LPNHE 2001-16

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité:

PHYSIQUE DES PARTICULES

présentée par

Jan STARK

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Reconstruction des désintégrations des mésons B en vue de la détermination de leurs durées de vie et de la mise en évidence de la violation de CP dans l'expérience *BaBar* à SLAC.

soutenue le 17 décembre 2001 devant le jury composé de :

MM.	Jean-Eudes AUGUSTIN,	Président
	Jacques CHAUVEAU,	Directeur de thèse
	Jean ERNWEIN	
	Jacques LEFRANÇOIS,	Rapporteur
	Guido MARTINELLI	
	Gérard SAJOT	
	Klaus SCHUBERT,	Rapporteur

Remerciements

Je remercie Marcel Banner et Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli au sein du LPNHE.

Tout d'abord, je remercie Jacques Lefrançois et Klaus Schubert d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteurs. Je remercie aussi Jean-Eudes Augustin, Jean Ernwein, Guido Martinelli et Gérard Sajot d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Jacques Chauveau, mon directeur de thèse, pour ces trois années passées à collaborer ensemble. Merci, Jacques, de ta patience, de ton soutien, et pour toutes les discussions que nous avons eues sur les durées de vie des mésons B, le détecteur, et plus généralement sur la physique. Grâce à toi, j'ai pu m'investir dans différents aspects de l'expérience et j'ai ainsi beaucoup appris. Je te remercie aussi pour tout le temps que tu as consacré à la lecture et la relecture du manuscrit.
Un grand merci aux autres membres du groupe *BABAR* LPNHE passés et présents : Maurice Benayoun, Hélène Briand, Pascal David, Christian de la Vaissière, Luigi Del Buono, Odile Hamon, Sophie Henrot-Versillé, François Le Diberder, Philippe Leruste, Liliana Martin, Fernando Martínez-Vidal, José Ocariz, Muriel Pivk et Lydia Roos.
Plus particulièrement, merci à Christian pour les discussions sur les durées de vie, à Hélène, Jean-Claude Boulliard et Jean-Paul Tavernet de m'avoir permis de faire de l'enseignement, à Lila pour son aide avec le matériel informatique, à Lydia et José, entre autres, pour discussions sur diverses sujets de physique et à Muriel pour la cohabitation agréable dans le bureau.
Un très grand merci à Fernando qui m'a beaucoup appris dans tous les domaines. Je n'oublierai pas nos journées et nuits de travail au labo, ni le séjour un peu plus tranquille à Venise.

Je tiens a remercier toute la Collaboration *BABAR* et les collègues de PEP-II pour le bon accueil et les excellentes conditions de travail que j'ai rencontrées pendant ma thèse.

Je remercie Ben Brau, Riccardo Faccini, Patrick Robbe, Shahram Rahatlou, Vivek Sharma et Cecilia Voena pour la collaboration agréable sur la reconstruction des mésons B, Sören Prell et Gerhard Raven pour toutes les discussions sur les distributions de Δt, le *tracking*, les systématiques et beaucoup d'autres choses. Merci à David Kirkby pour les discussions sur les ajustements et à Gautier Hamel de Monchenault pour toute son aide sur des sujets aussi variés que l'héritage en C++ ou la combinaison de résultats de différentes expériences. Merci à Adil Hasan et Artem Trunov qui ont géré le grand volume de données que j'ai simulé pour les études d'alignement. Merci aussi à Jochen Schieck, Andrei Gritsan, Carsten Hast, Bill Dunwoodie, Eric Charles, Christiano Borean, Roy Aleksan, Andreas Höcker, Jochen Schwiening, Christophe Yèche, Frédéric Brochu, Vincent Tisserand, Owen Long et Ulrik Egede pour toutes les interactions que nous avons eues à propos du détecteur (en particulier le DIRC et le SVT) et de la physique en général. Un grand merci à tous les habitués des réunions de travail des groupes *B Reco, Vertexing* et *B Lifetime and Mixing.*

Merci au comité (Sören Prell, Doug Roberts, Gérard Bonneaud et Alessandro Calcaterra) et à David MacFarlane et Patricia Burchat pour avoir scruté l'analyse et pour leur aide lors de la rédaction du papier.

