion de la combinatoire de *BtaCandidats* pour éviter les duplications ;
- la sélection par la qualité des vertex et des variables cinématiques.

L'avantage de *CompositionTools* est que tous les utilisateurs peuvent facilement changer les listes d'entrée, les critères de sélection, la méthode de reconstruction des vertex. Il est facile d'ajouter de nouveaux modules de sélection.

4.8 Définition des variables utilisées

4.8.1 Les variables de forme de l'événement

Il y a des différences entre la topologie des événements $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$, $e^+e^- \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$. Les variables de forme servent à supprimer les événements du continuum en gardant un maximum des événements de signal. Les deux B portent une impulsion très faible dans la centre du masse du $\Upsilon(4S)$ où leur désintégration est presque isotrope. Il n'y a pas de corrélation entre les produits de la désintégration des deux B. Pour les événements du continuum ($c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$) par contre une structure en jet est observée. Les faux candidats « B » reconstruits font partie des jets et les produits de la désintégration des deux « B » seront correlés. Pour le continuum de quarks légers, la corrélation est la plus forte pour le continuum $c\bar{c}$. Les variables de forme comme par exemple les moments de Fox-Wolfram et le *thrust* seront utilisées pour l'analyse présentée dans la suite.

Les moments de Fox-Wolfram

Les moments de Fox-Wolfram [42] sont définis comme :

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\overrightarrow{p}_i| \cdot |\overrightarrow{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{i,j}) \tag{4.1}$$

où P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l, $\overrightarrow{p}_i$ est le vecteur d'impulsion de la particule i, $\theta_{i,j}$ est l'angle entre les particules i et j et E_{vis} est l'énergie visible de l'événement.
Pour les événements à deux-jets les H_{2n} sont proches de 1 et les H_{2n+1} proches de 0. Pour notre analyse, on a utilise le rapport $R2$ entre le moment de Fox-Wolfram du second ordre et le moment de Fox-Wolfram d'ordre 0 ($R2 = \frac{H_2}{H_0}$). C'est ce rapport qui est utilisé pour le comptage des B.

Thrust

Le *thrust* est défini par [4] :

$$T = \frac{\sum_i |\hat{T} \cdot \overrightarrow{p_i}|}{\sum_i |\overrightarrow{p_i}|} \tag{4.2}$$

où $\overrightarrow{p_i}$ est l'impulsion de la particule i et $\hat{T}$ est la direction qui maximise la somme des impulsions longitudinales des particules. Le *thrust* T peut prendre des valeurs entre $0,5$ et 1. La valeur $0,5$ correspond à un événement parfaitement isotrope, les valeurs plus grandes indiquent une topologie plus proche de celle d'une production de jets.
Si un B est reconstruit on peut regarder l'angle de sa direction de vol avec $\hat{T}$. Pour les événements de signal il n'y pas de corrélation entre $\hat{T}$ et la direction du B, contrairement aux événements de continuum. Pour supprimer ce dernier type d'événement on peut appliquer des coupures sur le cosinus de l'angle entre $\hat{T}$ et

- la direction du candidat B ;
- la direction des particules filles du candidat B ;
- l'axe de *thrust* de la désintégration du B.

Pour la sélection de nos candidats, nous serons amenés à considérer les *thrust* suivants :

- $\hat{T}_B$: vecteur du *thrust* du candidate B construit sur les traces chargées ;
- $\hat{T}_{ev-B}$: vecteur du *thrust* construit sur les traces de l'événement à l'exclusion des traces du candidate B ;
- $\hat{T}_c$: vecteur du *thrust* construit sur les traces chargées.

4.8.2 Variables cinématiques

L'écart en énergie ΔE et la masse du B contraint en énergie m_{ES}

Deux variables cinématiques utilisées pour séparer le bruit de fond et le signal dans les analyses de désintégrations exclusives des mésons B sont ΔE et m_{ES}.
ΔE est la différence entre l'énergie calculée du méson B reconstruit et son énergie attendue, c'est-à-dire l'énergie du faisceau E^*_{Beam} dans le centre de masse [41]. m_{ES} est la masse du B calculée en contraignant l'énergie du candidat B à être égale à l'énergie du faisceau.
Dans le système du centre de masse $\Upsilon(4S)$ on a

$$\Delta E = E^*_B - E^*_{Beam} \tag{4.3}$$

et

$$m_{\mathrm{ES}} = \sqrt{{E^*_{Beam}}^2 - {p^*_B}^2}. \tag{4.4}$$

Dans le système du laboratoire on a

$$\Delta E = \frac{2 q_B q_0 - s}{2\sqrt{s}} \tag{4.5}$$

et

$$m_{\mathrm{ES}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{s}{2} + \overrightarrow{p_B} \cdot \overrightarrow{p_0}\right)^2}{E_0^2} - p_B^2} \tag{4.6}$$

où $\sqrt{s} = 2E^*_{Beam}$, q_B et q_0 sont les vecteurs de Lorentz d'impulsion du candidat B et des faisceaux, $q_0 = (E_0, \overrightarrow{p_0}) = q_{e^+} + q_{e^-}$.
L'avantage du calcul dans le système du laboratoire est qu'il suffit de connaître l'impulsion du méson B, mais il n'est pas nécessaire de connaître les masses des particules dans lesquelles le B se désintègre. Les deux variables sont assez décorrelées. Dans le cas idéal ΔE est zéro, sa résolution est dominée par les effets du détecteur, mais la dispersion en énergie des faisceaux contribue aussi. L'avantage de $m_{\rm ES}$ par rapport à m_B est que sa résolution est bien meilleure. Cette résolution est dominée par l'incertitude sur la distribution de l'énergie des faisceaux ($\sigma_{E^*_{Beam}} = 2,6$ MeV [41]).

Distribution en $m_{\rm ES}$ et fonction *Argus*

Pour l'estimation de bruit de fond combinatoire dans la région du signal de la distribution de $m_{\rm ES}$ on fait un ajustement avec une fonction *Argus* [43] :

$$\frac{dN}{dm_{\rm ES}} = a \cdot m_{\rm ES}\sqrt{1 - \frac{{m_{\rm ES}}^2}{E^2_{Beam}}} \cdot \exp\left(-b\left(1 - \frac{{m_{\rm ES}}^2}{E^2_{Beam}}\right)\right) \tag{4.7}$$

N est le nombre d'événements et E_{Beam} est l'énergie du faisceau. a et b sont des paramètres libres. Cette fonction a éte utilisée la première fois par l'expérience *ARGUS* pour décrire le bruit de fond dans les désintégrations $B \to D^*\pi$, $B \to D^*2\pi$, $B \to D^*3\pi$. On va appeler b : « paramètre de forme de la fonction *Argus*». Le terme $\sqrt{1 - \frac{{m_{\rm ES}}^2}{E^2_{beam}}}$ décrit le comportement autour du seuil (la masse du méson B ne peut pas être plus grande que l'énergie de faisceau) et le terme exponentiel est empirique.
Un exemple de fonction *Argus* utilisée pour ajuster le bruit de fond dans une analyse avec reconstruction exclusive des mésons B est montré dans la figure 4.8.

4.8.3 L'analyse multivariable - la variable de *Fisher* : $\mathcal{F}$

Afin d'obtenir une réjection du bruit de fond meilleure que celle qu'on obtiendrait par l'application des coupures sur les variables individuelles, on utilise une méthode d'analyse linéaire multi-dimensionelles dite de *Fisher* [45], dont on peut expliquer simplement le principe comme suit : dans notre cas, nous voulons séparer deux échantillons de données que caractérisent n variables. Pour chaque échantillon, les grandeurs caractéristiques sont les valeurs moyennes et les dispersions des variables, auxquelles correspondent dans l'espace multi-dimensionel le barycentre et la dispersion du nuage de points que forme l'échantillon. Si l'on munit notre espace d'une distance construite à partir de nos variables (par exemple en utilisant la matrice de variance-covariance), il est alors possible de trouver un hyperplan de l'espace qui sépare au mieux les deux nuages de points associés aux échantillons. Cet hyperplan coupe le segment joignant les barycentres de chaque nuage de points, et la variable de *Fisher* d'un point de l'espace (d'un événement) est la projection sur la droite orientée arbitrairement qui supporte le segment des barycentres (c'est la distance du point à l'hyperplan). La variable de *Fisher* se traduit donc comme la combinaison linéaire optimale des n variables de l'événement. Mathématiquement, pour un événement donné représenté par le point x de l'espace, la variable de *Fisher* $\mathcal{F}$ s'écrit :

$$\mathcal{F} = (\bar{x}_1 - \bar{x}_2)^T C^{-1}(x - \bar{x}_m) \tag{4.8}$$

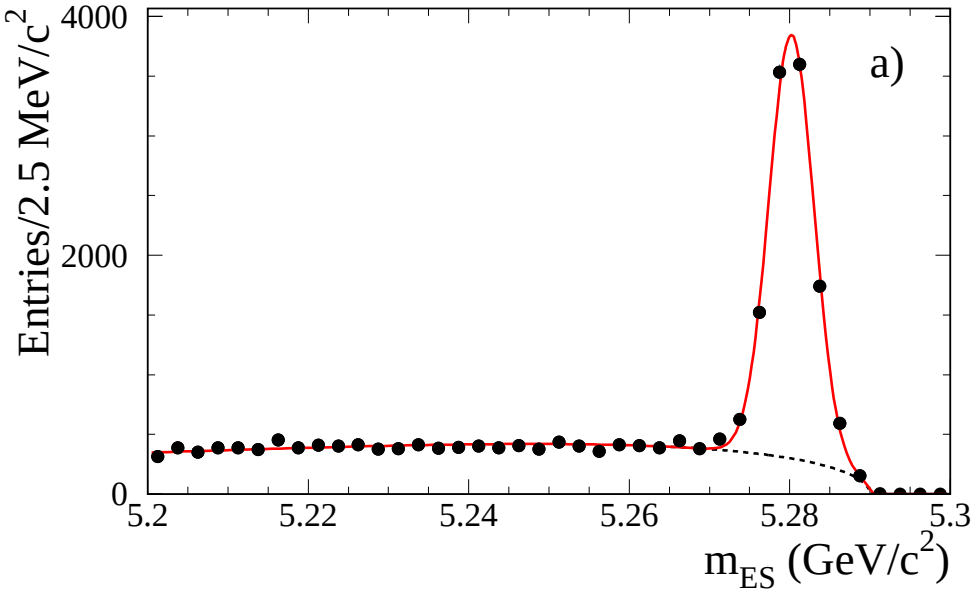


Fig. 4.8 – *Distribution de m_{ES} pour les événements $B^0 \to$ « charm ouvert » [44]. La courbe montre l'ajustement avec la somme d'une fonction Argus et d'une fonction gaussienne.*

où C est la matrice de variance-covariance de l'échantillon total, $(\bar{x}_i,\, i = 1, 2)$ sont les barycentres des échantillons 1 et 2 et $\bar{x}_m$ est le centre de segment joignant les barycentres.
On peut noter que le point d'intersection de l'hyperplan (le milieu du segment) peut servir d'origine sur l'axe orienté joignant les deux barycentres. C'est le terme associé à x_m que nous avons introduit dans la formule de $\mathcal{F}$ donnée ci-dessus. Pour classer nos événements, il nous suffira donc de calculer $\mathcal{F}$, et pour $\mathcal{F} > 0$ nous aurons un lot enrichi en événements de la classe 1 et pour $\mathcal{F} < 0$ un lot enrichi en événements de la classe 2 (dans notre formule la direction de l'axe est orientée suivant le segment allant de $\bar{x}_2$ à $\bar{x}_1$). Suivant la valeur que l'on applique à la coupure sur $\mathcal{F}$ nous obtiendrons des lots plus ou moins purs.
A titre d'illustration nous avons représenté sur la figure 4.9 un exemple d'utilisation de la discrimination de *Fisher* sur deux échantillons.
Pratiquement, dans notre recherche de variables discriminantes, nous partons de variables de l'événement et du B reconstruit prises à priori. Ensuite, nous procédons pas à pas en cherchant d'abord parmi celles-ci la variable qui maximise la séparation des deux lots (signal et continuum). Puis, nous lui ajoutons parmi les variables restantes, celles qui donnent le plus grand accroissement à cette séparation, etc. . . . Cela revient, partant d'un espace à une dimension (une variable) au départ, à accroître à chaque pas sa dimension d'une unité. Le processus est arrêté lorsque l'on n'observe plus aucun gain dans la séparation.

4.9 Le comptage des mésons B

Pour calculer les rapports d'embranchement des désintégrations de mésons B il faut connaître soit le nombre de paires $B\bar{B}$, soit la luminosité intégrée correspondant au lot de données analysé.

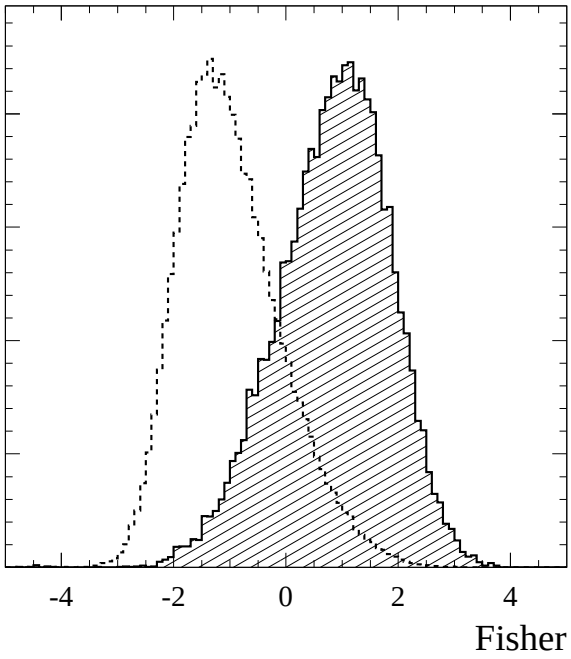


Fig. 4.9 – *Exemple de distributions de $\mathcal{F}$ pour l'échantillon 1 (hachuré) et l'échantillon 2 (vide).*

L'avantage d'utiliser le nombre de paires de B pour le calcul est qu'il n'y pas d'incertitude sur la section efficace de production des paires $B\bar{B}$ et la connaissance de l'énergie de faisceaux n'est pas nécessaire. Dans cette section on expliquera la sélection des événements $B\bar{B}$ qui va servir pour notre étude. Une description plus détaillée se trouve dans [46, 47].
Pour calculer le nombre des événements $B\bar{B}$, il nous faut les séparer des autres processus physiques ($e^+e^- \to l^+l^-, q\bar{q}, \gamma\gamma$) ainsi que du bruit de fond dû à l'accélérateur.
L'idée est d'effectuer d'abord un comptage des événements hadroniques N_{MH}^{On} à la résonance $\Upsilon(4S)$ ($\sqrt{s_0} = 10,58$ GeV/c^2) et hors résonance N_{MH}^{Off} ($\sqrt{s_1} = 10.54$ GeV/c^2), ces derniers permettant d'évaluer le bruit de fond continuum ($e^+e^- \to q\bar{q}$). Il faut ensuite normaliser les deux lots en utilisant les événements ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$) à la résonance $N_{\mu\mu}^{On}$ et hors résonance $N_{\mu\mu}^{Off}$. Les différences de section efficace de production, et d'efficacité de reconstruction et de sélection aux deux énergies considérées ainsi que celles dues aux événements non-hadroniques (x) sont prises en compte à travers un facteur correctif

$$\kappa = \frac{\sigma_{\mu^+\mu^-}(s_1)}{\sigma_{\mu^+\mu^-}(s_0)} \cdot \frac{\epsilon_{\mu\mu}(s_1)}{\epsilon_{\mu\mu}(s_0)} \cdot \frac{\sigma_x(s_0)}{\sigma_x(s_1)} \cdot \frac{\epsilon_x(s_0)}{\epsilon_x(s_1)}. \tag{4.9}$$

On peut ensuite écrire :

$$N_{BB} = N_{MH}^{On} - N_{\mu\mu}^{On} \cdot R_{off} \cdot \kappa \tag{4.10}$$

où $R_{off} = N_{MH}^{Off}/N_{\mu\mu}^{Off}$.

Les événements hadroniques sont sélectionnés en demandant que les conditions suivantes soient satisfaites :

- l'événement doit être accepté par le système de déclenchement de niveau 3, associé à la chambre ou au calorimètre (Sec. 3.4) ;
- le nombre de candidats CT est supérieur à 2, le moment de Fox-Wolfram (Sec. 4.8.1) au second ordre ($R2$), calculé en utilisant toutes les traces, tel que $R2$ est inférieur 0,98;
- au moins 3 candidats GTL ;
- moment de Fox-Wolfram au second ordre $R2$ calculé en utilisant toutes les traces et les amas neutres : $R2 < 0,5$;
- l'énergie totale : $> 4,5$ GeV ;
- distance radiale (en z) du vertex primaire au point d'interaction : $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} < 0,5$ cm ($|\Delta z| < 6$ cm).

Ces quantités, qui sont en général bien décrites par la simulation, donnent une bonne distinction entre les événements $B\bar{B}$ et les événements d'interaction entre les faisceaux et le gaz résiduel du tube à vide. Les particules chargées utilisées pour le calcul se trouvent dans la région angulaire de $0,41$ rad $< \theta < 2,54$ rad et les particules neutres dans $0,41$ rad $< \theta < 2,409$ rad avec une énergie plus grande que 30 MeV.
L'efficacité de la sélection de paires $B\bar{B}$ est déterminée en utilisant un échantillon de données simulées $B^0\bar{B}^0$ et B^+B^-, et vaut $95,4\%$. L'erreur systématique sur cette sélection est $1,4\%$. Cet erreur vient entre autres

- de la comparaison entre la simulation pour le nombre de traces GTL et les autres variables qui sont utilisées pour la sélection ;
- du problème de reconstruction de traces dans la chambre pour une partie d'événements lié à la défaillance du système électronique de lecture ;
- de la reconstruction du vertex.

Sur le nombre d'événements $\Upsilon(4S)$ produits il y a une erreur systématique de $0,79\%$, qui vient de la détermination de κ, des coupures de sélection des événements dimuon et des erreurs statistiques et systématiques sur le rapport R_{off}. Finalement l'incertitude sur le nombre de paires $B\bar{B}$ dans l'échantillon de données du *RUN1* est $1,6\%$ si on ajoute les deux erreurs systématiques en quadrature.

Troisième partie

Analyse des données et mesure des rapports d'embranchement $B \to \eta_c K$

Dans cette troisième partie nous présentons la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations $B \to \eta_c K$ dans les trois canaux de désintégration du η_c : $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$. Le travail auquel a participé une dizaine de collaborateurs est consigné dans deux notes importantes [48] [49] et a servi pour la mesure de la violation de CP [50]. Nous détaillerons et illustrerons davantage notre démarche pour le cas du $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, choisi comme exemple 'phare' ; les études similaires utilisant les autres modes de désintégration, $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$, seront résumées.
Dans le chapitre 5, nous présenterons les échantillons de données utilisés, les principaux bruits de fond attendus, ainsi qu'une méthode de pré-filtrage des données, pour les réduire au maximum en conservant la majorité du signal. Nous exposerons aussi la méthode générale d'analyse de cet échantillon filtré, les variables discriminantes utilisées pour extraire le signal du bruit de fond, et des méthodes d'estimation du bruit de fond, le tout aboutissant à une observation du signal.
Dans le chapitre 6, nous affinerons la mesure des rapports d'embranchement en corrigeant les efficacités des coupures de sélection du signal, estimées à partir de la simulation, des différences observées avec les données réelles. Les erreurs systématiques associées aux incertitudes sur ces corrections, ainsi que les autres sources d'erreurs systématiques seront également présentées.
Enfin dans le chapitre 7, nous présenterons une synthèse de nos mesures de rapports d'embranchement du méson B en η_c, que nous comparerons aux résultats de l'expérience *CLEO*, et à ceux du méson B en J/ψ.

Chapitre 5

Sélection des événements $B \to \eta_C K$

L'analyse décrite dans ce chapitre permet d'améliorer la précision sur les rapports d'embranchement des désintégrations $B \to \eta_c K$ avec différents modes de désintégrations du η_c, qui ne sont connus qu'avec une erreur supérieure à 50%, si l'on tient compte des erreurs sur les rapports d'embranchement des désintégrations du η_c (>30%).
Après une présentation des échantillons des données de *BABAR* et de la simulation, ainsi que des principaux types de bruit de fond rencontrés (Sec. 5.1), nous discuterons d'un premier filtrage rapide permettant d'éliminer au mieux ces derniers tout en conservant la majorité du signal $B \to \eta_c K$ (Sec. 5.2).
Nous exposerons alors la stratégie générale d'extraction du signal à partir de cet échantillon pré-filtré (Sec. 5.3), fondée principalement sur une optimisation et une combinaison de coupures appliquées à des variables discriminantes (Sec. 5.4). Puis nous estimerons les quantités de bruit de fond (Sec. 5.5) restant après l'application des coupures.
Cette analyse aboutit à l'observation de signaux dans les désintégrations $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, $K^+K^-K^+K^-$ et $K^+K^-\pi^0$ (Sec. 5.6).
Rappelons que nous nous servirons du canal $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ comme exemple 'phare' pour illustrer la démarche de l'analyse, et que les études des deux autres canaux $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ et $K^+K^-\pi^0$ seront résumées.

5.1 Échantillons de données

Dans cette section, nous présenterons l'échantillon de données, enregistrées par le détecteur *BABAR*. Après une revue des principaux types de bruit de fond, nous présenterons aussi les échantillons de données simulées de signal et de bruit de fond, disponibles pour cette analyse.

5.1.1 Les données enregistrées par l'expérience *BABAR*

Cette analyse exploite les données enregistrées par l'expérience *BABAR* entre octobre 1999 et octobre 2000, correspondant à une luminosité intégrée de $20,7$ fb^{-1} pour les données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$, soit $N_{B\overline{B}} = (22,73 \pm 0,36) \times 10^6$ paires de mésons B. Nous disposons

également de $2,1$ fb^{-1} de luminosité intégrée à une énergie de 40 MeV inférieure à celle de la résonance (données hors-résonance), pour étudier le bruit de fond issu du continuum.
Seules les données satisfaisant des critères de qualité minimale : fonctionnement correct de tous les sous-détecteurs et succès de la reconstruction, ont été conservées.

5.1.2 Les principales sources de bruit de fond

Parmi ces données de *BABAR*, plusieurs types de bruit de fond peuvent simuler les désintégrations $B \to \eta_c K$. Pour en permettre une classification, nous désignerons dorénavant par « kaon de recul » le kaon directement issu de la désintégration du méson B dans $B \to \eta_c K$. Par ailleurs, nous noterons "a" l'ensemble des particules produites dans le canal étudié de désintégration du $\eta_c \to$ "a", par exemple "a"$=K^0_S K^\pm \pi^\mp$. On peut alors classer le bruit de fond en trois catégories :

a) le « **bruit de fond combinatoire** » provenant des événements du continuum ($e^+e^- \to u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$ et $c\overline{c}$) et des événements du processus $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, où les mésons beaux n'engendrent ni η_c ni kaon de recul ;
b) le « **bruit de fond**/η_c » provenant des désintégrations inclusives $B \to \eta_c X$ de mésons beaux engendrant un vrai η_c, mais où le η_c se désintègre dans un autre canal que le mode choisi. Une autre source de bruit de fond provient d'une mauvaise association des particules de l'événement pour reconstruire le η_c ($\eta_c \to$ "b", où "b" $\neq$ "a").
   Le cas du bruit de fond $B \to \eta_c K$ est un cas particulier de bruit de fond η_c, où le signal lui même nous contamine, mais dans des modes de désintégration du η_c différents du canal étudié ;
c) le « **bruit de fond** B/**non-**η_c » provenant des désintégrations du méson B, sans production de η_c. Ce bruit de fond « B/non-η_c » , se partage lui-même en deux sous-catégories :

   i) Les modes avec une reconstruction partielle d'une désintégration de B ou une mauvaise identification d'une des particules de l'état final.
   ii) Les modes avec états finals communs aux modes étudiés : ce sont des événements que nous appelons **homologues** car ils ont la même composition en particules finales que les désintégrations $B \to \eta_c K$.

Suivant le type de bruit de fond étudié, différentes variables discriminantes (ΔE, $m_{\rm ES}$, masse reconstruite de "a", sphéricité de l'événement, etc.) seront plus ou moins efficaces pour le distinguer du signal.

5.1.3 La simulation

La simulation est utilisée pour étudier le comportement du signal et du bruit de fond, et pour estimer des contaminations et des efficacités de sélection.
Des désintégrations de signal ($B \to \eta_c K$) (Tab. 5.1) et de bruit de fond de type η_c et combinatoire ($e^+e^- \to q\overline{q}$) (Tab. 5.2) sont générées. Le logiciel `GEANT` 3 (Sec. 4.1.3), permet ensuite de simuler les interactions dans le détecteur des particules finales produites dans ces diverses désintégrations.

Pour comparer la quantité d'événements simulés à celle des données de *BABAR*, on peut calculer des luminosités intégrées équivalentes aux nombres d'événements simulés dans les différents modes de désintégration du η_c (Tab. 5.1 et 5.2), ainsi que leurs erreurs :

- en supposant une section efficace de processus $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to b\overline{b}$ de 1,05 nb (Tab. 2.6) ;
- à partir de la moyenne pondérée des mesures des rapports d'embranchement de $B \to \eta_c K$ pour les mésons B neutres et chargés par l'expérience *CLEO* [19] [1] :
  $\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)$=$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c\ K^0)$=$0,76 \times 10^{-3}$
- et à partir des rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration du η_c extraits du *PDG* (Tab. 2.4) [26].

En propageant les erreurs sur les différents rapports d'embranchement dans la chaîne de désintégration, on obtient une erreur sur la luminosité équivalente d'environ $25-30\%$ pour $\eta_c \to K\overline{K}\pi$ et d'environ 50% pour $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$.
Nous disposons également de 10000 événements simulés de désintégrations inclusives $B \to \eta_c X$, 5000 pour les B neutres et 5000 pour les B chargés, pour étudier le bruit de fond η_c. On dispose donc d'une statistique importante pour la simulation du signal, et pour le bruit de fond η_c. Par contre, pour des raisons techniques liées à la puissance de calcul disponible, nous ne disposions en 2001 que d'environ 8 fb^{-1} de luminosité équivalente pour les événements $e^+e^- \to q\overline{q}$. Par conséquent, on utilise la simulation plutôt comme un moyen de contrôle qualitatif du comportement du bruit de fond. Dans la mesure du possible, on s'appuie sur les données elles-même pour les estimations quantitatives, comme nous le verrons dans les prochaines sections.

canal η_c ($\mathcal{B}$)	$N(B^\pm)$	$\mathcal{L}$ ($B^\pm$) (fb^{-1})	$N(B^0)$	$\mathcal{L}$ (B^0) (fb^{-1})
$K^0_S K^\pm \pi^\mp$ (0,0126)	22000	2200	19000	5700
$K^+K^-\pi^0$ (0,0091)	20000	2754	10176	4130
$K^+K^-K^+K^-$ (0,021)	16444	981	7400	1287

Tab. 5.1 – ***Simulation du signal :*** *nombre d'événements simulés N et luminosité intégrée équivalente $\mathcal{L}$ par mode de désintégration du η_c ($\mathcal{B}$ est le rapport d'embranchement du signal).*

$e^+e^- \to q\overline{q}$	$N \times 10^6$	σ (nb)	$\mathcal{L}$ (fb^{-1})
B^+B^-	$4,86$	0,525	9,3
$B^0\overline{B}^0$	$4,18$	0,525	8,0
$c\overline{c}$	$10,14$	1,300	7,8
uds	$17,63$	2,090	8,4

Tab. 5.2 – ***Simulation du bruit de fond :*** *nombre d'événements simulés N, sections efficaces σ et luminosités équivalentes $\mathcal{L}$ pour les désintégrations de type $e^+e^- \to B^+B^-$, $B^0\overline{B}^0$, $c\overline{c}$ et uds.*

A ce stade, nous pouvons déjà faire une remarque concernant notre analyse : avec les données disponibles, et dans le cas idéal d'une efficacité de détection de 100%, l'enjeu est de rechercher

1. $\mu_C = (0,69^{+0,26}_{-0,21}) \times 10^{-3}$ *et* $\mu_N = (1,09^{+0,55}_{-0,42}) \times 10^{-3}$ sont les rapports d'embranchement mesurés des désintégrations $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ et $B^0 \to \eta_c\ K^0$+cc, respectivement.

de l'ordre de 100 à 300 événements dans la désintégration du $B^{\pm}$, et le tiers de ce nombre pour la désintégration du B^0, parmi les 22 millions de paires de mésons B collectées à la résonance. Or, comme nous le verrons par la suite, nos efficacités sont de l'ordre de quelques pour-cent.

5.2 Présélection

Compte-tenu de la taille de l'échantillon des données de départ (de l'ordre de 10^8 événements) une préselection, quasiment en temps réel, est obligatoire pour diminuer le temps de calcul nécessaire au traitement de l'ensemble des informations enregistrées. Le but de la présélection est de rejeter le maximum de bruit de fond tout en gardant suffisamment de signal pour permettre une optimisation ultérieure de la sélection. Cette présélection se fait techniquement en deux étapes :

- une présélection automatisée réalisée tout de suite après la reconstruction en ligne des événements (appelée « *skim*) ;
- une présélection affinée qui aboutit à l'échantillon utilisé pour l'analyse.

5.2.1 Présélection automatisée (*ou* « *skim* »)

La présélection automatisée s'appuie sur l'utilisation d'un nombre restreint d'informations pour permettre le traitement rapide de toutes les données. On veut sélectionner les événements hadroniques enrichis en $b\overline{b}$ et contenant au moins un candidat kaon et un candidat η_c cinématiquement compatibles avec une désintégration du $B \to \eta_c K$, dans l'un des trois modes du η_c étudiés. Nous ne donnerons pas de détails quantitatifs sur les critères de sélection du « *skim* », car ces critères seront resserrés lors de l'étape suivante de la présélection. Principalement un événement est conservé si :

- il est caractérisé comme un événement hadronique : un nombre suffisant de traces chargées de bonne qualité est présent dans l'événement, l'énergie totale des traces chargées et des amas neutres $E \geq 2$ GeV, la grandeur d'impulsion totale $p \geq 1$ GeV/c ;
- la topologie de l'événement est suffisamment sphérique pour enrichir l'échantillon en $b\overline{b}$ (coupure sur le moment de Fox-Wolfram du second ordre, section 4.8.1) ;
- il s'apparente à une désintégration de signal $B \to \eta_c K$:
  - au moins un kaon chargé ou un kaon neutre est identifié ou reconstruit (candidat kaon de recul) ;
  - au moins un candidat η_c peut être reconstruit, dans l'un des trois modes $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$, $K^+K^-K^+K^-$ ou $K^+K^-\pi^0$;
  - on peut reconstruire au moins un candidat B à partir des candidats kaon et η_c.

Reconstruction des candidats η_c

Pour reconstruire des candidats η_c dans l'un des trois modes étudiés, on demande certains critères de qualité sur les produits de sa désintégration :

- les pions et les kaons chargés doivent être des candidats *GTVL* (Sec. 4.3) ;

- les K_S^0 reconstruits à partir de leur désintégration en deux pions chargés ont une masse invariante proche de la masse nominale (*KsLoose*)(Sec. 4.6.2) ;
- les pions neutres reconstruits à partir de deux photons ont une masse invariante proche de la masse nominale (*Pi0DefaultMass*) (Sec. 4.6.1).

On demande alors que la masse du candidat η_c, calculée à partir de la somme des quadri-impulsions des candidats produits de sa désintégration, soit dans une fenêtre d'environ vingt fois la largeur du η_c, autour de sa masse nominale [26].

Reconstruction des candidats B

Pour former des candidats B, chaque candidat η_c reconstruit selon les spécifications exposées ci-dessus, est combiné avec un kaon chargé ou neutre en ajoutant les quadri-impulsions. On ne garde que les candidats B pour lesquels l'estimateur [2]
du cosinus de l'angle de production du kaon dans le système du centre de masse du B, par rapport à la ligne de vol du méson B dans le système de repos du $\Upsilon(4S)$, est en valeur absolue inférieure à $1,1$. La masse substituée $m_{\rm ES}$ du candidat B doit être supérieure à $5,0$ GeV/c^2 et l'écart en énergie $|\Delta E|$ inférieur à $0,5$ GeV. Les variables $m_{\rm ES}$ et $|\Delta E|$ ont été définies en section 4.8.2.

Efficacité de la présélection automatisée

L'efficacité de la présélection automatisée est déterminée à l'aide de la simulation (Tab. 5.3). Elle est comprise entre 50% et 70% pour le signal selon le mode de désintégration, et entre 3% et 7% pour les événements du bruit de fond combinatoire. Le bruit de fond $e^+e^- \to c\overline{c}$ est plus important que celui venant de $e^+e^- \to uds$.

simulation	événements acceptés
$e^+e^- \to uds$	$4,0\%$
$e^+e^- \to c\overline{c}$	$6,8\%$
$e^+e^- \to B^0\overline{B}^0 \to X$	$3,5\%$
$e^+e^- \to B^+B^- \to X$	$4,1\%$
données	événements acceptés
à la résonance	$1,8\%$
hors-résonance	$1,4\%$

Tab. 5.3 – *Présélection automatisée : acceptance pour la simulation et les données. Ces taux de sélection correspondent à l'ensemble des échantillons considérés.*

Seulement $1,8\%$ des données sont sélectionnées, ce qui correspond à une réduction de l'échantillon à environ $4 \cdot 10^6$ événements. La différence d'efficacité entre les données et la simulation vient de ce que la simulation ne reproduit que la composante hadronique des données, et ne tient

2. L'estimateur du cosinus est : $\nu = \cos\theta^* = \frac{E_K - \gamma_B E_K^*}{\beta_B \gamma_B p_K^*}$. Dans le calcul on utilise pour l'énergie du méson B la moitié de l'énergie du faisceau.

pas compte des processus leptoniques comme $e^+e^- \to \tau\tau$, qui constituent presque 80% des événements enregistrés, et qui sont presque totalement éliminés lors de la présélection.

5.2.2 Présélection affinée

Dans la deuxième étape de présélection, on resserre les critères sur les événements qui passent la première étape, et on ajoute de nouveaux critères.
Finalement, on conserve les données remplissant les conditions de sélection des événements $e^+e^- \to B\bar{B}$ qui servent au comptage des mésons B (Sec. 4.9), et qui contiennent au moins un candidat pour la désintégration $B \to \eta_c K$ selon les critères suivants :

- présence d'au moins un candidat η_c
  - les produits de désintégration du η_c sont choisis :
    - parmi la liste $GTVL$ pour les pions et kaons chargés. Ce choix est explicité dans la sous-section ci-dessous. Au moins deux des quatre kaons de la désintégration $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ doivent être par ailleurs membres de la liste « *KMicroNotAPion* » (Sec. 4.4)(*i.e.* avec identification des particules afin de réduire la combinatoire dans ce mode) ;
    - parmi la liste *KsLoose* (Sec. 4.6.2) pour les K_S^0 ;
    - parmi la liste *pi0DefaultMass* (Sec. 4.6.1) pour les pions neutres, et on demande que leur masse reconstruite soit comprise entre $0,10$ GeV/c^2 et $0,16$ GeV/c^2.
  - la masse du candidat η_c doit être comprise entre $2,74$ GeV/c^2 et $3,22$ GeV/c^2 ;
  - la procédure d'ajustement géométrique du vertex du η_c doit converger.
- l'impulsion du kaon de recul dans le centre de masse du $\Upsilon(4S)$ doit être comprise entre $1,63$ GeV/c et $1,81$ GeV/c ;
- reconstruction d'au moins un candidat B satisfaisant :
  - la masse $m_{\rm ES}$ du méson B est comprise entre $5,1$ GeV/c^2 et $5,3$ GeV/c^2, et la masse basée sur les quadri-impulsions reconstruites est dans la fenêtre allant de $3,5$ GeV/c^2 à $6,5$ GeV/c^2 ;
  - l'écart en énergie $|\Delta E|$ est inférieur à $0,3$ GeV ;
  - la procédure d'ajustement géométrique du vertex du B converge.

Pour reconstruire des candidats B, on applique une contrainte sur la masse des K_S^0 et des π^0. La contrainte de masse ne s'applique pas au η_c, car sa largeur est supérieure à la résolution en masse.

Sélection des particules chargées

Les particules qui viennent du η_c ont une impulsion relativement faible dans le système du laboratoire, surtout s'il s'agit de la désintégration $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ (Tab. 5.4).
Afin de ne pas exclure les traces de faible impulsion transverse qui n'atteignent pas la chambre à dérive, le critère habituel (GTL) imposé sur la qualité des traces demandant à ce qu'il y ait plus de 12 fils touchés le long de la trajectoire est relâché ($GTVL$). Dans le cas d'une désintégration $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, environ 8% des kaons sont reconstruits sans informations dans la chambre. Ce

modes	impulsion moyenne des particules provenant du η_c (en GeV/c)
$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	K_S^0 ($\to \pi^+ \pi^-$) : 1,3 $K^\pm$: 1,1 $\pi^\pm$: 1,3
$\eta_c \to K^+ K^- \pi^0$	$K^\pm$: 1,3 $K^\pm$: 1,3
$\eta_c \to K^+ K^- K^+ K^-$	$K^\pm$: 1,2 $K^\pm$: 0,9 $K^\pm$: 0,6 $K^\pm$: 0,5

Tab. 5.4 – *Impulsions moyennes des particules chargées issues de la désintégration du η_c, exprimées dans le système du laboratoire.*

taux passe à 50% pour la désintégration $\eta_c \to K^+ K^- K^+ K^-$. Ne pas imposer de critère sur le nombre de digitisations dans la chambre permet donc d'accroître d'un facteur deux l'efficacité de reconstruction des candidats η_c.

5.3 Stratégie d'analyse

Le but est de sélectionner le maximum d'événements de signal en rejetant le maximum de bruit de fond et donc trouver un optimum entre efficacité et pureté.

La méthode suivie dans cette recherche d'un optimum est de trouver un lot de variables discriminantes et la meilleure façon de les combiner. Il est possible de considérer chacune des variables comme indépendantes et de leur appliquer une coupure, et c'est cette méthode que nous avons choisie pour sa simplicité[3]. Pour chacune des coupures sur les variables discriminantes, la simulation nous permet d'établir le meilleur compromis entre pureté et efficacité en optimisant l'erreur attendue sur la mesure du rapport d'embranchement.

Par ailleurs, le bruit de fond dominant étant la combinatoire et la quantité de données simulées insuffisante, nous chercherons à estimer ce bruit de fond à partir des données réelles. Parmi les variables les plus discriminantes, nous choisirons alors deux variables principales et indépendantes de l'analyse : la masse m_{ES} du méson B et l'écart d'énergie ΔE très piqués pour le signal (Sec. 4.8.2). Leur utilisation dépasse l'application de simples coupures. En effet, en définissant des régions de signal et de bruit de fond dans le plan (m_{ES}, ΔE) nous pourrons estimer, directement à partir des données, et tout en masquant la région du signal (analyse dite « en aveugle »), la quantité de bruit de fond issu du continuum dans la région du signal. Il suffit d'extrapoler les distributions des données de la région du bruit de fond à celle du signal. Masquer la région du signal pour les données permet de ne pas biaiser artificiellement nos mesures par le choix des coupures.

Avant de parcourir les étapes de l'analyse, nous définirons donc ces régions de signal et de bruit de fond dans le plan (m_{ES}, ΔE).

3. Une meilleure approche qui prend en compte les éventuelles corrélations est d'utiliser une méthode d'analyse discriminante multivariables.

5.3.1 Définition des régions de l'analyse, du signal et du bruit de fond

Dans le plan ($m_{\rm ES}$, ΔE), on définit quatre régions bien séparées à l'interieur de la région d'analyse (Fig. 5.1) :

- la région du signal, centrée autour de $m_{\rm ES} = m_B$ et ΔE=0 ;
- les bandes de signal en $m_{\rm ES}$ ou ΔE (leur intersection représente la région du signal) ;
- les bandes latérales en ΔE pour étudier le bruit de fond à partir des données prises à la résonance ;
- la région du bruit de fond qui inclut les bandes latérales et les bandes de signal, hors région du signal, utilisée pour estimer le bruit de fond à partir de la simulation et des données hors-résonance.

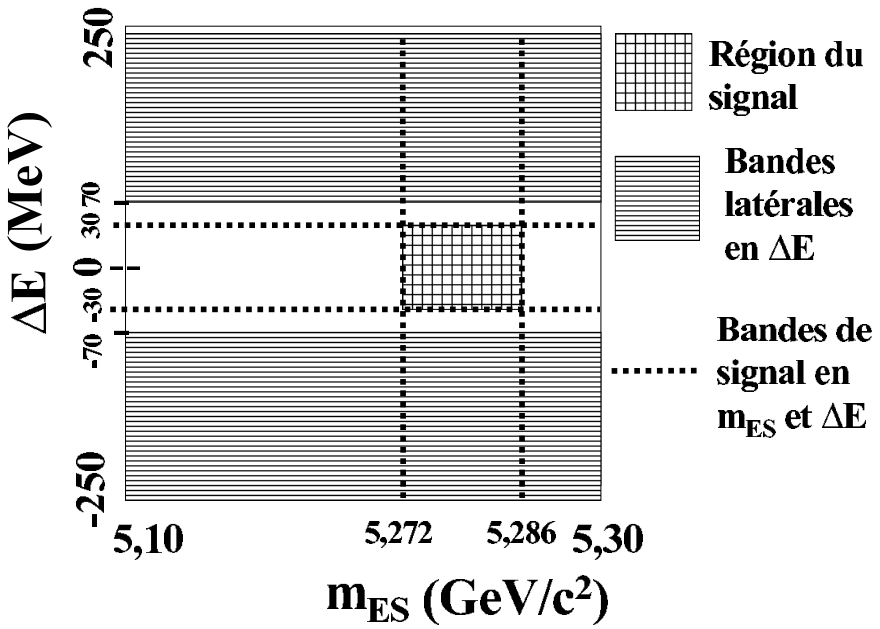
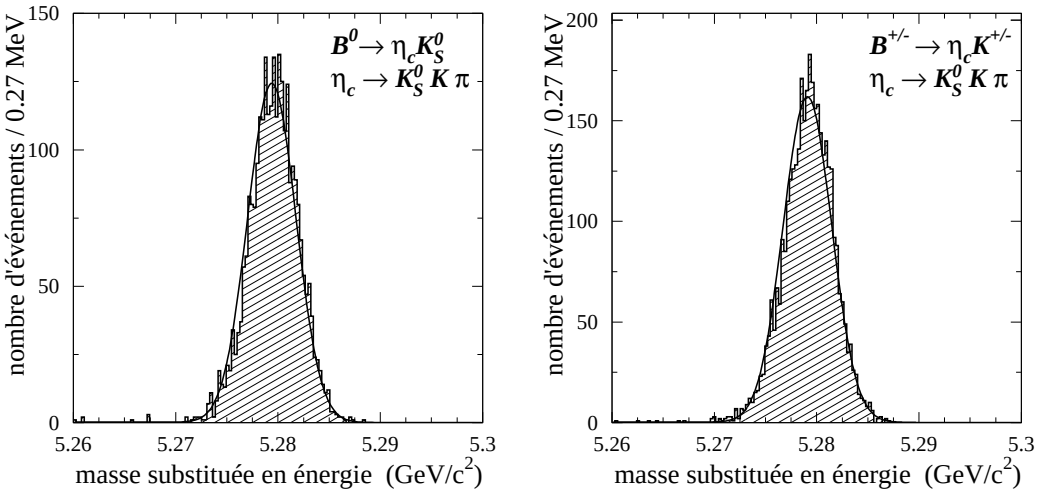
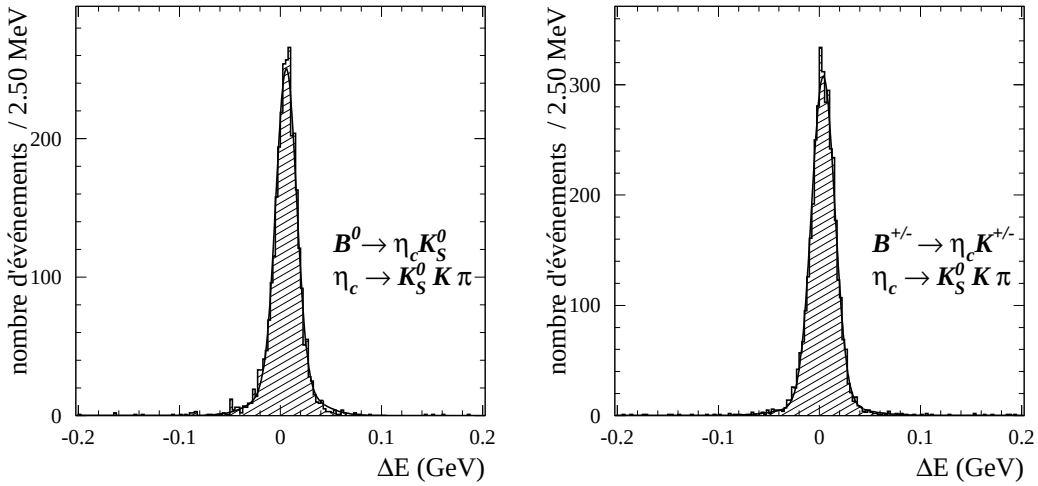


Fig. 5.1 – *Région de l'analyse en ($m_{\rm ES}$, ΔE) : illustration des bandes et de la région du signal, et des bandes latérales, pour le mode $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^0_s K^\pm \pi^\mp$).*

Pour optimiser les limites des bandes de signal et des bandes latérales, on utilise les échantillons de signal simulés. Les bornes initiales de la région du signal sont choisies en fonction des largeurs de $m_{\rm ES}$ et de ΔE du signal. La largeur de $m_{\rm ES}$ est déterminée en ajustant la distribution de $m_{\rm ES}$ par une fonction gaussienne, et la résolution de ΔE en ajustant la distribution de ΔE par la somme de deux fonctions gaussiennes de même moyenne (Figs. 5.2(a) et 5.2(b)). La résolution de ΔE est la somme quadratique des largeurs pondérées par les amplitudes relatives des deux gaussiennes. Typiquement, la résolution sur $m_{\rm ES}$ est de 2,4 MeV/c^2, et la résolution sur ΔE est de 15 MeV.