Je remercie Lucia di Ciaccio pour la bonne collaboration et pour son aide avec les outils de la *LEP B lifetimes working group.*
Les discussions avec Guido Martinelli étaient un grand plaisir. Je remercie également Damir Bećirević et Federico Mescia qui m'ont donné accès à leurs mémoires de thèse avant leur publication officielle.

Je remercie le personnel du LPNHE et de SLAC pour toute leur aide pendant ces dernières années.
Merci à tous les autres thésards du LPNHE que j'ai rencontrés pendant ces trois années pour les pauses gâteau et d'autres moments agréables.

Je tiens à remercier ma famille pour son support et sa compréhension pendant ces années que j'ai passées aux quatre coins du monde.

Table des matières

Introduction

La violation de CP initialement découverte dans le système $K^0/\overline{K}^0$ a longtemps déjoué les interprétations théoriques. Elle reçoit une explication phénoménologique dans le cadre du modèle standard dès lors qu'il y a trois ou plus générations de quarks. Si cette interprétation est correcte, elle implique l'existence d'asymétries substantielles dans certains canaux de désintégration du système $B^0/\overline{B}^0$.
Le détecteur *BABAR* et le collisionneur PEP-II ont été construits pour tester cette prédiction et rechercher la violation de CP dans les désintégrations des mésons B. Un complexe analogue (expérience Belle auprès du collisionneur KEK-B) a été construit en même temps au Japon. Les collisionneurs PEP-II et KEK-B ont une luminosité sans précédent qui permet la détection de phénomènes rares, comme les désintégrations violant CP. Ces dispositifs offrent la possibilité de surdéterminer certains paramètres du modèle standard (éléments de la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa, ou matrice CKM). Si les valeurs trouvées se révélaient incompatibles, une nouvelle physique au-delà du modèle standard serait décelée.
La mise en évidence de la violation de CP nécessite de mesurer une différence entre les désintégrations de particules (mésons B) et d'antiparticules (mésons $\overline{B}^0$, conjugué par CP du B^0) vers des états finals f_{CP} bien choisis. Le canal $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K^0_S$, état propre de la symétrie CP, est particulièrement approprié. L'analyse du phénomène montre que les asymétries CP s'annulent lorsque l'on intègre sur l'ensemble des temps de désintégration. Il a été nécessaire de construire un nouveau type de collisionneur e^+e^- "asymétrique" de façon à produire des mésons B en mouvement dans le laboratoire avec assez d'impulsion pour se désintégrer après un parcours mesurable expérimentalement. PEP-II fabrique les mésons B par paires ($B\overline{B}$) dans la désintégration de la résonance $\Upsilon(4S)$ produite dans la voie s. Aussi près du seuil, il n'y a pas d'autres particules que les mésons B dans les événements recherchés. Par conséquent, on n'a accès qu'à la différence Δt des temps de désintégration des deux mésons B. La violation de CP se manifeste dans le fait que la distribution statistique de cette observable n'est pas la même pour des événements qui contiennent des B^0 ou des $\overline{B}^0$ se désintégrant vers un état final f_{CP}. Pour accéder expérimentalement à ces distributions, une *analyse temporelle* doit être effectuée. Elle consiste à reconstruire un échantillon d'événements possédant un B^0 (ou un $\overline{B}^0$) qui se désintègre vers un état f_{CP}, à déterminer sa saveur à partir des produits de désintégration de l'autre $\overline{B}^0$ (ou B^0) de la paire, et à mesurer l'intervalle Δt. Pour valider la méthode (la calibrer), il est nécessaire de contrôler les incertitudes des mesures de Δt et de saveur. C'était, dans un premier temps, l'objectif d'autres analyses temporelles : la mesure des durées de vie des mésons B et la mesure des oscillations $B^0\overline{B}^0$. Avec la statistique accumulée et le niveau de détail des études des incertitudes systématiques sur les

durées de vie, cette analyse a dépassé le stade initial de validation. Elle conduit à la mesure la plus précise au monde et permet de contraindre les modèles des mésons lourds.

Cette thèse est consacrée aux mesures des durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ des mésons B chargés et neutres. L'analyse temporelle correspondante est expliquée en grands détails. Le mémoire se compose de trois parties. Dans la première, consacrée à la théorie, est développée la phénoménologie des interactions faibles, responsables de la désintégration des mésons B. La matrice CKM est introduite, les contraintes expérimentales que peuvent apporter les usines à B sur ses éléments expliquées, le fait que les mesures les plus pertinentes correspondent à des analyses temporelles, souligné. En dehors de cas exceptionnels comme la désintégration $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K^0_S$, l'interprétation des résultats expérimentaux est compliquée par les effets de l'interaction forte : les objets d'expérience ne sont pas les quarks, mais les hadrons (les mésons B sur l'occurrence). Le calcul théorique des durées de vie des mésons B est passé en revue. Il recourt à des techniques sophistiquées comme les méthodes non-perturbatives. La quantité prédite par la théorie avec le moins d'incertitudes est le rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. L'objectif principal de cette thèse est une mesure de précision de cette quantité.
La seconde partie du mémoire est consacrée au principe de la mesure et au dispositif expérimental. Les analyses temporelles essentielles de l'expérience *BABAR* sont décrites. L'utilité des résultats des unes pour les autres est mise en évidence. L'analyse temporelle conduisant à la mesure des durées de vie est particulièrement détaillée. Le dispositif expérimental comprend le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR*. Le détail des descriptions des différents éléments constitutifs est à la mesure de l'importance de ces dispositifs pour les analyses physiques présentées dans cette thèse. Les programmes de reconstruction et de simulation des événements sont décrits dans leur généralité à ce niveau. La détermination de la cinématique de l'état initial des collisions à partir de mesures sur des événements simples est expliquée.
La troisième partie de la thèse décrit le détail de l'analyse. Elle commence par la reconstruction des mésons B, un travail essentiel pour toute la collaboration. Des méthodes sophistiquées ont été mises en œuvre pour obtenir des échantillons de taille maximale avec aussi peu de bruit de fond que possible. Ces méthodes sont mises en application très en amont dans le flot de données de l'expérience. Les mésons B reconstruits sont disponibles quelques jours après la prise des données.
Une fois les mésons B reconstruits, il s'agit de mesurer Δt pour les événements qui les contiennent. La reconstruction inclusive du point de désintégration de l'autre B est décrite. La différence de parcours entre les deux mésons B est employée pour estimer Δt. La résolution sur Δt est un élément-clé de l'analyse, car elle est comparable au domaine de variation de cette variable.
Deux chapitres sont consacrés à l'extraction des durées de vie des échantillons expérimentaux. Un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance sans discrétisation (sans *binning*) a été developpé. La méthode est décrite au chapitre 7. Les résultats sur les durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ sont donnés au chapitre 8. Le chapitre 9 est consacré aux erreurs systématiques. Le chapitre 10 présente la mesure du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. Cette quantité qui se prête de mieux au calcul théorique est également

optimale en ce qui concerne les erreurs systématiques expérimentales, car nombre d'entre elles se compensent. Il apparaît que, malgré la difficulté provenant du fait que l'on ne connaît pas la position où sont produits les mésons B, la précision atteignable avec le détecteur *BABAR* se compare favorablement aux expériences antérieures. Actuellement les incertitudes de mesure sont encore dominées par les erreurs statistiques, à terme une précision d'un pour cent sur le rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ pourra être atteinte aux usines à B. Pour terminer, la comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs théoriques et les expériences antérieures est présentée au chapitre 11.