(a) Distribution de $m_{\rm ES}$: reconstruction des désintégrations simulées $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$, pour les désintégrations $B^0 \to \eta_c K^0_S$ (gauche) et $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ (droite). L'ajustement de la résolution en $m_{\rm ES}$ par une fonction gaussienne donne $2,36 \pm 0,04$ MeV/c^2 pour la désintégration $B^0 \to \eta_c K^0_S$, et $2,37 \pm 0,03$ MeV/c^2 pour la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$, comparables dans les erreurs statistiques.



(b) Distribution de ΔE: reconstruction des désintégrations simulées $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$, pour les désintégrations $B^0 \to \eta_c K^0_S$ (gauche) et $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ (droite). L'ajustement de la résolution en $m_{\rm ES}$ par une double fonction gaussienne donne: $w_1 = 2333 \pm 110$, $\sigma_1 = (10,14 \pm 0,36)$ MeV, $w_2 = 560 \pm 100$, $\sigma_2 = (26,57 \pm 2,15)$ MeV, et pour la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$: $w_1 = 3409 \pm 91$, $\sigma_1 = (11,46 \pm 0,25)$ MeV, $w_2 = 355 \pm 70$, $\sigma_2 = (32,85 \pm 3,33)$ MeV.

Fig. 5.2 – *Distributions en $m_{\rm ES}$ et ΔE.*

Les résolutions utilisées dans cette analyse sont regroupées dans la table 5.5. On voit que la meilleure résolution est obtenue pour les désintégrations $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$. La région du signal est déterminée par optimisation des coupures sur ΔE et $m_{\rm ES}$ et correspond à environ trois fois la résolution (Sec. 5.4).
La délimitation des bandes latérales et de la région d'analyse, qui est aussi déterminée à partir de la résolution, se trouve dans la table 5.6.
Notons qu'en $m_{\rm ES}$, il existe une limite supérieure naturelle imposée par l'énergie totale des faisceaux.

	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm \to \eta_c K^\pm$	$B^0 \to \eta_c K_S^0$	$B^\pm \to \eta_c K^\pm$	$B^0 \to \eta_c K_S^0$	$B^\pm \to \eta_c K^\pm$	$B^0 \to \eta_c K_S^0$
ΔE (MeV)	15	15	29	30	20	19
$m_{\rm ES}$ (MeV/c^2)	2,4	2,4	2,9	2,6	2,5	2,5

Tab. 5.5 – *Résolution en ΔE et $m_{\rm ES}$ pour les différents modes de désintégration du η_c dans le signal.*

	$B \to \eta_c K$ $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	$B \to \eta_c K$ $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	$B \to \eta_c K$ $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$
région de l'analyse	$5,1 < m_{\rm ES} < 5,3$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,25$		
bandes latérales en ΔE	$5,1 < m_{\rm ES} < 5,3$ $0,07 < \lvert\Delta E\rvert < 0,25$	$0,07 < \lvert\Delta E\rvert < 0,25$	$0,08 < \lvert\Delta E\rvert < 0,25$
$B^\pm$ région du signal	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,008$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,045$	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,007$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,0300$	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,007$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,070$
B^0 région du signal	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,008$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,045$	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,007$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,0308$	$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert < 0,009$ $\lvert\Delta E\rvert < 0,070$

Tab. 5.6 – *Définition des régions de l'analyse, du signal et des bandes latérales utilisées pour les différentes désintégrations. La masse $m_{\rm ES}$ est exprimée en* GeV/c^2 *et ΔE en* GeV.

5.3.2 Résumé des étapes de l'analyse

Munis de ces informations, nous pouvons dès lors présenter la stratégie générale de l'analyse, qui s'organise selon les étapes suivantes :

- **masquer** toutes les informations des candidats B dans les données prises à la résonance quand ceux-ci sont reconstruits à l'intérieur de la région du signal, pour obtenir un résultat entâché d'un biais minimum ;
- **optimiser les coupures** (Sec. 5.4) sur les variables discriminantes en maximisant la sensibilité $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$, où N_S et N_B sont les nombres d'événements de vrai signal et de bruit de fond reconstruits dans la région du signal. N_B est estimé dans la région du signal

à partir de bandes latérales en ΔE en utilisant les données prises à la résonance (Sec. 5.5); Notons que si plusieurs jeux de coupures donnent une même sensibilité, on choisit celui qui donne la plus grande pureté (maximum de N_S/N_B).

- **déterminer l'efficacité** des coupures sur le signal, définie comme le rapport de N_S et le nombre total d'événements simulés ;
- comparer la quantité de bruit de fond entre la simulation et les données, à la fois pour les données prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ et les données prises hors-résonance ;
- **démasquer la égion du signal** pour les désintégrations $B \to \eta_c K$.

Après cet aperçu de la stratégie générale d'analyse, nous allons détailler les différentes variables discriminantes sur lesquelles nous appliquons des coupures.

5.4 Les variables discriminantes et coupures optimales

On choisit d'optimiser les coupures individuellement pour chaque variable discriminante, selon la procédure que nous évoquerons dès la section suivante.
Les variables discriminantes sont choisies pour isoler

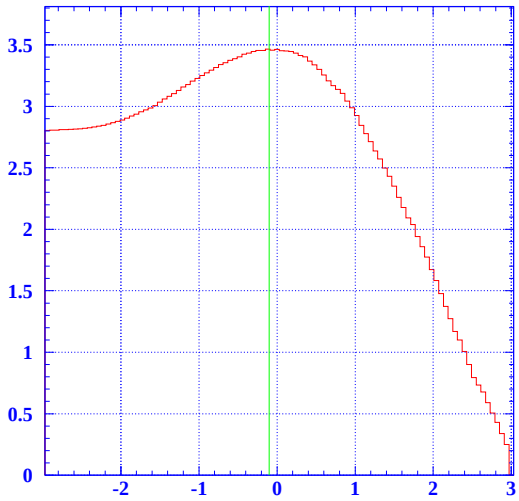
- les événements du continuum ;
- le kaon de recul ;
- le mode de désintégrations du η_c en sélectionnant les particules qui le composent comme le $K^\pm$, K_S^0 ou le π^0.

Pratiquement, nous suivrons la logique suivante : dans un premier stade, nous chercherons à décontaminer nos lots d'événements présélectionnés du bruit de fond du continuum (Sec. 5.4.2). Nous traiterons ensuite le problème du kaon de recul (Sec. 5.4.3). Enfin nous nous intéresserons à chacun des modes de désintégration du η_c (Sec. 5.4.4) et du cas ou plusieurs candidats B sont retenus dans un même événement (Sec. 5.4.5)

5.4.1 L'optimisation

Les coupures sont optimisées, comme nous l'avons dit, en maximisant la sensibilité $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$. Cela revient à rechercher l'erreur statistique minimale sur le rapport d'embranchement mesuré. Dans la procédure d'optimisation les désintégrations des mésons B neutres et chargés $B^0 \to \eta_c K_S^0$ et $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ sont traitées séparément, de même que chacun des trois canaux de désintégration $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, $K^+K^-\pi^0$ et $K^+K^-K^+K^-$.
L'optimisation procède par itérations successives, sur chaque coupure prise séparément en laissant invariantes les autres. Si plusieurs valeurs de la coupure correspondent à la même sensibilité, on choisit celle qui a le meilleur rapport N_S/N_B et correspond au signal le plus pur.
Cette procédure est répétée jusqu'à ce que le résultat soit stable. Dans le cas d'un nombre restreint de candidats restants, posant le problème de la faible statistique, la solution est de relâcher les coupures sur les variables qui ne sont pas corrélées avec la variable qui va être optimisée. A la fin une comparaison des coupures des différentes désintégrations et leur harmonisation, si possible, est effectuée.

La figure 5.3 illustre cette procédure pour l'exemple de la variable de *Fisher* $\mathcal{F}$ que nous avons introduite dans la section 4.8.3, et montre la sensibilité en fonction de la coupure, avec un maximum au voisinage de zéro.



$N_S/\sqrt{N_S+N_B}$ vs. $\mathcal{F}$

Fig. 5.3 – *Optimisation de la variable $\mathcal{F}$ pour la désintégration $B^0 \to \eta_c K_s^0$. La sensibilité est montrée en fonction de la valeur de la coupure sur la variable $\mathcal{F}$. La coupure optimale est indiquée à $-0,10$.*

5.4.2 Réduction du bruit de fond « continuum » : la variable *Fisher*

Nous pouvons à présent appliquer la procédure décrite ci-dessus à la variable de *Fisher* $\mathcal{F}$ combinant les variables discriminantes énumérées dans la table 5.7. Cette variable est construite pour permettre de réduire la contribution des événements de type continuum. Les variables qui la constituent ont trait à la topologie globale des événements et ne sont pas liées aux propriétés cinématiques spécifiques à la désintégration du candidat B. Leurs spectres sont représentés dans les figures 5.4-5.6, et comparés à ceux attendus pour le signal dans les simulations. Les variables essentielles sont la variable de *Fox-Wolfram* : R2, les *thrusts* de l'événement : $\hat{T}_{ev}$, du candidat B : $\hat{T}_B$, et de l'événement après exclusion des particules constituant le candidat B : $\hat{T}_{ev-B}$. On utilise aussi l'énergie totale : E_{tot} et le nombre de traces de l'événement : N_{tr}, ainsi que la masse invariante du système des particules de l'événement autres que celles composant le candidat B : M_{inv}. Par ailleurs, on s'intéresse à la distribution d'énergie dans l'espace subdivisé en neuf cônes autour de la direction du candidat η_c : E_i où $(i-1)\cdot 10^\circ < \theta < i\cdot 10^\circ$, i=1,9. Dans chacune de ces portions d'espace découpé vers l'avant et vers l'arrière du η_c, l'énergie est calculée en sommant sur toutes les traces chargées et les amas neutres.
On détermine les 18 paramètres de la combinaison (Tab. 5.7) à partir d'échantillons de taille égale de vrai signal et de continuum simulés, ayant satisfait aux critères de présélection.
Après avoir vérifié que la distribution de $\mathcal{F}$ ne dépend pas de la charge du méson B, on utilise un

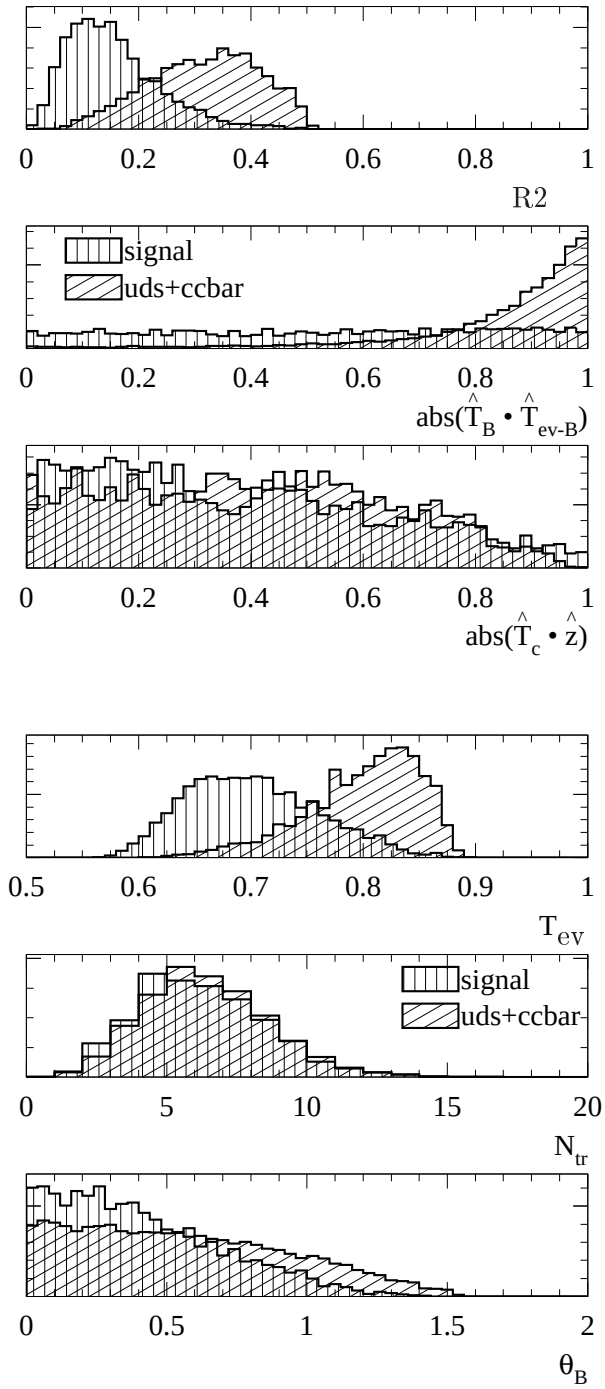


Fig. 5.4 – *Distributions des variables discriminantes R2, $\hat{T}_B \cdot \hat{T}_{ev-B}$, $\hat{T}_c \cdot \hat{z}$, T_{ev}, N_{tr} et θ_B pour la simulation du signal et du continuum. Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements. Voir la table 5.7 pour la définition des variables.*

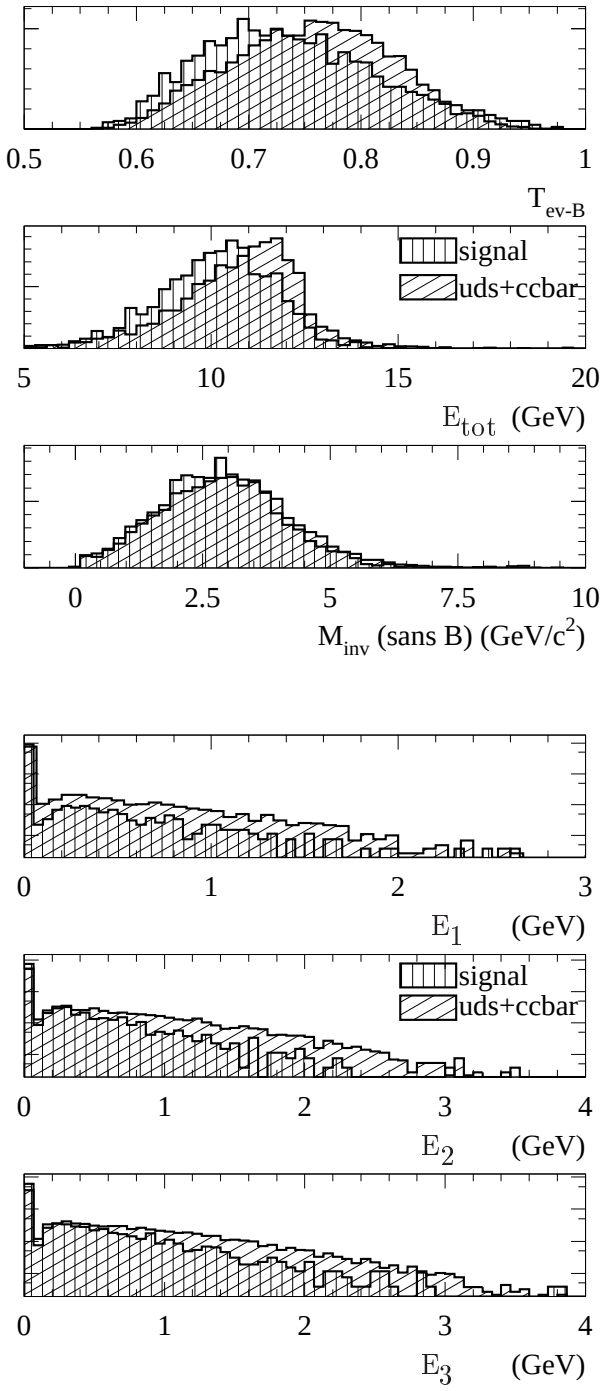


Fig. 5.5 – *Distributions des variables discriminantes T_{ev-B}, E_{tot}, M_{inv}, E_1, E_2 et E_3 pour la simulation du signal et du continuum. Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements. Voir la table 5.7 pour la définition des variables.*

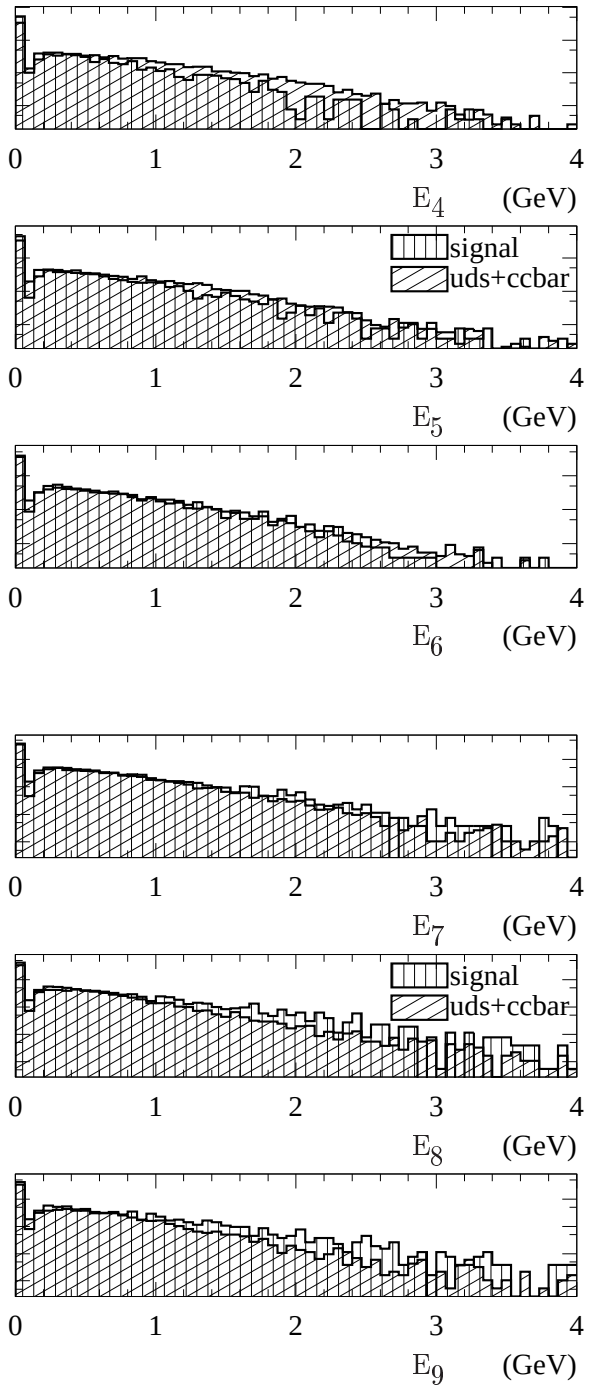


Fig. 5.6 – *Distributions des variables discriminantes E_4, E_5, E_6, E_7, E_8, et E_9 pour la simulation du signal et du continuum. Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements. Voir la table 5.7 pour la définition des variables.*

variable	description	coefficient
R2	moment de Fox-Wolfram du second ordre, pour les traces chargées et neutres (Sec. 4.8.1)	0,535
$\hat{T}_B \cdot \hat{T}_{ev-B}$	vecteur du *thrust* du candidat B projeté sur l'axe du *thrust* des traces de l'événement (sans les traces du candidat B) (définition dans 4.8.1)	0,0732
$\hat{T}_c \cdot \hat{z}$	projection sur l'axe z du vecteur de *thrust* calculé avec les traces chargées de l'événement	0,0102
T_{ev}	*thrust* d'événement calculé avec les traces chargées et neutres de l'événement	0,334
N_{tr}	nombre de traces	0,0240
θ_B	angle polaire du méson B dans le système du centre du masse	0,0559
T_{ev-B}	*thrust* des traces d'événement (sauf les traces du candidat B)	−0,0368
E_{tot}	énergie dans la région d'acceptance	0,0152
M_{inv}	masse invariante des particules de l'événement (sauf celles du candidat B)	−0,0197
	cônes d'énergie relatifs à la direction du η_c	
E_1	$0° < \theta < 10°$	0,00771
E_2	$10° < \theta < 20°$	0,0115
E_3	$20° < \theta < 30°$	0,0163
E_4	$30° < \theta < 40°$	0,0150
E_5	$40° < \theta < 50°$	0,00749
E_6	$50° < \theta < 60°$	0,00156
E_7	$60° < \theta < 70°$	−0,00685
E_8	$70° < \theta < 80°$	−0,0201
E_9	$80° < \theta < 90°$	−0,0242

Tab. 5.7 – *Les 18 variables discriminantes utilisées dans l'analyse multi-variables de Fisher. Les coefficients sont ceux obtenus pour la désintégration* $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ *(*$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$*).*

mélange de candidats B^0 et $B^\pm$, mais l'entraînement est réalisé séparément pour chaque type de désintégration du η_c.
Dans le cas de la désintégration $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$), nous avons pris tour à tour les variables $R2$, $\hat{T}_B \cdot \hat{T}_{ev-B}$ et T_{ev} comme étant les plus discriminantes.
Sur la figure 5.7, nous avons présenté les distributions de la variable $\mathcal{F}$ obtenue pour des lots simulés et dans les données, pour cette dernière désintégration. La région du signal est concentrée vers les $\mathcal{F}$ positifs, celle du bruit de fond vers les $\mathcal{F}$ négatifs. La coupure optimale sur $\mathcal{F}$, déterminée comme l'illustre la figure 5.3, y est indiquée, et l'on constate qu'elle rejette plus de deux tiers des données sans affecter trop le signal. Par contre, il va rester une fraction importante d'événements de bruit de fond de type $B\overline{B}$.

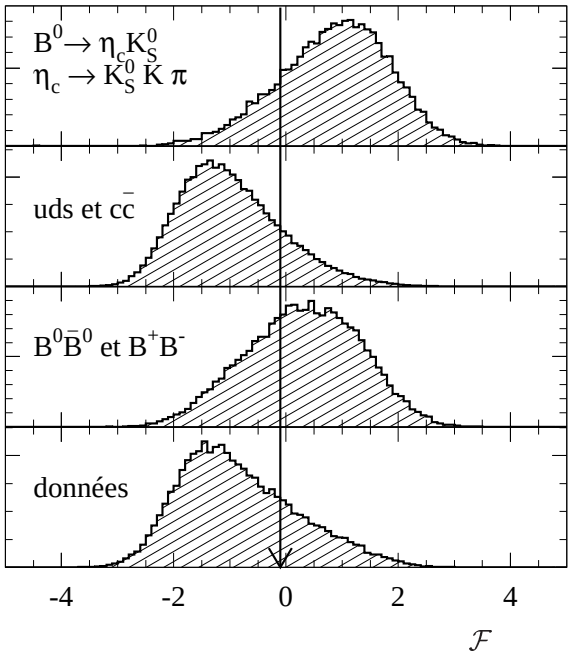


Fig. 5.7 – *Distributions de $\mathcal{F}$ pour les candidats $B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$) pour les simulations de signal, de continuum et des événements $B\overline{B}$, et pour les données. La coupure appliquée sur $\mathcal{F}$ est indiquée (-0,1).*

Validation de la variable $\mathcal{F}$

Pour valider l'utilisation de $\mathcal{F}$ sur le signal, comme nous ne disposons pas de données $B \to \eta_c K$, nous avons recours à des tests qui utilisent un échantillon pur d'événements reconstruits dans la désintégration $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ (avec $J/\psi \to l^+l^-$) [51]. Cet échantillon de données a une pureté supérieure à 90% et posséde une statistique suffisante d'environ un millier d'événements. La topologie de ces événements est très proche de celle des désintégrations $B^\pm \to \eta_c K^\pm$. Pour la validation nous procédons en deux étapes :

- On compare la valeur de $\mathcal{F}$ (optimisée sur les canaux $B \to \eta_c K$) obtenue sur les données à celle obtenue dans la simulation pour les désintégrations $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ (Fig. 5.8).
- On compare la valeur de $\mathcal{F}$ obtenue sur les données $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ à celle obtenue sur la simulation des désintégrations $B \to \eta_c K$ (Fig. 5.8).

Le bon accord observé dans chacune des comparaisons nous permet d'être confiant sur la distribution de la variable $\mathcal{F}$ représentant le vrai signal de désintégrations $B \to \eta_c K$.
Un autre type de validation de la variable $\mathcal{F}$ vient de la comparaison des données hors-résonance à la simulation du continuum (Fig. 5.9). On constate un léger décalage de la distribution des données par rapport à la simulation, dans le sens augmentant l'efficacité de la coupure.

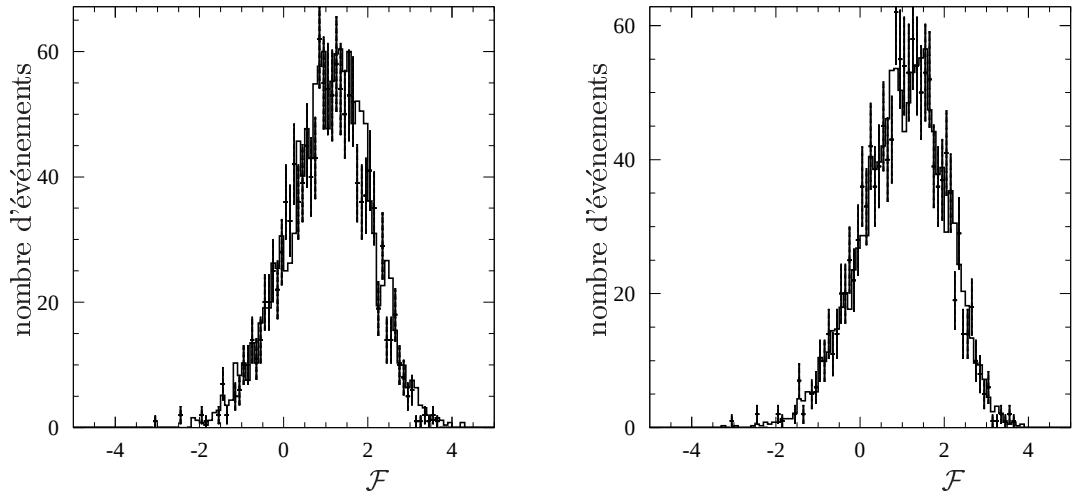


Fig. 5.8 – $K^0_S K^\pm \pi^\mp$: *Validation de la modélisation de la variable Fisher pour le signal, en comparant les distributions des données et de la simulation pour pour le canal* $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ *(gauche), de topologie très similaire à celle du* $B^\pm \to \eta_c K^\pm$*, comme le montre l'accord entre les données* $B^\pm \to J/\psi K^\pm$ *et le MC* $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ *(droite). Dans les deux cas, l'histogramme correspond au MC tandis que les points avec les barres d'erreurs correspondent aux données.*

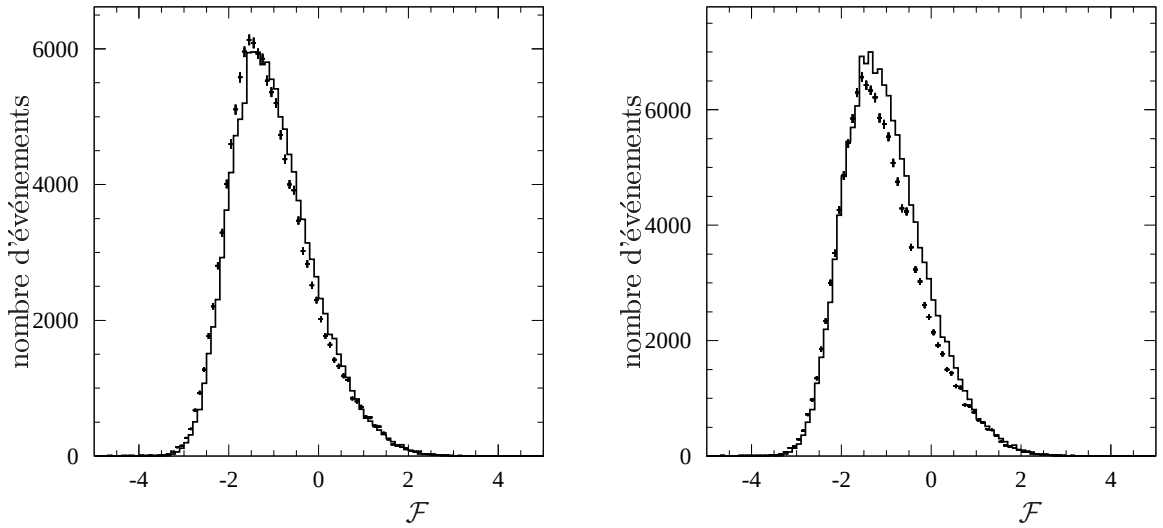


Fig. 5.9 – $K^0_S K^\pm \pi^\mp$: *validation du discriminant de Fisher pour le bruit de fond, par comparaison des données hors-résonance (points) à la simulation du continuum (histogramme). Les distributions sont normalisées au nombre d'événements à gauche, et à la luminosité à droite.*

5.4.3 Les kaons de recul

Les kaons de recul soit chargés $K^{\pm}$, soit neutres K_S^0, directement issus de la désintégration des mésons B chargés ou neutres, portent une grande impulsion.
Pour le kaon chargé nous disposons de deux sélecteurs avec pour chacun 5 niveaux d'efficacité d'identification. La sensibilité maximum au signal est obtenue en faisant le choix du niveau 2 du sélecteur construit sur un réseau de neurones. Ce niveau correspond à la catégorie « *NNVeryLoose* » évoquée dans la section 4.4.
Les K_S^0 ne sont reconstruits que dans leur désintégration $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ et conservés s'ils satisfont aux conditions suivantes :

- la masse du candidat est dans une fenêtre de 10 MeV/c^2 autour de la masse nominale ;
- le cosinus de l'angle entre le vecteur d'impulsion et la direction du vol du K_S^0 ($\cos\alpha_{K_S^0}$) est supérieur à 0,9995 ;
- la distance l, entre le vertex reconstruit du méson B et celui du K_S^0, est trois fois supérieure à son erreur de mesure, σ typiquement de l'ordre de 0,55 mm ;
- l'ajustement du vertex converge en appliquant la contrainte de la masse.

Mis à part l'ajustement du vertex, les quantités associées aux trois autres paramètres du K_S^0 (masse, $\cos\alpha_{K_S^0}$, distance) sont le résultat de l'optimisation.
Les différentes variables utilisées pour la sélection des kaons de recul sont illustrées sur la figure 5.10. La table 5.8 résume les coupures appliquées aux kaons de recul.

	critère
$K^{\pm}$ provenant du $B^{\pm}$	
type de traces	*GTL*
impulsion p^*	$1,63 - 1,91$ GeV/c
identification de particules	sélecteur « NNVeryLoose »
K_S^0 provenant du B^0	
type de traces	*CT*
ajustement du vertex (et masse)	convergence
impulsion p^*	$1,63 - 1,91$ GeV/c
$\lvert m(\pi^+\pi^-) - m_{K_S^0}\rvert$	< 10 MeV/c^2
$\cos\alpha_{K_S^0}$	$> 0,9995$
distance de vol du K_S^0	$> 3\sigma$

Tab. 5.8 – *Critères de sélection des kaons de recul.*

5.4.4 Les coupures spécifiques aux modes du η_c

Cette section aborde les coupures spécifiques aux trois modes de désintégration du η_c, en illustrant davantage l'exemple typique du $\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$. Il faut noter que, **pour tous les canaux**, des coupures d'acceptance sur l'angle θ, $0,35 < \theta < 2,54$ rad, et sur l'impulsion, $p > 250\,\mathrm{MeV}/c$, des candidats chargés sont nécessaires pour pouvoir appliquer la procédure de correction des différences entre la simulation et les données sur l'identification des particules (Sec. 6.6).

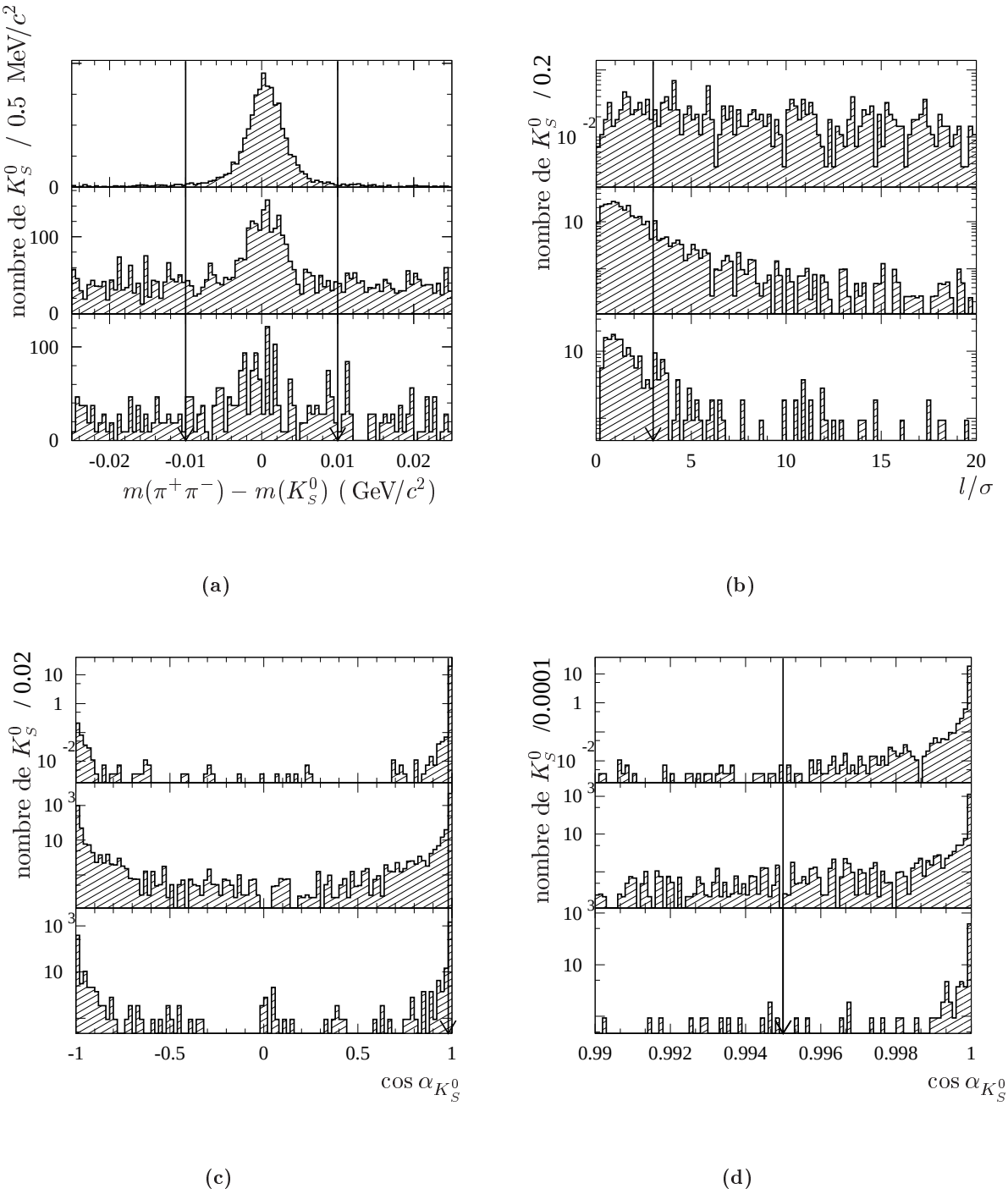


Fig. 5.10 – *Variables de sélection du K_S^0 de recul pour les candidats simulés dans le mode $B^0 \to \eta_c K_S^0$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$) : différence entre la masse du candidat kaon et la masse nominale du K_S^0 (Fig. 5.10(a)), distance de vol rapportée à son erreur (Fig. 5.10(b)) et $\cos\alpha_{K_S^0}$ (Figs. 5.10(c) et 5.10(d)). Sur chaque figure les composantes du signal (haut) et du bruit de fond (milieu) sont séparées et comparées aux données (bas). Toutes les distributions sont normalisées à une luminosité de 20,7 fb^{-1}. On a indiqué les coupures sur les figures.*

Le canal "phare" $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

Les critères de sélection du mode $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ concernent la variable $\mathcal{F}$ (voir ci-dessus), le choix des listes pour les traces chargées ainsi que leur identification, le choix du candidat K_S^0, et la détermination des régions du signal (*i.e.* masse du η_c, $m_{\rm ES}$ et ΔE).

Choix des candidats pour les produits chargés de désintégration du η_c

Le $K^\pm$ du η_c est membre de la liste *GTVL*. Le choix optimal d'identification de ce $K^\pm$ se trouve être le même pour la désintégration $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ que celui sur le kaon de recul : critère « *NNVeryLoose* » du sélecteur d'identification construit sur un réseau de neurones. Le candidat $\pi^\mp$ doit être membre de la liste *GTVL* ; aucun autre critère particulier n'est demandé.

Coupures K_S^0

Les K_S^0 du η_c ne sont reconstruits que dans leur désintégration $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$. Pour les sélectionner, on demande que :

- la masse du candidat soit dans une fenêtre de $12,5$ MeV/c^2 autour de la masse nominale (Fig. 5.11) ;
- les ajustements du vertex et de la masse du K_S^0 provenant du η_c doivent avoir convergé ;
- le $\cos\alpha_{K_S^0}$ soit supérieur à 0,990 (Fig. 5.12) ;
- la distance entre les vertex reconstruits du méson B et du K_S^0 soit deux fois supérieure à son erreur de mesure (Fig. 5.13).

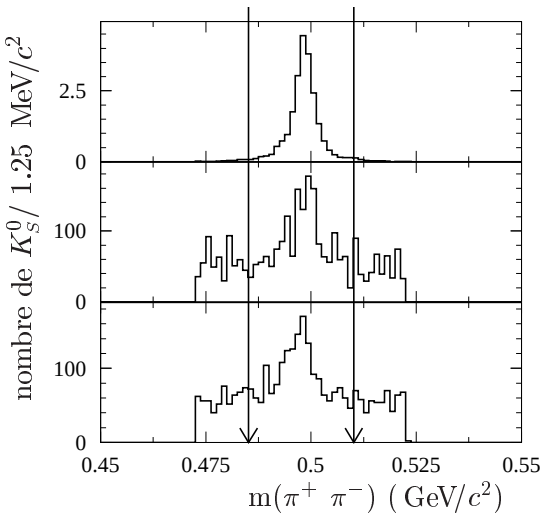


Fig. 5.11 – $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ *: masse du K_S^0 reconstruite pour les événements simulés du signal (haut) et du bruit de fond (milieu). Les données prises à la résonance sont représentées sur la figure du bas. La zone de masse sélectionnée est indiquée par les flèches.*

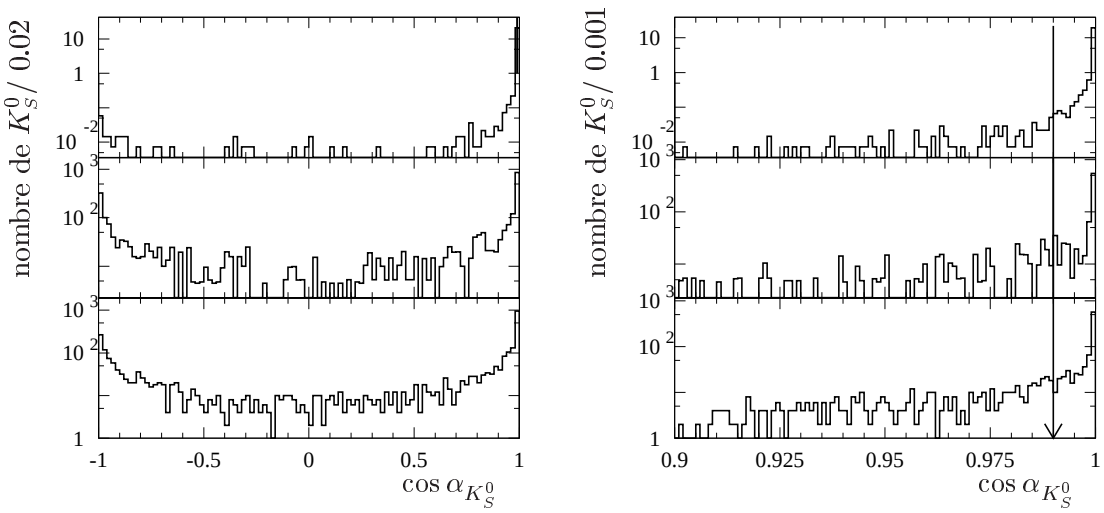


Fig. 5.12 – $K^0_S K^\pm \pi^\mp$ *: distribution de* $\cos\alpha_{K^0_S}$ *pour les événements simulés du signal (haut) et du bruit de fond (milieu). Les données prises à la résonance sont représentées sur la figure du bas. La coupure est indiquée par la flèche.*

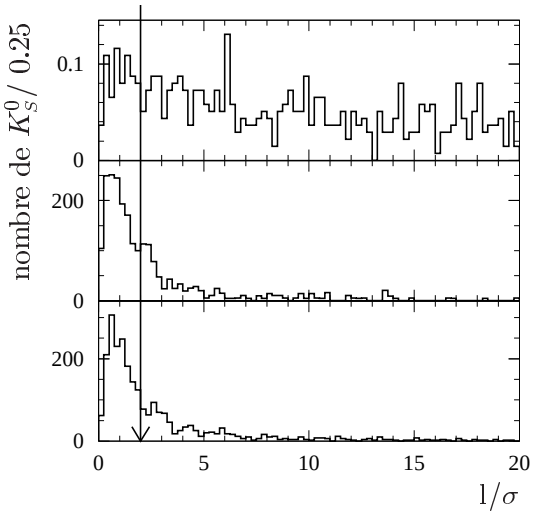


Fig. 5.13 – $\eta_c \to K^0_s K^\pm \pi^\mp$ *: distance de vol du* K^0_s*,* l*, en unités de* σ *pour les événements vrais de la simulation du signal (en haut), les événements bruit de fond (milieu) et les données prises à la résonance (bas). La coupure est indiquée par la flèche.*

Les régions du signal : masse du η_c, $m_{\rm ES}$ et ΔE

Le choix de la fenêtre de masse du η_c tient compte de la largeur physique et de la résolution en masse du η_c.
La résolution sur la mesure de la masse est déterminée dans la simulation par la distribution de

la différence, événement par événement, entre la masse du candidat η_c reconstruit et sa masse nominale (Fig. 5.14). Elle dépend du mode de désintégration. Les résultats donnés en table 5.9 sont obtenus par un ajustement des distributions par une somme de deux fonctions gaussiennes, et calculés en prenant la somme quadratique des largeurs en proportion du poids relatif des deux fonctions. Il faut noter la forte dégradation attachée à la présence d'un π^0.