Cette thèse a débuté en septembre 1999, quatre mois après les premières collisions enregistrées par le détecteur *BABAR*. Des résultats préliminaires sur les durées de vie ont fait partie des premières communications de la collaboration *BABAR* aux congrès de l'été 2000 [1,2]. Le résultat final [3,4] sur les durées de vie obtenu avec les données enregistrées en 1999 et en 2000 est déjà aussi précis que les résultats combinés des expériences antérieures publiés en 2000.

Première partie

Eléments de théorie

Chapitre 1

L'interaction faible et la phénoménologie des désintégrations des mésons B

Dans ce chapitre, nous exposons quelques aspects de la description théorique de l'interaction faible. Cette interaction est la seule qui ne conserve pas la saveur et qui permet, parmi d'autres, aux mésons B de se désintégrer. L'objectif de l'expérience *BABAR* est l'étude de certaines propriétés (décrites dans ce chapitre) de l'interaction faible. Ces études sont compliquées par le fait que les quarks subissent aussi l'interaction forte, ce qui rend souvent difficile l'extraction des propriétés de l'interaction faible à partir des quantités mesurables expérimentalement. Nous disposons aujourd'hui d'outils théoriques sophistiqués qui permettent d'inclure les effets de l'interaction forte dans les calculs théoriques. Comme nous en dépendons pour l'extraction des paramètres fondamentaux du modèle standard, ces outils doivent être testés en confrontant des prédictions qu'ils permettent d'obtenir à des résultats expérimentaux. Une quantité physique qui permet un tel test est le rapport des durées de vie $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. L'objectif principal de cette thèse est une mesure de précision de cette quantité.

Au paragraphe 1.1, nous discutons quelques propriétés générales de l'interaction faible sans trop nous préoccuper des complications dues à l'interaction forte. Au paragraphe 1.2, nous discutons trois processus physiques qui sont pilotés par l'interaction faible : le mélange $B^0/\overline{B}^0$, la manifestation de la violation de CP dans l'interférence entre le mélange $B^0/\overline{B}^0$ et la désintégration des mésons B, et enfin les désintégrations inclusives et les durées de vie des mésons B. Dans les discussions de ces processus physiques, nous tenons compte des complications qui sont dues à la présence de l'interaction forte. En particulier, un survol du calcul théorique de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ avec les méthodes modernes est présenté au paragraphe 1.3.

1.1 L'interaction faible dans le modèle standard

Nous commençons (paragraphe 1.1.1) en décrivant quelques aspects de l'interaction faible dans le modèle standard. Dans ce cadre, l'interaction faible est la seule[1] source de violation de CP. Nous voyons, au paragraphe 1.1.2, comment la violation de CP apparaît dans la description de l'interaction faible. Au paragraphe 1.2, nous discutons de processus physiques dus à l'interaction faible (désintégrations des mésons B et leur largeur totale, mélange $B^0\overline{B}^0$ et manifestation de la violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration), et dont l'étude permet de contraindre les paramètres libres du modèle standard.

1.1.1 La matrice CKM

Le modèle électrofaible standard est fondé sur le groupe de jauge [7, 8] $SU(2) \times U(1)$. Les bosons de jauge qui correspondent à $SU(2)$ et à $U(1)$ sont respectivement W^i_μ avec i = 1,2,3 et B_μ. Les constantes de couplage sont respectivement g et g'. Les composantes gauches des champs de fermions

$$\begin{pmatrix} \nu_j \\ l_j^- \end{pmatrix}_G , \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_G \tag{1.1}$$

de la famille j se transforment comme des doublets sous $SU(2)$, et les composantes droites