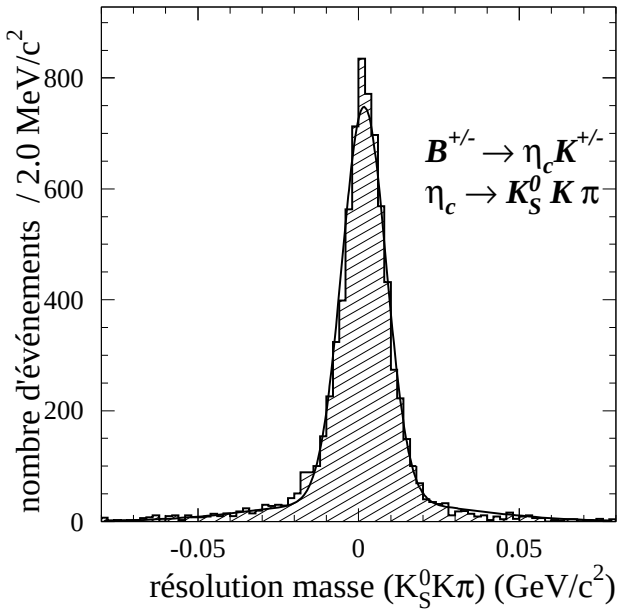


Fig. 5.14 – *Distribution de la différence entre la masse reconstruite et la masse simulée du η_c pour la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^0_s K^\pm \pi^\mp$)*

.

modes	résolution de la masse du η_c (en MeV/c^2)
$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$	14,7
$\eta_c \to K^+ K^- \pi^0$	33,2
$\eta_c \to K^+ K^- K^+ K^-$	15,7

Tab. 5.9 – *Valeurs de la résolution sur la masse du η_c reconstruit pour les différents modes.*

Dans la section 2.3.2, on a évoqué le problème des incohérences expérimentales de la mesure de la largeur du η_c. Pour la simulation nous avons généré des événements avec différentes largeurs du η_c pour tenir compte à la fois de la valeur basse de 13,2 MeV/c^2 donnée par le *PDG* [9], et de la valeur haute mesurée par *CLEO* [10]. Pour la détermination des efficacités de sélection nous avons pris une valeur moyenne de $16,7 \pm 6,0$ MeV/c^2 qui inclut des mesures plus récentes des expériences *CLEO* [10], *E835* [34] et *BES* [35] (Tab. 2.3).
On constate que les résolutions en masse sur les modes autres que $\eta_c \to K^+ K^- \pi^0$ sont compa-

rables à cette valeur de la largeur physique. Pour optimiser la largeur de la fenêtre de masse du η_c reconstruit, nous avons donc pris en compte à la fois les résolutions, et cette largeur physique. La masse du système doit être située dans une fenêtre de 62 MeV/c^2 (55 MeV/c^2) autour de la masse du η_c, ce qui correspond à environ 2−3 σ.
La région du signal est définie dans le plan (ΔE, $m_{\rm ES}$), à partir des résolutions de la table 5.5, par :
$|m_{\rm ES} - m_B| < 7$ MeV/c^2 et $|\Delta E| < 30,0$ (30,8) MeV pour les désintégrations $B^\pm$ (B^0).
L'ensemble des critères que nous venons de voir pour sélectionner le mode $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ sont récapitulés dans la table 5.10.

variable	$B^\pm \to \eta_c K^\pm$	$B^0 \to \eta_c K^0_S$
$\mathcal{F}$	$> 0,0$	$> -0,1$
$\lvert m(\pi^+\pi^-) - m_{K^0_S}\rvert$	$< 12,5$ MeV/c^2	
$\cos\alpha_{K^0_S}$	$> 0,990$	
distance de vol du K^0_S	$> 2\sigma_{K^0_S}$	
$\lvert m(K^0_S K^\pm \pi^\mp) - m_{\eta_c}\rvert$	62,5 MeV/c^2	55 MeV/c^2
$\lvert m_{\rm ES} - m_B\rvert$	< 7 MeV/c^2	
$\lvert\Delta E\rvert$	$< 30,0$ MeV	$< 30,8$ MeV

Tab. 5.10 – *Critères de sélection finale des candidats $\eta_c \to K^0_s K^\pm \pi^\mp$.*

La table 5.11 résume les différents critères de sélection des modes $K^+K^-\pi^0$ et $K^+K^-K^+K^-$.

5.4.5 Cas de plusieurs candidats par événement

Il est possible de trouver plus d'un candidat par événement pour la désintégration recherchée. Pour la désintégration $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$), la distribution du nombre de candidats de mésons B reconstruits après avoir appliqué les coupures à l'exception de celles sur $m_{\rm ES}$ et ΔE est montrée sur figure 5.15. La plupart des événements ne contiennent qu'un candidat, la moyenne étant 1,1 pour les désintégrations $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ après la coupure sur la masse $m_{\rm a}$.
Lorsque plusieurs candidats sont reconstruits dans un même événement, on peut :

a) soit choisir le meilleur candidat, comme celui pour lequel $|\Delta E|$ est minimal ;
b) soit pondérer les événements dans la région du signal par le nombre de candidats dans la région de l'analyse ($5,1$ GeV/$c^2 < m_{\rm ES} < 5,3$ GeV/c^2 et $|\Delta E| < 250$ MeV).

La méthode b) a été employée pour la désintégration $B \to \eta_c K$ avec $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ et les résultats sont compatibles avec la méthode a). Pour harmoniser l'analyse, on a choisi la méthode a) comme méthode principale.

5.5 Estimation des quantités de bruits de fond après coupures

5.5.1 Le bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire se distingue du signal par l'absence de pic dans les distributions de $m_{\rm ES}$, ΔE et de la masse de "a", $m_{\rm a}$.

	$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$	$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$
$\mathcal{F}$	$> 0,5 (> 0,3)$	$> -1,4 (> -0,5)$
$K^\pm$ provenant du η_c type de traces identification de particules	 *GTVL* « NNVeryLoose »	 *GTVL* 3 kaons « NNTight » 1 kaon « NNNotApion »
π^0 $(\gamma\gamma)$ provenant du η_c moment latéral de la gerbe (γ) E_{γ_1} E_{γ_2} $\lvert m(\gamma\gamma) - m_{\pi^0}\rvert$ Cos(angle de désintégrations du π^0)	 $0,01 < LAT < -0,55$ > 130 MeV > 270 MeV < 15 MeV/c^2 $< 0,82$	 – – – – –
$\lvert m_{\rm a} - m_{\eta_c}\rvert$	< 55 (70) MeV/c^2	< 70 (55) MeV/c^2
$\lvert$ $\mathrm{M_{ES}} - \mathrm{M_B^{PDG}}$ $\rvert$	$< 7,0 (9,0)$ MeV/c^2	$< 8,0$ MeV/c^2
$\lvert\Delta E\rvert$	< 70 MeV	< 45 MeV

Tab. 5.11 – *Coupures de sélection des événements $K^+K^-\pi^0$ et $K^+K^-K^+K^-$. Les valeurs correspondent aux désintégrations $B^\pm$ (B^0).*

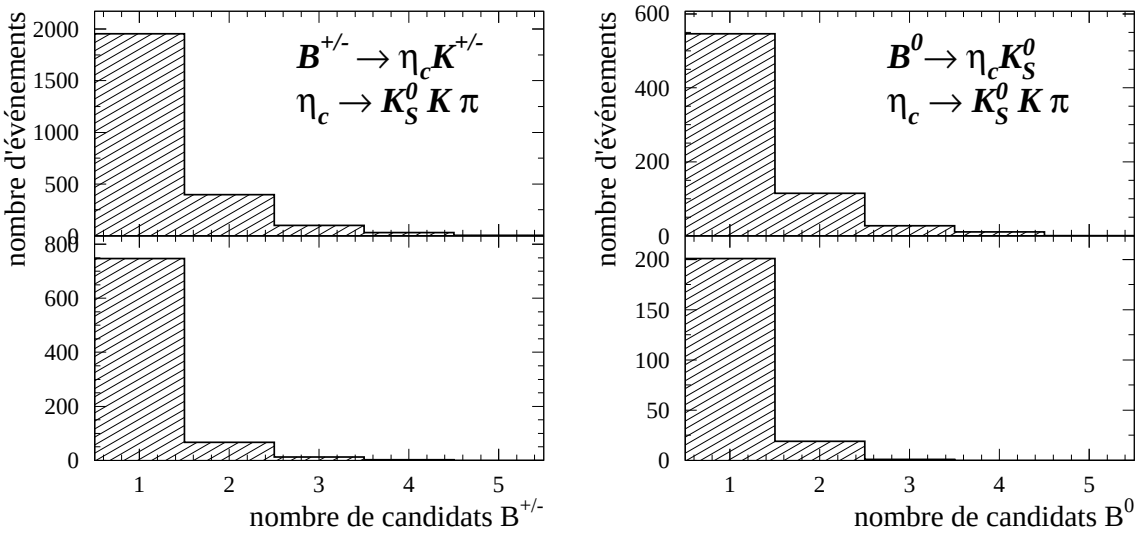


Fig. 5.15 – *Distribution du nombre de candidats par événement pour les désintégrations du $B \to \eta_c K$ $(\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$. En haut la distribution après avoir appliqué toutes les coupures à l'exception des coupures sur $m_{\rm ES}$ et ΔE et la masse $m_{\rm a}$, et en bas la même distribution pour $\lvert m_{\rm a} - m_{\eta_c}\rvert < 62,5$ (55) MeV/c^2 pour les désintégrations $B^\pm$ (B^0).*

Pour estimer ce bruit de fond, on applique les coupures standard à l'exception des coupures sur $m_{\rm ES}$ et ΔE. La distribution en $m_{\rm ES}$ est étudiée dans différentes régions de ΔE. Le bruit de fond combinatoire apparaît clairement dans la distribution de $m_{\rm ES}$ en dessous de la masse du

B. Cette distribution peut être décrite par une fonction du type *Argus* que nous avons définie dans la section 4.8.2.
On procède de la façon suivante : pour chaque bande en ΔE, on estime le nombre d'événements dans la fenêtre de signal en m_{ES} par l'intégration sur cet intervalle de la fonction d'*Argus* dont les paramètres ont été ajustées sur la distribution complète. On a trois possibilités pour estimer le nombre d'événements de bruit de fond dans la région du signal :

a) **Méthode I :** on interpole linéairement le nombre d'événements de bruit de fond, déterminé dans les bandes latérales en ΔE, dans la bande du signal en ΔE ;
b) **Méthode II :** on utilise les événements de la région du signal en ΔE pour déterminer le nombre d'événements de bruit de fond dans la bande du signal en contraignant la forme de la fonction d'*Argus* à celle obtenue par l'ajustement dans les bandes latérales.
c) **Méthode III :** on utilise les événements de la région du signal en ΔE pour déterminer le nombre d'événements de bruit de fond dans la bande du signal par extrapolation à la masse du B ;

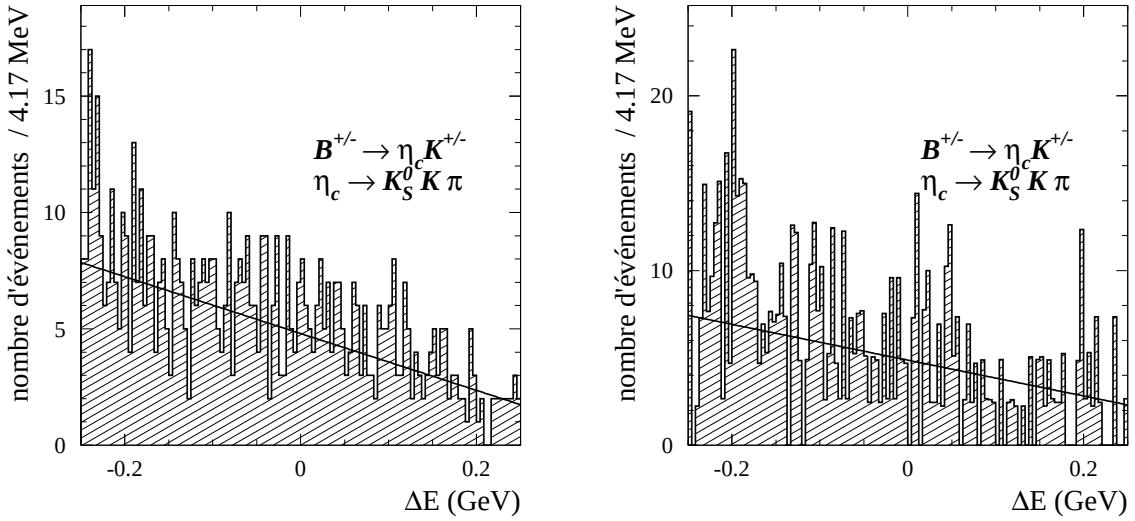
Les déterminations du bruit de fond doivent donner le même résultat dans la limites des erreurs statistiques. Dans le contexte de cette analyse la méthode I est utilisée avec les données masquées pour l'optimisation des critères de sélection. L'avantage de la méthode qui utilise les données est qu'elle rend l'estimation du bruit de fond combinatoire indépendante de la simulation.
La méthode de l'estimation du bruit de fond par l'interpolation de la forme de la fonction *Argus* n'est valable que si l'on suppose que

- la distribution en ΔE est linéaire entre -250 MeV et 250 MeV quelle que soit la masse m_{ES} ;
- la forme de la fonction *Argus* ne dépend pas de la masse invariante m_{a} des particules qui forment le candidat B, kaon de recul exclu.

Dans la figure 5.16, la distribution en ΔE pour les valeurs de m_{ES} plus petites que 5,26 GeV/c^2 est représentée pour les données et la simulation. La distribution est ajustée par une fonction linéaire. De ces ajustements, on peut déduire qu'une distribution linéaire en ΔE est une bonne approximation. Les distributions de ΔE dans les données et dans la simulation sont compatibles compte tenu de la statistique limitée.
En raison de la faible statistique pour le bruit de fond et de la corrélation entre la fonction gaussienne et la fonction *Argus*, la méthode d'extrapolation du nombre d'événements dans la région de signal en m_{ES} (calculée par l'intégration de la fonction *Argus* dans les bandes latérales en ΔE) paraît plus adaptée. Mais il faut utiliser cette méthode avec précaution car la forme de la fonction *Argus* dépend de la masse m_{a} (c'est-à-dire la masse du candidat η_c) pour la région des valeurs de ΔE plus petites que -70 MeV. Une raison en est la coupure effectuée sur l'estimateur du cosinus de l'angle entre l'impulsion du kaon de recul et l'impulsion de la particule de recul (η_c).

Après avoir démasqué la région du signal, la détermination du bruit de fond peut-être effectuée d'une manière plus précise :

a) un ajustement de la distribution m_{ES} dans la bande de signal en ΔE avec la somme d'une fonction d'*Argus* et d'une fonction gaussienne. La fonction gaussienne est centrée à la masse du méson B et sa largeur est fixée à la résolution en m_{ES}. On estime le nombre d'événements dans la fenêtre de signal en m_{ES} par l'intégration sur cet intervalle de la



(a) Résultat des données : $(-12 \pm 1) \cdot \Delta E + (4,8 \pm 0,2)$.

(b) Résultat de la simulation : $(-10 \pm 2) \cdot \Delta E + (4,9 \pm 0,2)$.

Fig. 5.16 – *Distributions en ΔE des événements $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ ($\eta_c \to K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$), pour les données et la simulation, pour les candidats satisfaisant $m_{\rm ES} < 5,26$ GeV/c^2. L'ajustement est effectué avec une fonction linéaire.*

fonction d'*Argus* dont les paramètres ont été ajustés sur la distribution complète des événements à partir de $m_{\rm ES} > 5,1$ GeV/c^2 (Méthode III) ;

b) comme a) avec la contrainte supplémentaire : les paramètres de forme de la fonction Argus sont déterminés par un ajustement de la distribution en $m_{\rm ES}$ dans les bandes latérales (Méthode II) .

5.5.2 Le « bruit de fond/η_c »

Le « bruit de fond/η_c » ne se distingue pas du signal dans les distributions de $m_{\rm ES}$, ΔE ou de la masse de "a", sauf dans le cas où le η_c n'est pas accompagné d'un K. Dans ce dernier cas, le pic en ΔE est déplacé de 0.
Pour estimer la contamination les désintégrations $B \to \eta_c X$ avec $\eta_c \to$ "b", où "b" $\neq$ "a" et $X = (K, K^*, K\pi, K\pi\pi, etc.)$, il faut utiliser la simulation appropriée. La reconstruction et la sélection sont effectuées, et le nombre de désintégrations reconstruites dans la région du signal est déterminé.

Bruit de fond inclusif $B \to \eta_c X$

Pour cette étude, on utilise la simulation de la désintégration inclusive $B \to \eta_c X$. Le rapport d'embranchement est estimé à partir de celui pour la désintégration $B \to \eta_c K$ (Sec. 5.1.3). La

prédiction pour $B \to \eta_c X$ est

$$\frac{\mathcal{B}(B \to \eta_c X)}{\mathcal{B}(B \to \eta_c K)} = 3,4 \tag{5.1}$$

i.e. le rapport d'embranchement attendu pour $B \to \eta_c X$ est $2,6 \cdot 10^{-3}$ (une limite supérieure est mesurée : $9 \cdot 10^{-3}$ [52]). Le rapport $\frac{\mathcal{B}(B \to J/\psi\, X)}{\mathcal{B}(B \to J/\psi\, K)}$ est approximativement le double pour deux raisons : les désintégrations du $\psi(2S)$ et du χ sont inclus dans la désintégration $B \to J/\psi\ X$ sans contrepartie pour le η_c, et les désintégrations $B \to J/\psi\ K^*$ sont favorisées par rapport aux $B \to \eta_c\ K^*$ pour des raisons de spin.
Par exemple, la reconstruction de la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$) donne pour 5000 événements $B^\pm \to \eta_c X$ 124 événements de type $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$) et un événement de type $B \to \eta_c K^{0*}$. La reconstruction de la désintégration $B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$) donne pour 5000 événements $B^0 \to \eta_c X$ 38 événements de type $B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$) et aucun autre type d'événement. Nos études de simulation nous conduisent à conclure que les désintégrations $B \to \eta_c X$ ont une contribution négligeable au bruit de fond.

Bruit de fond $B \to \eta_c K$

On étudie ce cas spécial avec les échantillons importants disponibles d'événements similés.
Il se trouve que le bruit de fond contaminant provenant de ces désintégrations s'avère être négligeable grâce à l'identification de particules, même pour le canal $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ pour lequel les désintégrations simulées du $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K^+K^-\pi^+\pi^-$) et $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$) sont analysées. Par exemple, dans un échantillon de données simulées de $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K^+K^-\pi^+\pi^-$), pour une luminosité équivalente à 3650 fb^{-1}, un seul événement a été reconstruit avec un candidat $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$).

5.5.3 Le « bruit de fond B/non-η_c »

Par « bruit de fond B/non-η_c », on désigne les événements de bruit de fond non-combinatoire qui ne contiennent pas de vrai η_c provenant de la désintégrations d'un B. Le « bruit de fond B/non-η_c » se distingue du signal par l'absence de pic dans la distribution de la masse m_{a}. Dans certains cas, le pic en ΔE est décentré par rapport à zéro.
En premier lieu, on va localiser les sources de ce type de bruit de fond :

a) Modes avec une reconstruction partielle d'une désintégration de B ou mauvaise identification d'une des particules de l'état final : un exemple est la désintégration $B^0 \to D^+K^-K^0$ avec $D^+ \to K^0_S\pi^+\pi^0$. Si le π^0 n'est pas pris en compte, les particules reconstruites dans l'état final correspondent à celle de la désintégration $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$. La valeur de la masse m_{ES} correspond à celle d'une désintégration $B \to \eta_c K$, mais la valeur de ΔE est plus petite, car l'énergie du π^0 est manquante. Pour certains valeurs de l'énergie manquante, ces événements peuvent se trouver dans la région du signal. Ce type de bruit de fond est étudié dans la simulation, en se normalisant à la luminosité de 20,7 fb^{-1}, équivalente aux données (Tab. 5.12) ;
b) Modes avec états finals communs aux modes étudiés : ce sont des événements qui ont la même composition en particules finales de la désintégration B que les désintégrations $B \to \eta_c K$. Les distributions en m_{ES} et ΔE sont identiques à celles du signal, par contre la

modes	nombre d'événements
reconstruit comme $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$	
$B^- \to K^{*+} K^- K^-(K^{*+} \to K_S^0 \pi^+, K_S^0 \to \pi^+\pi^-)$	0,7
combinatoire	0,7
total simulation B^+B^-	1,4
reconstruit comme $B^0 \to \eta_c K_S^0$	
combinatoire	1,3
total simulation $B^0\overline{B}^0$	1,3

Tab. 5.12 – *Nombre d'événements mal reconstruits, reconstruits comme $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$), dans la simulation $B\bar{B}$. La coupure sur la masse du η_c n'a pas été appliquée.*

distribution en $m_{\rm a}$ ne contient pas de η_c. Un exemple est la désintégration $B^0 \to D^+K^-K^0$ avec $D^+ \to K_S^0\pi^+$: les particules de l'état final sont K^-, K_S^0, K_S^0 et π^+, les mêmes que pour la désintégration $B^0 \to \eta_c K_S^0$ avec $\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$. L'estimation de ce type de bruit de fond est faite de deux façons :

- une étude avec les événements $B\overline{B}$ simulés. La vérité de la simulation est utilisée pour désigner les désintégrations des mésons B qui sont reconstruits dans la région du signal. Le type de ces désintégrations est par conséquent déterminé. En revanche, on ne peut pas obtenir une estimation quantitative car les rapports d'embranchement de certaines désintégrations rares sont peu ou mal connus.

  Les résultats de l'étude du « bruit de fond B/non-η_c » sont données dans la table 5.13 pour les désintégration $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$). Le nombre d'événements est normalisé à la luminosité équivalente aux données, et correspond au nombre de candidats sélectionnés dans la région du signal en ΔE et $m_{\rm ES}$ mais en supprimant la coupure sur la masse du η_c [4]. Si cette simulation nous montre que le bruit de fond est dû aux événements homologues, sa statistique est beaucoup trop faible pour nous renseigner complètement sur tous les modes qui y participent. Par ailleurs nous ne pouvons tirer aucun renseignement sur la distribution de bruit de fond en $m_{\rm a}$.
  Une simulation rapide, permettant d'obtenir 10 fois plus d'événements simulés que dans les données, montre que le bruit de fond varie linéairement avec $m_{\rm a}$ (Fig. 5.17).

- une analyse à partir des données (Sec. 5.6.2). La raison en est la méconnaissance que l'on a sur les rapports d'embranchement des désintégrations qui contribuent au bruit de fond. La base de cette analyse sera l'étude du bruit de fond en fonction de la masse $m_{\rm a}$. Avec cette méthode il n'est pas nécessaire d'identifier individuellement les types de désintégrations qui constituent le bruit de fond. On obtient dans les données mêmes un résultat quantitatif.

4. Il serait possible de réduire le bruit de fond des événements qui contiennent un méson D par une coupure sur la masse $K\pi$. Cependant l'importance de ce bruit de fond ne justifie pas la perte d'efficacité qu'entraînerait une telle coupure.

modes	nombre d'événements(pour 20,7 fb^{-1})
reconstruit comme$B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$	
$B^+ \to D^0 X, D^0 \to K^+\pi^-$	3,4
$B^+ \to D^+ K^+\pi^-$	1,4
$B \to DX$ (bilan)	4,8
$B^+ \to K^{*0} K_S^0 K^+, K^{*0} \to K^+\pi^+$	2,05
$B^+ \to K^{*+} K^- K^+, K^{*+} \to K_S^0\pi^+$	2,05
$B^+ \to K^* KK$ (bilan)	4,1
$B^+ \to K_S^0 K\pi K$ non-résonnant	0,7
total simulation B^+B^-	9,6
reconstruit comme $B^0 \to \eta_c K_S^0$	
$Bz \to D^+X, D^+ \to K^+K_S^0$	1,3
$B^0 \to K^* KK$	1,3
$B^0 \to K^*\chi_{c2}$	0,6
$B^0 \to K^* X$ (bilan)	1,9
total simulation $B^0\overline{B}^0$	3,2

Tab. 5.13 – *Nombre d'événements de fond homologue, reconstruits comme $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$) dans la simulation $B\bar{B}$. La coupure sur la masse du η_c n'a pas été appliquée.*

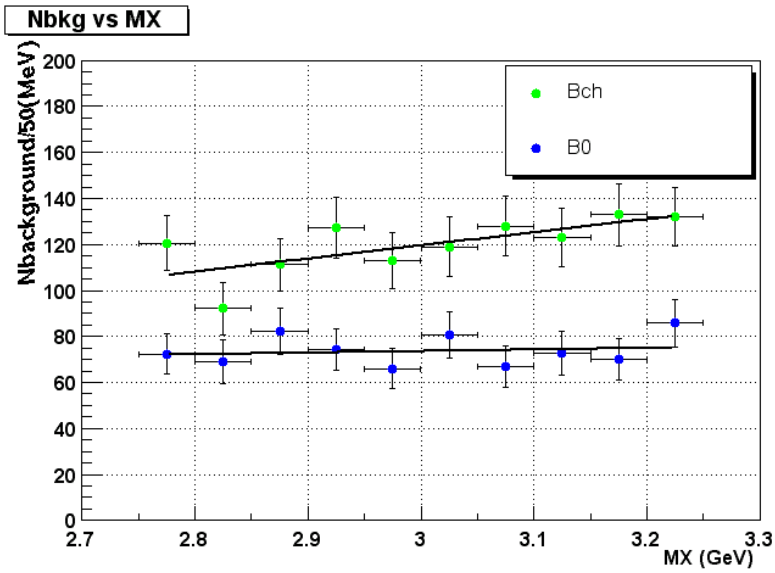


Fig. 5.17 – *$\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$: Distribution du nombre d'événements du bruit de fond « B/non-η_c » en fonction de la masse $m_{\rm a}$ dans la simulation rapide.*

5.6 Observation des signaux

En optimisant nos coupures pour la sélection des candidats $B \to \eta_c K$ (Tab. 5.8, 5.10 et 5.11) à l'aide de la simulation et des données, la région du signal dans ces dernières a été masquée.

La levée du masque n'est pas sans surprise car on observe, tous candidats $B \to \eta_c K$ confondus, un décalage d'environ -10 MeV dans la distribution en ΔE. La figure 5.18 illustre le cas de la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$) où l'ajustement de la distribution a été effectué par deux fonctions gaussiennes de même moyenne et une fonction linéaire, qui caractérise le bruit de fond[5]. La valeur moyenne ajustée est $\langle \Delta E \rangle = -11 \pm 2$ MeV. Cette distribution demande à être corrigée. Ceci sera l'objet du chapitre suivant qui traitera des corrections sur la mesure d'efficacité du signal. Les distributions en ΔE ont été corrigées globalement d'une valeur de -10 MeV. Les candidats $B \to \eta_c K$ sont montrés dans le plan ($m_{\rm ES}$,ΔE) sur la figure 5.19. L'observation des figures pour chaque canal montre une accumulation de points dans la région du signal à l'exception de mode $B^0 \to \eta_c K_S^0$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$). Le comptage brut du nombre d'événements dans la région du signal, N_{ev} est donné dans la table 5.14.

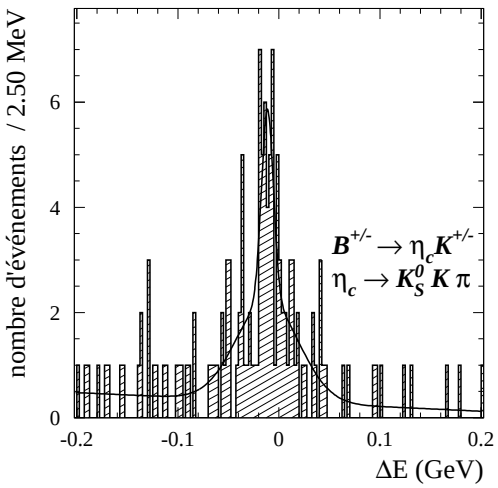


Fig. 5.18 – *Distribution en ΔE pour la désintégration $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ avec $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ dans les données. Toutes les coupures sauf celles en ΔE sont appliquées.*

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
N_{ev}	72	19	25	8	17	1

Tab. 5.14 – *Nombres d'événements dans la région du signal par mode de désintégration, après application de toutes les coupures.*

Nous allons procéder à l'extraction du signal en deux étapes. La première étape va consister en l'ajustement des distributions en $m_{\rm ES}$ pour séparer la combinatoire du signal. La seconde s'intéressera au bruit de fond « B/non-η_c » qui pollue le signal extrait au cours de l'étape précédente.

5. Les valeurs des largeurs et des poids respectifs des fonctions gaussiennes sont : $\sigma_1 = (5,9 \pm 2,0)$ MeV, $w_1 = 21 \pm 9$, $\sigma_2 = (30,7 \pm 5,9)$ MeV, $w_2 = 59 \pm 12$. Le fond linéaire est caractérisé par la fonction $(-0,88 \pm 0,24) \cdot \Delta E + (0,30 \pm 0,05)$.

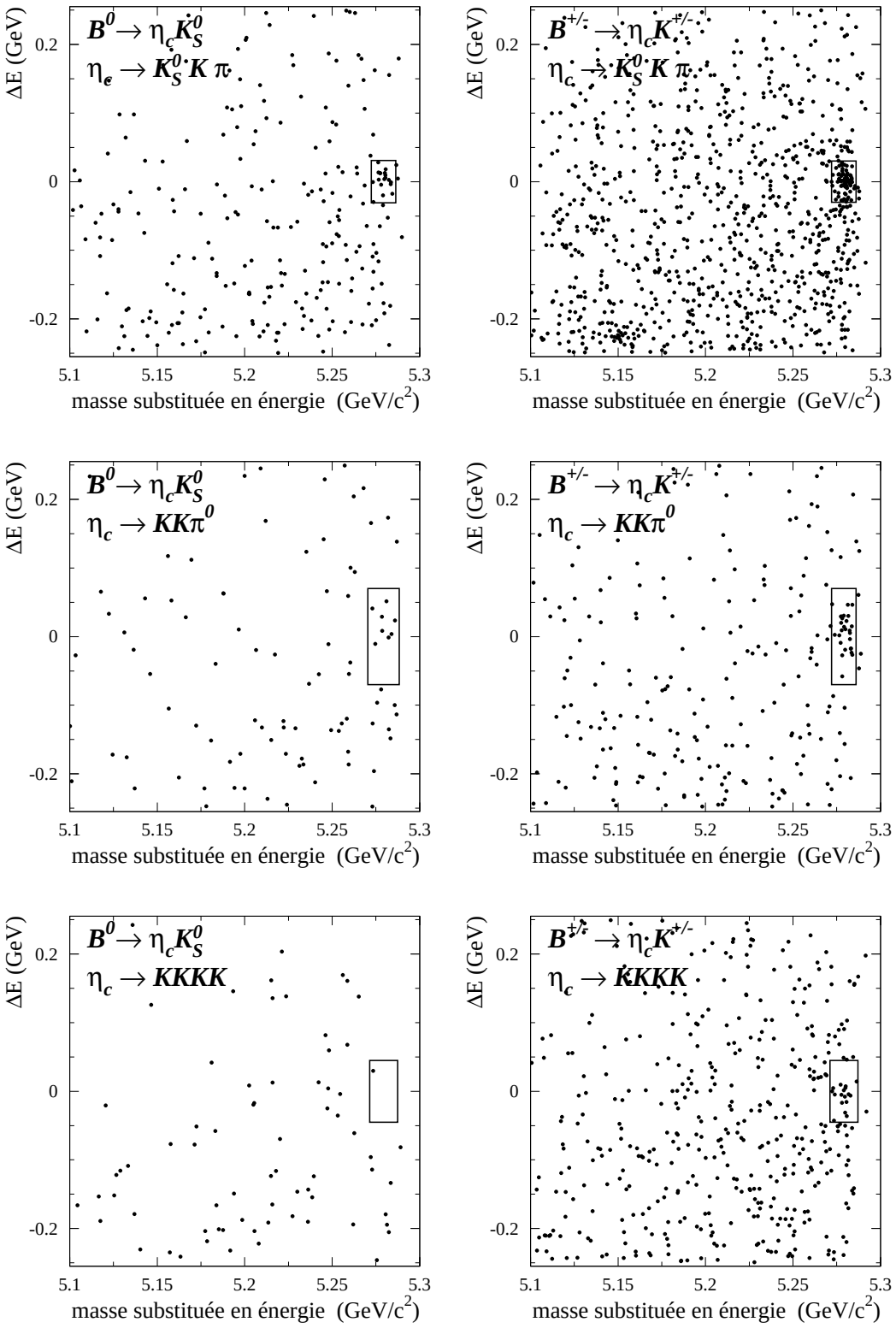


Fig. 5.19 – *ΔE en fonction du m_{ES} pour les données. La région du signal dépendante du mode de la désintégration est indiquée.*

5.6.1 Soustraction du bruit de fond combinatoire

Rappelons que nous disposons de trois méthodes pour quantifier le bruit de fond combinatoire dans la région du signal (Sec. 5.5.1). Un exemple de l'ajustement des distributions en $m_{\rm ES}$ par une fonction *Argus* et une fonction gaussienne est donné dans la figure 5.20. La méthode utilisée dans l'exemple est un ajustement, par une méthode de maximum de vraisemblance, des données de la bande en ΔE du signal (Méthode III). Les résultats obtenus par les trois méthodes, sont présentés dans la table 5.15.

	événements		
modes	Méthode I	Méthode II	Méthode III
$B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$)			
signal	66,2±9,0	65,7±8, 5	66,0±8, 6
N_c	5,8±0, 5	6,0±0, 7	5,9±1, 3
$B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^+K^-\pi^0$)			
signal	21,2±5,6	22,5±5, 1	22,6±5, 1
N_c	3,8±0, 6	3,3±0, 5	3,2±0, 9
$B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$)			
signal	11,2±4,7	11,0±4, 1	10,2±4, 3
N_c	5,8±0, 6	6,3±0, 8	7,1±1, 7
$B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$)			
signal	17,0±4,9	16,7±4, 4	16,0±4, 5
N_c	2,0±0, 3	2,3±0, 5	2,9±1, 1
$B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^+K^-\pi^0$)			
signal	5,0±3,4	5,0±2, 8	6,4±2, 9
N_c	3,0±0, 7	3,1±0, 7	1,6±0, 7
$B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$)			
signal	-0,01±1,61	–	–
N_c	1,0±0, 3	–	–

Tab. 5.15 – *Résultats de l'application des trois méthodes de détermination du signal et du bruit de fond combinatoire N_c dans la région du signal en $m_{\rm ES}$ et ΔE dans les données.*

Pour la méthode I qui repose uniquement sur un ajustement par la fonction *Argus* des bandes latérales, le nombre d'événements signal donné dans la table est défini comme la différence entre le nombre brut N_{ev} (Tab. 5.14) et le nombre d'événements du bruit de fond combinatoire mesuré. Pour les deux autres méthodes, le nombre d'événements signal est le résultat de l'ajustement de la fonction gaussienne, sauf pour le canal $B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$) où la statistique est beaucoup trop faible pour donner un résultat crédible. L'erreur sur la mesure du signal par la méthode I est la somme quadratique de l'erreur due à l'ajustement et de l'erreur statistique sur le nombre d'événements bruts. Pour les déterminations par les deux autres méthodes, l'erreur vient de l'ajustement. Les trois méthodes donnent des résultats en très bon accord, sans biais apparents.
En appelant N_c le bruit de fond combinatoire on définit l'importance du signal par rapport à la

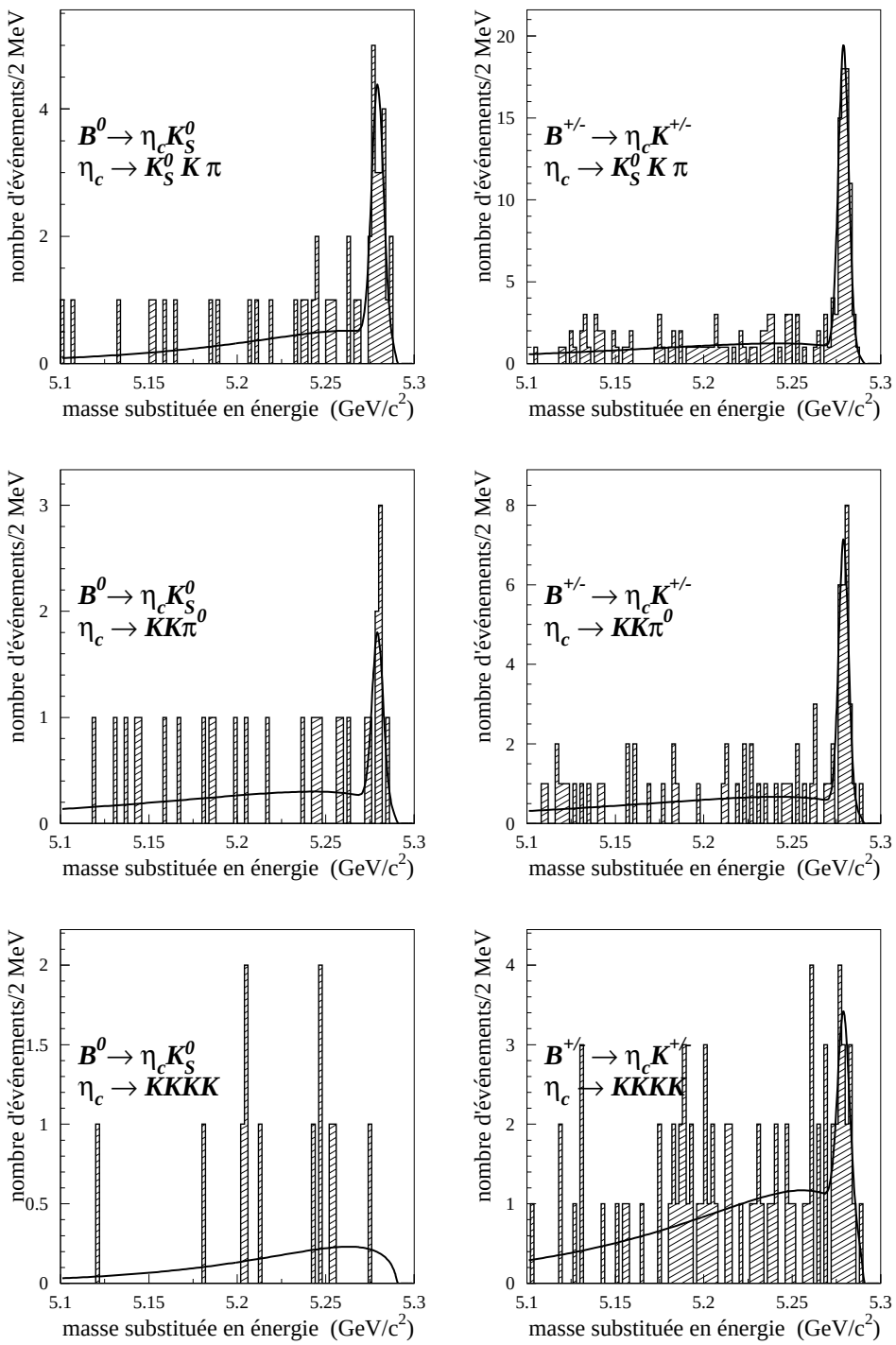


Fig. 5.20 – *Ajustement de m_{ES} dans la région du signal en ΔE en utilisant une fonction Argus plus une fonction gaussienne pour toutes les désintégrations considérés. Il n'y a pas d'ajustement d'un signal pour la désintégration $B^0 \to \eta_c K^0_s$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$) en raison de la faible statistique.*

fluctuation du bruit de fond combinatoire comme $(N_{ev} - N_c)/\sqrt{N_c}$. On obtient environ 27 (11) σ pour le mode $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ dans les désintégrations du $B^\pm$ (B^0). Pour le mode $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$, l'importance du signal est d'environ 13 σ dans le cas du $B^\pm$. Pour la désintégration du B^0 la statistique est trop faible pour faire une telle évaluation, on calcule alors une probabilité poissonienne que le bruit de fond combinatoire fluctue au nombre observé d'événements de $5,3 \cdot 10^{-3}$. De même pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, les probabilités respectives calculées pour les mésons $B^\pm$ et B^0 sont de $3 \cdot 10^{-6}$ et 17%.
Sauf pour l'étude des systématiques ou cas exceptionnel, la méthode retenue sera celle avec un ajustement des distributions en $m_{\rm ES}$ dans la bande ΔE du signal, *i.e.* la Méthode III.

5.6.2 Soustraction du bruit de fond « B/non-η_c »

Dans le signal que nous avons extrait après soustraction du bruit de fond combinatoire, nous avons discuté dans la section précédente d'une éventuelle contamination par les désintégrations de B, ne contenant pas de η_c. Deux types peuvent être à la source de cette contamination :

- les événements pour lesquels les particules sont mal identifiées ou pour lesquels une de particules de la désintégration n'a pas été prise en compte dans la reconstruction. Pour ces événements cela se traduit par un décalage en ΔE vers des valeurs négatives. La question qui se pose est de savoir dans quelle mesure ces événements viennent contaminer la région du signal. Nos investigations sur des événements simulés nous ont conduit à penser qu'une telle contamination doit être négligeable. Néanmoins, ceci ne doit pas nous empêcher d'aller regarder directement dans les données. Dans le but d'obtenir un élément de réponse nous avons étudié les distributions en $m_{\rm ES}$ dans les bandes latérales en ΔE. En faisant l'hypothèse de l'existence d'un tel fond qui va venir se concentrer dans la bande du signal en $m_{\rm ES}$ et empiéter dans la région du signal en ΔE, les distributions ont été ajustées par la somme d'une fonction *Argus* et d'une fonction gaussienne comme illustré dans la figure 5.21 pour les désintégrations $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$). Sur cette figure on compare les ajustements pour les bandes latérales ΔE positive et négative séparement. Les résultats sur la mesure d'un signal contenu dans la bande $m_{\rm ES}$, donnés dans la table 5.16, montrent que pour les canaux $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ il n'y a aucune indication d'une présence d'événements B mal reconstruits susceptibles de venir contaminer la région du signal. Pour le mode $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ on a une indication possible de contamination. Il est probable qu'il s'agisse d'une fluctuation statistique, vu les erreurs importantes sur la mesure. Toutefois s'il s'agit d'un fond qui pique en $m_{\rm ES}$ dans la bande latérale ΔE négative, sa contribution dans la région du signal sera négligable. En conclusion, pour la suite de notre étude nous considérerons que les événements mal reconstruits ne polluent pas notre signal, ceci en parfaite conformité avec nos études de simulations.
- les événements ayant la même composition en particules dans l'état final que les modes étudiés. Par convention nous les avons qualifiés d'événements homologues dans la section précédente. Si leur composition en particules dans l'état final est la même, par contre ils passent par des états intermédiaire différents, en particulier ils ne passent pas par la production d'un η_c. Les études de simulation nous ont montré que ce fond était constitué de vrais désintégrations, et non pas de désintégrations mal reconstruites de ces canaux (Tab. 5.12

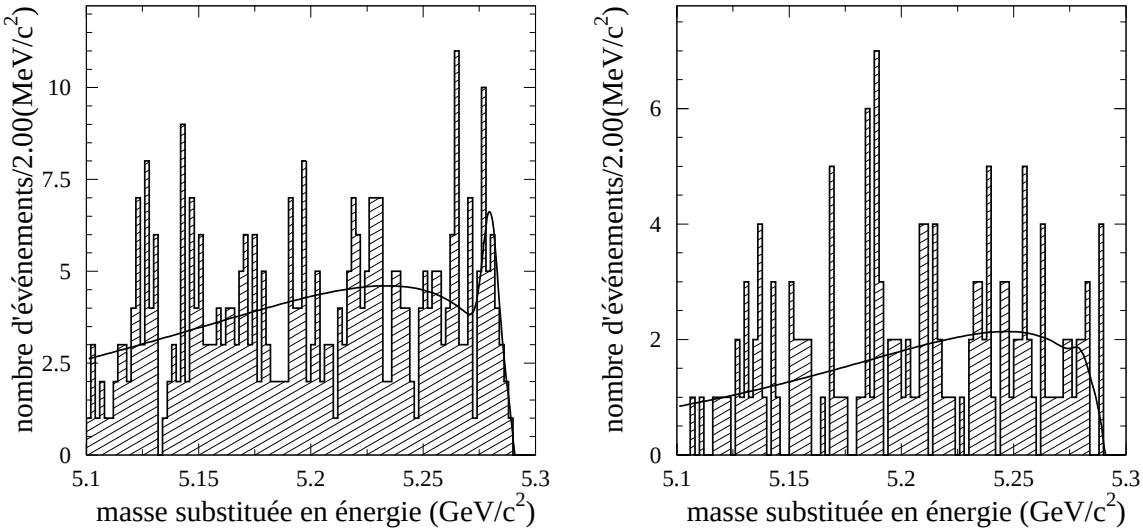


Fig. 5.21 – *Mode $\eta_c \to K_s^0 K^\pm \pi^\mp$: distribution en $m_{\rm ES}$ des candidats $B^\pm$ dans les bandes latérales négative (gauche) et positive (droite) en ΔE.*

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
bande latérale négative	$15,3 \pm 6,0$	–	$1,5 \pm 2,6$	$0,0 \pm 0,7$	$2,7 \pm 3,7$	–
bande latérale positive	$1,5 \pm 1,8$	–	–	–	–	–
bandes latérales	16,9±7,0	–	$1,6 \pm 1,9$	$0,0 \pm 0,7$	$3,7 \pm 3,2$	–

Tab. 5.16 – *Résultats de l'ajustement (fonction Argus plus fonction gaussienne) dans les données, des bandes latérales en ΔE dans la région du signal en $m_{\rm ES}$.*

et 5.13). Pour ces dernières désintégrations, les résultats de la simulation (Tab. 5.12), donnent le bon ordre de grandeur de bruit de fond pour le bruit de fond combinatoire calculé dans les données (Tab.5.15). Il faut garder en mémoire dans cette comparaison que pour la simulation les rapports d'embranchement sont mal connus. Nos études de simulation suggèrent en outre de regarder la distribution de la masse invariante de recul $m_{\rm a}$, laquelle est trouvée varier linéairement dans une étude de simulation rapide (Fig. 5.17). L'inconvénient avec les simulations est que les désintégrations homologues ont de rapports d'embranchement mal mesurés, voire même inconnus. D'où l'idée d'extraire cette contamination directement des données.

La procédure est alors la suivante :

- on élargit la fenêtre en masse $m_{\rm a}$ de la sélection du η_c ($|m_{\rm a} - m_{\eta_c}| < 250$ MeV/c^2) des candidats B sélectionnés en appliquant toutes les autres coupures. De fait, on voit apparaître un pic du J/ψ d'environ $20-25$ événements qui avoisine celui du η_c

dans la distribution de $m_{\rm a}$ comme le montre la figure 5.23 pour les désintégrations $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ $(\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp})$ retenues de la région du signal.

– on découpe l'intervalle de masse $m_{\rm a}$ en zones régulières et pour chacune d'elle on procéde exactement de la même façon que pour la soustraction du bruit de fond combinatoire de la première étape. On détermine ainsi le bruit de fond combinatoire dans la région du signal en fonction de $m_{\rm a}$ par la Méthode III (Fig. 5.22). On utilise aussi la méthode d'ajustement des bandes latérales pour déterminer le bruit de fond combinatoire afin d'évaluer les erreurs systématiques (Méthode I). Les résultats sont donnés dans la table 5.17 pour la contamination de ce fond dans la région du signal (*i.e.* dans la fenêtre de masse du η_c). Les erreurs tiennent compte des erreurs d'ajustement et aussi de la statistique sur le nombre des événements (pour la Méthode I).

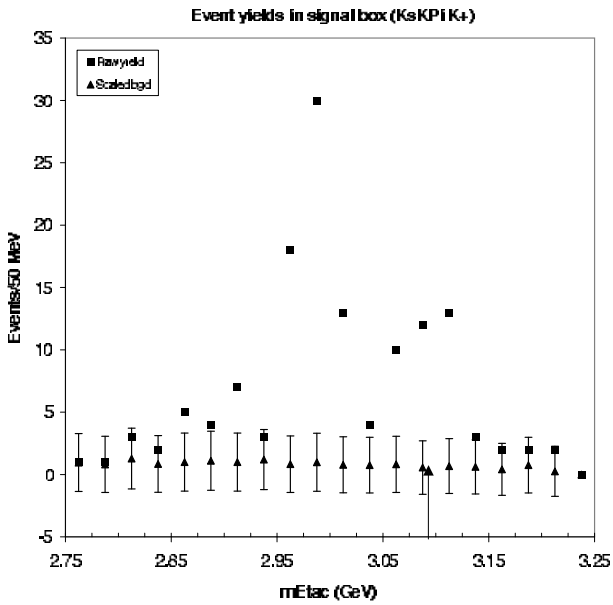


Fig. 5.22 – *Distribution de la masse du recul $m_{\rm a}$ pour les événements du signal (carrés) et du bruit de fond combinatoire (triangles).*

– Le bruit de fond combinatoire ainsi mesuré est soustrait de la distribution en $m_{\rm a}$, de façon à ne retenir que la composante dite de signal. Ce que montre la figure 5.23, où l'on observe la claire indication d'un fond résiduel que l'on associe aux désintégrations homologues qui contaminent notre signal d'étude.

– La distribution en $m_{\rm a}$ soustraite de la combinatoire, est ajustée par une fonction de résolution gaussienne associée à la fois au spectre de masse du J/ψ, et convoluée à une fonction de *Breit-Wigner* non-relativiste pour le spectre de masse du η_c. Une fonction linéaire (pratiquement constante) décrit le fond homologue (Fig. 5.23). Pour le J/ψ la valeur moyenne de la fonction de résolution est fixé à la masse de la résonance ; sa largeur ajustée est de 12 MeV/c^2. La valeur moyenne de la fonction de résolution du η_c et les paramètres de la fonction de *Breit-Wigner* sont contraints aux mesures

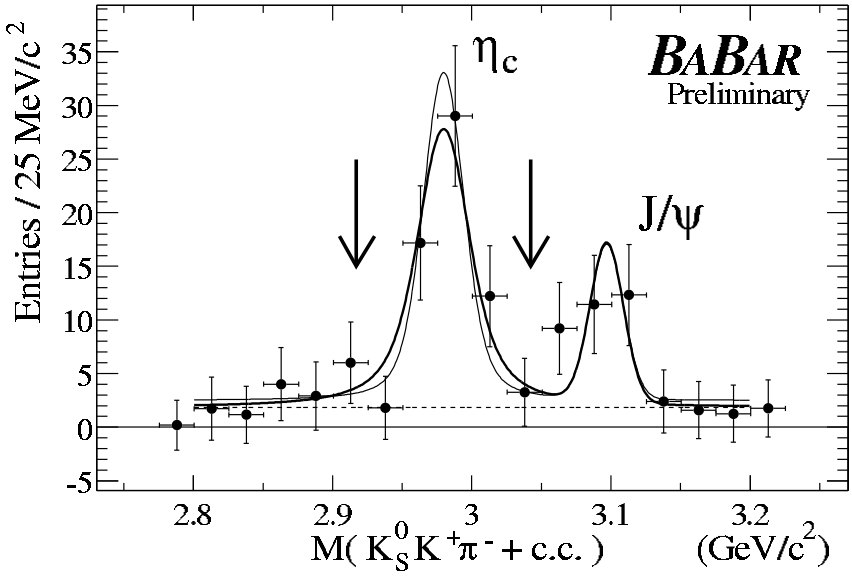


Fig. 5.23 – $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$) : *ajustement de la distribution* $m_{\rm a}$, *corrigée du bruit de fond combinatoire pour les candidats retenus dans la région du signal (voir texte). Les points sont les données. Pour la largeur du* η_c, *on utilise la valeur mesurée par CLEO [10] (trait gras) et la valeur du PDG [26] (trait fin). En pointillé est représenté le bruit de fond « B/non-*η_c *».*

connues sur le η_c : la largeur est prise est soit celle mesurée par *CLEO* [10], soit la valeur nominale du *PDG* [26]. De l'ajustement global nous calculons le bruit de fond « B/non-η_c » dans la zone du signal, par interpolation, à partir des ailes de la distribution en $m_{\rm a}$, dans la fenêtre de masse du η_c de chacun des canaux étudiés (Tab. 5.18). Les résultats sont donnés dans la table 5.17.

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
$N_{ev}(m_{\rm a})$	24	5	6	6	16	2
bruit de fond combinatoire						
N_c (méthode I)	14,5±5,5	1,4±2,8	-0,1±3,1	-1,6±1,7	9,9±4,6	-
N_c (méthode III)	11,3±4,8	3,1±2,3	1,1±1,1	0	2,8±4,5	-
bruit de fond « B/non-η_c »						
N_p (méthode I)	7,9±3,0	0,7±1,3	0,0±1,7	-1,1±1,1	6,0±2,8	-
N_p (méthode III)	6,1±2,6	1,5±1,1	0,6±0,6	0	1,7±2,7	-

Tab. 5.17 – *Estimation du bruit de fond « B/non-*η_c *» (*N_p*) dans la région du signal, à partir des distributions en* $m_{\rm a}$. $N_{ev}(m_{\rm a})$ *est le nombre d'événements dans les bandes latérales en* $m_{\rm a}$.

	masse m_{a} (en GeV/c^2)
bande latérale bas	2,740−2,900
bande latérale haut	3,150−3,220
région du signal	$m_{\eta_c} \pm 0,0625$ $(0,055)$

Tab. 5.18 – *Définition de la région du signal en m_{a} et des bandes latérales en m_{a} pour le mode $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ ($B^0 \to \eta_c K^0_s$) avec $\eta_c \to K^0_s K^{\pm}\pi^{\mp}$.*

5.6.3 Résultats sur la mesure du signal

Les résultats de la table 5.19 résument les différentes phases de calcul du nombre d'événements de signal (N_{sig}) avec ses erreurs, à partir des événements comptés (N_{ev}, Tab. 5.14), en passant par le nombre d'événements avec bruit de combinatoire soustrait (N_{ev-c}, Tab. 5.15), et la contribution du fond « B/non-η_c » (N_p, Tab. 5.17).
Le signal est calculé comme $N_{sig} = N_{ev-c} - N_p$. L'erreur sur la mesure de N_{sig} est la somme quadratique des erreurs sur chaque composante de la soustraction. L'erreur systématique vient d'une part de la soustraction du fond combinatoire et d'autre part de la soustraction du fond « B/non-η_c ».

- Pour la soustraction de la combinatoire, la systématique est prise comme la différence sur le nombre d'événements signal calculé par deux méthodes différentes, augmentée de l'erreur sur l'estimation du fond obtenu par la méthode non retenue pour la mesure (Tab. 5.15). On rappelle que la méthode retenue est celle de l'ajustement de la distribution m_{ES} dans la bande du signal en ΔE (Méthode III). La seconde méthode considérée pour la systématique est la détermination du bruit de fond combinatoire par les bandes latérales en ΔE (Méthode I).
- Pour le fond « B/non-η_c », la systématique est difficile à évaluer. Nous ne la prendrons pas en compte, car nous avons de bonnes raisons de penser qu'elle est négligeable. En effet cette erreur se subdivise en une composante liée au calcul du bruit de fond combinatoire dans la distribution en m_{a}, et une composante liée à la soustraction du bruit de fond homologue.
  Pour la composante du bruit de fond combinatoire, calculée en fonction de m_{a}, nous avons utilisé deux méthodes de détermination (Tab. 5.17). Nous avons déjà souligné que l'utilisation d'une méthode ou d'une autre donne des résultats parfaitement compatibles et non biaisés (Tab. 5.15). Si maintenant on se reporte à la table 5.17, on note que, mis à part le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, les résultats sont en accord, mais surtout que la statistique est trop faible pour justifier de prendre en compte les différences éventuelles. Pour cette raison, et compte tenu des remarques antérieures au sujet des méthodes, nous pouvons négliger cette composante d'erreur systématique.
  Pour la composante liée à la soustraction du bruit de fond homologue, l'erreur provient de l'indétermination sur la forme de la distribution choisie pour ce fond, et son interpolation sous le pic du η_c à partir des ailes de la distribution en m_{a}. Le niveau du fond est toutefois si faible que l'on est en droit de supposer que l'erreur statistique associée sera négligeable devant celle sur la mesure de signal. Cette erreur statistique prise comme erreur systématique pour l'estimation du bruit de fond « B/non-η_c » sera par conséquent

considérée comme négligeable elle aussi.

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
N_{ev}	72	19	25	8	17	1
N_{ev-c}	$66,02 \pm 8,55$	$16,00 \pm 4,46$	$22,64 \pm 5,12$	$6,37 \pm 2,89$	$10,22 \pm 4,32$	$-0,01 \pm 1,61$
N_p	$6,12 \pm 2,61$	$1,48 \pm 0,8$	$0,58 \pm 0,58$	0	$1,72 \pm 2,75$	–
N_{sig}	$59,90 \pm 8,93$	$14,52 \pm 4,59$	$22,06 \pm 5,15$	$6,37 \pm 2,89$	$8,50 \pm 5,12$	–
$\sigma(syst.)$	0,63	0,31	2,07	1,04	1,58	–

Tab. 5.19 – *Nombre d'événements de signal (N_{sig}) et erreur systématique $\sigma(syst.)$. N_{ev} est le nombre brut d'événements, N_{ev-c} le nombre d'événements avec bruit de fond combinatoire soustrait, N_p le nombre d'événements bruit de fond « B/non-η_c ».*

Chapitre 6

L'efficacité de la sélection et les erreurs systématiques

Pour la mesure des rapports d'embranchement nous avons besoin de connaître l'efficacité de sélection des candidats $B \to \eta_c K$ reconstruits pour chaque mode de désintégration du η_c, ces candidats pouvant être de vraies désintégrations ou non. Ces déterminations ne peuvent se faire directement à partir des données, nous devons recourir à la simulation en suivant la même chaîne d'analyse que pour les données.
L'efficacité de sélection ϵ est définie comme le rapport entre le nombre d'événements contenant des candidats B sélectionnés et le nombre d'événements simulés.
La simulation ne reproduisant pas fidélement la réalité, la détermination de ϵ est faussée et sa valeur va introduire un biais dans les mesures. Il est donc nécessaire de corriger un certain nombre de variables dont :

- l'efficacité de reconstruction des traces chargées, des K_S^0 et des π^0 ;
- l'efficacité de reconstruction des vertex ;
- la résolution et l'échelle absolue de l'impulsion des particules chargées, de même que l'énergie des π^0 ;
- l'efficacité d'identification des kaons et la mauvaise identification des pions.

Concernant l'efficacité de reconstruction des traces chargées, des K_S^0 et des π^0 qui forment le candidat B, une correction est appliquée qui consiste à attribuer un poids à chacune des particules de la désintégration. Le méson B se trouve ainsi affecté d'un poids égal au produit du poids de ses constituants. Ces corrections sont décrites dans les sections 6.1 à 6.3. La correction de reconstruction de vertex discutée en section 6.4, se résume à une correction globale pour chaque mode. Pour les impulsions de traces chargées et l'énergie des π^0, la correction s'appuie sur une méthode de brouillage des quantités mesurées. De même pour l'identification des traces on fait appel à une méthode de réjection/addition aléatoire desdites traces selon une probabilité donnée. Ces deux dernières méthodes qui font l'objet des sections 6.5 et 6.6 nécessitent la production d'échantillons de simulation spécifique que par la suite nous désignerons sous le vocable de « simulation corrigée » par opposition à celui de « simulation » tout court qui sous-entend toujours l'absence de ces procédures de correction. Toutes ces corrections sont prises en compte pour recalculer l'efficacité.

6.1 Correction sur la reconstruction des traces chargées

L'efficacité de la reconstruction des traces chargées n'est pas la même pour la simulation et les données. Cette différence dépend des caractéristiques de la trace chargée (*CT, GTVL, GTL*), *i.e.* de la catégorie à laquelle elle appartient (cf. Sec. 4.3). D'après une étude effectuée par la collaboration *BABAR* [53] [54], l'efficacité de la reconstruction des traces d'un événement appartenant à la liste *GTL* est l'objet d'une procédure de correction spécifique dont nous allons parler dans cette section. Nous reviendrons sur la correction des traces des autres listes dans la section 6.5. Les corrections sur les traces *GTL* sont des grandeurs tabulées déduites de la comparaison des données à la simulation. Elles sont fonction de :

- la tension appliquée sur la chambre à dérive (1900 V et 1960 V) ;
- la multiplicité N_{tr} de traces chargées (calculée sur la liste *CT*) ;
- l'impulsion transverse p_t;
- l'angle polaire et azimuthal de la trace (θ, ϕ).

Pour notre étude, cette correction concerne uniquement le kaon de recul de la désintégration $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$, et non les traces chargées qui composent un K_S^0 ou un η_c. Les K_S^0 sont l'objet d'une correction à part que nous verrons en section 6.2.
Pour chaque jeu de valeurs $(N_{tr}, p_t, \theta, \phi)$, le facteur de correction tabulé et son erreur - reflet de la statistique utilisée pour le calcul du facteur - sont assignés au $K^{\pm}$. La distribution du facteur de correction pour le kaon de recul de la désintégration $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ $(\eta_c \to K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp})$ est montrée dans la figure 6.1, séparément pour les tensions de 1900 V et 1960 V. Concrètement, pour notre analyse de données, qui est un mélange d'événements pris sous des conditions différentes de haute tension de la chambre, le facteur de correction d'efficacité que l'on applique est calculé à partir d'échantillons de simulation correspondant à chacune des tensions, pondérés par les luminosités intégrés associées à la composition de mélange. Ce type de pondération est implicitement appliqué pour toutes les autres corrections, dont nous parlerons par la suite. Pour un échantillon de données simulées la correction d'efficacité du signal c, associée à cette correction sur la reconstruction de traces chargées, sera donnée par :

$$c = \sum f_i c_i \tag{6.1}$$

où c_i est le facteur de correction du $K^{\pm}$ pour la combinaison i de variables $(N_{tr}, p_t, \theta, \phi)$ et f_i est la fraction de candidats reconstruits avec cette même combinaison i de variables $(\sum_i f_i = 1)$.

L'incertitude statistique sur la correction d'efficacité du signal

Elle se compose de deux termes :

- l'erreur sur le calcul du facteur de correction qui est le reflet de la statistique des échantillons utilisés dans l'établissement des tables de correction

$$\sigma_c = \sqrt{\sum (f_i \sigma_i)^2} \tag{6.2}$$

  où σ_i est l'erreur sur le facteur de correction c_i de la trace ;

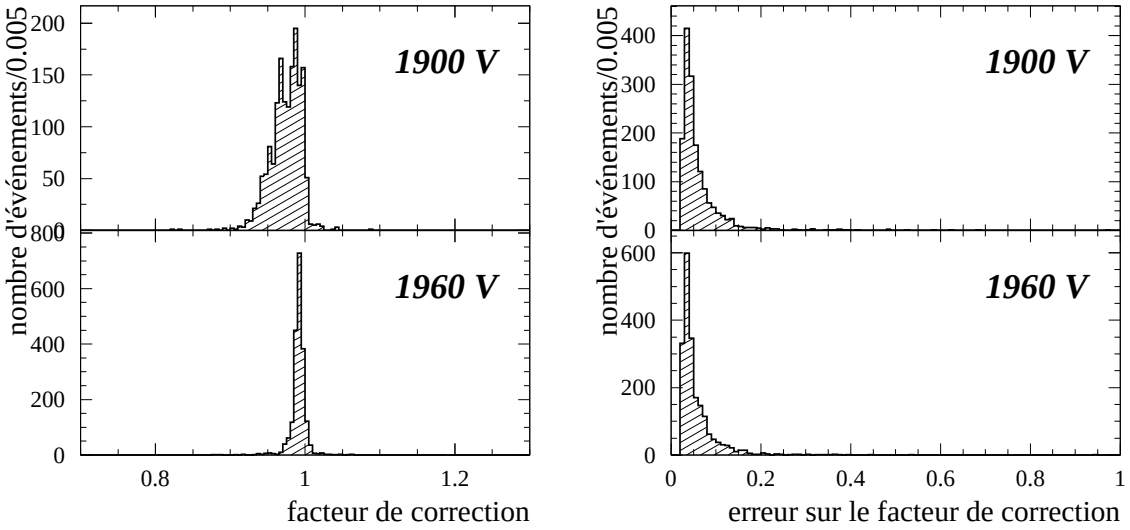


Fig. 6.1 – *Facteur de correction et son erreur sur l'efficacité de reconstruction du $K^{\pm}$ de la simulation $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ ($\eta_c \to K_s^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$), pour les tensions de* 1900 V *et* 1960 V *de la chambre.*

- l'erreur statistique associée à la simulation de la désintégration $B \to \eta_c K$.
  Si on lui ajoute l'erreur liée à la simulation, on obtient l'incertitude totale sur l'efficacité ϵ [55] :

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon c}{N_{MC}} \cdot \left(1 + \frac{\nu^2}{c^2} - \frac{\epsilon}{c}\right) + \sigma_c^2} \tag{6.3}$$

  N_{MC} est le nombre d'événements simulés, et

$$\nu^2 \equiv \sum f_i (c_i - c)^2 \tag{6.4}$$

  représente la valeur moyenne des écarts quadratiques des facteurs de correction c_i. Le premier terme sous la racine dans la formule 6.3 qui reflète la statistique du signal simulé domine sur l'erreur associée au calcul des facteurs de correction c_i.

L'incertitude systématique sur la correction d'efficacité du signal

Cette incertitude a deux composantes liées :

a) à la mesure de l'efficacité de reconstruction des traces ;

b) aux coupures de la sélection des événements $B \to \eta_c K$, qui affectent la fraction de traces GTL qui compose le η_c et le K_S^0.

Les valeurs relatives des incertitudes systématiques liées au cas a) sont données dans la table 6.1 pour chaque type (liste) de traces chargées. L'erreur systématique associée à chaque mode de désintégration reconstruit est déterminée comme la somme des erreurs systématiques sur toutes les traces chargées qui forment le candidat B.

Pour le cas b) le problème est le suivant. Dans la reconstruction de nos candidats η_c, le critère de qualité de traces chargées assigne à ses dernières d'appartenir à la liste $GTVL$. De même les K_S^0 sont reconstruits à partir de la liste de traces CT. En principe la prescription de correction que nous avons décrite plus haut, ne doit pas s'appliquer pour toutes ces traces. Mais lorsqu'on applique nos coupures cinématiques de sélection de candidats B, il peut se faire que nous enrichissions nos lots de η_c et de K_S^0 en traces appartenant à la liste GTL, et ce de façon différente dans les données et la simulation. Le résultat en est que l'on peut biaiser notre calcul d'efficacité du signal simulé. Pour estimer cet effet nous procédons de la façon suivante : parmi nos candidats B simulés ayant passé toutes les coupures, on ne retient que ceux dont le η_c et le K_S^0 sont construits sur la liste GTL, *i.e.* nous extrayons un sous-lot de candidats ne contenant que des traces GTL auxquelles nous pouvons associer un facteur de correction c_i. En excluant le kaon de recul $K^\pm$, on peut ainsi calculer un facteur correctif événement par événement et une correction moyenne pour un échantillon simulé donné.
L'écart à 1 de cette correction sur l'échantillon, proprement pondéré suivant les tensions appliquées sur la chambre, est pris comme incertitude systématique sur l'efficacité du signal associée à l'enrichissement potentiel en traces de la liste GTL de candidats B sous l'effet des coupures. Les résultats sont consignés dans la table 6.2, qui contient aussi l'incertitude systématique pour la composante a). L'incertitude systématique totale sur l'efficacité du signal est donnée comme la somme quadratique des deux composantes.

trace	$\sigma(syst.)(\%)$
$GTVL$	$1,3$
GTL	$1,2$
$\pi^\pm$ provenant du K_S^0 (CT)	$1,0$

Tab. 6.1 – *Erreurs systématiques sur l'efficacité de reconstruction des traces associées aux différents types de traces chargées.*

modes	$\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \rightarrow K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
reconstruction	5,8	6,6	3,8	4,6	6,4	7,2
traces GTL	2,3	3,9	2,2	3,5	4,4	6,2
$\sigma(syst.)(\%)$	**6,2**	**7,7**	**4,4**	**5,8**	**7,8**	**9,5**

Tab. 6.2 – *Erreurs systématiques liées à la correction d'efficacité de traces chargés. Les erreurs partielles sont ajoutées quadratiquement pour obtenir l'erreur totale.*

6.2 Correction sur la reconstruction des K_S^0 ($\rightarrow \pi^+ \pi^-$)

Comme nous l'avons souligné précédemment la correction concernant la reconstruction des K_S^0 est traitée séparément de la correction sur la reconstruction des traces chargées en dehors de toute considération sur la qualité des traces chargées.

Un poids est associé à chaque K_S^0 reconstruit, qui dépend de sa distance de vol dans le plan transverse. Les facteurs de correction sont calculés à partir des données en utilisant des événements reconstruits $B \to K_S^0 + X$, pour chaque centimètre de la distance de vol du K_S^0 comprise entre 1 et 40 cm. Le facteur de correction normalisé à la valeur de celui du premier centimètre du parcours considéré est représenté dans la figure 6.2 en fonction de la distance de vol. La correc-

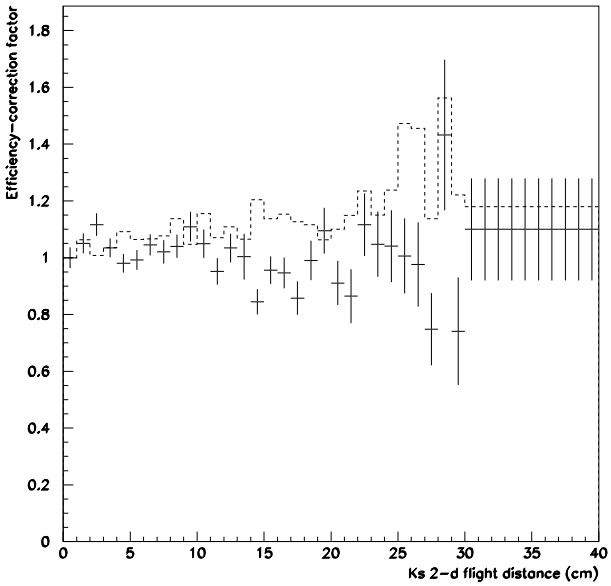


Fig. 6.2 – *Le facteur de correction de l'efficacité en dépendance de la distance de vol des K_S^0 (pour tous les K_S^0 avec $p_t \geq 1$ GeV/c). Les points avec les barres d'erreur correspondent à une tension de la chambre à dérive de* 1900 V. *La ligne pointillée correspond à une tension de* 1960 V.

tion sur la reconstruction des K_S^0 ainsi définie a été calculée et tabulée pour deux lots différents composés :

a) de tous les K_S^0 des événements ;

b) des K_S^0 d'impulsion transverse plus grande que 1 GeV/c.

Pour la correction d'efficacité on utilise les valeurs tabulées relatives au lot b) sans considération du p_t du K_S^0. Les facteurs de correction relatifs au lot a) serviront à la détermination des systématiques. Sur la figure 6.3, les facteurs de correction du K_S^0 de recul de la désintégration $B^0 \to \eta_c K_S^0$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$) simulée sont représentés pour les deux valeurs de haute tension de la chambre (1900 V et 1960 V).

L'incertitude statistique sur la correction d'efficacité de signal

Les K_S^0 de nos candidats B apparaissent sous deux formes, soit comme K_S^0 de recul, soit comme K_S^0 provenant du η_c. Nous avons donc deux topologies différentes possibles pour nos candidats B.

- Les candidats avec un seul K_S^0 et un $K^\pm$ de recul :
  Le facteur de correction de l'échantillon est alors calculé en prennent en compte la correc-

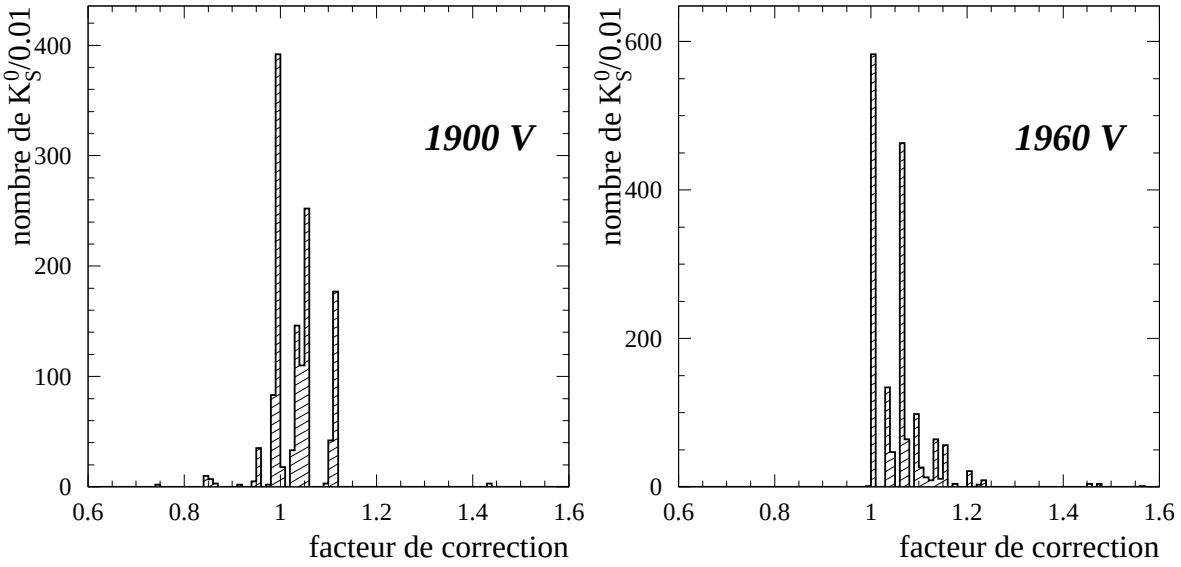


Fig. 6.3 – *Distribution du facteur de correction de l'efficacité de la reconstruction du K_s^0 de recul dans la simulation $B^0 \rightarrow \eta_c K_s^0$ ($\eta_c \rightarrow K_s^0 K^\pm \pi^\mp$). A gauche pour une tension de la chambre de* 1900 V, *à droite pour* 1960 V.

tion sur le $K^\pm$ suivant l'expression :

$$c = c_{K^\pm} \cdot c_{K_S^0}. \tag{6.5}$$

Les $c_{K^\pm}$ et $c_{K_S^0}$ sont calculés suivant l'expression donnée pour la correction sur la reconstruction de traces chargées par l'équation 6.1. L'erreur statistique associée σ_c est donnée par :

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma^2(c_{K^\pm}) + \sigma^2(c_{K_S^0})}. \tag{6.6}$$

- Les candidats avec deux K_S^0 :
  Le facteur de correction de l'échantillon doit tenir compte d'une corrélation éventuelle entre les deux K_S^0 d'un candidat :

$$c = \sum f_i \cdot c_i \cdot f_j \cdot c_j \tag{6.7}$$

avec son erreur statistique σ_c :

$$\begin{aligned} \sigma_c &= \sqrt{\sum f_i^2 \cdot f_j^2 \cdot \sigma_{ij}} \\ \sigma_{ij} &= (\sigma_i c_j)^2 + (\sigma_j c_i)^2 \quad (i \neq j) \\ \sigma_{ii} &= (2\sigma_i c_i)^2 \end{aligned} \tag{6.8}$$

où f_i est la fraction de K_S^0 dans l'intervalle de distance de vol i.

L'incertitude systématique sur la correction d'efficacité du signal

En principe il nous faut distinguer deux composantes associées :

a) à la reconstruction des $\pi^{\pm}$. Cette incertitude a été déjà prise en compte lors de l'estimation de la systématique liée aux traces chargées (Sec. 6.1 et Tab. 6.1) ;

b) au facteur de correction du K_S^0. L'incertitude est estimée à partir de la différence entre les facteurs de correction obtenus pour les deux lots avec et sans coupure sur p_t. Elle est rapportée pour chaque mode de désintégration dans la table 6.3.

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$	$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$
	$B^{\pm}$	B^0	B^0	B^0
$\sigma(syst.)$ (%)	3,6	7,2	3,7	3,8

Tab. 6.3 – *Erreurs systématiques liées à la reconstruction de K_S^0 sur l'efficacité du signal.*

6.3 Correction sur la reconstruction des π^0

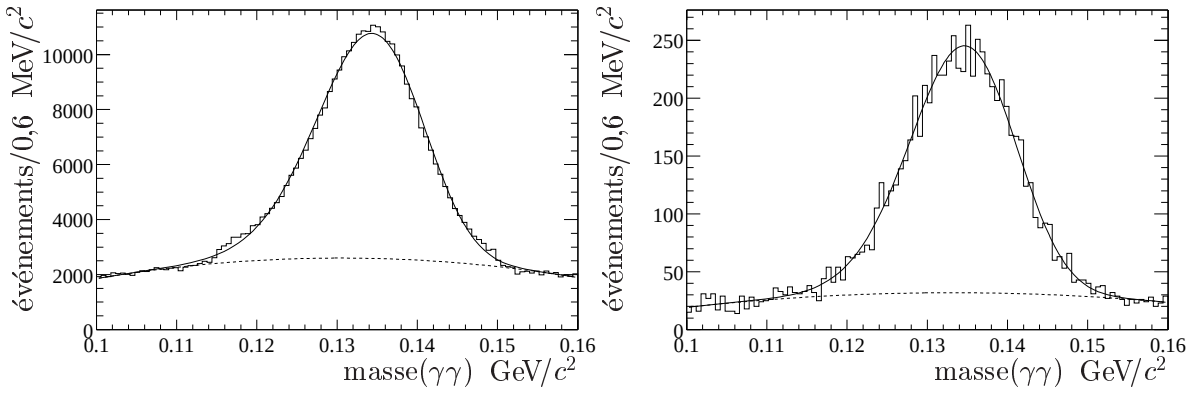
Une comparaison de la reconstruction des π^0 ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) dans la simulation et dans les données est décrite [40]. Les π^0 reconstruits dans les données ont une masse moyenne plus petite et une largeur de distribution plus grande que les π^0 simulés. La différence entre l'efficacité de la reconstruction des π^0 dans la simulation et dans les données est de 5%. Pour améliorer l'accord avec la réalité, les corrections suivantes sont appliquées :

- sur la résolution en énergie des photons est détériorée de $2,5\%$ dans la simulation ;
- l'efficacité de la reconstruction de tous les candidats π^0 est corrigée d'un facteur 0,95, ce qui correspond à une perte de $2,5$ % par photon.

Après dégradation de la résolution en énergie mesurée des photons, le spectre de masse des π^0 reconstruits (Fig. 6.4(b)), est trouvé en bon accord avec les données (Fig. 6.4(a)). Les valeurs de l'ajustement des distributions sont pour la masse et la largeur dans les données $134,36 \pm 0,03$ MeV/c^2, $6,71 \pm 0,04$ MeV/c^2 et dans la simulation $134,63 \pm 0,02$ MeV/c^2, $6,64 \pm 0,16$ MeV/c^2.

L'incertitude systématique sur l'efficacité du signal

On assigne une erreur systématique de 2,5% par π^0 pour tenir compte de la correction de l'efficacité par le facteur 0,95. L'erreur systématique qui est liée à la détérioration de la résolution en énergie des photons est calculée comme écart entre les efficacités obtenues par la simulation et la simulation corrigée ($6,6\%$ pour $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $3,4\%$ pour $B^0 \to \eta_c K_S^0$). En fait cette erreur n'est pas prise en compte dans le bilan final des systématiques car elle est incluse dans la systématique liée à la détermination de la largeur du signal en ΔE comme nous le verrons plus loin en section 6.8.3.



(a) données **(b)** simulation $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$

Fig. 6.4 – *Masse invariante $m(\gamma\gamma)$ dans les données (a) et dans la simulation corrigée (b) en dégradant la résolution en énergie des photons.*

6.4 Correction sur la reconstruction des vertex

Pour la reconstruction des candidats η_c et B, on requiert que l'ajustement du vertex converge sans imposer de coupures sur la probabilité du χ^2 de l'ajustement. Le désaccord entre les données et la simulation peut se quantifier par le rapport :

$$r_v = \frac{(n_{conv}/n_{total})_{données}}{(n_{conv}/n_{total})_{simu}} \tag{6.9}$$

où n_{conv} est le nombre d'événements dont l'ajustement de vertex a convergé et n_{total} celui sur lequel on procéde à l'ajustement. L'écart à 1 de r_v est l'indice d'une correction à effectuer sur la simulation. Cette correction sera la correction d'efficacité du signal.
Pour la détermination de la correction, on utilise un échantillon de données d'événements $B \to \psi(2S)K$ de pureté comprise entre 80% et 90%, car la cinématique est proche des désintégrations $B \to \eta_c K$. La raison en est que l'on ne dispose pas de données pures du signal que l'on étudie. Pour les canaux $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ ($\eta_c \to K^+K^-\pi^0$), avec deux particules chargées, on considère la désintégration $\psi(2S) \to l^+l^-$, et pour le canal $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, avec quatre particules chargées, la désintégration $\psi(2S) \to J/\psi\,(l^+l^-)\pi^+\pi^-$. Les résultats de cette étude sont donnés dans la table 6.4. Pour le $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ où l'on trouve un rapport $r_v = 1$ avec une incertitude de 1%, il n'y a pas de correction à appliquer. Pour le canal $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ on doit appliquer une correction de 2% avec une incertitude de $1,3\%$. Les incertitudes sur le calcul de ces facteurs de correction r_v seront prises comme incertitudes systématiques sur l'efficacité du signal associées à la reconstruction des vertex.

	$\psi(2S) \to l^+l^-$	$\psi(2S) \to J/\psi\,(l^+l^-)\pi^+\pi^-$
$(n_{conv}/n_{all})_{données}$	102/102	131/134
$(n_{conv}/n_{all})_{simu}$	2975/2978	3849/3856
r_v	$1 \pm 0,01$	$0,980 \pm 0,013$

Tab. 6.4 – *Facteurs de correction r_v sur la reconstruction de vertex déterminés à partir d'échantillon des désintégrations $B \to \psi(2S)K$.*

	décalage de l'impulsion		détérioration de la résolution	
	1900 V	1960 V	1900 V	1960 V
méthode 1	0,120	0,105	1,275	1,175
méthode 2	0,13±0,05	0,06±0,06	1,29±0,06	1,19±0,08

Tab. 6.5 – *Facteurs de correction des impulsions transverses des traces chargées (paramètres de la fonction gaussienne de brouillage de $1/p_t$).*

6.5 Correction sur l'impulsion des particules chargées

Comme déjà souligné dans la section 5.6 (Fig. 5.18), les distributions de ΔE dans les données sont décalées par rapport à zéro d'environ -10 MeV. De plus leurs largeurs sont de 30% – 40% plus importantes dans les données que dans la simulation.
Ceci suggère un défaut de modélisation des impulsions de traces chargées dont l'origine peut être attribuée à une mauvaise description de matériaux, de mauvais alignements de sous-détecteurs ou une mauvaise représentation du champs magnétique. Pour pallier à ces défauts on a recours à un réajustement ainsi qu'à un brouillage des impulsions au travers de la convolution de l'inverse de l'impulsion transverse par une fonction gaussienne. La détermination de la valeur moyenne (décalage en impulsion) et de la largeur (résolution d'impulsion) de la fonction gaussienne est éffectuée sur des échantillons d'événements $B \to J/\psi\,K$, pour des raisons analogues à celles évoquées pour la correction de la reconstruction de vertex. Pour ce cas particulier on considère les désintégrations $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ et les paramètres de la correction sont évalués suivant deux méthodes.

Méthode 1

Dans cette méthode on procéde par tâtonnement en essayant divers jeux de paramètres de la fonction gaussienne afin d'obtenir le meilleur accord entre les données et la simulation ainsi corrigée, pour d'une part la masse et la largeur du J/ψ reconstruit, et pour d'autre part le centrage et la largeur de la distribution ΔE. Les résultats sont donnés dans la table 6.5 pour les deux lots de haute tension de la chambre.

Méthode 2

Dans cette seconde méthode, on définit la quantité dite « *pull* », calculée pour chaque muon de la désintégration du J/ψ, comme la différence entre l'impulsion transverse avant et après ajustement de vertex contraint sur la masse du J/ψ, normalisée à la diminution des incertitudes

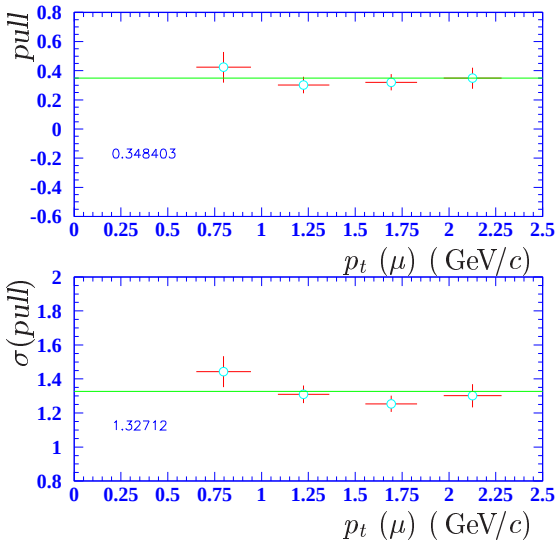


Fig. 6.5 – *Distribution du « pull » et de son erreur en fonction de l'impulsion transverse.*

correspondant à chaque détermination de l'impulsion du muon :

$$pull \equiv \frac{p_{t_1} - p_{t_2}}{\sqrt{\sigma^2_{p_{t_1}} - \sigma^2_{p_{t_2}}}} \tag{6.10}$$

Pour déterminer les paramètres de la fonction gaussienne on procède en deux étapes. Dans la première on calcule la valeur du « *pull* » et de sa dispersion sur les données, comme représenté sur la figure 6.5 en fonction du p_t des muons. Aucune dépendance de ces quantités n'est observée en fonction du p_t.
Dans la seconde étape on cherche en procédant comme dans la méthode 1, le jeu de paramètres de la fonction gaussienne qui, dans la simulation donne les mêmes valeurs de « *pull* » et de sa dispersion que celles obtenues dans les données. Concrètement, cela revient à étudier pour la simulation la dépendance du « *pull* » et de sa dispersion en fonction des paramètres. On observe une dépendance linéaire que l'on peut ajuster (Fig. 6.6) et d'où par interpolation on obtient les facteurs de correction donnés dans la table 6.5. On constate que les deux méthodes donnent des résultats en parfait accord. Les erreurs sur les valeurs des facteurs de correction sont obtenues de même par interpolation à partir de celles sur le « *pull* » et de la dispersion mesurés sur les données, comme illustré dans la figure 6.6 par les lignes horizontales qui donnent les valeurs des mesures à 1σ sur ces quantités. A ces erreurs on ajoute quadratiquement celle qui provient de l'ajustement linéaire dans la simulation du « *pull* » et de sa dispersion en fonction des paramètres de la fonction gaussienne.

Des deux méthodes que nous venons de décrire pour la détermination de la correction de l'impulsion de particules chargées, nous retiendrons la seconde. L'erreur systématique qui lui est associée

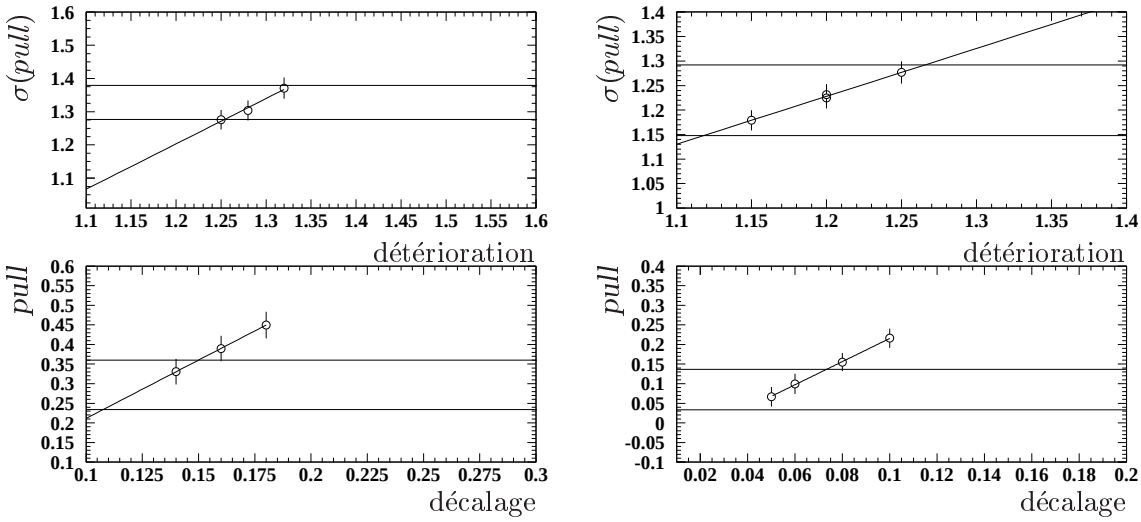


Fig. 6.6 – « *Pull* » *et sa dispersion en fonction des facteurs de correction de l'impulsion des traces chargées dans la simulation. Les lignes horizontales délimitent les mesures à* 1σ *faites dans les données.*

est obtenue en faisant varier les valeurs des paramètres de la fonction gaussienne d'une quantité égale à leurs erreurs ($\pm 1\sigma$). Les résultats sont donnés en table 6.6 pour tous les modes étudiés. En fait, ce que l'on constate, est que lorsqu'on corrige la simulation suivant la procédure retenue, les distributions en ΔE des désintégrations $B \to \eta_c K$ montrent encore un certain désaccord avec les données. Les corrections que nous serons amenés à faire sur les distributions ΔE d'une simulation corrigée prendront automatiquement en compte ces systématiques (Sec. 6.8.3).

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
$\sigma(syst.)$ (%)	2,1	1,2	0,6	0,4	1,1	0,8

Tab. 6.6 – *Incertitudes systématiques sur l'efficacité du signal associées à la détérioration des impulsions.*

6.6 Correction sur l'identification de particules

Pour traiter le problème du désaccord entre les données et la simulation de l'identification des particules, des tables d'efficacité et de pollution ont été élaborées à partir d'échantillons de contrôle de données suffisamment pures (Sec. 4.4). Dans notre étude sur la désintégration $B \to \eta_c K$, les seules particules identifiées pour la sélection des candidats sont les kaons. La table correspondante a été élaborée sur des échantillons de $D^* \to D^0\ \pi$ ($D^0 \to K\pi$) et $K^0_S \to \pi^+\ \pi^-$. Elle dépend :

- du type de sélecteur du kaon ;
- de la charge du kaon ;

- de l'impulsion du kaon sur l'intervalle $[0,25,5,0]$ GeV/c ;
- de l'angle polaire sur les intervalles ([0,45, 2,55] rad pour le *DIRC* et [0,35, 2,45] rad pour la région vers l'avant) ;
- de la tension dans la chambre (1900 V, 1960 V).