$$(u_j)_D\,, \quad (d_j)_D\,, \quad \left(l_j^-\right)_D \tag{1.2}$$

se transforment comme des singlets. Le modèle standard minimum comporte trois familles de fermions et un seul doublet de Higgs complexe $\binom{\phi^+}{\phi^0}$. Le lagrangien complet après brisure spontanée de la symétrie est classique (voir des articles de revue ou des livres comme [9,10]). Le terme qui décrit le couplage des W aux quarks s'écrit

$$\mathcal{L}_{\rm CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{u} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} d' \right] W_\mu^+ + \text{conjugué hermitique (c.h.)}\ , \tag{1.3}$$

avec

$$u = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad d' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} . \tag{1.4}$$

Ce terme du lagrangien est écrit en fonction des états propres de l'interaction faible. En fonction des états propres de masse, il s'écrit

$$\mathcal{L}_{\rm CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{u} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} V_{\rm CKM} d \right] W_\mu^+ + \text{c.h.}\ , \tag{1.5}$$

1. Le lagrangien de QCD, qui décrit l'interaction forte, peut contenir un terme qui viole CP. Cette source de violation de CP se manifesterait par l'existence d'un moment dipolaire électrique non nul du neutron. Il existe de strictes limites supérieures expérimentales sur ce moment. Voir [5,6] pour une discussion détaillée.

où V_{CKM} est une matrice qui relie les états propres de l'interaction faible et les états propres de masse :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}}_{d'} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{\text{CKM}}} \underbrace{\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}}_{d} \tag{1.6}$$

Ce *mélange des saveurs* décrit la non-conservation de la saveur dans l'interaction faible chargée. Nous avons fait le choix d'exprimer le mélange à l'aide d'une matrice qui agit sur d. Le mélange peut aussi être décrit avec deux matrices du type V_{CKM}, la deuxième agissant sur u. Cette description se ramène à la nôtre en redéfinissant les phases globales des états de quarks.
Dans le cadre du modèle standard, les masses des quarks sont engendrées par leur interaction avec le Higgs. Le terme du lagrangien qui décrit le couplage correspondant fait intervenir des constantes de couplage (du type Yukawa) *a priori* complexes. La matrice V_{CKM}, qui apparaît dans le changement de base entre les états propres de l'interaction faible et de masse, dépend des constantes de couplage et est donc également *a priori* complexe.
La matrice V_{CKM} pour trois familles a été définie pour la première fois en 1973 par Kobayashi et Maskawa [11]. Elle est une extension du cas à deux familles où la matrice dépend d'un seul paramètre que l'on peut choisir comme l'angle de Cabibbo [12]. V_{CKM} est la *matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* ou *matrice CKM.*

La matrice CKM est une matrice 3×3 complexe qui dépend *a priori* de 18 paramètres. Il existe cependant des relations entre ces 18 paramètres. Dans l'hypothèse d'un couplage faible universel, V_{CKM} est unitaire ($V_{\text{CKM}}V_{\text{CKM}}^{\dagger} = 1$). L'unitarité donne 9 relations qui permettent de réduire le nombre de paramètres indépendants à 9. De façon générale, une matrice unitaire $N \times N$ complexe a N^2 paramètres indépendants : $\frac{N(N-1)}{2}$ angles de rotation et $\frac{N(N+1)}{2}$ phases. Pour $N = 3$, nous avons donc 3 angles de rotation et 6 phases. Les phases des $2N$ états de quarks peuvent être choisies indépendamment sans changer la physique. Ceci nous permet d'absorber $2N - 1$ phases de la matrice CKM dans la définition des phases des champs. Nous pouvons absorber $2N - 1$ phases et non pas $2N$, car un changement de phase global laisse V_{CKM} invariant ; seules les différences de phase interviennent dans $\mathcal{L}_{\text{CC}}$. Il reste $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$ phases. Pour $N = 3$, la matrice CKM s'exprime finalement à l'aide de trois angles de rotation et une phase complexe indépendants.
Différents jeux de 4 paramètres sont utilisés dans la littérature pour paramétriser la matrice V_{CKM}. Les paramètres utilisés dans [13] (les angles de rotation θ_{12}, θ_{23}, θ_{13}, et la phase δ_{13}) :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} , \tag{1.7}$$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ ont une interprétation physique simple. Les indices $i,j = 1,2,3$ dénotent les générations de quarks. L'angle θ_{ij} décrit le mélange entre les générations i et j. Pour $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$, la matrice V_{CKM} devient égale à la matrice unité, et le quark léger de chaque génération devient stable.