Les zones d'acceptance en impulsion et angle polaire des tables définissent nos coupures cinématiques sur les $K^{\pm}$ de nos candidats B.
La procédure de correction utilise ces tables pour réattribuer une identité à chaque trace en tenant compte de son impulsion, de sa direction de propagation, de la probabilité d'une bonne identification comme kaon et de la probabilité d'attribuer à un pion l'identité d'un kaon.
Pour la simulation de la désintégration $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ l'efficacité corrigée de l'identification de kaons en fonction de l'impulsion est montrée sur la figure 6.7.

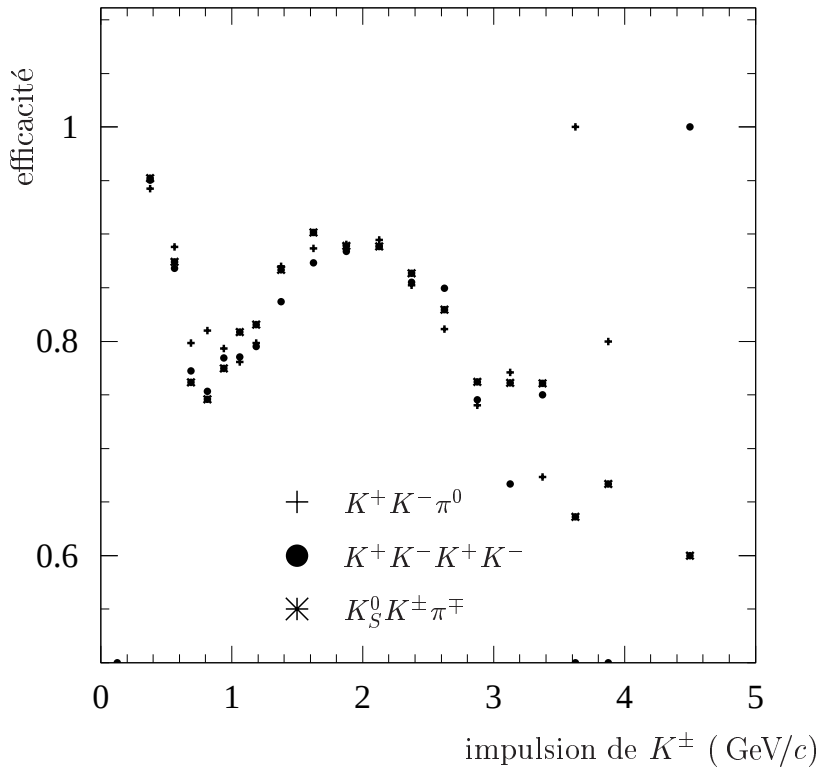


Fig. 6.7 – *Efficacité corrigée de l'identification du kaon de recul pour la désintégration $B \to \eta_c K$ en fonction de l'impulsion.*

Les facteurs de correction sont donnés par la table 6.7. En général la simulation surestime l'efficacité d'identification des $K^{\pm}$ de 10 à 15% pour les kaons de basse impulsion : $0,5$ GeV/$c < p < 1$ GeV/c. Ceci explique que le canal $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ ait le plus fort facteur de correction d'environ 0,8. Notons aussi la plus grande correction à apporter aux désintégrations du $B^{\pm}$ par rapport au B^0 en raison de la présence du $K^{\pm}$ de recul.

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
facteur de correction de l'efficacité	0,913	0,978	0,890	0,940	0,821	0,850

Tab. 6.7 – *Correction d'efficacité dûe à l'identification des kaons.*

L'incertitude statistique

L'erreur statistique sur le facteur de correction d'identification des kaons est liée à l'erreur statistique sur les probabilités tabulées à partir des échantillons de contrôle (Sec. 6.1). L'erreur par kaon est en moyenne de $0,2\%$, donc suffisamment petite pour qu'on puisse ne pas consider les corrélations. Si plus d'un $K^\pm$ est présent par candidat B, les erreurs sont ajoutées linéairement si un même sélecteur est utilisé pour l'identification des traces, quadratiquement si les sélecteurs sont différents. Les résultats se trouvent dans la deuxième ligne de la table 6.9.

L'incertitude systématique sur l'efficacité du signal

Les incertitudes systématiques sur la correction d'identification des kaons sont en partie liées à la soustraction du bruit de fond dans l'échantillon de contrôle de D^* et dans les données $B \to \eta_c K$, mais aussi à la différence entre l'échantillon de D^* et ceux du η_c que l'on veut étudier.
Les erreurs dues à la soustraction du bruit de fond combinatoire dans l'échantillon de contrôle de D^* sont décomposées de la façon suivante :

a) 0,8% par $K^\pm$, venant de la méthode de soustraction du bruit de fond ;
b) 1,1% par $K^\pm$, venant de la différence observée dans la simulation d'un échantillon de D^*, entre la détermination du bruit de fond par un ajustement et le bruit de fond vrai ;
c) 0,2% par $K^\pm$, liée à la statistique limitée de l'échantillon de la simulation servant à la détermination des tables d'efficacité de l'identification ;
d) l'erreur statistique liée à la soustraction du fond dans les échantillons de contrôle de données utilisés pour l'établissement des tables. Contrairement aux trois contributions précédentes, cette dernière erreur dépend légérement de l'impulsion de $K^\pm$. Elle est de 0,2% pour le mode $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, 0,8% pour le mode $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ et 1,6% pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ (tous les kaons confondus) ;

Ces quatre erreurs, indépendantes l'une de l'autre, s'ajoutent quadratiquement.
Le second ensemble d'erreurs systématiques est liée aux différences potentielles entre les kaons provenant du lot de D^* et ceux des désintégrations $B \to \eta_c K$, induites par les coupures de la sélection. La grandeur de ces incertitudes a été évaluée en comparant dans des lots simulés l'efficacité d'identification en fonction de l'impulsion, des vrais kaons issus de vrais D^* ou de vrais η_c. Ceci est illustré dans la figure 6.8 où l'efficacité mesurée est la fraction de vrais $K^\pm$ identifiés par le sélecteur qui sont retenus après les coupures d'analyse.
L'incertitude systématique pour un échantillon de données est calculée à partir de la différence des efficacités d'identification entre les deux lots simulés de D^* et de η_c, différence pondérée par le spectre en impulsion. Le résultat est donné en table 6.8, où nous avons séparé la contribution relative au $K^\pm$ de recul de celle des $K^\pm$ provenant du η_c et pour laquelle des sélecteurs

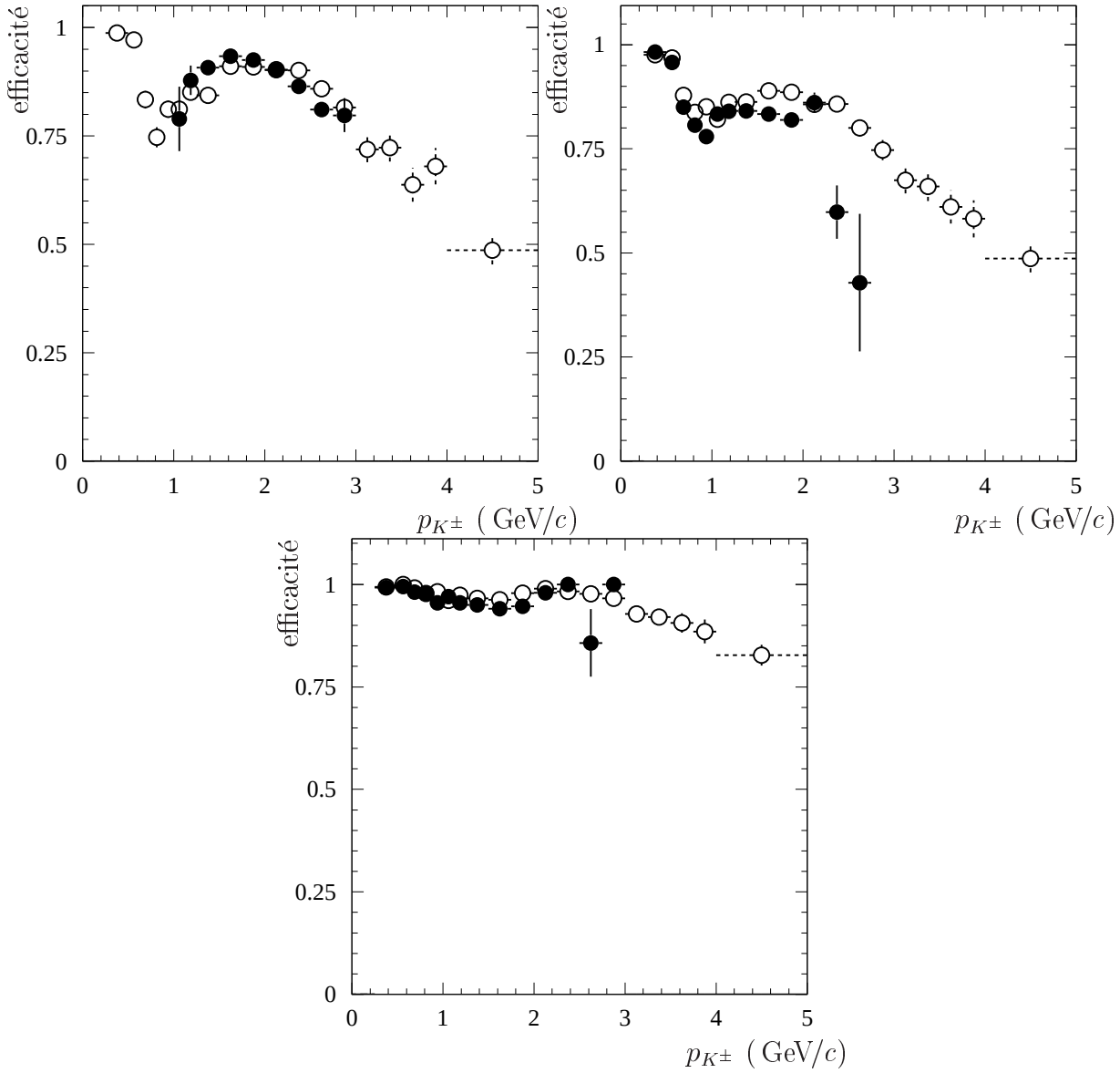


Fig. 6.8 – *Efficacité d'identification du $K^\pm$ en fonction de l'impulsion pour les sélecteurs « NNVeryLoose » (en haut à gauche) , « NNTight » (en haut à droite) et « NNnotAPion (en bas) ». Simulations de : D^* (cercle vide) et $B \to \eta_c K$ ($\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$) (cercle plein).*

d'identification différents sont utilisés. L'erreur pour le kaon de recul est calculée en mélangeant tous les modes $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$. En présence de plusieurs $K^{\pm}$ l'incertitude totale est la somme des erreurs calculées sur chacun d'eux. Pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ il faut se rappeler que trois des $K^{\pm}$ sont sélectionnés par le sélécteur « *NNTight* », le quatrième par le sélecteur « *NNnotAPion* ». L'incertitude totale est reportée dans la table 6.9 qui résume l'ensemble des erreurs systématiques sur la correction d'efficacité du signal associée à la correction sur l'identification de $K^{\pm}$.

modes	$\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^{\pm}$	B^0	$B^{\pm}$	B^0	$B^{\pm}$	B^0
$K^{\pm}$ kaon de recul	3,4		3,4		3,4	
$K^{\pm}$ du η_c	2,5 (« *NNVeryLoose* »)		2,4 (« *NNVeryLoose* »)		2,6 (« *NNTight* ") 1,0 (« *NNnotAPion* »)	
total	5,9	2,5	8,2	4,8	12,2	8,8

Tab. 6.8 – *Erreurs systématiques (%) sur la correction d'efficacité de l'identification de kaons calculées à partir des échantillons de D^* et de η_c simulés. Le type de sélecteur des $K^{\pm}$ est donné entre parenthèses.*

modes	$\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^{\pm}$	B^0	$B^{\pm}$	B^0	$B^{\pm}$	B^0
statistique D^*	0,4	0,2	0,7	0,6	1,1	1,1
soustraction de bruit de fond D^*	2,8	1,4	4,2	2,8	7,0	5,7
différences $D^* \leftrightarrow \eta_c$	5,9	2,5	8,2	4,8	12,2	8,8
$\sigma(syst.)$ total	6,5	2,9	9,2	5,6	14,1	10,5

Tab. 6.9 – *Erreurs systématiques (%) sur la correction d'efficacité du signal associées à l'identification de $K^{\pm}$.*

6.7 Erreurs systématiques associées aux coupures

Toute variation sur une des coupures appliquées dans l'analyse, tel que, par exemple la coupure sur la largeur de la fenêtre de masse du K^0_S, se traduit par des variations simultanées sur les efficacités de détection du signal et du bruit de fond combinatoire dans les données et la simulation. Dans le cas idéal, l'effet de ces variations sur la mesure des rapports d'embranchement s'annule, pourvu que la forme des spectres des données soit très bien modélisée. En pratique on observe de légers désaccords qui conduisent à une erreur systématique. Dans cette section nous allons étudier la stabilité de nos résultats en fonction de la variation des différentes coupures sur le K^0_S, le π^0, le discriminant de *Fisher* $\mathcal{F}$ et la largeur du η_c.

6.7.1 Les coupures sur les K_S^0

Les distributions des variables de coupure sur les K_S^0 (masse invariante, distance de vol du K_S^0, en unités de $\sigma_{K_S^0}$ et $\cos\alpha_{K_S^0}$) obtenues dans la simulation sont comparées à celles des données dans les figures 6.9 à 6.11. Ces distributions sont renormalisées à 1. Elles sont obtenues à partir de candidats B^0 sélectionnés en appliquant uniquement les coupures sur les variables de K_S^0 à l'exclusion de la variable représentée (par exemple pour la figure sur la masse invariante les coupures sont appliquées sur le vol et $\cos\alpha_{K_S^0}$).

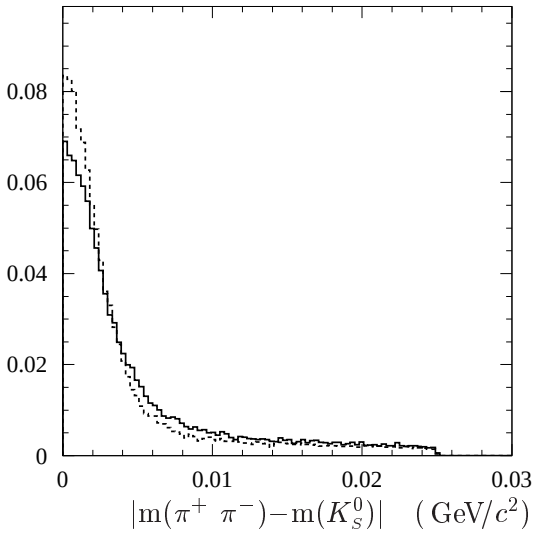


Fig. 6.9 – *Masse ($\pi^+\ \pi^-$) comparée à la masse du K_S^0 dans les données (ligne continue) et dans la simulation (ligne pointillée).*

En principe il aurait fallu appliquer toutes les coupures de la sélection à l'exclusion de celle sur le K_S^0 pour pouvoir faire cette comparaison. Le défaut de statistique ne permet pas de procéder cette façon.

Le niveau de désaccord entre les données et la simulation peut se quantifier de la façon suivante :

- La résolution en masse des K_S^0 dans les données est environ 30% moins bonne que dans la simulation, voir la figure 6.9, où se trouve representée la valeur absolue de l'écart à la masse du K_S^0, de la masse invariante de système ($\pi^+\ \pi^-$) reconstruit.
- Pour une même efficacité dans les données et la simulation, la coupure sur la distance de vol doit être relâchée dans la simulation de $3,0(2,0)\ \sigma$ à $2,45(1,8)\ \sigma$ pour les K_S^0 de recul (du η_c), comme le montre la distribution cumulée dans la figure 6.10.
- Pour une même efficacité dans les données et la simulation, la coupure sur $\cos\alpha_{K_S^0}$ doit être resserrée dans la simulation de $0,9995(0,990)$ à $0,9998(0,996)$ pour les K_S^0 de recul (du η_c), conformément aux distributions cumulées de la figure 6.11.

L'erreur systématique associée à chaque coupure est prise égale à la variation observée sur la mesure de l'efficacité du signal lorsqu'on fait varier la coupure indépendamment des autres de

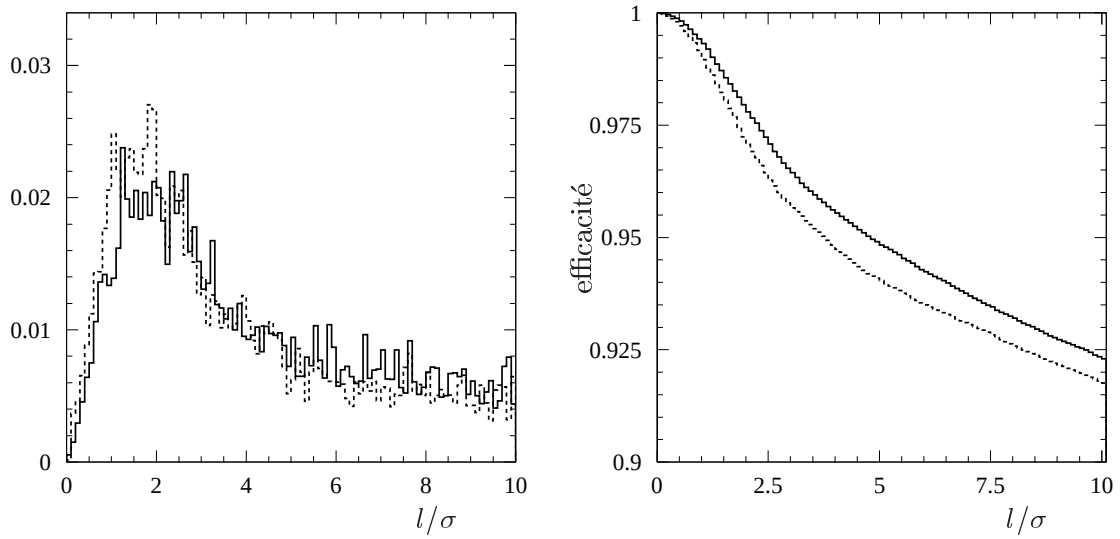


Fig. 6.10 – *Distance de vol du K_S^0 (en unitées de $\sigma_{K_S^0}$) pour les données (ligne continue) et dans la simulation (ligne pointillée). La figure de droite montre la distribution cumulée.*

la quantité qui rend la simulation conforme aux données. Cette estimation donne une limite supérieure sur l'incertitude des mesures des rapports d'embranchement, car elle ne prend pas en compte les corrélations entre signal, bruit de fond combinatoire et efficacité. Dans le cas de la désintégration $B^0 \to \eta_c K_S^0$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$) les erreurs systématiques dues à chacune des coupures sur les deux K_S^0 sont ajoutées linéairement. Les erreurs systématiques calculées pour chaque mode de désintégration se trouvent dans la table 6.10. L'erreur systématique totale est la somme quadratique des erreurs systématiques partielles.

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$	$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$
	$B^\pm$	B^0	B^0	B^0
m (π^+ π^-)	$-3,7$	$-7,8$	$-3,0$	$-4,0$
l (en $\sigma_{K_S^0}$)	$-4,4$	$-6,0$	$-2,2$	$-2,0$
$\cos\alpha_{K_S^0}$	0,1	0,1	0	0
$\sigma(syst.)$ (%)	5,7	9,9	3,7	4,4

Tab. 6.10 – *Erreurs systématiques (en %) relatives aux critères de sélection des K_S^0.*

6.7.2 Les coupures de sélection des π^0

Les distributions des variables de coupures de sélection des π^0 pour le mode de désintégration $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ sont représentées dans les figures 6.12 à 6.15, où sont comparées les données à la simulation. On observe ici un bon accord entre les deux lots considérées. Pour la masse et sa résolution le désaccord n'excéde pas 1%. Pour avoir une bonne estimation d'une différence

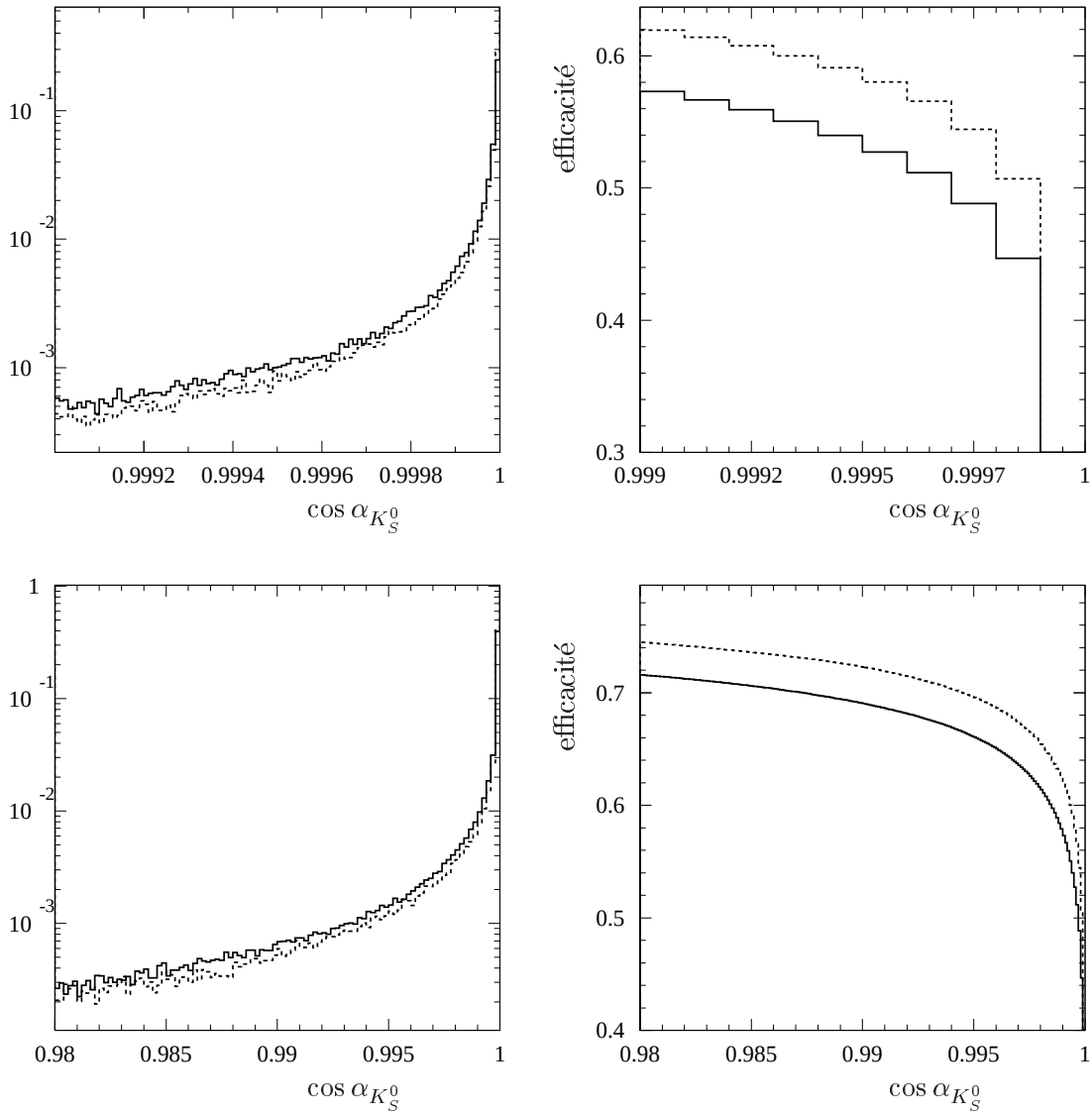


Fig. 6.11 – $\cos\alpha_{K_S^0}$ *pour les* K_S^0 *de recul (en haut) et les* K_S^0 *provenant du* η_c *(en bas) pour les données (ligne continue) et dans la simulation (ligne pointillée). Les figures de droite sont les distributions cumulées de celles de gauche.*

mode	$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$
σ (masse du π^0)	2,1
σ (LAT)	1,4
$\sigma(syst.)$ total	2,5

Tab. 6.11 – $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ *: erreurs systématiques (%) sur l'efficacité du signal associée aux coupures appliquées sur les* π^0.

éventuelle, les distributions en masse sont étudiées plus en détail suivant la procédure :

- le bruit de fond est ajusté par un polynôme d'ordre 3 ;
- le signal est ajusté par la fonction [56]

$$f(x) = N \cdot \begin{cases} \exp(-\frac{(x-\overline{x})^2}{2\ \sigma^2}) & ;\ (\overline{x}-x)/\sigma > \alpha \\ A \times (B - \frac{x-\overline{x}}{\sigma})^{-n} & ;\ (\overline{x}-x)/\sigma \leq \alpha \end{cases}$$

  où

$$A \equiv \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \times \exp(-|\alpha|^2/2)$$

  et

$$B \equiv \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

  N est un facteur de normalisation, $\overline{x}$ et σ sont la position du pic et la largeur de la fonction gaussienne, α est le point de rencontre des deux fonctions partielles et n est l'exposant de la fonction puissance. A et B sont définis de façon telle que les fonctions et leur première dérivée soient continues en α ;
- le bruit de fond est soustrait de la distribution en masse canal par canal (Fig. 6.12) ;
- on compare dans les données et la simulation les distributions intégrées de la masse du π^0, séparement sur chacun des intervalles inférieur et supérieur à la masse du π^0 ($m_{\pi^0} = 135$ MeV/c^2).

Pour la coupure de ± 15 MeV/c^2 centrée sur la masse du π^0, on note qu'on sélectionne $98-99\%$ des π^0 et que la différence entre les données et la simulation est de $0,4-0,5\%$. Ce léger désaccord correspond à une erreur systématique de 1,5 MeV/c^2 sur la masse. En diminuant les bornes de la fenêtre d'acceptance des π^0 de 1,5 MeV/c^2, soit 10% de sa largeur totale, l'efficacité sur le signal est diminuée de $2,1\%$. Par contre un élargissement de la fenêtre d'acceptance n'a aucun impact sur la mesure de l'efficacité. Un léger désaccord systématique est apparent dans la distribution de la variable LAT (définie dans la section 4.6.1) et correspond à une systématique de $\pm 1,4\%$ dans le calcul de l'efficacité du signal. En ce qui concerne les autres variables de coupures sur le π^0 (énergie de photons et hélicité du π^0) l'incertitude systématique associée est négligable.
L'ensemble de ces résultats sur les systématiques liée à la sélection de π^0 est regroupé dans la table 6.11.

6.7.3 Les coupures sur la variable $\mathcal{F}$

En ce que concerne le discriminant de *Fisher* nous poursuivons la même procédure que nous venons de voir appliquer tour à tour pour les coupures sur les K^0_S, puis sur les π^0.

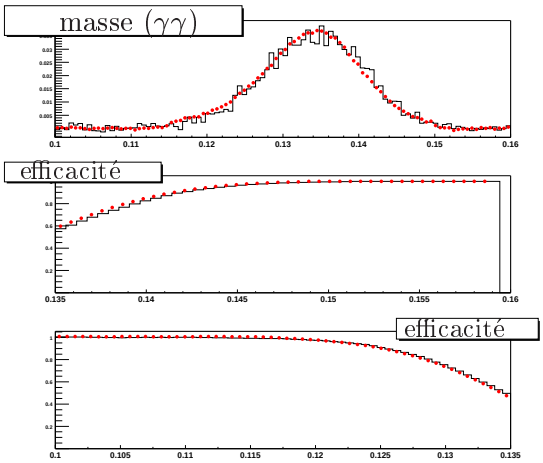


Fig. 6.12 – *Masse invariante du système ($\gamma\gamma$). Le bruit de fond est soustrait (en haut). Les données sont représentées par les points, la simulation par une ligne continue. Distributions cumulées pour $m(\gamma\gamma) > m_{\pi^0}$ (au milieu) et $m(\gamma\gamma) < m_{\pi^0}$ (en bas).*

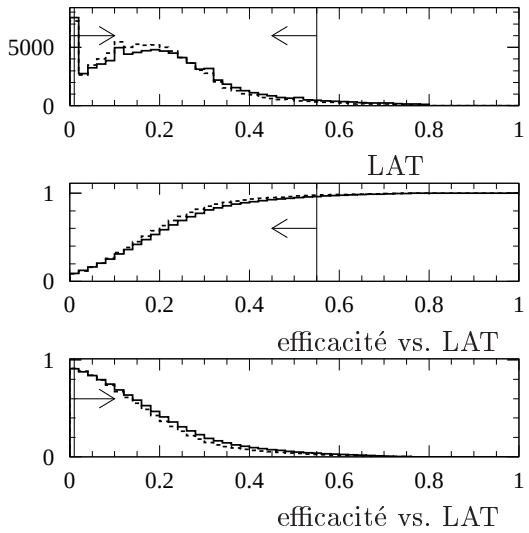


Fig. 6.13 – *Variable LAT pour les photons provenant du π^0 pour les données (ligne continue) et la simulation (ligne pointillée) avant coupures (figure en haut). La figure du milieu (bas) donne la distribution cumulée de LAT=0 à LAT=1 (1 à 0). Les fléches délimitent la zone retenue par les coupures.*

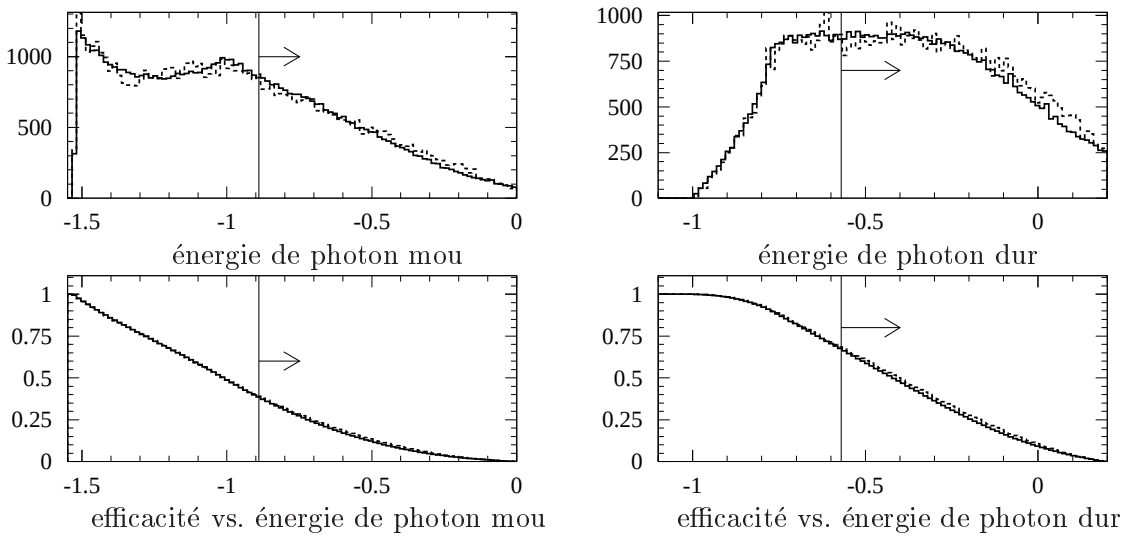


Fig. 6.14 – *Énergie des photons de π^0, données (ligne continue) et simulation (ligne pointillée), avant coupures. Les figures de gauche sont relatives aux photons mous, celles de droite aux photons durs composant le π^0. Les figures du bas sont les distributions cumulées. Les fléches indiquent la coupure.*

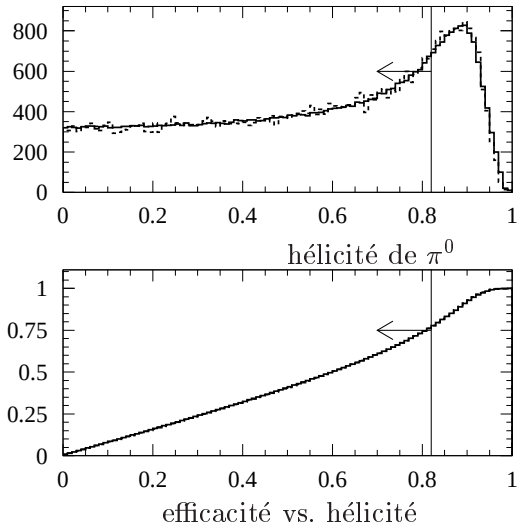


Fig. 6.15 – *Hélicité de π^0, données (ligne continue) et simulation (ligne pointillée), avant coupures. La figure du bas est la distribution cumulée. Les fléches indiquent la coupure.*

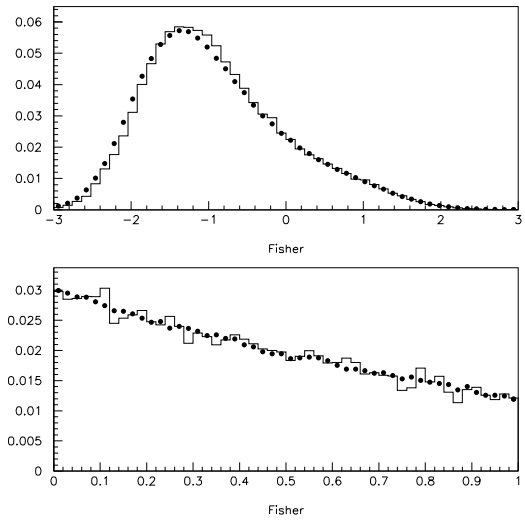


Fig. 6.16 – *Distribution de $\mathcal{F}$ pour le canal $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$, les données sont représentes par les points et la simulation de bruit de fond combinatoire par l'histogramme. Les distributions sont normalisées à 1. La figure du bas est un élargissement de la zone d'application de la coupure [0,1].*

Les distributions de la variable $\mathcal{F}$ pour le mode $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ sont données sur la figure 6.16 pour les données comparés à la simulation du fond continuum $(uds, c\overline{c})$ et $b\overline{b}$. Ces distributions sont dominées par le bruit de fond combinatoire. Les seules coupures appliquées pour l'obtention de $\mathcal{F}$ sont celles de la présélection. Étant donné que pour le lot du η_c la statistique est très limitée, on utilise un échantillon de contrôle ($B^\pm \to J/\psi\, K^\pm$) pour l'estimation de l'erreur systématique. Ceci est illustré par la figure 6.17 où les distributions sont obtenues en appliquant le discriminant de *Fisher* optimisé pour le mode $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$, aux événements de l'échantillon de contrôle. Bien que les distributions données et simulation de l'échantillon de contrôle soient très similaires, on observe un léger décalage entre ces distributions, que l'on met clairement en évidence en comparant leurs distributions intégrées (Fig. 6.18). Pour une efficacité dans les données fixée, la même efficacité dans la simulation se traduit par un décalage d'environ 0,05 sur la coupure de $\mathcal{F}$. Pour les modes $\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, on arrive aux mêmes conclusions. On doit garder à l'esprit que dans cette procédure les coefficients du discriminant $\mathcal{F}$ ne sont pas calculés avec des événements $B^\pm \to J/\psi\, K^\pm$, mais avec des événements $B \to \eta_c K$.
Les erreurs systématiques, données dans la table 6.12, liées à la coupure sur $\mathcal{F}$ sont déterminées uniquement à partir des variations sur les efficacités de sélection du signal, induites par le désaccord observé entre la simulation et les données des échantillons $B^\pm \to J/\psi\, K^\pm$.

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
$\sigma(syst.)$ (%)	$2,9$	$2,2$	$4,0$	$3,9$	$1,1$	$\pm 2,3$

Tab. 6.12 – *L'incertitude systématique sur l'efficacité de signal liée à la coupure sur $\mathcal{F}$.*

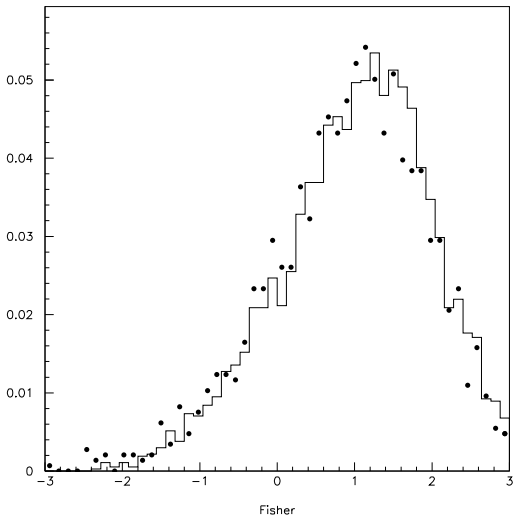


Fig. 6.17 – *Distribution de $\mathcal{F}$ pour $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$, les données sont représentées par les points et la simulation par l'histogramme. Les distributions sont normalisées à 1.*

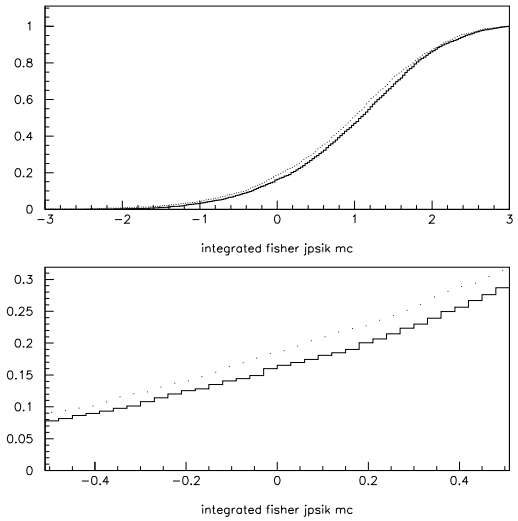


Fig. 6.18 – *Distribution de $\mathcal{F}$ cumulée pour $B^{\pm} \to J/\psi K^{\pm}$, les données sont représentées par la ligne pointilée et la simulation par l'histogramme. La figure du bas est un élargissement de la figure du haut pour l'intervalle [-0,5, 0,5].*

6.7.4 Spectre de masse du η_c

Dans la section 2.3.2 nous avons discuté la part d'incertitude attachée à la mesure de la largeur du η_c. Pour nos études de simulation nous avons utilisé comme largeur, la valeur moyenne

$16,7 \pm 6,0$ MeV/c^2. L'incertitude sur l'efficacité du signal, associée aux candidats η_c, va dépendre de celles liées:

- à la largeur du η_c ;
- à la résolution sur la masse reconstruite du η_c.

Pour la première composante sa contribution est déterminée en calculant la variation sur l'efficacité de la sélection, consécutive à l'élargissement ou au rétrécissement de la largeur d'une valeur de 6 MeV/c^2 (l'erreur sur la largeur). L'incertitude systématique retenue est celle qui correspond à la plus grande variation sur l'efficacité. Les résultats se trouvent dans la table 6.13.
La résolution sur la masse du η_c est d'environ 15 MeV/c^2. Une variation de $10-20\%$ sur cette résolution est négligeable en regard de l'incertitude sur la mesure de sa largeur ($6,0$ MeV/c^2). Ce que confirme la comparaison des tables 6.6 et 6.13, d'après lesquelles on note qu'une dégradation d'environ 20% sur la mesure des impulsions des traces chargées donne une erreur plus faible sur la mesure des efficacités que celle associée à la largeur du η_c.

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
$\sigma(syst.)(\%)$	$3,1$	$3,4$	$3,3$	$2,9$	$2,1$	$3,8$

Tab. 6.13 – *Incertitudes systématiques sur l'efficacité du signal liée à l'incertitude sur la largeur du η_c.*

6.8 $m_{\rm ES}$ et ΔE et estimation des erreurs

On se souvient que pour la mesure des rapports d'embranchement nous avons découpé une région définissant la zone du signal dans le plan ($m_{\rm ES}$,ΔE). Les limites optimales de la région sont déterminées à partir de la simulation. Il est donc vital de s'assurer que cette région est conforme à ce que l'on observe dans les données afin de ne pas biaiser la mesure. Nous avons pour cela comparé les distributions de ces variables obtenues dans la simulation, dans cette même simulation corrigée (dégradation des impulsions des traces et l'énergie des photons) et dans les données pour les candidats $B \to \eta_c K$. Les comparaisons ne révélent pas de désaccords majeurs sur les résolutions de $m_{\rm ES}$ et ΔE. Par contre on observe un net décalage du centre des distributions en ΔE. Ces comparaisons ont servi de base à l'estimation des incertitudes systématiques sur l'efficacité du signal associées aux variables $m_{\rm ES}$ et ΔE.

6.8.1 La résolution en $m_{\rm ES}$

Les distributions en $m_{\rm ES}$ sont bien modélisées par la somme d'une fonction *Argus* pour le fond et d'une fonction gaussienne décrivant le signal, comme l'illustre la figure 6.19.
La résolution déterminée par la simulation, *i.e.* la largeur de la fonction gaussienne, est insensible à l'impulsion et l'énergie des produits de désintégrations, comme le suggére les comparaisons de la simulation brute et corrigée du signal dans la figure 6.20. On note par ailleurs que ce résultat ne dépend ni de la charge du B, ni du mode de désintégration du η_c. De même que, si la résolution moyenne calculée sur tous les modes est d'environ 20% plus grande dans les données ($3,04$ MeV/$c^2 \pm 0,3$ MeV/c^2) que dans la simulation corrigée ($2,53$ MeV/$c^2 \pm 0,03$ MeV/c^2), cet

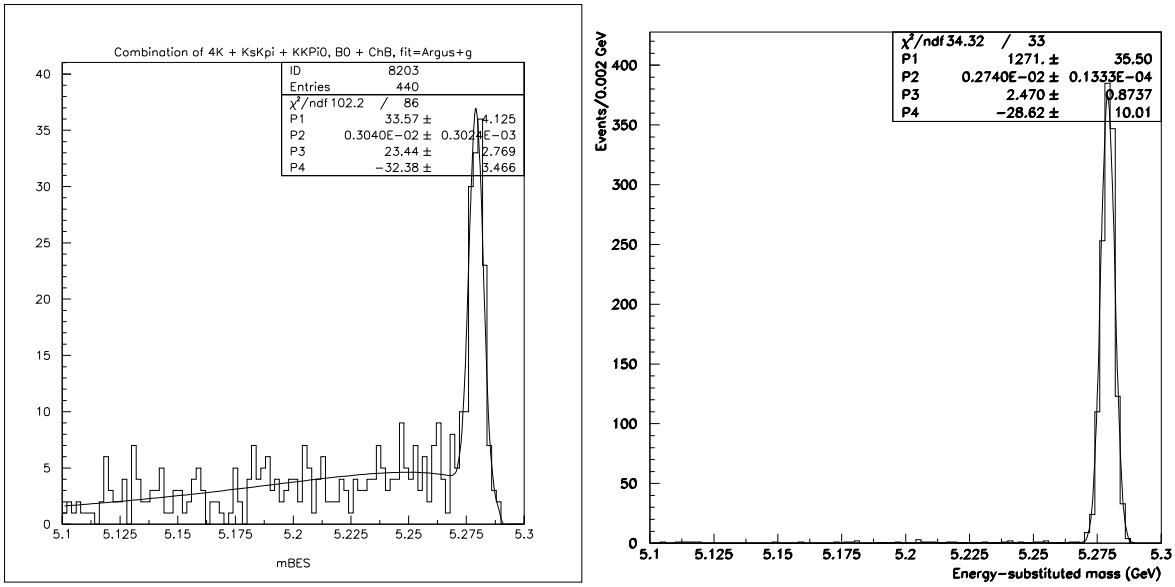


Fig. 6.19 – *Ajustement des distributions* $m_{\rm ES}$ *pour les données* $B \to \eta_c K$ *(avec* $\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$*,* $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ *et* $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$*) (à gauche) et la simulation* $B^\pm \to \eta_c K^\pm$ *(*$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$*) (à droite). La résolution est* $3,04 \pm 0,30$ MeV/c^2 $(2,74 \pm 0,01$ MeV/$c^2)$ *pour les données (pour la simulation).*

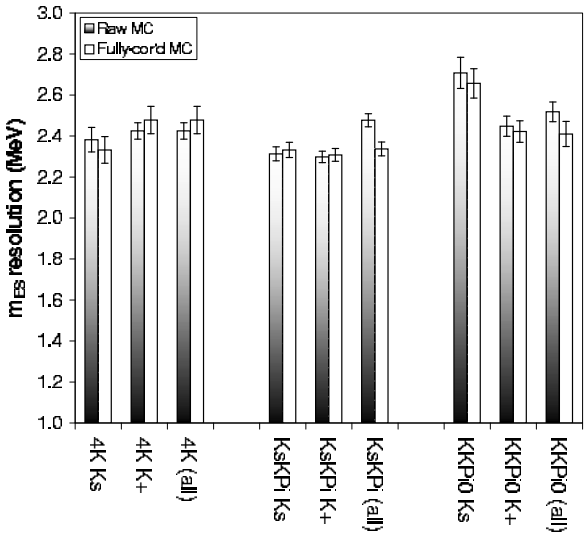


Fig. 6.20 – *Comparaison des résolution sur* $m_{\rm ES}$ *entre les simulations brutes (histogramme plein) et corrigées (histogramme vide) pour les modes* $B^\pm \to \eta_c K^\pm$*,* $B^0 \to \eta_c K_S^0$ *et leur combinaison.*

écart reste raisonnable $(1,7\sigma)$. Les fluctuations observées canal par canal semblent de nature purement statistique comme le suggère la figure 6.21. Toutes ces constatations nous conduisent à considérer la différence entre données et simulation comme le reflet de la seule statistique et à ne pas associer d'erreur systématique sur l'efficacité du signal en liaison avec m_{ES}.

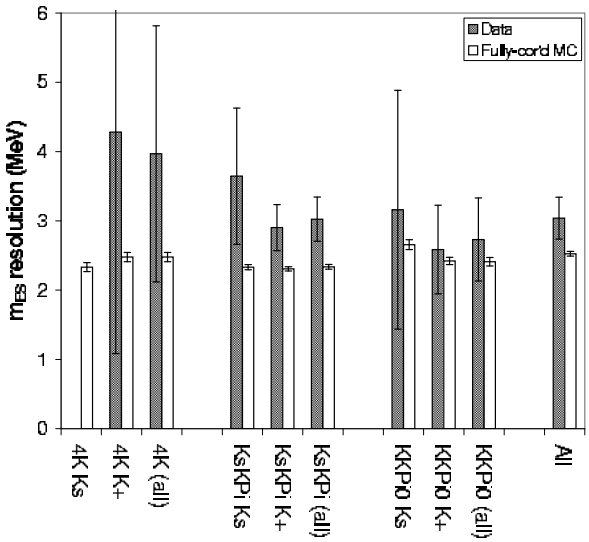
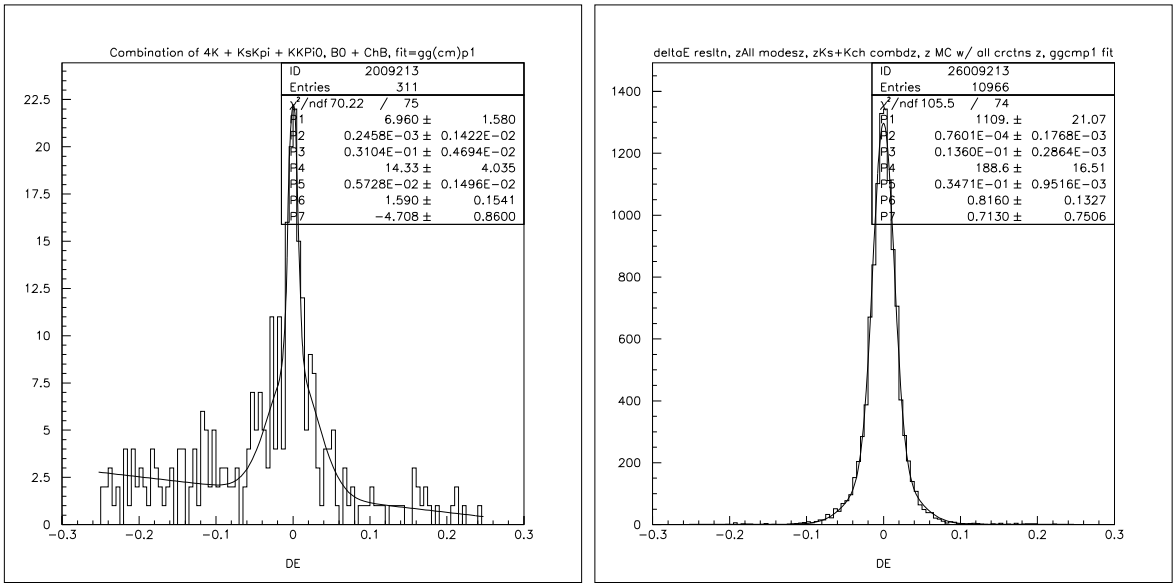


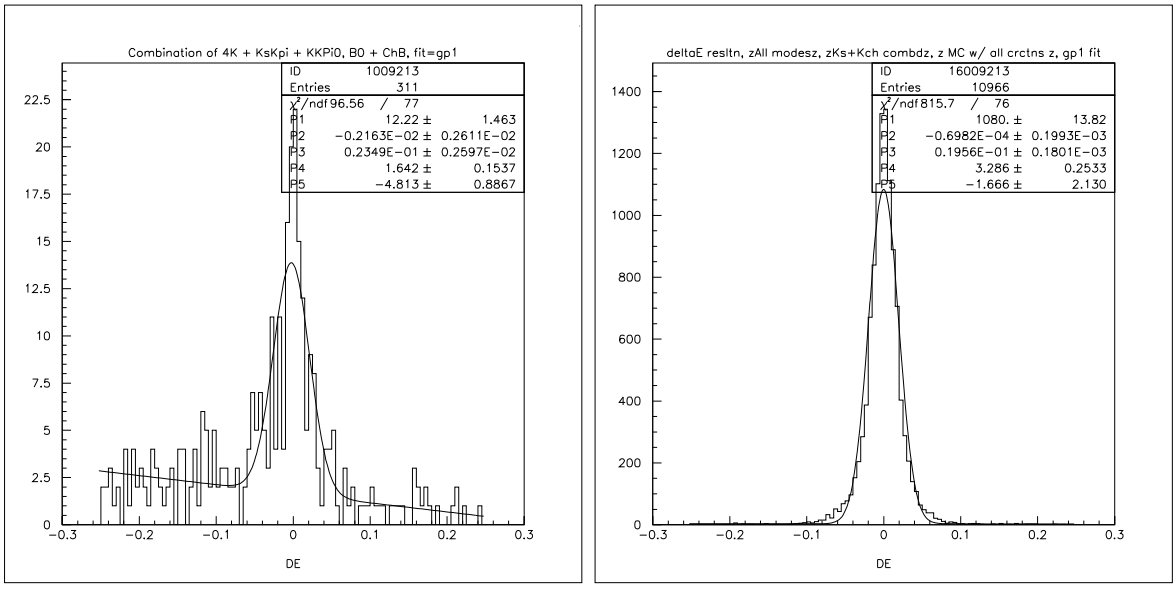
Fig. 6.21 – *Comparaison des résolution sur m_{ES} entre les données (histogramme plein) et la simulation corrigée (histogramme vide) pour les modes $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$, $B^0 \to \eta_c K_s^0$ et leur combinaison.*

6.8.2 Décalage en ΔE

Les distributions en ΔE sont bien représentées par une somme de deux fonctions gaussiennes de même centre et d'un fond de variation linéaire. Il faut noter toutefois que les deux composantes de signal peuvent avoir une origine physique différente et/ou un poids relatif différent dans les données et la simulation, comme le montrent les ajustements de la figure 6.22(a), dans laquelle tous les canaux des désintégrations étudiées sont confondus. Un ajustement avec une simple gaussienne n'est pas satisfaisant 6.22(b), mais en présence d'une statistique trop faible lorsqu'on considère chaque mode individuellement, cela reste néanmoins la manière simple d'estimer la résolution en ΔE ; ajouter une seconde fonction gaussienne dégrade l'ajustement qui le plus souvent ne converge même pas. Comme nous l'avons souligné auparavant, on observe un décalage dans les distributions. Pour les données, tous modes confondus on obtient $\langle \Delta E \rangle = -9,8 \pm 1,4$ MeV, et pour chacun des modes $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ les résultats sont données dans la table 6.14. La simulation présente aussi ce même biais, bien que de plus faible amplitude. La table 6.14 souligne que le décalage est sensible à la dégradation des impulsions si l'on compare la simulation brute à la simulation corrigée. Toutefois cette dégradation ne peut suffire à expliquer les violents décalages observés dans les données. En conséquence nous corrigeons la quantité ΔE reconstruite à la fois dans la simulation corrigée et les données conformément aux valeurs rapportées dans la table 6.15. Cette correction est appliquée sur chaque candidat B avant l'application de toutes les coupures et est source d'une erreur systématique sur laquelle nous reviendrons plus loin.



(a)



(b)

Fig. 6.22 – *Ajustement des distributions en ΔE pour les données (à gauche) et la simulation corrigée (à droite), avec pour le signal a) une somme de deux fonctions gaussiennes ou b) une seule gaussienne. Distributions obtenues après application de toutes les coupures excepté celle sur ΔE. Tous les modes sont pris en compte.*

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$	$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$
données	$-11,9 \pm 3,4$	$-8,8 \pm 6,6$	$-14,1 \pm 4,1$
simulation	$2,7$	$-2,4$	$-2,6$
simulation corrigée	$-1,2 \pm 0,3$	$-4,4 \pm 0,9$	$-5,4 \pm 0,5$

Tab. 6.14 – *Centre des distributions en ΔE(MeV) obtenues par ajustement sur les données et les simulations des modes $B^\pm \to \eta_c K^\pm$.*

modes	$\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$	$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$
données	-10	-10	-10
simulation corrigée	-1	-5	-5

Tab. 6.15 – *Correction (*MeV*) du décalage des distributions en ΔE pour les données et la simulation corrigée.*

6.8.3 La résolution en ΔE

La résolution en ΔE n'est pas sensible à la charge du B comme l'illustre la figure 6.23 ; elle est cependant dégradée d'environ $60-70\%$ pour le mode $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ en raison de la présence d'un π^0. La détérioration des impulsions contribue pour environ 20% de la résolution comme le

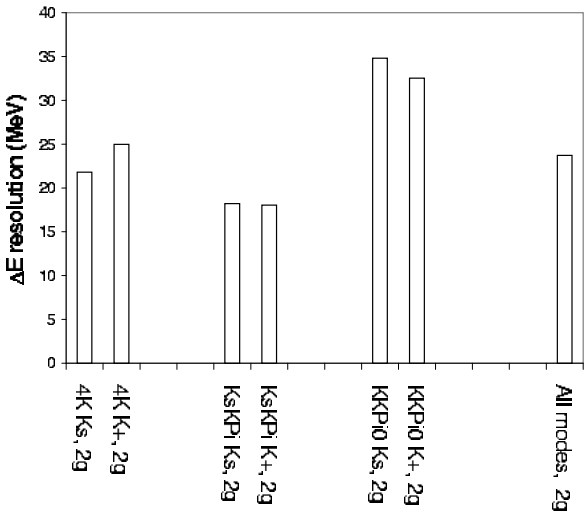


Fig. 6.23 – *Résolutions en ΔE pour la simulation corrigée.*

montre le rapport de la résolution obtenue dans la simulation corrigée à celle de la simulation brute sur la figure 6.24. La figure 6.25 donne la comparaison des résolutions entre les données et la simulation corrigée. Comme pour m_{ES}, on n'observe pas de dépendance suivant la charge du B ou le mode de désintégration du η_c. Les différences que l'on peut noter canal par canal reflétent des fluctuations statistiques. En combinant tous les canaux afin de réduire ces effets de fluctuations et en ajustant le signal par deux fonctions gaussiennes, dans les données et la simulation corrigée,

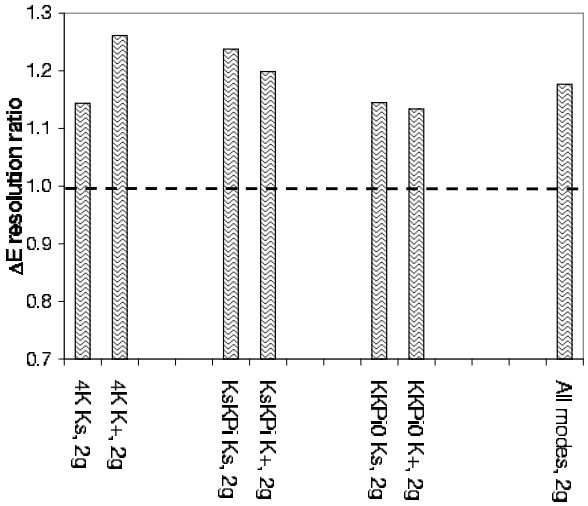


Fig. 6.24 – *Rapports entre les résolutions en ΔE de la simulation brute et corrigée.*

on obtient les résolutions de $26,6 \pm 4,6$ MeV et $22,2 \pm 0,7$ MeV respectivement. Soit un rapport

$$R \equiv \frac{\sigma(\Delta E)_{data}}{\sigma(\Delta E)_{MC}} = 1,20 \pm 0,21 \tag{6.11}$$

compatible avec l'unité, compte tenu de l'erreur. Ce rapport est peu sensible aux détails des formes d'ajustement : prendre une seule fonction gaussienne pour l'ajustement du signal donne pour les résolutions $23,5$ MeV et $19,6$ MeV respectivement et le même rapport de $1,2 \pm 0,13$.

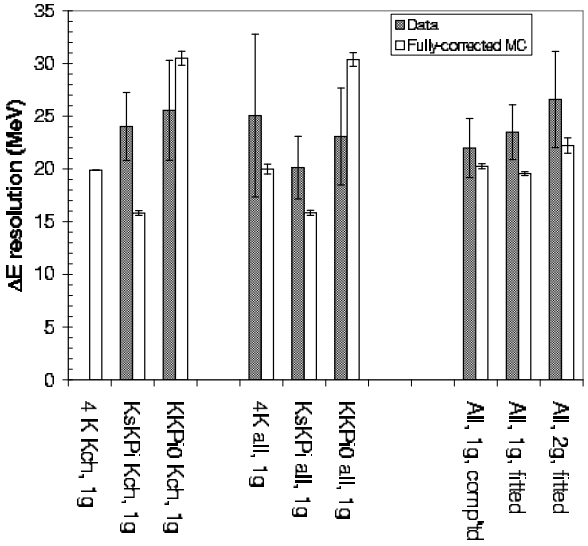


Fig. 6.25 – *Comparaison des résolution sur ΔE entre les données (histogramme plein) et la simulation corrigée (histogramme vide) pour les modes $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$, $B^0 \to \eta_c K^0_S$ et leur combinaison.*

Néanmoins, la déviation du rapport $R(\Delta E)$ de 1 peut résulter d'une fluctuation statistique ou

d'une véritable différence entre les résolutions sur ΔE dans les données et la simulation. Dans le cadre de cette dernière hypothèse on évalue une erreur systématique sur l'efficacité en élargissant ou rétrécissant la fenêtre du signal en ΔE suivant ce rapport $R(\Delta E)$. L'erreur systématique sera prise comme la plus grande variation observée sur la mesure d'efficacité dans ces deux estimations après correction du décalage en ΔE (table 6.15). Les résultats sont consignés dans la table 6.16. Cette table rapporte aussi les incertitudes sur l'efficacité associées aux décalages des distributions. Elles sont déterminées en faisant varier le centre de la distribution en ΔE, dans la simulation, de la différence observée entre les données et la simulation corrigée, données et simulation étant corrigés du décalage.
Il convient de noter que dans ces déterminations de l'erreur systématique où l'on utilise la simulation corrigée, on prend en compte, en partie ou totalité, l'incertitude liée à la mauvaise connaissance sur l'impulsion tel que rapportée dans la table 6.6. Ces dernières erreurs plus petites que celles estimées sur la résolution en ΔE ne sont pas prises en compte en raison de cette corrélation. Cette remarque qui vaut pour les traces chargées, vaut aussi pour les amas neutres (section 6.3).

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
$\sigma(syst.)$ (%) (résolution sur ΔE)	5,2	3,8	3,4	4,4	3,4	3,6
$\sigma(syst.)$ (%) ($\langle\Delta E\rangle$)	2,7	3,3	0,2	0,9	0,5	0,5

Tab. 6.16 – *Incertitudes systématiques associées aux résolutions et décalage des distributions en ΔE.*

6.8.4 Choix du candidat B d'un événement

Dans les lots de candidats B retenus pour la détermination des rapports d'embranchement nous s'avons sélectionné qu'un seul candidat par événement. Le critère utilisé pour les événements à candidats multiples est de sélectionner le candidat ayant la valeur de $|\Delta E|$ la plus proche de zéro. Ce choix est fait après avoir appliqué toutes les coupures sauf celles relatives à ΔE et $m_{\rm ES}$. Pour vérifier que cette procédure n'introduit pas de biais significatif, nos mesures sont répétées sans application du critère, *i.e.* en conservant tous les candidats B d'un événement (Sec. 5.4.5). La table 6.17 traduit la variation des taux de candidats B pour l'ensemble des événements, le bruit de fond combinatoire et les variations relatives sur les efficacités et les rapports d'embranchement. On constate que l'application du critère de choix du candidat B d'un événement n'a aucune incidence sur les résultats. On considère qu'il n'y a aucune systématique associée à la procédure.

6.8.5 Résumé des erreurs systématiques sur l'efficacité du signal

L'ensemble des mesures d'efficacité sur le signal $B \to \eta_c K$ et des erreurs systématiques associées à la mauvaise modélisation des désintégrations $B \to \eta_c K$ dans le détecteur *BABAR*, est résumé dans la table 6.18, pour les deux types de désintégration de B et les trois modes du η_c. Avec ces données et celles relatives aux signaux de la table 5.19, nous sommes maintenant en mesure de calculer les rapports d'embranchement des désintégrations $B \to \eta_c K$.

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
ΔN_{cand}	$2 \pm 2,7$	$0 \pm 1,9$	$3 \pm 2,9$	$0 \pm 1,9$	$0 \pm 1,9$	–
ΔN_{BC}	$1,04 \pm 0,10$	$0,29 \pm 0,06$	$0,15 \pm 0,06$	$0,26 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,12$	–
ΔN_{sig}	$1,0 \pm 2,7$	$-0,3 \pm 1,9$	$2,8 \pm 2,9$	$-0,3 \pm 1,9$	$-0,5 \pm 1,9$	–
$\Delta N_{sig}(\%)$	$1,5 \pm 4,0$	-2 ± 11	13 ± 14	-5 ± 37	-4 ± 17	–
$\Delta\epsilon$ (%)	$+4,1$	$+4,5$	$+2,9$	$+1,7$	$+2,2$	$+1,3$
$\Delta\mathcal{B}(\%)$	-3 ± 4	-6 ± 11	10 ± 14	-7 ± 37	-6 ± 17	–

Tab. 6.17 – *Variations des taux de candidats B, ΔN_{cand}, des efficacités $\Delta\epsilon$ et des rapports d'embranchement $\mathcal{B}$ obtenues en appliquant ou non le critère du choix de candidat B d'événement.*

modes	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
efficacité ϵ	0,1454	0,1475	0,0635	0,0733	0,1168	0,1108
σ_ϵ (statistique)	0,0028	0,0028	0,0017	0,0027	0,0025	0,0038
$\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon}(\%)$	1,9	1,9	2,6	3,8	2,1	3,4
erreurs systématiques (%) :						
reconstruction de traces	6,2	7,7	4,4	5,8	7,8	9,5
reconstruction K^0_S	3,6	7,2	–	3,7	–	3,8
π^0 (γ)	–	–	2,5	2,5	–	–
reconstruction de vertex	1,0	1,0	1,0	1,0	1,3	1,3
identification de $K^\pm$	6,5	2,9	9,2	5,6	14,1	10,5
coupures K^0_S	5,7	9,9	–	3,7	–	4,4
coupures π^0	–	–	2,5	2,5	–	–
coupure sur $\mathcal{F}$	2,9	2,2	4,0	3,9	1,1	2,3
largeur du η_c	3,2	3,2	3,1	3,1	2,9	2,9
décalage en ΔE	2,7	3,3	0,24	0,86	0,51	0,47
résolution en ΔE	5,2	3,8	3,4	4,4	3,4	3,6
systématique totale (%)	13,5	16,1	12,4	12,3	16,8	16,2
erreur totale $\sigma(\epsilon)$**(%)**	**13,6**	**16,2**	**12,7**	**12,9**	**17,0**	**16,6**

Tab. 6.18 – *Efficacités, erreurs statistiques et systématiques pour $B \to \eta_c K$.*

Chapitre 7

Mesure des rapports d'embranchement et détermination de la constante de désintégration du η_C

Les rapports d'embranchement sont déterminées par la formule :

$$\mathcal{B} = \frac{N_{sig}}{N_{B\overline{B}} \cdot \epsilon} \tag{7.1}$$

ou $N_{B\overline{B}} = (22,73 \pm 0,36) \times 10^6$ est le nombre de paires de mésons B produites à la résonance $\Upsilon(4S)$ correspondant à une luminosité intégrée de $20,7$ fb^{-1}. L'erreur systématique sur $N_{B\overline{B}}$ est de $1,6\%$. N_{sig} est le nombre d'événements signal, c'est-à-dire après soustraction des bruits de fond, mesuré sur les données (Tab. 5.19). Les efficacités de sélection du signal ϵ et leurs erreurs sont données dans la table 6.18, dans l'hypothèse que l'efficacité est constante dans espace de phase $K\bar{K}\pi$.
Nous avons récapitulé les principaux résultats dans la table 7.1.

mode	$\eta_c \to K^0_S K^\pm \pi^\mp$		$\eta_c \to K^+K^-\pi^0$		$\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$	
	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0	$B^\pm$	B^0
N_{sig}	$59,90$	$14,52$	$22,06$	$6,37$	$8,50$	–
$\sigma_{stat}(N_{sig})$	8,93	4,59	5,15	2,89	5,12	–
$\sigma_{sys}(N_{sig})$	0,63	0,31	2,07	1,04	1,58	–
ϵ	0,1454	0,1475	0,0635	0,0733	0,1168	0,1108
$\sigma(\epsilon)(\%)$	13,6	16,2	12,7	12,9	17,0	16,6

Tab. 7.1 – *Nombre d'événements signal et efficacités de la sélection et les erreurs associées pour tous les modes considerés.*

Pour les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(K^0_S \to \pi^+\pi^-) = 0,6861 \pm 0,0028$ et $\mathcal{B}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 0,9880 \pm 0,0003$) nous utilisons les valeurs du *PDG* [26]. Par ailleurs nous supposons que le rapport

d'embranchement $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \to B\overline{B})$=100% avec le même taux de production de $B^{\pm}$ et de B^0. Les K^0 sont un mélange de K_S^0 et K_L^0 en proportion égales.

7.1 Les mesures de rapport d'embranchement

7.1.1 $\mathcal{B}(B \to \eta_c K) \times \mathcal{B}(\eta_c \to X)$

Les résultats sur les rapports d'embranchement pour les désintégrations de $B \to \eta_c K$ pour les différents canaux de désintégration du η_c que nous avons étudié sont les suivants :

$$\begin{aligned}
&\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) && < 5{,}6\times10^{-6} \text{ (90\% degré de confiance)}\\
&\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) && = (52{,}8\pm7{,}9\pm7{,}3)\times10^{-6}\\
&\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) && = (15{,}5\pm3{,}6\pm2{,}5)\times10^{-6}\\
&\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) && < 2{,}3\times10^{-6} \text{ (90\% degré de confiance)}\\
&\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) && = (36{,}8\pm11{,}6\pm6{,}0)\times10^{-6}\\
&\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) && = (11{,}3\pm5{,}1\pm2{,}4)\times10^{-6}.
\end{aligned}$$

La première erreur est l'erreur statistique, la seconde est systématique.
Pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, il n'est pas tenu compte d'une contribution potentielle de $\eta_c \to \phi\phi$. Aucun signal statistiquement significatif n'étant observé, on donne une limite supérieure à 90% de degré de confiance. Les erreurs sur le bruit de fond n'ont pas été prises en compte.
Les canaux de désintégrations $\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ peuvent être regroupés sous la dénomination générale $\eta_c \to K\overline{K}\pi$, et par symétrie d'isospin nous aurons : $\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) = 2/3 \cdot \mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$ et $\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) = 1/6 \cdot \mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$. La contribution restante $\eta_c \to K^0\overline{K^0}\pi^0$ qui contribue pour un sixième du $\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$, n'a pas été étudiée dans cette analyse. Dès lors le rapport attendu pour $\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0)/\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.})$ est de 0,25, ce qui est en bon accord avec nos mesures sur le B^+ (0,29±0,08±0,04) et le B^0 (0,31±0,17±0,05).
En moyennant les résultats des rapports d'embranchement pour les modes $\eta_c \to K_S^0 K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ séparement pour le $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $B^0 \to \eta_c K_S^0$ et en tenant compte des erreurs systématiques communes, on obtient :

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) &= (82{,}5\pm10{,}4\pm8{,}3)\times10^{-6}\\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) &= (58{,}1\pm15{,}2\pm6{,}3)\times10^{-6}.
\end{aligned}$$

7.1.2 $\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)/\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+)$

Étant donné que la mesure du rapport d'embranchement $\eta_c \to K^0K^-\pi^+$ est la meilleure mesure pour le η_c, on peut l'utiliser pour renormaliser nos résultats sur le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$. Ceci permet d'éliminer les incertitudes systématiques associées aux comptage des B et à la reconstruction et à l'identification du kaon de recul. Les limites se traduisent alors par :

$$\begin{aligned}
B^+ \to \eta_c K^+ &: \mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)/\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+) < 0{,}11 \text{ (90\% degré de confiance)}\\
B^0 \to \eta_c K^0 &: \mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)/\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+) < 0{,}06 \text{ (90\% degré de confiance)}
\end{aligned}$$

7.1.3 $\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)/\mathcal{B}(B^\pm \to \eta_c K^\pm)$

La comparaison de la désintégration du B^0 au $B^\pm$ en $\eta_c K$ permet dans leur rapport d'éliminer les incertitudes systématiques sauf celles liées au kaon de recul. Si l'on ne tient pas compte de la différence de temps du vie des mésons B, on obtient :

$$\eta_c \to K^0 K^- \pi^+ : \mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)/\mathcal{B}(B^\pm \to \eta_c K^\pm) = 0{,}70 \pm 0{,}25 \pm 0{,}10$$
$$\eta_c \to K^+ K^- \pi^0 : \mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)/\mathcal{B}(B^\pm \to \eta_c K^\pm) = 0{,}72 \pm 0{,}37 \pm 0{,}16$$

et pour leur combinaison

$$\eta_c \to K\overline{K}\pi \quad : \mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)/\mathcal{B}(B^\pm \to \eta_c K^\pm) = 0{,}71 \pm 0{,}20 \pm 0{,}08$$

7.1.4 Comparaison avec les résultats de l'expérience *CLEO*

En prenant pour le mode $\eta_c \to K\overline{K}\pi$ le rapport d'embranchement du *PDG* [26] soit

$$\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) = 0,055 \pm 0,017$$

nos résultats deviennent :

$$\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+) = (1{,}50 \pm 0{,}19 \pm 0{,}15 \pm 0{,}46) \times 10^{-3}$$
$$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0) = (1{,}06 \pm 0{,}28 \pm 0{,}11 \pm 0{,}33) \times 10^{-3},$$

où la dernière erreur vient de l'erreur sur $\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$. Dans nos déterminations le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ n'est pas pris en compte. Comparés aux mesures de l'expérience *CLEO* [19] :

$$\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+) = (0,69^{+0,26}_{-0,21} \pm 0,08 \pm 0,20) \times 10^{-3}$$
$$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0) = (1,09^{+0,55}_{-0,42} \pm 0,12 \pm 0,31) \times 10^{-3}$$

où la troisième erreur est l'incertitude sur le rapport d'embranchement $J/\psi \to \gamma\eta_c$, on constate que s'il y a un très bon accord concernant la désintégration du B^0, notre résultat pour la désintégration du $B^\pm$ en diffère d'un facteur $2,2 \pm 0,9$.

7.2 La constante f_{η_c} de désintégration du η_c

Comme on a vu dans la section 1.3.2, le rapport des constantes de désintégration du η_c et du J/ψ ($f_{J/\psi}$) s'exprime au travers de la mesure de

$$R_K \equiv \frac{\Gamma(B \to \eta_c K)}{\Gamma(B \to J/\psi\, K)} \tag{7.2}$$

par l'expression

$$R_K = D\ \frac{f^2_{\eta_c}}{f^2_{J/\psi}} \tag{7.3}$$

où D est le produit d'un facteur numérique par le carré du rapport de facteurs de forme (Eq. 1.54) :

$$D = A_K \left| \frac{F_0(m^2_{\eta_c})}{F_1(m^2_{J/\psi})} \right|^2 . \tag{7.4}$$

Pour déterminer le rapport R_K on utilise les résultats de notre expérience sur les rapports d'embranchement de $B \to J/\psi K$ [57] :

$$\mathcal{B}(B^+ \to J/\psi K^+) = (10,1 \pm 0,3 \pm 0,5) \times 10^{-4} \tag{7.5}$$
$$\mathcal{B}(B^0 \to J/\psi K^0_S) = (8,5 \pm 0,5 \pm 0,6) \times 10^{-4}. \tag{7.6}$$

et on obtient :

$$R_K(B^+) = 1,48 \pm 0,19 \pm 0,17 \pm 0,46 \tag{7.7}$$
$$R_K(B^0) = 1,24 \pm 0,33 \pm 0,16 \pm 0,38. \tag{7.8}$$

La première erreur est l'erreur statistique, la seconde est l'erreur systématique et la troisième erreur est l'incertitude sur le rapport d'embranchement $\eta_c \to K\overline{K}\pi$. Nos mesures sur R_K sont compatibles avec les prédictions théoriques peu contraignantes qui donnent un intervalle de 1 à 2 pour cette valeur (Sec. 1.3.3).
En prenant les mêmes valeurs pour $f_{J/\psi}$ et D que *CLEO* [19], *i.e.* $f_{J/\psi}$=405 ± 14 MeV [17] et $D = 1,12 \pm 0,17$ [21], et la valeur de notre résultat sur R_K pour la désintégration de $B^\pm$ nous obtenons pour la valeur de la constante de désintégration du η_c :

$$f_{\eta_c} = 465 \pm 39 \pm 72 \pm 35 \pm 16 \text{ MeV}$$

La première erreur combine les erreurs statistiques et systématiques, la seconde est l'incertitude sur le rapport d'embranchement $\eta_c \to K\overline{K}\pi$ et les deux dernières sont respectivement associées à la prédiction de D et la mesure de $f_{J/\psi}$. Dans cette approche la valeur D est calculée dans le cadre de la *HQET*.

Comme on l'a montré dans la section 1.3.3, il existe d'autres possibilités de calculer D. Dans l'hypothèse où $F_1(q^2)$ diffère de $F_0(q^2)$ d'un facteur de pôle supplémentaire on obtient $D \approx 0,691$. La valeur de la constante de désintégration devient alors

$$f_{\eta_c} = 591 \pm 50 \pm 91 \pm 20 \text{ MeV},$$

où la première erreur est l'erreur statistique combinée à la systématique, la seconde est l'incertitude sur le rapport d'embranchement $\eta_c \to K\overline{K}\pi$ et la dernière est associée à la mesure de $f_{J/\psi}$.
Avec l'équation (1.65), on obtient pour $D \approx 1,161$ et par suite

$$f_{\eta_c} = 457 \pm 39 \pm 70 \pm 15 \text{ MeV}.$$

On constate que la valeur de la constante de désintégration du η_c est comme prédit voisine de celle du J/ψ.
Une autre méthode d'estimation de f_{η_c} consiste à partir de la valeur de la largeur hadronique du η_c. qui domine la largeur totale. Dans la section 2.3.3, on a établie la relation entre la largeur du η_c et la constante de désintégration f_{η_c} :

$$f^2_{\eta_c} \approx 9,5 \text{ GeV} \cdot \Gamma(\eta_c \to gg) \tag{7.9}$$

Si on prend la valeur moyenne mondiale selon le PDG [9] de $\Gamma(\eta_c) = 16,0^{+3,6}_{-3,2}$ MeV/c^2, on obtient

$$f_{\eta_c} = 390 \pm 44 \text{ MeV}.$$

Par contre, si on prend la mesure récente de *BABAR*, $\Gamma(\eta_c) = 33,3 \pm 2,5 \pm 0,8$ MeV/c^2 [12] on obtient :

$$f_{\eta_c} = 560 \pm 21 \text{ MeV}.$$

Ces dernières valeurs de f_{η_c} sont en accord avec la valeur obtenue dans cette thèse dans le cadre de la factorisation. Il faut rappeler, que dans ces calculs intervient α_s et les résultats dépendant de l'échelle de masse (masse du système $c\bar{c}$ ou du quark c) à laquelle α_s est lui même déterminé. Pour les calculs on a utilisé $\alpha_s(m_c) = 0,28$.

Conclusion

Cette thèse décrit l'étude des désintégrations exclusives $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $B^0 \to \eta_c K^0_S$ où $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$, $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ et la mesure de leurs rapports d'embranchement à partir d'un échantillon de données de l'expérience *BABAR* prises à la résonance $\Upsilon(4S)$. Ce lot correspond à une luminosité intégrée de $20,7$ fb^{-1}, équivalent à la production de $22,7 \cdot 10^6$ paires de $B\overline{B}$.

Rapports d'embranchement

Pour les désintégrations $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ des signaux statistiquement significatifs ont été observés, permettant la mesure des rapports d'embranchement. Des limites supérieures ont été calculées pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ [58]:

$$
\begin{array}{ll}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) & < 5{,}6\times10^{-6} \text{ (90\% degré de confiance)} \\
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) & = (52{,}8\pm7{,}9\pm7{,}3)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) & = (15{,}5\pm3{,}6\pm2{,}5)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) & < 2{,}3\times10^{-6} \text{ (90\% degré de confiance)} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) & = (36{,}8\pm11{,}6\pm6{,}0)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) & = (11{,}3\pm5{,}1\pm2{,}4)\times10^{-6}
\end{array}
$$

La première erreur est statistique, la seconde est systématique. Les erreurs statistiques sont dominantes, surtout pour les modes $B^0 \to \eta_c K^0$. L'incertitude systématique est due à la détermination de l'efficacité de la sélection du signal à partir de la simulation, à la détermination du nombre d'événements de signal sélectionnés par soustraction du bruit de fond, et au comptage des mésons B. En moyennant les résultats des rapports d'embranchement pour les modes $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ séparément pour les désintégrations $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $B^0 \to \eta_c K^0_S$ et en prenant en compte les erreurs systématiques communes, on obtient :

$$
\begin{array}{ll}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) & = (82{,}5\pm10{,}4\pm8{,}3)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) & = (58{,}1\pm15{,}2\pm6{,}3)\times10^{-6}.
\end{array}
$$

En utilisant la valeur moyenne mondiale du *PDG* [26] soit $\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) = 0,055 \pm 0,017$ on obtient :

$$
\begin{array}{ll}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+) & = (1{,}50\pm0{,}19\pm0{,}15\pm0{,}46)\times10^{-3} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0) & = (1{,}06\pm0{,}28\pm0{,}11\pm0{,}33)\times10^{-3}
\end{array}
$$

où la dernière erreur vient de l'erreur sur $\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi)$. La comparaison de ces résultats pour $\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)$ et $\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)$, avec les résultats de *CLEO* [19] donne un très bon accord pour la désintégration du B^0. Pour la désintégration du $B^{\pm}$, notre résultat diffère d'un facteur

$2,2 \pm 0,9$ avec celui du *CLEO*. Un résultat très récent de l'expérience *Belle* [11] se révèle être en parfait accord avec nos mesures.

R_K et constante de désintégration du η_c

À l'aide du rapport d'embranchement des désintégrations $B \to J/\psi K$ [57], mesuré par notre expérience, on peut déterminer le rapport :

$$R_K \equiv \frac{\Gamma(B \to \eta_c K)}{\Gamma(B \to J/\psi K)} \tag{7.10}$$

pour des désintégrations de mésons B chargés et neutres, et l'on trouve

$$R_K(B^+) = 1,48 \pm 0,19 \pm 0,17 \pm 0,46 \tag{7.11}$$
$$R_K(B^0) = 1,24 \pm 0,33 \pm 0,16 \pm 0,38. \tag{7.12}$$

La mesure de ces rapports restent encore largement dominée par l'incertitude sur la mesure de $\mathcal{B}(\eta_c \to \mathrm{K}\bar{K}\pi)$. Nos résultats sont compatibles avec les valeurs prédites par la théorie, mais cette dernière reste trop imprécise pour que nous puissions tirer des conclusions fortes. Nous rappelons que ces rapports sont proportionnels au produit du rapport de constantes de désintégration du η_c et du J/ψ et du rapport de facteurs de forme. La théorie n'est pas suffisamment contraignante pour donner une valeur précise de ces facteurs. Néanmoins nous avons fait une estimation de la constante de la désintégration du η_c que nous avons déterminée à des valeurs de

$$f_{\eta_c} \cong 457 - 591 \text{ MeV}. \tag{7.13}$$

L'erreur est d'environ 20%. La valeur de la constante de désintégration du η_c est comme prédit voisine de celle du J/ψ.

La violation de la symétrie *CP* avec les événements $B^0 \to \eta_c K_S^0$

Les événements $B^0 \to \eta_c K_S^0$ étudiés ici ont été utilisés pour étudier la violation de la symétrie CP dans le système de mésons beaux [59] [60] [50]. L'état final $\eta_c K_S^0$ est un état de CP-parité impaire. La mesure d'une asymétrie dépendante du temps entre les désintégrations des B^0 et $\overline{B}^0$ est directement proportionnelle à $\sin 2\beta$, où β est un angle du triangle d'unitarité :

$$a_{\eta_c K_S^0}(t) = \sin 2\beta \, \sin(\Delta m_d t) \ . \tag{7.14}$$

Les événements $B^0 \to \eta_c K_S^0$ ($\eta_c \to K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, $\eta_c \to K^+ K^- \pi^0$) sélectionnés, en appliquant les critères donnés dans ce mémoire, dans un échantillon de 80 fb^{-1} de données (qui inclut nos événements pour la détermination de rapports d'embranchement) ont été utilisés pour la détermination de $\sin 2\beta$. 132 événements ont été extraits pour cette mesure. La distribution du nombre d'événements et l'asymétrie mesurée sont montrés dans la figure 7.1. Le résultat est [60] :

$$\sin 2\beta = 0,59 \pm 0,32(stat.).$$

Cette mesure contribue au résultat actuel de la collaboration *BABAR* [50] :

$$\sin 2\beta = 0,741 \pm 0,067(stat.) \pm 0,034(syst.) \tag{7.15}$$

Pour cette mesure, des événements $B^0 \to J/\psi K^0_S$, $\psi(2S)K^0_S$, $\chi_{c1}K^0_S$, $\eta_c K^0_S$ ($\eta_{f_{CP}} = -1$), $J/\psi K^0_L$ ($\eta_{f_{CP}} = +1$) et $J/\psi K^*$, sélectionnés dans un lot d'environ 88 millions pairs $B\overline{B}$, ont été utilisés. La figure 7.2 montre les distributions du nombre des événements B^0 et $\overline{B}^0$ et l'asymétrie. L'expérience *Belle* a analysé 85 millions de paires $B\overline{B}$ et les mêmes modes de désintégration et obtient $\sin 2\beta = 0,719 \pm 0,074(stat.) \pm 0,035(syst.)$ [61]. Les résultats de *BABAR* et de *Belle* sont en très bon accord.

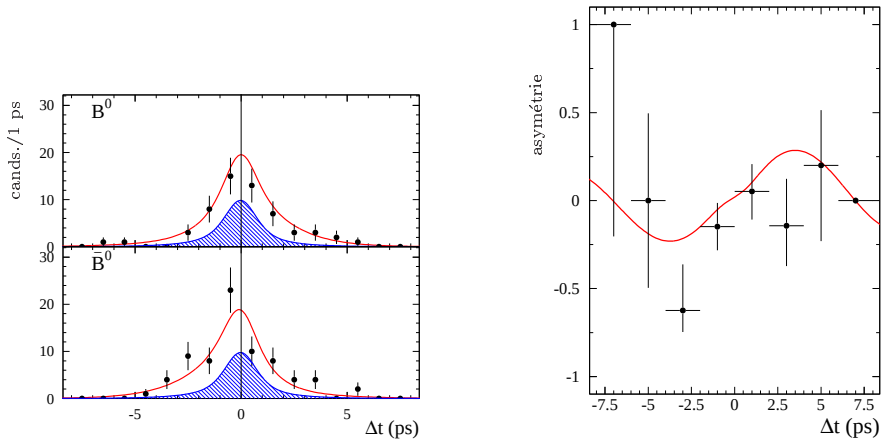


Fig. 7.1 – $B^0 \to \eta_c K^0_S$ ($\eta_c \to K\overline{K}\pi$) : *Distribution du nombre d'événements* B^0 ($\overline{B}^0$) *et l'asymétrie.*

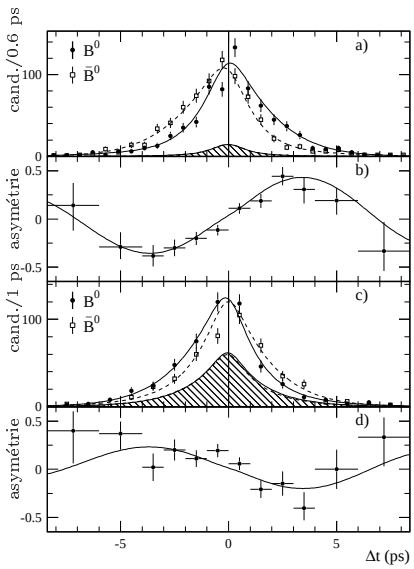


Fig. 7.2 – *La figure (a) donne le nombre des candidats* B^0 ($\overline{B}^0$) N_{B^0} ($N_{\overline{B}^0}$) *pour* $\eta_{f_{CP}} = -1$ *en fonction du temps et (b) l'asymétrie* $(N_{B^0} - N_{\overline{B}^0})/(N_{B^0} + N_{\overline{B}^0})$. *La région hachée représente la contribution du bruit de fond. (c) et (d) montrent le même type de distributions pour* $\eta_{f_{CP}} = +1$.

Poursuite de l'analyse et perspectives

Avec notre lot de données l'erreur statistique sur la mesure des rapports d'embranchement domine l'erreur systématique. La collaboration *BABAR* poursuit cette étude en analysant environ 80 fb^{-1}. L'erreur statistique sur les rapports d'embranchement devrait être divisée par deux. Par ailleurs les désintégrations $\eta_c \to \phi\phi$ et $\eta_c \to \eta\pi^+\pi^-$ sont ajoutées à l'analyse.
La largeur du η_c n'est pas très bien connue. On pourrait utiliser les événements selectionnés dans cette analyse pour déterminer la largeur du η_c, mais à cause de la statistique limitée, le résultat n'améliorerait pas les mesures déjà effectuées. Avec $80\,\text{fb}^{-1}$ la largeur du η_c déterminée à partir des désintégrations $B \to \eta_c K$ est estimée à $32,9 \pm 5,0$ MeV/c^2. Il faut cependant souligner qu'une mesure beaucoup plus précise de cette largeur avec les processus $\gamma\gamma \to \eta_c$ donne $\Gamma(\eta_c) = 33,3 \pm 2,5 \pm 0,8$ MeV/c^2 [12]. Elle confirme la valeur haute de la largeur en parfait accord avec la mesure de *CLEO*, et contredit la valeur basse donnée par le *PDG* [26] ; cette dernière valeur est essentiellement associée aux mesures effectuées par l'expérience *BES* auprès du collisionneur de Beijing [35] (voir aussi la mesure plus récente [33]).

Annexes

Annexe A

Le modèle standard des quarks et leptons

Le Modèle Standard, cadre théorique de la physique des particules élémentaires, décrit trois des quatre interactions fondamentales entre les constituants fondamentaux de la matière : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Le modèle standard englobe la théorie électrofaible, qui unifie l'électromagnétisme et l'interaction faible, et la chromodynamique quantique, théorie de l'interaction forte. C'est une théorie de jauge locale qui repose sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$.
Dans le cadre du Modèle Standard, la matière s'organise selon trois familles (ou générations) de quarks et leptons. Chaque famille contient un lepton chargé (électron, muon ou tau), un neutrino (électronique, muonique ou tauique) et un doublet de quarks. Dans cette classification, les particules de même type ont des propriétés identiques à l'exception de la masse, qui croît, parfois fortement, d'une famille à l'autre. Les membres d'un doublet de quarks ou de leptons sont liés par la symétrie d'isospin faible qui s'applique aux particules d'hélicité gauche. A chaque membre d'hélicité gauche d'un doublet correspond un singulet d'hélicité droite, exception faite des neutrinos dont la masse est supposée nulle dans le Modèle Standard.

$$\text{Leptons :} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad ; \quad e_R,\ \mu_R,\ \tau_R$$

$$\text{Quarks :} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad ; \quad u_R,\ d_R,\ c_R,\ s_R,\ t_R,\ b_R$$

Le Modèle Standard est très bien testé expérimentalement. Depuis sa création au début des années 70, aucune prédiction établie dans le cadre du Modèle Standard n'a pu être mise en défaut. Récemment, la mise en évidence expérimentale des oscillations de neutrinos (transitions entre neutrinos de différentes familles) a apporté la preuve formelle que les neutrinos sont de masse non nulle. Ceci nécessite une extension du lagrangien du Modèle Standard, ainsi qu'une hypothèse sur la nature des neutrinos, qui peuvent être soit des fermions de type Dirac soit de type Majorana.

Malgré ses succès remarquables, le Modèle Standard n'est pas entièrement satisfaisant. En particulier : on n'a toujours pas d'évidence expérimentale directe du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie de jauge et le boson de Higgs n'a pas encore été découvert ; du point de vue conceptuel, une masse de Higgs finie nécessite un ajustement fin sur un grand nombre d'ordre de grandeurs (problème de naturalité) ; le modèle contient un grand nombre de paramètres libres, tels que les masses des quarks et leptons, dont on ne sait rien des relations qui les lient. Finalement le Modèle Standard ne traite pas de l'interaction gravitationelle.
Enfin, on sait aujourd'hui qu'une phase de baryogénèse dans l'univers primordial qui serait à l'origine de l'asymétrie matière-antimatière de l'univers observable, ne peut s'expliquer simplement dans le cadre du Modèle Standard, ni même dans le cadre des extensions supersymétriques du modèle.

A.1 La Théorie Électrofaible

Les interactions électromagnetique et faible sont unifiées dans la théorie électrofaible, établie par Weinberg, Glashow et Salam en 1967. Les bosons de jauge de la théorie électrofaible sont le photon, vecteur de l'interaction électromagnétique, de masse nulle, ainsi que le $W^{\pm}$ et le Z^0, vecteurs de l'interaction faible, dont les masses sont induites par la brisure spontanée de la symétrie de jauge et reliées à la densité d'énergie d'un champ scalaire dans le vide quantique, le champ de Higgs.

A.1.1 Le lagrangien de l'Électrodynamique Quantique

La densité lagrangienne électrofaible se construit sur le modèle de celle de l'Électrodynamique Quantique (QED) dont les équations du mouvement décrivent l'évolution d'un champ de fermion en interaction électromagnétique

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - eJ^{em}_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad . \tag{A.1}$$

Le premier terme du lagrangien QED décrit l'énergie cinétique et la masse du fermion libre dont on déduit l'équation d'évolution de Dirac. ψ est le champ spinoriel représentant les états quantiques du fermion et $\bar{\psi}$ son champ conjugé ; m est la masse du fermion. Les matrices γ^μ sont les matrices de Dirac satisfaisant les relations usuelles d'anticommutation.
Le second terme du lagrangien QED décrit l'interaction entre fermion et photon. $J^{em}_\mu \equiv q\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ est le courant électromagnétique conservé associé au fermion, q est la charge électrique du fermion en unité de charge du proton e, et A_μ est le champ vectoriel représentant le photon.
Le troisième terme du lagrangien est un terme d'énergie cinétique du photon à partir duquel on déduit les équations de Maxwell décrivant l'évolution d'un champ électromagnétique libre. F est le tenseur de force du champ électromagnétique dont les éléments $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ sont les composantes des champs électrique et magnétique,
Par construction, le lagrangien QED est invariant sous l'application d'une transformation locale du groupe de jauge $U(1)_{em}$ dont l'opérateur charge électrique Q (tel que $Q\psi = q\psi$) est le générateur. Appliquée au spineur ψ, une telle transformation s'écrit : $\psi(x) \to \psi'(x) \equiv e^{iqe\alpha(x)}\psi(x)$, où α est une fonction scalaire de la coordonnée d'espace-temps x ; appliquée au

potentiel vecteur A_μ, elle s'écrit : $A_\mu(x) \to A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x)$. Un terme de masse pour le photon $\frac{1}{2} m_\gamma A^\mu A_\mu$ dans le lagrangien ne peut être introduit car il violerait explicitement l'invariance de jauge. De l'invariance de jauge de QED découle non seulement la conservation de la charge électrique et du courant électromagnétique, mais aussi la portée infinie des interactions transmises par le photon, $m_\gamma = 0$.

A.1.2 La symétrie de jauge de la Théorie Électrofaible

Le groupe de jauge de la théorie électrofaible, introduit par Glashow au début des années 1960 sur le modèle des théories de type Yang et Mills, est $SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice L (pour Left) indique que l'isospin faible est une symétrie chirale, c'est-à-dire une symétrie qui agit différemment sur les champs de fermions de chiralité gauche L et droite R. Les champs L et R se transforment selon des représentations différentes du groupe de symétrie. Ainsi, la violation maximale de la parité par la force faible découle de la structure même du groupe de jauge de la théorie électrofaible. L'indice Y désigne la symétrie d'hypercharge faible.
Pour obtenir le lagrangien électrofaible, on construit les courants faibles en procédant par analogie avec le courant électromagnétique.
Le groupe de symétrie de l'isospin faible I est non-abélien et donne naissance à trois champs de jauge vectoriels, $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)}$. La constante de couplage de l'isospin faible est notée g. On définit également les champs vectoriels chargés physiques

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^{(1)} \mp i W_\mu^{(2)}) \,. \tag{A.2}$$

L'isospin faible permet de décrire le couplage entre les courants chargés faibles conservés $J_\mu^\pm \equiv J_\mu^{(1)} \pm i J_\mu^{(2)}$ et les bosons chargés $W^\pm$.
Le groupe de symétrie de l'hypercharge faible Y est abélien et donne naissance à un champ de jauge vectoriel, B_μ. La constante de couplage pour l'hypercharge faible est notée g'. L'hypercharge est introduite afin d'incorporer l'électromagnétisme à la théorie. L'opérateur d'hypercharge faible Y est défini par $Y = Q - I_3$, où I_3 est la troisième composante de l'isospin faible. Le courant conservé associé s'écrit :

$$J_\mu^Y = J_\mu^{em} - J_\mu^{(3)} \,, \tag{A.3}$$

où $J_\mu^{(3)}$ est la troisième composante du courant d'isospin faible $\mathbf{J}_\mu$.
Considérons le couplage électrofaible aux leptons. Les courants faibles chargés, qui violent la parité, connectent les états d'hélicité gauche d'un lepton ℓ et de son neutrino ν_ℓ ; en revanche l'interaction électromagnétique, qui conserve la parité, concerne aussi bien les états d'hélicité gauche que droite. On regroupe donc les composantes d'hélicité gauche dans un doublet ($I = 1/2$) d'isospin faible, tandis que la composante d'hélicité droite du lepton est placée dans un singulet ($I = 0$) d'isospin faible. Afin d'obtenir un lepton de charge $-e$ et un neutrino de charge nulle, on attribue une hypercharge $Y = -1/2$ au doublet et $Y = -1$ au singulet

$$\begin{array}{lll} L_\ell \equiv \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L & I = 1/2 \,, & Y = -1/2 \,, \\ \ell_R & I = 0 \,, & Y = -1 \,. \end{array}$$

Les représentations de dimension 2 des générateurs du groupe $SU(2)_L$ sont les matrices de Pauli $\tau = \tau_1,\ \tau_2,\ \tau_3$. Les courants faibles leptoniques chargés s'écrivent :

$$\begin{aligned} J_{\ell}^{+}{}_{\mu} &= \bar{L}_\ell \gamma_\mu \tau^+ L_\ell = \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_\mu \ell_L \,, \\ J_{\ell}^{-}{}_{\mu} &= \bar{L}_\ell \gamma_\mu \tau^- L_\ell = \bar{\ell}_L \gamma_\mu \nu_{\ell L} \,, \end{aligned}$$

avec $\tau^\pm = \frac{\tau_1 \pm i\tau_2}{2}$. Le courant faible leptonique neutre s'écrit :

$$J_{\ell}^{(3)}{}_{\mu} = \bar{L}_\ell \gamma_\mu \frac{\tau_3}{2} L_\ell = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_{\ell L} \gamma_\mu \nu_{\ell L} - \bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L) \,. \tag{A.4}$$

La densité lagrangienne électrofaible pour décrire ce système leptonique s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{EW}^{cin} + \mathcal{L}_{EW}^{int} + \mathcal{L}_{EW}^{jauge} \tag{A.5}$$

avec

$$\mathcal{L}_{EW}^{cin} = \sum_{f=\text{fermions}} i\bar{\psi}_f \gamma^\mu \partial_\mu \psi_f \tag{A.6}$$

et

$$\mathcal{L}_{EW}^{jauge} = -\frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\cdot\mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}\cdot B^{\mu\nu} \,, \tag{A.7}$$

où les tenseurs de force des champs de jauge sont définis par

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{(i)} &= \partial_\mu W_\nu^{(i)} - \partial_\nu W_\mu^{(i)} + g\epsilon_{ijk} W_\mu^{(j)} W_\nu^{(k)} \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \,. \end{aligned}$$

Le terme d'interaction $\mathcal{L}_{EW}^{int}$ s'écrit, en omettant pour simplifier la somme sur les générations de quarks et leptons :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW}^{int} &= -g\,\mathbf{J}_\mu\cdot\mathbf{W}^\mu - \frac{g'}{2}\,J_\mu^Y B^\mu \\ &= -(g/\sqrt{2})(J_\mu^- W^{-\mu} + J_\mu^+ W^{+\mu}) - J_\mu^{(3)}(gW^{(3)\mu} - g'B^\mu) - J_\mu^{em} g' B^\mu \,. \end{aligned}$$

Afin de réintroduire le champ du photon A_μ et le terme d'interaction électromagnétique $-eJ_\mu^{em}A^\mu$, on définit les champs physiques neutres par une rotation dans le plan des champs B_μ et $W_\mu^{(3)}$:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_W\, B_\mu + \sin\theta_W\, W_\mu^{(3)} \,, \\ Z_\mu &= \sin\theta_W\, B_\mu - \cos\theta_W\, W_\mu^{(3)} \,. \end{aligned} \tag{A.8}$$

L'angle de mélange θ_W, appelé angle de Weinberg, est choisi de sorte que le champ A_μ ne soit pas couplé au courant faible $J_\mu^{(3)}$

$$\tan\theta_W = g'/g \,. \tag{A.9}$$

Ainsi, en fonction des champs physiques $W_\mu^\pm$, Z_μ et A_μ, le lagrangien d'interaction A.8 s'écrit :

$$\mathcal{L}_{EW}^{int} = -(g/\sqrt{2})(J_\mu^- W^{-\mu} + J_\mu^+ W^{+\mu}) - \frac{g}{\cos\theta_W}\,(J_\mu^{(3)} - \sin^2\theta_W J_\mu^{em})Z^\mu - g\,\sin\theta_W\, J_\mu^{em} A^\mu \,. \tag{A.10}$$

Le premier terme de A.10 décrit l'interaction des courants faibles chargés et le second terme, des courants faibles neutres. On retrouve dans le troisième terme l'interaction du courant électromagnétique avec le photon si on impose la relation

$$g \sin\theta_W = e \ . \tag{A.11}$$

La théorie décrite par le lagrangien A.5 permet de reproduire correctement la structure des courants faibles chargés et neutres, et du courant électromagnétique, en fonction de deux paramètres de couplage, g et g', ou de façon équivalente, e et $\sin\theta_W$. Cependant elle n'est pas satisfaisante. Les quatre champs de jauge ($W^{\pm}_{\mu}$, Z^0_{μ} et A_{μ}) représentent des bosons de masse nulle à l'instar du photon pour QED. Or, expérimentalement, seul le photon est de masse nulle tandis que la portée des interactions faibles est finie. En outre, l'invariance globale sous $SU(2)$ interdit d'introduire des termes de masse fermioniques.

A.1.3 La mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs est la solution du Modèle Standard pour donner leur masse aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0, ainsi qu'aux fermions, tout en préservant la symétrie de jauge électrofaible et la masse nulle du photon. Dans la version minimale du modèle, on introduit quatre nouveaux degrés de liberté sous la forme d'un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes d'hypercharge $Y = 1/2$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad I = 1/2\,,\ Y = 1/2 \ . \tag{A.12}$$

Le champ de Higgs est autointeragissant. Le potentiel auquel il est soumis est défini par :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{A.13}$$

avec, comme conditions pour une brisure spontanée de la symétrie de jauge :

$$\mu^2 < 0 \quad \text{et} \quad \lambda > 0 \ . \tag{A.14}$$

L'état de moindre énergie du potentiel V est obtenu pour une valeur non nulle de la densité d'énergie du champ de Higgs dans le vide

$$v \equiv \sqrt{-\mu^2/2\lambda} \ . \tag{A.15}$$

Sans perte de généralité, on peut choisir comme état fondamental du doublet de Higgs

$$\phi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} . \tag{A.16}$$

L'état du vide n'est pas invariant sous l'action de transformations des groupes de symétrie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. En revanche le vide conserve la symétrie $U(1)_{em}$. C'est par ce mécanisme que les bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z, qui interagissent avec l'énergie non nulle du champ de Higgs dans le vide, acquièrent une masse, tandis que le photon, qui n'interagit pas avec ce champ, conserve sa masse rigoureusement nulle. Trois des quatre degrés de liberté introduits dans la

théorie, deux chargés et un neutre, ont été absorbés afin de fournir leur masse (une composante de polarisation longitudinale) aux trois bosons de jauge massifs.
Le dernier degré de liberté est interprété comme une particule scalaire neutre, le boson de Higgs, dont l'existence est une prédiction du modèle. Le boson de Higgs h^0 est associé aux excitations du champ de Higgs autour du minimum du potentiel V par la redéfinition

$$Re(\phi^0) \to (1/\sqrt{2})(v + h^0)\,. \tag{A.17}$$

Les masses des bosons $W^\pm$ et du Z s'expriment en fonction de la densité d'énergie attendue du champ de Higgs dans le vide :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \qquad \text{et} \qquad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}\ . \tag{A.18}$$

A.1.4 L'origine de la masse des fermions

La présence d'une densité non nulle du champ de Higgs dans le vide quantique permet également de fournir leur masse aux fermions. Il est en effet possible d'ajouter pour chaque fermion massif un terme d'interaction avec le champ de Higgs, dit terme de Yukawa, qui soit invariant sous l'action d'une transformation du groupe de jauge.
Dans le cas des leptons, la situation est simple (si on considère que les neutrinos sont sans masse, ce qui est une excellente approximation) car les leptons chargés, l'électron et ses répliques plus massives, le muon et le tau, sont des états physiques de masse bien définie. Le terme de Yukawa leptonique s'écrit :

$$\mathcal{L}^{\ell}_{\text{Yukawa}} = -\sum_{\ell=e,\mu,\tau} g_\ell \bar{L}_\ell \phi \ell_R + \text{ hermétique conjugué }, \tag{A.19}$$

où les g_ℓ sont des constantes de couplage complexes. On doit définir ainsi autant de constantes de couplage avec le champ de Higgs qu'il y a de quarks et de leptons massifs. Aucune relation ne lie leurs valeurs dans le Modèle Standard ; ce sont des paramètres libres de la théorie.
Dans le cas des quarks la situation est plus compliquée. D'une part, les deux éléments du doublet d'isospin correspondent à des particules massives. Il faut donc définir un singulet d'isospin d'hélicité droite pour chacune d'elle.

$$\begin{array}{lll} Q_i \equiv \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L & I = 1/2\,, & Y = 1/6\ , \\ u_{iR} & I = 0\,, & Y = 2/3\ , \\ d_{iR} & I = 0\,, & Y = -1/3 \end{array}$$

où l'indice $i = 1$ à 3 désigne la génération.
D'autre part, les résultats expérimentaux indiquent que les états propres de masse des quarks (u, c, t et d, s, b) et les états propres de saveur des quarks (u_1, u_2, u_3 et d_1, d_2, d_3) ne coïncident pas. Afin de prendre en compte la possibilité d'un mélange de saveur, on fait intervenir deux matrices complexes $G^{(u)}$ et $G^{(d)}$ dans le terme de Yukawa pour le secteur des quarks

$$\mathcal{L}^{q}_{\text{Yukawa}} \quad = \quad -\sum_{i,j=1}^{3} (G^{(u)}_{ij} \bar{Q}_i \phi u'_{j\,R} + G^{(d)}_{ij} \bar{Q}_i \widetilde{\phi} d'_{j\,R}) + \text{ h. c.}\,,$$

où le doublet $\widetilde{\phi} = i\sigma_2\phi$ est le conjugué du doublet de Higgs ϕ.
Après brisure spontanée de la symétrie (équation A.17) apparaîssent des termes de masse pour les leptons et les quarks dans le lagrangien

$$\mathcal{L}^{\ell+q}_{\text{mass}} = -\sum_{\ell=e,\mu,\tau} m_\ell \bar{\ell}\ell + \left\{ -\sum_{i,j=1}^{3} \left(M^u_{ij} \bar{u}_{i\,L} u_{j\,R} + M^d_{ij} \bar{d}_{i\,L} d_{j\,R} \right) + \text{h. c.} \right\}$$

ainsi d'ailleurs que des termes de couplage des fermions avec le boson de Higgs h^0. Les masses de lepton m_ℓ sont proportionnelles aux constantes de couplage g_ℓ selon la relation :

$$m_\ell = g_\ell v/\sqrt{2}\,. \tag{A.20}$$

De même les éléments des matrices de masse $M^{(u,d)}$ s'expriment en fonction de ceux des matrices de couplage de Yukawa :

$$M^{(u,d)}_{ij} = G^{(u,d)}_{ij} v/\sqrt{2}\,. \tag{A.21}$$

Pour obtenir les états propres de masse des quarks, une diagonalisation des matrices de masse $M^{(u,d)}$ dans le secteur des quarks est nécessaire. Pour cela, on introduit les quatre matrices unitaires de changement de base $V^u_{L,R}$ et $V^d_{L,R}$ entre les bases d'états propres de saveur et celles des états propres de masse

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} = V^u_{L,R} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_{L,R} \qquad \text{et} \qquad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} = V^d_{L,R} \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_{L,R} \tag{A.22}$$

qui permettent d'obtenir les matrices de masse diagonales $M^{(u,d)}_{\text{diag}}$ à partir des matrices $M^{(u,d)}$:

$$M^u_{\text{diag}} \equiv \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} = V^u_L M^u V^{u\dagger}_R$$

et

$$M^d_{\text{diag}} \equiv \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} = V^d_L M^d V^{d\dagger}_R\ .$$

En terme des états propres de masse, le terme lagrangien A.20 s'écrit évidemment :

$$\mathcal{L}^{\ell+q}_{\text{mass}} = -\sum_{\ell=e,\mu,\tau} m_\ell \bar{\ell}\ell - \sum_{q=u,c,t,d,s,b} m_q \bar{q}q\,. \tag{A.23}$$

Le terme de courants chargés pour les quarks peut s'écrire en fonction des états propres de masse des quarks

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^q_{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{i=1}^{3} \bar{u}_{i\,L} \gamma^\mu d_{i\,L} W^+_\mu + \text{h. c.} \right\} \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ (\bar{u}\ \bar{c}\ \bar{t})_L\, \gamma^\mu \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W^+_\mu + \text{h. c.} \right\}, \end{aligned} \tag{A.24}$$

où on a introduit la matrice (3×3) unitaire définie par

$$\mathbf{V} \equiv V_L^u V_L^{d\dagger} \ . \tag{A.25}$$

Finalement, la partie du lagrangien électrofaible qui décrit les courants chargés faibles prend la forme :

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ J_{CC}^{\mu} W_{\mu}^{-} + \text{h. c.} \right\} \tag{A.26}$$

avec

$$J_{CC}^{\mu} = (\bar{\nu_e}\ \bar{\nu_\mu}\ \bar{\nu_\tau})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L + (\bar{u}\ \bar{c}\ \bar{t})_L \gamma^\mu \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \ . \tag{A.27}$$

A.2 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa définie par la relation (A.25) fut introduite pour la première fois par Kobayashi et Maskawa. C'est une généralisation de la matrice de Cabibbo au cas de trois familles de quarks. La matrice de Cabibbo était une matrice (2×2) de rotation dans l'espace des champs de quarks de charge $-1/3$ qui permettait de décrire les taux de désintégration des particules étranges par courant chargés avec changement de saveur

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \tag{A.28}$$

où expérimentalement

$$\lambda \equiv \sin\theta_C = 0,222 \pm 0,003 \ . \tag{A.29}$$

C'est afin de préserver l'absence de courants neutres avec changement de saveur que Glashow, Iliopoulos et Maiani (GIM) ont prédit l'existence d'un quark de charge $+2/3$ de masse dans la gamme du GeV/c^2, le quark c, partenaire d'isospin faible du quark s'. La motivation principale de Kobayashi et Maskawa pour introduire un nouveau doublet de quarks et la matrice de mélange $\mathbf{V}$ était d'incorporer la possibilité de violation de CP par les courants chargés faibles. La rotation dans l'espace des quarks de charge $-1/3$ s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \ . \tag{A.30}$$

La matrice CKM est complexe et unitaire. D'une manière générale, on sait déterminer le nombre de degrés de liberté nécessaires à décrire une matrice complexe unitaire de dimension n. La matrice de mélange de dimension n est entièrement déterminée par $(n-1)^2$ paramètres, qui sont $n(n-1)/2$ angles de rotation et $(n-1)(n-2)/2$ phases[1]. A deux dimensions, il y a un seul

1. Une matrice $n \times n$ compte n^2 éléments complexes, soit $2n^2$ paramètres réels. L'unitarité impose n^2 relations entre ces paramètres ; il reste donc n^2 degrés de liberté, que l'on peut séparer en $n(n-1)/2$ angles de rotation (le nombre de degrés de liberté d'une matrice orthogonale réelle) et $n^2 - n(n-1)/2 = n(n+1)/2$ phases. Or toutes ces phases ne sont pas physiques. Certaines de ces phases peuvent être absorbées par une redéfinition des champs de quarks. Ce sont $2(n-1)$ phases relatives et une phase globale, soit $2n-1$ phases au total, qui peuvent être ainsi éliminées.

paramètre, c'est l'angle de mélange de Cabibbo θ_C. A trois dimensions, la matrice CKM est déterminée par quatre paramètres réels, qui peuvent être interprétés par exemple comme trois angles de mélange θ_1, θ_2, θ_3, et une phase δ, selon la paramétrisation :

$$\begin{aligned}
\mathbf{V} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_1 & s_1 \\ 0 & -s_1 & c_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_2 & 0 & s_2\, e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_2\, e^{i\delta} & 0 & c_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_3 & s_3 & 0 \\ -s_3 & c_3 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_2 c_3 & c_2 s_3 & s_2\, e^{-i\delta} \\ -c_1 s_3 - s_1 s_2 c_3\, e^{i\delta} & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3\, e^{i\delta} & s_1 c_2 \\ s_1 s_3 - c_1 s_2 c_3\, e^{i\delta} & -s_1 c_3 - c_1 s_2 s_2\, e^{i\delta} & c_1 c_2 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{A.31}$$

où on a posé $s_i = \sin\theta_i$ et $c_i = \cos\theta_i$. L'angle θ_3 n'est autre que l'angle de Cabibbo.
Il faut donc au minimum trois familles pour que la matrice de mélange reste complexe quels que soient les choix de phase des champs de quarks. Limité à deux familles de quarks, le lagrangien électrofaible conserverait CP et une extension du modèle serait nécessaire pour décrire les observations de violation de CP. Dans le scénario à trois familles de quarks qui est celui du Modèle Standard, il subsiste une phase irréductible δ dans la matrice CKM qui, si elle n'est pas nulle, est à l'origine de l'ensemble des effets de violation de CP dans le secteur des quarks.
Il existe de nombreuses autres paramétrisations de la matrice CKM. Nous décrivons ci-dessous la paramétrisation de Wolfenstein [62] car elle est couramment utilisée.

A.2.1 La paramétrisation de Wolfenstein

Le module au carré d'un élement $V_{qq'}$ de la matrice CKM correspond à la probabilité de transition par courant chargé d'un quark q en quark q'. Expérimentalement, on constate une forte hiérarchie entre les valeurs des modules de ces éléments. Les transitions entre quarks d'une même famille sont les plus probables ; elles correspondent aux éléments diagonaux de la matrice. Les éléments décrivant les transitions entre familles adjacentes – entre la seconde et la première famille et, dans une plus large mesure, entre la troisième et la seconde famille – sont plus petits en module. Enfin, les éléments les plus éloignés de la diagonale – ceux qui correspondent aux transitions entre la troisième et la première famille – sont les plus petits.
La paramétrisation de Wolfenstein exploite la hiérarchie entre modules des éléments de la matrice CKM par un développement en fonction du paramètre λ défini par l'équation (A.29). Les éléments de la diagonale V_{ud} V_{cs} et V_{tb} sont d'ordre unité, V_{us} et V_{cd} sont d'ordre λ, V_{cb} et V_{ts} sont d'ordre λ^2, et enfin V_{ub} et V_{td} sont d'ordre λ^3. En se limitant à l'ordre λ^3, la matrice CKM dans la paramétrisation de Wolfenstein s'écrit :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{A.32}$$

où A, ρ et η forment avec λ le jeu de quatre paramètres réels qui définissent la matrice. La paramétrisation de Wolfenstein rend explicite la convention de phase habituelle selon laquelle seuls les éléments V_{ub} et V_{td} de la matrice sont complexes. Une combinaison de résultats expérimentaux permettent une estimation du paramètre A avec une précision de l'ordre de 5% : $A = 0,82 \pm 0,04$

(à 95% niveau de confiance) [63]. On a coutume de représenter graphiquement la situation expérimentale en terme des contraintes sur la position du point de coordonnées (ρ, η) dans le plan complexe. Ce point est appelé l'apex du triangle d'unitarité.

A.2.2 Le triangle d'unitarité

L'unitarité de la matrice CKM, qui se traduit par la relation d'unitarité

$$\mathbf{V}^\dagger \cdot \mathbf{V} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}^\dagger = \mathbf{I} \ , \tag{A.33}$$

où $\mathbf{I}$ est la matrice unité, conduit à neuf équations reliant les éléments de la matrice :

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ik} {V_{il}}^* = \delta_{kl}, \quad \forall\ k, l \in \{d, s, b\} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} \delta_{kl} = 1 \text{ si } k = l \\ \delta_{kl} = 0 \text{ si } k \neq l \end{array} \ . \tag{A.34}$$

Parmi les six équations pour lesquelles $k \neq l$, trois sont indépendantes :

$$\begin{array}{ccccccc} V_{ud}{V_{us}}^* & + & V_{cd}{V_{cs}}^* & + & V_{td}{V_{ts}}^* & = & 0 \\ V_{us}{V_{ub}}^* & + & V_{cs}{V_{cb}}^* & + & V_{ts}{V_{tb}}^* & = & 0 \\ V_{ud}{V_{ub}}^* & + & V_{cd}{V_{cb}}^* & + & V_{td}{V_{tb}}^* & = & 0 \end{array} \tag{A.35}$$

Chacune de ces équations peut être représentée graphiquement par un triangle dans le plan complexe. Les deux premières équations correspondent à des triangles aplatis, c'est-à-dire dont l'un des côtés est beaucoup plus court que les deux autres. La troisième équation conduit elle à un triangle dont les trois côtés ont des longueurs du même ordre de grandeur :

$$|V_{ud}{V_{ub}}^*| \sim |V_{cd}{V_{cb}}^*| \sim |V_{td}{V_{tb}}^*| \sim \lambda^3 \ . \tag{A.36}$$

C'est le *triangle d'unitarité*. On a coutume de ramener la longueur de deux des côtés du triangle à celle du troisième en divisant chaque terme de l'équation par $V_{cd}{V_{cb}}^*$. Ainsi normalisé, l'équation du triangle d'unitarité s'écrit :

$$1 + \frac{V_{td}{V_{tb}}^*}{V_{cd}{V_{cb}}^*} + \frac{V_{ud}{V_{ub}}^*}{V_{cd}{V_{cb}}^*} = 0 \ . \tag{A.37}$$

Le triangle d'unitarité normalisé est représenté sur la figure A.1. La base du triangle normalisé est le segment $[0, 1]$ le long de l'axe réel. Les angles du triangle α, β et γ définis par

$$\alpha \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}{V_{tb}}^*}{V_{ud}{V_{ub}}^*}\right), \quad \beta \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}{V_{cb}}^*}{V_{td}{V_{tb}}^*}\right) \quad \text{et} \quad \gamma \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}{V_{ub}}^*}{V_{cd}{V_{cb}}^*}\right) \tag{A.38}$$

vérifient la relation de fermeture du triangle $\alpha + \beta + \gamma = \pi$. L'apex du triangle d'unitarité est le point représentant le nombre complexe $R_u \equiv -V_{ud}{V_{ub}}^*/V_{cd}{V_{cb}}^*$ dont l'argument est l'angle γ. Les coordonnées de l'apex du triangle d'unitarité exprimées dans la paramétrisation de Wolfenstein sont $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, où

$$\bar{\rho} = \rho\,(1 - \lambda^2/2) \quad \text{and} \quad \bar{\eta} = \eta\,(1 - \lambda^2/2) \ . \tag{A.39}$$

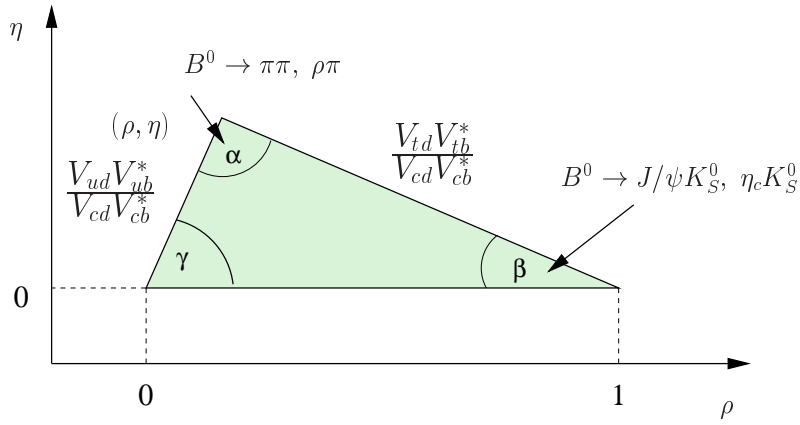


Fig. A.1 – *Le triangle d'unitarité.*

En multipliant chaque membre de l'équation A.34, pour $k \neq l$, par la quantité $V_{jk}{V_{jl}}^*$, où $j \in \{u, c, t\}$, on obtient

$$\sum_{i \neq j} V_{ik}{V_{il}}^* V_{jk}{V_{jl}}^* = -|V_{jk}{V_{jl}}^*|^2 \tag{A.40}$$

dont on déduit que, au signe près, la partie imaginaire de la quantité

$$\lambda_{ijkl} \equiv V_{ik}{V_{il}}^* V_{jk}{V_{jl}}^* \quad \text{avec} \quad i \neq j \text{ et } k \neq l \tag{A.41}$$

est une quantité réelle invariante. C'est l'*invariant de Jarlskog*, noté J, qui en fonction des angles de mélange introduits dans la paramétrisation (A.31) et de la phase δ, s'écrit :

$$J \equiv \mathrm{Im}\,(\lambda_{ucsb}) = c_1\, c_2^2\, c_3\, s_1\, s_2\, s_3\, \sin\delta \tag{A.42}$$

ou, dans le cadre de la paramétrisation de Wolfenstein :

$$J \simeq A^2 \lambda^6 \eta\ . \tag{A.43}$$

L'invariant de Jarlskog est proportionnel à l'aire commune de tous les triangles définis par les relations d'unitarité (A.35). Tout effet de violation de CP est globalement proportionnel à l'invariant de Jarlskog. En particulier, la matrice CKM ne peut être à l'origine d'effets de violation de CP que si la phase δ (ou la hauteur du triangle d'unitarité η) est non-nul. Une autre condition nècessaire est que les masses des quarks de type up et down soient non-dégénérées deux à deux.

D'un point de vue expérimental, il est intéressant de mesurer le plus grand nombre d'observables liées soit aux côtés soit aux angles du triangle d'unitarité afin de pouvoir tester l'hypothèse selon laquelle la violation de CP dans le domaine des quarks s'inscrit dans le cadre du modèle CKM.

Annexe B

La violation de *CP*

B.1 La baryogénèse et l'asymétrie matière-antimatière

L'univers observable est constitué essentiellement de matière, l'existence d'antimatière au niveau astrophysique ou cosmologique n'était pas mise en évidence. L'existence *a priori* concevable d'antigalaxies ou d'amas d'antigalaxies est pratiquement exclue par les observations. En effet, la coexistence entre des régions de l'univers dominées par la matière ou par l'antimatière devrait conduire à des phénomènes d'annihilation d'une extrême violence à l'interface entre ces domaines, dont la signature caractéristique de rayons γ n'est pas détectée.
Quelle est la raison de la prédominance de la matière sur l'antimatière baryonique dans l'univers ? On peut envisager deux possibilités :

- Il se peut que l'asymétrie soit due aux conditions initiales. A l'origine de l'univers et dès les premiers instants du Big Bang, une très faible disymétrie entre la matière et l'antimatière était déjà présente ; puis elle s'est amplifiée pour aboutir à l'univers dominé par la matière tel que nous le connaissons. Ce scénario, qui pose plus de questions qu'il n'en résoud, n'a pas la faveur des cosmologistes.
- La seconde hypothèse postule une symétrie parfaite entre la matière et l'antimatière dans l'univers primordial. Au cours de l'évolution de l'univers en expansion, un mécanisme a créé un infime déséquilibre entre la matière et l'antimatière qui s'est par la suite amplifié : c'est l'hypothèse dynamique.

Si l'on admet que la seconde hypothèse est la bonne, on doit s'attacher à expliquer le développement de l'asymétrie baryonique au cours de l'évolution de l'univers. Le physicien russe Sakharov [1] en a posé les trois conditions nécessaires :

- une phase de l'histoire de l'univers au cours de laquelle l'univers était hors équilibre thermodynamique ;
- l'existence d'une interaction violant le nombre baryonique ;
- la violation de la symétrie CP par cette même interaction.

Les conditions de Sakharov ont été établies en 1967, c'est-à-dire après la découverte expérimentale de la violation de CP en 1964. Elles ont éclairé d'un jour nouveau l'étude de ce phénomène en établissant un lien avec la cosmologie fondamentale. On a aujourd'hui de bonnes raisons de penser que les effets de violation de CP qui sont observés dans le secteur des quarks ne sont pas

directement ceux qui sont à l'origine de l'asymétrie baryonique de l'univers, et que de nouvelles sources de violation de CP doivent être identifiées. Cependant il est important d'étudier ces phénomènes sur les systèmes accessibles dans les laboratoires des hautes énergies, afin de mieux en comprendre les mécanismes.
L'objet de cette annexe est une introduction à la violation de CP. Nous définirons tout d'abord les symétries discrètes de parité, de conjugaison de charge et de renversement du temps, puis nous énoncerons le théorème de conservation de la symétrie CPT. Nous évoquerons ensuite la situation expérimentale de l'étude de la violation de CP dans le système des kaons neutres, et nous énumérerons les différents types d'observables de violation de CP, en les illustrant d'exemples empruntés au système des mésons B. Enfin, nous conclurons cette annexe par un survol de la situation expérimentale et une estimation indirecte du paramètre $\sin 2\beta$.

B.2 Les symétries discrètes

Dans le cadre de toute théorie quantique des champs, une symétrie est liée à la conservation d'une quantité physique. Chaque symétrie est représentée par un opérateur qui agit sur l'espace de Hilbert des états d'un système.
Certaines symétries sont continues, comme les symétries de jauge. D'autres symétries sont discrètes. A l'inverse des symétries continues, les symétries discrètes sont multiplicatives. La parité, la conjugaison de charge, le renversement du temps et leurs combinaisons, sont des exemples de symétries discrètes.
Afin d'illustrer l'action des opérations de symétries discrètes, nous considérerons dans la suite le cas d'une particule d'impulsion $\vec{p}$ et d'hélicité σ décrite par une fonction d'onde $\Psi(\vec{p},\sigma)$.

La parité P

La parité est la symétrie par rapport à une inversion des coordonnées d'espace. L'application de l'opérateur parité P revient à une réflexion par rapport à l'origine du système de coordonnées

$$P\,\Psi(\vec{p},\sigma) = \eta^P\,\Psi(-\vec{p},\sigma) \quad \text{avec} \quad \eta^P = \pm 1\ . \tag{B.1}$$

L'opérateur P est unitaire et linéaire. La parité est conservée par les interactions forte et électromagnetique et violée par l'interaction faible.

La conjugaison de charge C

La conjugaison de charge est la symétrie entre une particule et son antiparticule. L'application de l'opérateur conjugaison de charge C revient à changer une particule en son anti-particule. La masse, l'impulsion et le spin sont conservés, tandis que les nombres quantiques additifs changent de signe

$$C\Psi(\vec{p},\sigma) = \eta^C\,\bar{\Psi}(\vec{p},\sigma) \quad \text{avec} \quad \eta^C = \pm 1\ , \tag{B.2}$$

où $\bar{\Psi}$ est la fonction d'onde de l'anti-particule associée à la particule representée par Ψ. Certaines particules, comme par exemple le photon, sont leur propre anti-particule. Ce sont les état propres de l'opérateur C, dont les valeurs propres sont $+1$ ou -1. La conjugaison de charge est conservée par les interactions forte et électromagnetique et violée par l'interaction faible.

Le renversement du temps T

L'application de l'opérateur T entraîne un changement du sens du mouvement, en renversant la flêche du temps

$$T\Psi(\vec{p},\sigma) = \eta^T\ \Psi^*(-\vec{p},-\sigma) \quad \text{avec} \quad \eta^T = \pm 1\ . \tag{B.3}$$

T est un opérateur anti-linéaire et anti-unitaire. Comme les symétries C et P, la symétrie T est conservée sous les interactions forte et électromagnétique et violée par l'interaction faible.

Le théorème CPT

Les trois symétries C, P et T sont violées par l'interaction faible, mais conservées par les interactions forte et électromagnétique.
Le théorème CPT, valable pour toute Théorie Quantique des Champs, stipule que les lois de la physique sont invariantes sous l'application de l'opérateur CPT. Une conséquence de ce théorème est que la masse et le temps de vie d'une particule sont égales à celles de son anti-particule. Cela n'implique pas la conservation de C, P ou T prises séparément. Si la symétrie CP est brisée par exemple, T est brisée également, en vertu du théorème CPT.

B.3 La violation de *CP* dans le système de kaons

En 1956, Lee et Yang prédisent que la parité dans le cadre de l'interaction faible est brisée [64]. Un an plus tard, en 1957, la preuve expérimentale de la violation de la parité est apportée par Madame Wu [65] grâce à son étude de la distribution d'hélicité des électrons produits dans la désintégration β^- du ^{60}Co. Feynman et Gell-Mann [66] établissent ensuite la théorie V-A qui la violation maximale de la parité par les interactions faibles.
La violation de la parité par la force faible signifie que cette interaction possède une structure qui distingue la gauche de la droite. Cette propriété n'implique pas nécessairement que l'espace lui-même est asymétrique. En réalité, on restaure la symétrie de l'espace en remplaçant le principe de conservation de la parité par celui de l'invariance sous *CP*.
Au début des années 1960, les violations maximales de la parité et de la conjugaison de charge par les interactions faibles étaient bien établies, mais la communauté des physiciens était persuadée que leur produit, CP, était une symétrie exacte. Toutes les observations confirmaient l'hypothèse, érigée en principe, de la conservation de *CP* par l'ensemble des interactions fondamentales. Et en particulier les observations dans le système remarquable des kaons neutres.
Les kaons neutres $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ – interprétés en termes de quarks comme des états liés $d\bar{s}$ – $s\bar{d}$ –sont produits par des processus qui impliquent les interactions fortes et donc qui conservent l'étrangeté. Ce sont les états propres de saveur du système des kaons neutres qui sont liés par l'action de l'opérateur *CP*

$$CP|K^0\rangle \equiv |\bar{K}^0\rangle\ , \tag{B.4}$$

selon la convention de phase utilisée ici pour la définition de l'opérateur *CP*.
Les états propres de *CP* du système des kaons neutres sont définis en fonction des états propres de saveur par les combinaisons linéaires

$$|K_1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle\,, \qquad |K_2\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \tag{B.5}$$

avec

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= +|K_1\rangle \quad (CP=+1)\ , \\ CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle \quad (CP=-1)\ . \end{aligned} \tag{B.6}$$

Les états propres de masse du système, le K_S^0 et le K_L^0, représentent les particules physiques qui se propagent dans le vide avec une masse et une durée de vie bien définies. Le K_S^0 et le K_L^0 ont des modes de désintégrations différents, ce qui explique des stabilités très différentes, le K_L^0 ayant une durée de vie environ cinq cent fois supérieure à celle du K_S^0. Cette propriété remarquable permet de pouvoir étudier expérimentalement ces deux états séparément. En particulier on peut obtenir un faisceau pur de K_L^0 en se plaçant suffisamment loin de la cible où les K_S^0 et les K_L^0 sont produits en quantités égales. D'autre part, le K_S^0 et le K_L^0 présentent une légère différence de masse, qui gouverne le phénomène d'oscillation de saveur, le mélange $K^0\overline{K}^0$.
Dans l'hypothèse de la conservation de *CP*, les états propres de masse coincident avec les états propres de *CP*. Le K_S^0, qui se désintègre essentiellement en deux pions – un état final manifestement invariant sous l'action de *CP*– fut identifié, peu de temps après sa découverte en 1955, avec l'état $CP = +1$ du système des kaons neutres. Plus tard, le K_L^0 fut découvert dans sa désintègration en trois pions, et identifié à l'état $CP = -1$.
Mais en 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [67] découvrent que la symétrie de *CP*, elle-même est très faiblement brisée dans les désintégrations du kaon neutres. Leur observation significative d'événements $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ (à un taux relatif de quelques pour-mille) établit que le K_L^0 n'est pas un état propre de *CP*, car autrement cette désintégration serait impossible. Les états propres de *CP* ne correspondant pas aux états physiques signifie que la symétrie *CP* n'est pas une bonne symétrie pour décrire le système des kaons neutres. Cette observation historique constituait, à la stupéfaction des physiciens, la première manifestation de la violation de *CP*.
Afin d'exprimer la faible différence entre les états propres de *CP* et les états physiques, on introduit le nombre complexe ε qui mesure les effets de violation de *CP*.

$$|K_S^0\rangle = \frac{|K_1\rangle + \varepsilon|K_2\rangle}{1+|\varepsilon|^2}\ , \qquad |K_L^0\rangle = \frac{|K_2\rangle + \varepsilon|K_1\rangle}{1+|\varepsilon|^2} \tag{B.7}$$

Le paramètre ε, qui mesure les effets de violation de *CP* dans le mélange $K^0\overline{K}^0$, c'est-à-dire le fait que l'état physique K_L^0 présente une faible composante $CP = +1$, est une quantité complexe dont le module est de l'ordre de 2×10^{-3} et la phase de l'ordre de $45°$. Depuis 1964, de nombreuses expériences se sont attachées à mesurer avec précision le module de ε et sa phase [9]:

$$|\epsilon| = (2,282 \pm 0,017) \times 10^{-3} \tag{B.8}$$

$$\phi = 43,4 \pm 0,7°. \tag{B.9}$$

Il est possible également que *CP* soit violée directement dans la désintégration même des états K_1 et K_2. C'est ce qu'on appelle la violation de *CP* directe, qui est paramétrisée dans le système des kaons par le paramètre ε'. Ce paramètre est plusieurs ordres de grandeur plus petit que ε, ou peut-être même nul selon certains modèles. Nous reviendrons dans la suite sur les différents types de violation de *CP*.
Expérimentalement, on peut distinguer ε' de ε en étudiant les rapports d'amplitudes de désintégration du K_L^0 et du K_S^0 en deux pions chargés ou deux pions neutres

$$\eta_{+-} \equiv \frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = \varepsilon + \varepsilon' \tag{B.10}$$

$$\eta_{00} \equiv \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} = \varepsilon - 2\varepsilon' \ . \tag{B.11}$$

La partie réelle de ε'/ε se déduit de la mesure du double rapport R

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = \frac{1}{6} \times (1 - R) \quad \text{avec} \quad R \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} \times \frac{\Gamma(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)} \ . \tag{B.12}$$

Les résultats récents des expériences *KTeV* au *Fermilab* et *NA48* au *CERN* [68] [69]:

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = \begin{cases} (20,7 \pm 2,8) \cdot 10^{-4} & \text{KTeV/Fermilab} \\ (14,7 \pm 2,2) \cdot 10^{-4} & \text{NA48/CERN} \end{cases} \tag{B.13}$$

conduisent à la moyenne mondiale du paramètre de $\mathrm{Re}\,(\varepsilon'/\varepsilon)$ de $(16,6 \pm 1,6) \times 10^{-4}$ [70]. La violation directe de CP est établie à plus de dix écarts standard. Les calculs théoriques dans le cadre du Modèle Standard donnent des prédictions dans la gamme de 10^{-4}, la plupart inférieures à la valeur expérimentale [71]. S'il laisse de la place pour de la nouvelle physique, le léger désaccord entre valeur expérimentale et prédictions théoriques ne met pas en défaut le Modèle Standard car les incertitudes théoriques restent importantes.
Il faut souligner que les effets de violation de CP observés au laboratoire sont très faibles. Dans une très large mesure CP est une excellente symétrie de notre monde physique. Le fait que cette symétrie soit violée, même de façon infime, est fondamental d'un point de vue conceptuel. Cela signifie qu'il est possible de déterminer de manière absolue, par l'observation seule des résultats d'une expérience, si l'on se situe dans un monde constitué de matière ou d'antimatière. On sait aujourd'hui que la violation de CP mise en évidence en 1964 peut être décrite dans le cadre du modèle standard mais à l'époque cette découverte a donné lieu à de nombreux développements théoriques, dont celui de la théorie super-faible.

B.4 Les différents types de violation CP

On distingue trois types différents de violation de CP [72] [4] :

- la violation de CP dans la désintégration ;
- la violation de CP dans le mélange particule-antiparticule ;
- la violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration.

Dans la suite, nous prendrons l'exemple du système des mésons B pour illustrer tour à tour les différentes situations où la violation de CP se manifeste.

B.4.1 La violation de *CP* dans la désintégration

La violation de CP dans la désintégration – ou violation directe de CP – désigne une situation où le module de l'amplitude d'une désintégration est différent du module de l'amplitude de la désintégration conjuguée par CP

$$B \to f \neq \bar{B} \to \bar{f}. \tag{B.14}$$

Les mésons chargés et neutres sont potentiellement affectés. Les mesures peuvent être menées sans prendre en compte la dépendance en fonction du temps (bien que dans le cas des mésons neutres une étude dépendante du temps puisse conduire à une meilleure sensibilité).

B.4.2 La violation de *CP* dans le mélange

Ce type de violation de CP – la violation indirecte de CP – désigne la situation où les états propres de masse et les états propres de CP du système de mésons neutres ne coincident pas. Cela se traduit par une différence entre les probabilités d'oscillation :

$$B^0 \to \overline{B}^0 \neq \overline{B}^0 \to B^0 \tag{B.15}$$

Afin d'établir un effet de violation indirecte de CP à partir d'un échantillon de paires de mésons $B^0\overline{B}^0$ produites à l'$\Upsilon(4S)$, on compare le taux d'événements à deux leptons de même signe $N(\ell^+\ell^+)$ et $N(\ell^-\ell^-)$:

$$A_{mix} \equiv \frac{N(\ell^+\ell^+) - N(\ell^-\ell^-)}{N(\ell^+\ell^+) + N(\ell^-\ell^-)} = \frac{4\mathrm{Re}\,(\varepsilon_B)}{1 + |\varepsilon_B|^2} \tag{B.16}$$

où ε_B est l'équivalent pour le système des mésons B de ε pour le système des kaons. On peut effectuer soit une mesure dépendante du temps soit une mesure intégrée sur le temps. Pour obtenir une mesure d'une asymétrie de l'ordre 10^{-3} avec un niveau de confiance de trois écarts standard, dix milliards de paires $B^0\overline{B}^0$ sont nécessaires [72]. Comme le système de kaons neutres, la violation de CP et T dans le mélange est prédite très faible dans le système des mésons B : $\left|\frac{q}{p}\right| - 1 \approx 5 \cdot 10^{-4}$. *BABAR*a mésure $\left|\frac{q}{p}\right| = 0,998 \pm 0,006 \pm 0,007$ [73].

B.4.3 La violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration

Ce troisème type de violation de CP – violation de CP induite par le mélange – désigne une situation ou un état final f est accessible à la fois dans la désintégration du B^0 et du $\overline{B}^0$. La violation de CP dans ce cas découle de l'interférence entre les deux canaux possibles de désintégration $B^0 \to f$ et $B^0 \to \overline{B}^0 \to f$. L'asymétrie de CP est une fonction dépendant du temps. Une mesure intégrée n'est possible que si la production de mésons B est incohérente, ce qui n'est pas le cas à l'$\Upsilon(4S)$. Particulièrement intéressant est le cas où l'état final f est un état propre de CP, comme $J/\psi\, K_S^0$ par exemple.

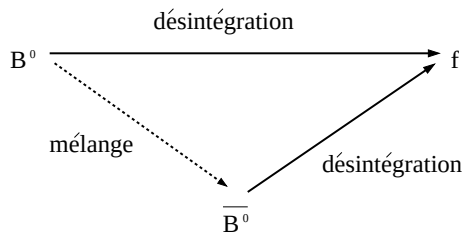


Fig. B.1 – *La violation de CP dans l'interférence entre l'oscillation et désintégration.*

Rappelons que pour les désintégrations du méson B en état propre de CP, f_{CP}, l'asymétrie dépendent du temps s'écrit :

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} = -C_{f_{CP}} \cdot \cos(\Delta m_d t) + S_{f_{CP}} \cdot \sin(\Delta m_d t) \tag{B.17}$$

avec

$$C_{f_{CP}} = \frac{1-|\lambda_{f_{CP}}|^2}{1+|\lambda_{f_{CP}}|^2} \qquad \text{et} \qquad S_{f_{CP}} = \frac{2\mathrm{Im}(\lambda_{f_{CP}})}{1+|\lambda_{f_{CP}}|^2} \ . \tag{B.18}$$

et où on a introduit le paramètre complexe $\lambda_{f_{CP}}$ qui caractérise l'interference entre le mélange et la simulation :

$$\lambda_{f_{CP}} = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{\mathcal{A}}(f_{CP})}{\mathcal{A}(f_{CP})} \tag{B.19}$$

Dans la suite en prend $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$. λ est une grandeur observable, c'est à dire qu'à la fois sa norme et sa phase sont mesurables. La violation de la symétrie CP est équivalente à l'inégalité : $\lambda \neq \pm 1$ ce qui peut se traduire de deux façons :

- $|\lambda| \neq 1$, c'est à dire $\left(\frac{|\bar{\mathcal{A}}(f_{CP})|}{|\mathcal{A}(f_{CP})|} \neq 1\right)$: c'est la violation de CP directe ;
- $\arg\lambda \neq 0, \pi$, c'est à dire $\mathrm{Im}\lambda \neq 0$, c'est la violation de CP dans l'interference mélange/désintégration.

Pour le cas de la désintegration $B^0 \to \eta_c K_S^0$ $\mathrm{Im}\lambda = \sin 2\beta$ et $|\lambda| = 1$.

B.5 Situation expérimentale

Pour que l'ensemble de la discussion sur la violation de CP soit complet, nous proposons ici un aperçu de la connaissance expérimentale sur la valeur des paramètres de la matrice CKM. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux nombreuses compilations des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.
En compilant les résultats disponibles, y compris des mesures de physique nucléaire liées aux éléments de la matrice de Cabibbo, on obtient les intervalles à 90% de confiance suivants sur le module des éléments de la matrice CKM [26] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9742-0,9757 & 0,219-0,226 & 0,002-0,005 \\ 0,219-0,225 & 0,9734-0,9749 & 0,037-0,043 \\ 0,004-0,014 & 0,035-0,043 & 0,9990-0,9993 \end{pmatrix} \tag{B.20}$$

De façon conventionnelle, les contraintes expérimentales sur la violation de CP s'expriment comme une contrainte sur les coordonnées $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ de l'apex du triangle d'unitarité dans le plan complexe. Les contraintes principales sont les suivantes :

- **Le paramètre de violation de CP dû aux oscillations dans le système de kaons.** Le paramètre ε et la différence de masse entre les états physique du système des kaons, Δm_K, sont liés théoriquement au module de l'élément de matrice V_{cb}. Cette contrainte se traduit par deux bandes permises en forme de branche d'hyperbole dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.
- **Le rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$.** L'estimation de ce rapport découle du taux de désintégration non charmées des mésons B, rapporté à celui des désintégrations charmées. Ces mesures s'appuient essentiellement sur des études exclusives et inclusives des modes de désintégrations semileptoniques. La contrainte découlant de la mesure de ce rapport se traduit par une région permise en forme d'anneau centré à l'origine. La largeur de la bande annulaire est gouvernée en partie par des erreurs théoriques irréductibles (dans l'état actuel des choses).

- **Fréquences d'oscillation de saveur des mésons** B**.** La mesure du paramètre Δm_d permet de contraindre le module de l'élément de matrice V_{td}. La contrainte correspondante se traduit par une région en forme d'anneau centrée sur le point de coordonnées $(1, 0)$. Malgré la grande précision des mesures expérimentales ($\sim$ 3% sur la mesure de Δm_d) cette contrainte est limitée en raison des incertitudes théoriques. On peut néanmoins obtenir une contrainte plus forte en formant le rapport $\Delta m_s/\Delta m_d$ car certaines incertitudes théoriques s'éliminent dans le rapport. On ne dispose aujourd'hui que d'une limite inférieure sur la fréquence d'oscillation de B_s, obtenue par une combinaison des résultats des expériences LEP et de SLD. On estime que les premières mesures de Δm_s pourraient venir prochainement des expériences CDF et D0 auprès du Tevatron.

De façon hautement non triviale, il existe une région du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ à l'intersection de toutes les régions permises définies ci-dessus. C'est le lieu de l'apex du triangle d'unitarité, qui est représenté par son contour à 95% de degré de confiance sur la figure B.2, selon la définition fréquentiste du degré de confiance adoptée par les auteurs de la référence dont elle est extraite [74]. A partir de la région ainsi définie, on peut formuler des prédictions sur les observables de violation de *CP*. En particulier, on obtient la mesure de sin2β indirect (avec des observables cachant *CP*, les côtes de triangle)

$$(\sin 2\beta)_{\text{indirect}} = 0,79 \pm 0,10 \ , \tag{B.21}$$

où l'erreur combine les incertitudes expérimentales et théoriques. De nombreux auteurs se sont essayé à ce genre de prédiction [63] en suivant des approches parfois très différentes. Tous les résultats sont compatibles avec celui-ci. Le premier véritable test de précision du modèle CKM consiste à vérifier la compatibilité des mesures directes du paramètre $\sin 2\beta$ avec la prédiction découlant des mesures indirectes.

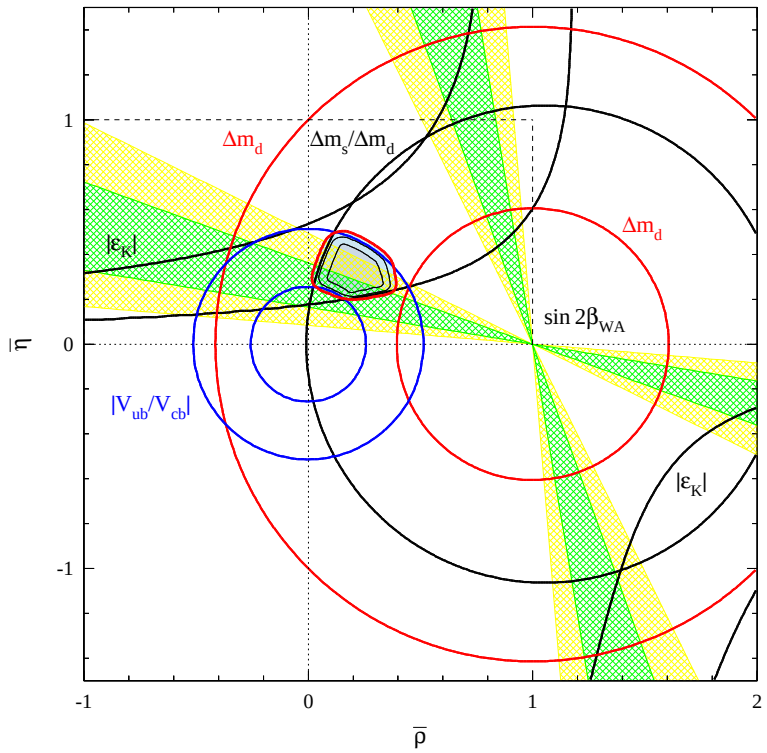


Fig. B.2 – *Contraintes sur le triangle d'unitarité dans le plan* $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ *[74].*

Annexe C

Le collisionneur asymétrique PEP-II

Le but principal de l'accélérateur est de produire suffisamment de paires de mésons B à travers les désintégrations $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ pour étudier la violation de CP dans le système des mésons beaux. L'accélérateur PEP-II doit mettre en collision des électrons et des positons avec une énergie dans le centre de masse autour de la masse du $\Upsilon(4S)$. Les énergies des deux faisceaux sont différentes afin de produire la résonance $\Upsilon(4S)$ en mouvement, ce qui implique deux anneaux différents pour le transport des électrons et des positons.

Pour la construction de PEP-II, qui a commencé en 1995, on a utilisé le tunnel et les aimants de PEP-I, collisionneur e^+e^- mis en service dans les années 80. Après la mise en service de PEP-II en 1997, les premières collisions avec le détecteur *BABAR* ont été enregistrées en Mai 1999.

Cette annexe comporte une description succincte de l'accélérateur et de ses performances, et une énumération des bruits de fond.

C.1 Cahier des charges du collisionneur

Les charges les plus importantes de PEP-II sont:

- luminosité instantanée de $3 \cdot 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$;
- fonctionnement stable pendant de longues périodes à la résonance $\Upsilon(4S)$;
- possibilité de réduire facilement l'énergie sous le seuil de production des paires de B pour étudier les bruits du fond tels que la production de quarks légers ($e^+e^- \to u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $s\overline{s}$, $c\overline{c}$) ;
- conception de la zone d'interaction permettant une acceptance optimale du détecteur ;
- tube à vide dans la zone de détection aussi peu dense que possible, et de diamètre réduit pour permettre la détection des traces chargées le plus près possible du point d'interaction, et extrapoler avec précision la position des vertex de désintégration.

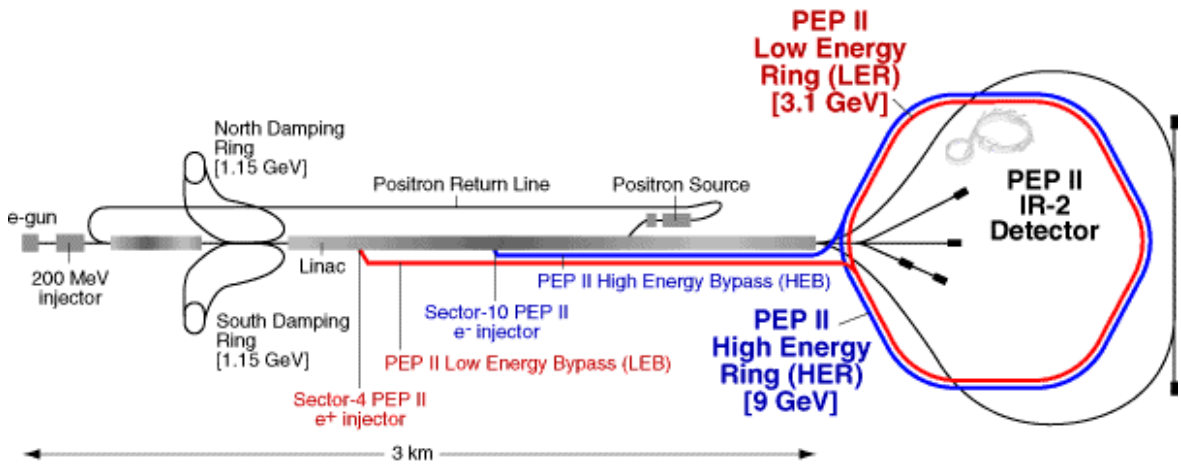


Fig. C.1 – *L'accélérateur PEP-II : Vue schéma. Avant l'injection dans les anneaux de stockage, les particules sont accélérées par le LINAC, qui a une longueur de* 3 km.

C.2 Injection, accélération, anneaux de stockage et collisions

L'accélérateur linéaire LINAC accélère les électrons et les positons à des énergies de 9,0 GeV et 3,1 GeV respectivement. L'asymétrie en énergie est telle que le boost de Lorentz $\beta\gamma$ du centre de masse par rapport au référentiel du laboratoire est 0,56. L'injection dans PEP-II des paquets (environ 700 par anneau pour les données dans cette thèse), espacés dans le temps de $8,4$ ns, doit être rapide, pour minimiser le temps de remplissage.
Les électrons et les positons circulent dans deux anneaux séparés - le HER et le LER - logés dans le même tunnel. Chaque anneau a une circonférence de 2200 m, et consiste en 6 arcs et 6 sections droites contenant des dipôles qui courbent la trajectoire des faisceaux et des quadripôles qui servent à la focalisation ; 15 klystrons servent à restituer aux particules l'énergie perdue par rayonnement synchrotron dû à la courbure de leur trajectoire. La pression résiduelle dans les tubes à vide est inférieure à quelques nTorr en tout point et de $\sim$ 1 nTorr autour du point d'interaction pour limiter le bruit de fond machine dominant du aux particules de faisceau déviées de leurs trajectoire par interaction avec le gaz résiduel. Ces particules peuvent interagir avec les matériaux de la zone d'interaction et créer des bruits de fond. Le rayon du tube à vide est de $2,50$ cm autour du point d'interaction, avec une épaisseur de 2,8 mm (deux couches de beryllium d'épaisseur de 0,83 mm et 0,53 mm, séparées par une couche d'eau de refroidissement). Au point de collision, les deux faisceaux sont fortement focalisés. Les collisions entre les deux faisceaux sont frontales, c'est-à dire que l'angle de collision est nul. La séparation des deux faisceaux a lieu tout de suite après la collision pour éviter les interactions parasites. Pour cette raison les dipôles, placés à 21 cm des deux côtés du point d'interaction, séparent les deux faisceaux entre 21 cm et $69,5$ cm après l'interaction.
Un rayonnement synchrotron intense est produit en raison de la forte courbure de la trajectoire des faisceaux pendant leur séparation par les aimants. La région d'interaction est conçue pour que les photons issus de ce rayonnement synchrotron ne rentrent pas dans le détecteur. Le tube à vide est couvert d'une fine couche d'or ($4\,\mu$m) et de tantale ($150\,\mu$m) qui absorbent les

Paramètres	conception	première année	juillet 2002 [75]
Énergie des faisceaux HER/LER (GeV)	9,0/3,1	9,0/3,1	9,0/3,1
Courant HER/LER (A)	0,75/2,15	0,7/1,3	1,05/1,78
Nombre de paquets	1658	553-829	800
Espacement des paquets (ns)	4,2	$> 8,4$	
σ_{Lx} (μm)	110	120	
σ_{Ly} (μm)	3,3	5,6	
σ_{Lz} (mm)	9	9	
Luminosité (10^{33} cm^{-2}s^{-1})	3	2,5	4,6
Luminosité (pb^{-1}/jour)	135	120	289

Tab. C.1 – *Paramètres des faisceaux [41]. Les valeurs données sont les valeurs nominales, pendant la première année et à présent. Les sigles HER et LER désignent le faisceau de haute énergie (électrons) et de basse énergie (positons) respectivement.* σ_{Lx}, σ_{Ly} *et* σ_{Lz} *se rapportent à la taille moyenne horizontale, verticale et longitudinale de la région lumineuse au point d'interaction.*

photons. La présence des aimants proches du point d'interaction limite l'acceptance du détecteur à 300 mrad.
Pour soutenir les éléments de PEP-II et aussi du détecteur de vertex de *BABAR*, un tube de soutien d'acier et de fibre de carbone est mis en place, avec un rayon de 20 cm et une longueur de $4,50$ m. Sa longueur de radiation est de $0,0047\ X_0$.

C.3 Performances de PEP-II

La table C.1 énumère les caractéristiques les plus importantes des faisceaux à la conception et à présent. On peut constater que les valeurs nominales sont presque atteintes, grâce au nombre de paquets inférieur d'un facteur $2-3$ au nombre prévu au départ.
La luminosité $\mathcal{L}$ de PEP-II peut être paramétrisée par l'expression [76]

$$\mathcal{L} = 2,17 \cdot 10^{34} \cdot \xi(1+r) \left(\frac{I \cdot E}{\beta_y^*}\right)_{+,-} [\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}] \tag{C.1}$$

où

- ξ désigne le paramètre d'interaction faisceau-faisceau (*tune shift*). Il est souhaitable qu'il ait la même valeur pour les deux faisceaux ;
- r est le rapport de la taille de faisceau $\frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}$;
- I représente le courant moyen en Ampères ;
- E désigne l'énergie en GeV ;
- β_y^* est l'amplitude de l'enveloppe des trajectoires des faisceaux au point d'interaction en cm ;
- le facteur $2,17 \cdot 10^{34}$ est le produit de plusieurs constantes (masse et charge d'électron, etc..).

Cette expression peut être évaluée en utilisant indifféremment les paramètres du HER (+) ou du LER (-). On voit que la luminosité est directement proportionnelle à l'énergie, au courant et au *tune shift* et inversement proportionnelle à la fonction β. Typiquement $\xi = 0,03$, $\beta_y^* = 1,5$ cm/2 cm (LER/HER), $E = 3,1$ GeV/9 GeV (LER/HER) et $I = 2,14$ A/0,99 A (LER/HER).
La figure C.2 montre la courbe de la luminosité intégrée entre octobre 1999 et octobre 2001. Jusqu'à janvier 2003 PEP-II a délivré une luminosité intégrée de $104\,\mathrm{fb}^{-1}$, correspondant à $90\,\mathrm{fb}^{-1}$ à la résonance $\Upsilon(4S)$, soit environ 100 millions des paires des mésons B (avec $\sigma = 1,1\ nb$), et $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ hors résonance enregistrées par *BABAR*. Pour se caler au maximum de la résonance $\Upsilon(4S)$, nous procédons à un balayage en énergie (Fig. C.3) [77].
A ce jour (janvier 2003), PEP-II a obtenu un maximum de luminosité instantanée de $4,6 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. La meilleure luminosité délivrée en une journée est $288,7\,\mathrm{pb}^{-1}$. Ces chiffres montrent que les performances de l'accélérateur sont très bonnes. L'efficacité du détecteur *BABAR* est supérieure à 97%.

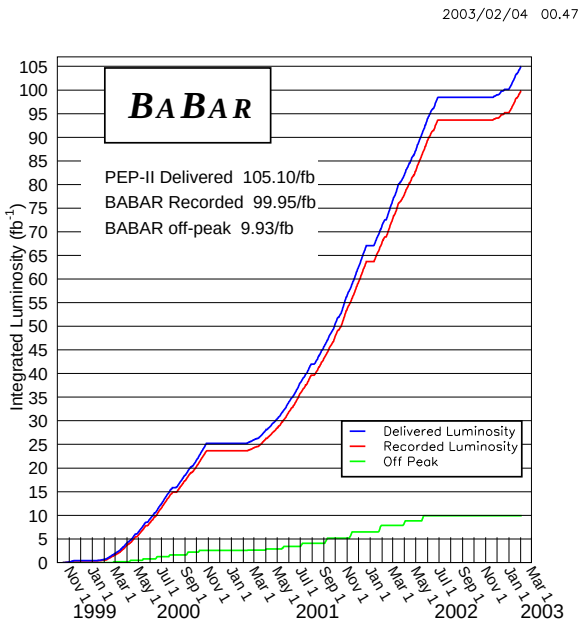


Fig. C.2 – *PEP-II: Luminosité intégrée d'octobre 1999 à janvier 2003. PEP-II a fourni* $105,10\,fb^{-1}$ *de données à la résonance* $\Upsilon(4S)$. $10\,fb^{-1}$ *au-dessous la résonance* $\Upsilon(4S)$ *ont été enregistrée par BABAR. L'efficacité de BABAR pendant cette période est* 95%.

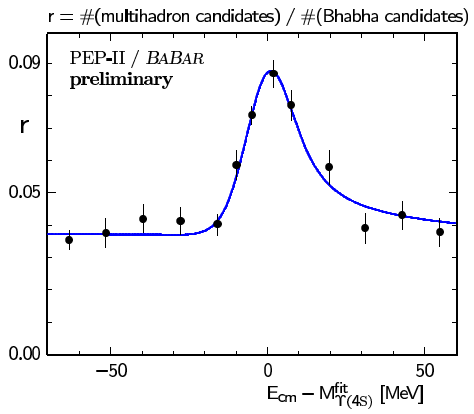


Fig. C.3 – *Balayage en énergie : Rapport entre le nombre de candidats multihadron et le nombre de candidats bhabha en fonction de la différence entre l'énergie du centre de masse du* $\Upsilon(4S)$ *et la masse du* $\Upsilon(4S)$*, obtenu par l'ajustement.*

C.4 Mesure de la luminosité

Il est important de connaître la luminosité à la fois en temps réel pour intervenir, et pour l'analyse de données. La luminosité est déterminée selon deux méthodes différentes. Pendant la

prise de données (en temps réel) on utilise le processus radiatif de diffusion *bhabha* $e^+e^-\gamma$ dont la section efficace est bien connue. Il suffit de compter le nombre d'événements de diffusion et pour cela on a placé un détecteur de radiation Cherenkov à 12 m de la région d'interaction. Les photons sont convertis en paires e^+e^- en traversant des plaques de plomb et ensuite ces paires e^+e^- traversent des cristaux de quartz, ils émettent de photons qui sont détectés.
Un autre mesure de la luminosité est effectuée hors-ligne en reconstruisant les désintégrations $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ (γ) et $e^+e^- \to \gamma\gamma$ avec le détecteur *BABAR*. Pour la mesure des rapports d'embranchement du $B \to \eta_c K$ présentée dans ce mémoire de thèse, nous n'utiliserons pas la luminosité mesurée, mais une méthode de comptage du nombre de mésons B produits et enregistrés par *BABAR* (Sec. 4.9). Avec cette méthode on s'affranchit des erreurs sur l'efficacité de fonctionnement du détecteur et sur la section efficace de production de mésons B.

C.5 Région lumineuse

La bonne connaissance de la largeur et la position de la région lumineuse est importante pour certaines analyses, par exemple celles qui dépendent du temps de désintégration des mésons B. On utilise pour cela les événements à deux traces ainsi que les vertex primaires des événements hadroniques. La position de la région lumineuse est connue avec une incertitude de quelques μm dans le plan transversal au faisceau et de $100\,\mu$m dans le plan longitudinal. Sa taille moyenne dans les trois directions spatiales est donnée dans la table C.1.

C.6 Les différentes sources du bruit de fond

Il est important de comprendre et de contrôler le bruit de fond, pour assurer la qualité des données. Si le bruit de fond est trop élevé, l'acquisition de données devient difficile et le temps mort dû au système d'acquisition augmente. Les sources principales de bruit de fond sont:

- le rayonnement synchroton ;
- les interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel dans le tube à vide ;
- les interactions électromagnétiques causées par les queues des faisceaux au point d'interaction *(beam-beam)*.

Le traitement du rayonnement synchroton est décrit dans la section C.2. Pour diminuer les interactions avec le gaz, on peut améliorer la qualité du vide. Les proportions relatives de chacune des sources de bruit de fond dépendent du sous-détecteur.

Bibliographie

[1] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymetrie of the universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5:32, 1967.

[2] The *BABAR* Collaboration. Letter of Intent for the Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-II. *SLAC-R-443*, 1994.

[3] The *BABAR* Collaboration. *BABAR* Technical Design Report. *SLAC-R-457*, 1995.

[4] P.F. Harrison, H.R. Quinn, Editors. The *BABAR* Physics Book, Physics at an Asymmetric B-Factory. *SLAC-R-504*, 1998.

[5] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1404, 1974.

[6] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e^+ e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1406, 1974.

[7] R. Partridge et al. Observation of an η_c candidate state with mass 2978 MeV$\pm$9 MeV. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1150, 1980.

[8] T. Himel et al. Observation of the η_c (2980) produced in the radiative decay of the $\Psi(2S)(3684)$. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1146, 1980.

[9] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review*, D66:010001, 2002.

[10] G. Brandenburg et al. Measurements of the mass, total width and two-photon partial width of the η_c meson. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3095, 2000.

[11] F. Fang et al. Measurement of branching fractions for $B\rightarrow$ η_c $K^{(*)}$ decays. 2002. hep-ex/0208047.

[12] B. Mayer. Mass and width of the η_c and $\eta_c(2S)$ mesons. *presented at Rencontres de Moriond 2003 - QCD and hadronic interactions*, March 2003. *BABAR* Analysis Document #601, March 2003.

[13] Harry N. Nelson. Compilation of $D^0 \rightarrow \overline{D^0}$ mixing predictions. *hep-ex/9908021*, 1999.

[14] M. Neubert. Introduction to B physics. *Trieste 1999, Particle Physics*, page 244, 2000. hep-ph/0001334.

[15] Manfred Bauer, B. Stech, and M. Wirbel. Exclusive nonleptonic decays of D, D_S and B mesons. *Z. Phys.*, C34:103, 1987.

[16] M. Wirbel, B. Stech, and Manfred Bauer. Exclusive semileptonic decays of heavy mesons. *Z. Phys.*, C29:637, 1985.

[17] A. J. Buras and M. Lindner. *Heavy Flavours.* World Scientific, Singapore, 1992.

[18] M. Gourdin, Y. Y. Keum, and X.-Y. Pham. Testing factorization in color suppressed beauty decays with the $B\to \eta_c\ K\ (K^*)$ modes. *Phys. Rev.*, D51:3510, 1995.

[19] K. W. Edwards et al. Study of B decays to charmonium states $B \to \eta_c K$ and B$\to \chi_{c0}$K. *Phys. Rev. Lett.*, 86:30, 2001.

[20] N. G. Deshpande and J. Trampetic. Exclusive and semiinclusive B decays based on $b \to s$ η_c transition. *Phys. Lett.*, B339:270, 1994.

[21] M. R. Ahmady and R. R. Mendel. A Theoretical prediction for exclusive decays $B\to K$ (K^*) η_c. *Z. Phys.*, C65:263, 1995.

[22] D. S. Hwang and G-H. Kim. Decay constant ratios f(η_c)/f(J/ψ) and f(η_b)/f(Υ). *Z. Phys.*, C76:107, 1997.

[23] J. Charles, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, and J. C. Raynal. Heavy-to-light form factors in the heavy mass to large energy limit of QCD. *Phys. Rev.*, D60:014001, 1999.

[24] M. Gourdin, Y. Y. Keum, and X.-Y. Pham. Factorization and SU(2) heavy flavor symmetry for B meson decays producing charmonium. *Phys. Rev.*, D52:1597, 1995.

[25] P. Colangelo, C. A. Dominguez, and N. Paver. Tests of factorization in color suppressed nonleptonic B decay modes. *Phys. Lett.*, B352:134, 1995.

[26] D. E. Groom et al. Review of Particle Physics. *The European Physics Journal* **C15**, (1), 2000.

[27] S. K. Choi et al. Observation of the $\eta_c(2S)$ in exclusive $B \to KK^0_S K^-\pi^+$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, 89:102001, 2002.

[28] C. Baglin et al. Search for the p wave singlet charmonium state in $\bar{p}p$ annihilations at the CERN intersection storage rings. *Phys. Lett.*, B171:135, 1986.

[29] T. A. Armstrong et al. Observation of the P wave singlet state of charmonium. *Phys. Rev. Lett.*, 69:2337, 1992.

[30] L. Antoniazzi et al. Search for hidden charm resonance states decaying into J/ψ or Ψ' plus pions. *Phys. Rev.*, D50:4258, 1994.

[31] E. D. Bloom. Quark-Antiquark Bound State Spectroscopy and QCD. Presented at 9th Summer Inst. on Particle Physics, Stanford, Calif., Jul. 27 - Aug 7, 1981.

[32] W. Kwong, P. B. Mackenzie, R. Rosenfeld, and J. L. Rosner. Quarkonium annihilation rates. *Phys. Rev.*, D37:3210, 1988.

[33] J. Z. Bai et al. Measurements of the mass and full-width of the η_c meson. 2003. hep-ex/0301004.

[34] C. Patrignani et al. E835 at FNAL: Charmonium spectroscopy in $\bar{p}p$ annihilations. *Nucl. Phys.*, A692:308, 2001.

[35] J. Z. Bai et al. A measurement of the mass and full width of the η_c meson. *Phys. Rev.*, D62:072001, 2000.

[36] I. Adam et al. Operational experience with the *DIRC* detector. november 2001. Invited talk at 2001 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS) and Medical Imaging Conference (MIC), San Diego, California.

[37] Pour une description de *Objectivity* voir http://www.objectivity.com.

[38] G. Mancinelli and S. Spanier. Kaon Selection at the *BABAR* Experiment. *BABAR* Analysis Document #116, July 2001.

[39] Vertexing and CompositionTools Group. The *BABAR* Vertexing. *BABAR* Analysis Document #102, December 2001.

[40] Neutral Identification and Reconstruction AWG. Studies on π^0 reconstruction : Status report. *BABAR* Analysis Document #20, July 2000.

[41] B. Aubert et al. The *BABAR* detector. *Nucl. Instr. and Methods*, A479:1, 2002.

[42] Geoffrey C. Fox and Stephen Wolfram. Event Shapes in e^+e^- Annihilation. *Nucl. Phys.*, B149:413, 1979.

[43] ARGUS Collaboration. Exclusive hadronic decays of B mesons. *Z. Phys. C*, 48:543, 1990.

[44] B. Aubert et al. A study of time dependent CP-violating asymmetries and flavor oscillations in neutral B decays at the $\Upsilon(4S)$. *Phys. Rev.*, D66:032003, 2002.

[45] Pierre Lutz. Analyse Multidimensionelle. *20eme Ecole d'Eté de physique de particules, Gif-sur-Yvette, CNRS-IN2P3*, 1988.

[46] C. Hearty. Hadronic Event Selection and B-Counting for Inclusive Charmonium Measurements. *BABAR* Analysis Document #30, July 2000.

[47] C. Hearty. Measurement of the Number of $\Upsilon(4S)$ Mesons Produced in Run1 (B Counting). *BABAR* Analysis Document #134, January 2001.

[48] N. Barlow, P. Clark, F. Jackson, C. Marker G. Sciolla, S. Ricciardi, G. Hamel de Monchenault, W. Kozanecki, M. Langer, and G. London. Branching Fraction Measurements of the Decays $B \to \eta_c K$, $\eta_c \to K\overline{K}\pi$ and $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$. March 2002. *BABAR* Analysis Document #336.

[49] N. Barlow, P. Clark, F. Jackson, C. Marker G. Sciolla, S. Ricciardi, G. Hamel de Monchenault, W. Kozanecki, M. Langer, and G. London. Observation of Exclusive η_c Production in Charged and Neutral B-Meson Decays. March 2002. *BABAR* Analysis Document #222.

[50] B. Aubert et al. Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude $\sin 2\beta$. *Phys. Rev. Lett.*, 89:201802, 2002.

[51] Christos Touramanis et. al. Measurement of exclusive charmonium branching ratios using data from *BABAR*'s first run. *BABAR* Analysis Document #113, march 2001.

[52] R. Balest et al. Inclusive decays of B mesons to charmonium. *Phys. Rev.*, D52:2661, 1995.

[53] E. Varnes. Measurement of the Tracking Efficiency using 3+1 τ events. *BABAR* Analysis Document #81, march 2001.

[54] E. Varnes et. al. Measurement of the GoodTrackLoose efficiency using SVT tracks. *BABAR* Analysis Document #157, march 2001.

[55] A. Snyder, private communication.

[56] Cette fonction a été utilisée par la collaboration *Crystal Ball* et se trouve consignée dans une note interne par D. Antreasyan, Crystal Ball Note 321 (1983).

[57] B. Aubert et al. Study of $B^\pm \to J/\psi\ \pi^\pm$ and $B^\pm \to J/\psi\ K^\pm$ decays: Measurement of the ratio of branching fractions and search for direct CP-violating charge asymmetries. *Phys. Rev.*, D65:091101, 2002.

[58] B. Aubert et al. Branching fraction measurements of the decays $B \to \eta_c K$, where $\eta_c \to$ K $\bar{K}\pi$ and $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$. *Rencontres de Moriond 2002 - QCD*, 2002. hep-ex/0203040.

[59] N. Barlow, P. Clark, F. Jackson, C. Marker G. Sciolla, S. Ricciardi, G. Hamel de Monchenault, W. Kozanecki, M. Langer, and G. London. Supporting document for Moriond 2002 $\sin 2\beta$ with $B^0 \to \eta_c K_S^0$. March 2002. *BABAR* Analysis Document #381.

[60] O. Long and S. Prell et. al. Supporting document for the summer 2002 $\sin 2\beta$ analysis. October 2002. *BABAR* Analysis Document #442.

[61] K. Abe et al. An improved measurement of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system. *Phys. Rev.*, D66:071102, 2002.

[62] L. Wolfenstein. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa-Matrix. *Physical Review Letters*, (51):1945, 1983.

[63] A. Buras. Present status of flavour and CP violation in the Standard Model. Intern. Conf. on CP Violation, Pisa, Italy, June 2001.

[64] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, (104), 1956.

[65] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in β-decay. *Phys. Rev.*, (105), 1957.

[66] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:193, 1958.

[67] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett*, (13):138, 1964.

[68] A. Alavi-Harati et al. Measurements of direct CP violation, CPT symmetry, and other parameters in the neutral kaon system. *Phys. Rev.*, D67:012005, 2003.

[69] J. R. Batley et al. A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions. *Phys. Lett.*, B544:97, 2002.

[70] M. Lenti. The final NA48 result on direct CP violation. EP-Seminar CERN 25 June 2002.

[71] M. Ciuchini and G. Martinelli. Theoretical status of $\frac{\epsilon'}{\epsilon}$. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 99B:27, 2001.

[72] R. Aleksan. Quark Mixing and CP violation. Technique and Concepts of High Energy Physics X, 1999. Kluwer Academic Publishers, pages 487-596.

[73] B. Aubert et al. Search for T and CP violation in $B^0 - \overline{B}^0$ mixing with inclusive dilepton events. *Phys. Rev. Lett.*, 88:231801, 2002.

[74] A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace, and F. Le Diberder. A new approach to a global fit of the CKM matrix. *Eur. Phys. J.*, C21:225, 2001.

[75] see http://www-public.slac.stanford.edu/babar/Default.htm.

[76] PEP-II. PEP-II - An Asymmetric B-Factory, Conceptual Design Report. *SLAC-418, LBL-5379*, 1993.

[77] R. Waldi. Measurement of the $\Upsilon(4S)$ Resonance Parameters at *BABAR*, Part II: The Real Data. *BABAR* Analysis Document # 6, January 2000.

Remerciements

Je remercie Pascal Debu, Bruno Mansoulié, Joël Feltesse et Michel Spiro de m'avoir accueillie au Service de Physique de Particules du DAPNIA au CEA-Saclay.
Je remercie Roy Aleksan de m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans le groupe *BABAR*. Merci à mes deux directeurs de thèse Georges London et Gautier Hamel de Monchenault. Je remercie les membres du groupe *BABAR* de Saclay, surtout eux qui ont relus le manuscript et qui m'ont soutenue les derniers mois difficiles. Un très, très grand merci à André !
Je remercie toutes les personnes de la collaboration *BABAR* avec qui j'ai travaillé, surtout les membres du groupe « η_c », sans qui ce travail n'aurait pas été possible.
Je remercie Luis Oliver et Bertrand Vallage pour leur lecture attentive du manuscript, les commentaires et les discussions. Merci à Étienne Augé, Bruno Mansoulié et Marie-Hélène Schune d'avoir accepté de faire partie du jury.
Un grand merci à Eddy pour sa disponibilité et son soutien.

Vielen Dank an alle meine Freunde die mich während der letzten Jahre begleiteten - ob hier, in Deutschland oder anderswo. Speziellen Dank an Katja.

Ich möchte mich bei meinen Eltern und meiner Familie in Deutschland für die Unterstützung sowohl moralischer als auch finanzieller Seite, während meiner Studien- und Doktorarbeitsjahre bedanken.
Grosses Dankeschön an Gianni - Du bist immer für mich da und verstehst mich ! Du hast mir geholfen mich hier schnell einzuleben und zu verständigen. Und das Wichtigste ist natürlich unsere kleine Franca - die in den letzten Wochen oft morgens die Erste und abends die Letzte in der Kinderkrippe war.

Résumé

Cette thèse décrit l'étude des désintégrations exclusives $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $B^0 \to \eta_c K^0_S$ où $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$, $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ et $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$ et la mesure de leurs rapports d'embranchement à partir d'un échantillon de données de l'expérience *BABAR* prises à la résonance $\Upsilon(4S)$ entre octobre 1999 et octobre 2000. Ce lot correspond à une luminosité intégrée de $20,7$ fb^{-1}, équivalent à la production de 23 millions paires de $B\overline{B}$.
Pour les désintégrations $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ des signaux statistiquement significatifs ont été observés, permettant la mesure des rapports d'embranchement. Des limites supérieures ont été calculées pour le mode $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$:

$\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)$	$< 5{,}6\times10^{-6}$(90% degré de confiance)
$\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.})$	$= (52{,}8\pm7{,}9\pm7{,}3)\times10^{-6}$
$\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0)$	$= (15{,}5\pm3{,}6\pm2{,}5)\times10^{-6}$
$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-)$	$< 2{,}3\times10^{-6}$ (90% degré de confiance)
$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.})$	$= (36{,}8\pm11{,}6\pm6{,}0)\times10^{-6}$
$\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0)$	$= (11{,}3\pm5{,}1\pm2{,}4)\times10^{-6}$

La première erreur est statistique, la seconde est systématique. En moyennant les résultats des rapports d'embranchement pour les modes $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ et $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ séparément pour les désintégrations $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ et $B^0 \to \eta_c K^0_S$ et en prenant en compte les erreurs systématiques communes, on obtient :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) &= (82{,}5\pm10{,}4\pm8{,}3)\times10^{-6}\\ \mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) &= (58{,}1\pm15{,}2\pm6{,}3)\times10^{-6}.\end{aligned}$$

Les rapports $R_K \equiv \Gamma(B \to \eta_c K)/\Gamma(B \to J/\psi K)$ ont été déterminés à

$R_K(B^+) = 1,48 \pm 0,19 \pm 0,17 \pm 0,46$ et $R_K(B^0) = 1,24 \pm 0,33 \pm 0,16 \pm 0,38$.

La mesure de ces rapports reste encore largement dominée par l'incertitude sur la mesure de $\mathcal{B}(\eta_c \to \mathrm{K}\bar{K}\pi)$ (troisième erreur). Nos résultats sont compatibles avec les valeurs prédites par la théorie, mais cette dernière reste trop imprécise pour que nous puissions en tirer des conclusions fortes.

Mots Clés :

Méson B	charmonium
$b \to c\bar{c}s$	factorisation
eta_c	sin 2beta
rapport d'embranchement	violation CP
BaBar	asymètrie CP

Abstract

This thesis presents a study of the exclusive decays $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ and $B^0 \to \eta_c K^0_S$ with $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$, $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ and $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$, and the measurement of their branching ratios. We use 20.7 fb^{-1} of data collected by the experiment *BABAR* at the $\Upsilon(4S)$ resonance between October 1999 and October 2000. These data correspond to 23 million $B\overline{B}$ pairs.
In the decays $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ and $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ the observed signals are statistically significant ; they allow to mesure the branching ratios. Upper limits are set in the channels with $\eta_c \to K^+K^-K^+K^-$:

$$\begin{array}{ll}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) & < 5{,}6\times10^{-6}\,(90\%\text{ confidence level}) \\
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) & = (52{,}8\pm7{,}9\pm7{,}3)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) & = (15{,}5\pm3{,}6\pm2{,}5)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-K^+K^-) & < 2{,}3\times10^{-6}\ (90\%\text{ confidence level}) \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^0K^-\pi^+ + \text{c.c.}) & = (36{,}8\pm11{,}6\pm6{,}0)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K^+K^-\pi^0) & = (11{,}3\pm5{,}1\pm2{,}4)\times10^{-6},
\end{array}$$

where the first error is statistical and the second systematic. The average of the branching ratio of $\eta_c \to K^0_S K^{\pm}\pi^{\mp}$ and $\eta_c \to K^+K^-\pi^0$ for the channels $B^{\pm} \to \eta_c K^{\pm}$ and $B^0 \to \eta_c K^0_S$, taking into account the common systematical errors, leads to :

$$\begin{array}{ll}
\mathcal{B}(B^+ \to \eta_c K^+)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) & = (82{,}5\pm10{,}4\pm8{,}3)\times10^{-6} \\
\mathcal{B}(B^0 \to \eta_c K^0)\mathcal{B}(\eta_c \to K\overline{K}\pi) & = (58{,}1\pm15{,}2\pm6{,}3)\times10^{-6}.
\end{array}$$

The ratios $R_K \equiv \Gamma(B \to \eta_c K)/\Gamma(B \to J/\psi K)$ have been determined to

$R_K(B^+) = 1,48 \pm 0,19 \pm 0,17 \pm 0,46$ and $R_K(B^0) = 1,24 \pm 0,33 \pm 0,16 \pm 0,38$.

These measurements are dominated by the uncertainty on the world average of the $\eta_c \to \mathrm{K}\bar{K}\pi$ branching ratio (third error). Our results are compatible with the theoretical predictions, which cover a large range; it is not possible to obtain stronger conclusions.

Keywords :

B meson	charmonium
$b \to c\bar{c}s$	factorization
eta_c	sin 2beta
branching ratio	CP violation
BaBar	CP asymmetry