Les éléments de V_{CKM} peuvent, en principe, être déterminés expérimentalement à partir des désintégrations faibles des quarks correspondants et, dans quelques cas, à partir de la diffusion inélastique des neutrinos. Les intervalles à 90 % de confiance pour les valeurs des modules des éléments de matrice, publiés - avant l'expérience *BABAR* - dans l'édition 2000 du *Review of Particle Physics* [9] sont :

$$\begin{pmatrix} 0{,}9742 \text{ à } 0{,}9757 & 0{,}219 \text{ à } 0{,}226 & 0{,}002 \text{ à } 0{,}005 \\ 0{,}219 \text{ à } 0{,}225 & 0{,}9734 \text{ à } 0{,}9749 & 0{,}037 \text{ à } 0{,}043 \\ 0{,}004 \text{ à } 0{,}014 & 0{,}035 \text{ à } 0{,}043 & 0{,}9990 \text{ à } 0{,}9993 \end{pmatrix} . \tag{1.8}$$

Ces valeurs proviennent de mesures interprétées en supposant vraies les hypothèses d'unitarité et d'absence d'une quatrième génération. Elles mettent en évidence une hiérarchie des angles de mélange : $s_{12} >> s_{23} >> s_{13}$.
La paramétrisation de Wolfenstein [14] exploite cette observation en approchant V_{CKM} par des développements limités de ses éléments en puissances de $\lambda = s_{12}$:

$$V_{\mathrm{CKM}} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \tag{1.9}$$

Les paramètres $A = \frac{s_{23}}{\lambda^2}$, $\rho = \frac{s_{13}}{A\lambda^3} \cdot \cos\delta_{13}$ et $\eta = \frac{s_{13}}{A\lambda^3} \cdot \sin\delta_{13}$ sont de l'ordre de 1. Le paramètre η qui intervient dans les parties imaginaires des éléments non réels contient l'information sur la phase complexe.

1.1.2 La violation de CP

L'opération CP est la combinaison de l'échange particule-antiparticule (C) et de la réflexion d'espace (P). Nous étudions l'effet de cette opération sur $\mathcal{L}_{\mathrm{CC}}$. En développant le conjugué hermitique explicitement, l'équation (1.5) s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{u}\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} V_{\mathrm{CKM}} d \right] W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{d} V_{\mathrm{CKM}}^\dagger \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u \right] W_\mu^- . \tag{1.10}$$

En appliquant l'opération CP sur $\mathcal{L}_{\mathrm{CC}}$ on obtient

$$CP\,\mathcal{L}_{\mathrm{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{d} V_{\mathrm{CKM}}^T \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u \right] W_\mu^- + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\overline{u}\gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} V_{\mathrm{CKM}}^* d \right] W_\mu^+ . \tag{1.11}$$

Une comparaison entre les équations (1.10) et (1.11) montre que le seul effet de cette opération est d'échanger les termes V_{CKM} et V_{CKM}^*. Si V_{CKM} était réelle, l'interaction faible chargée serait invariante sous CP. Comme V_{CKM} contient une phase complexe, CP est *a priori* violée (sauf si $\delta_{13} = 0,\pi$, ou si au moins un des θ_{ij} vaut 0 ou $\frac{\pi}{2}$, ou encore si les masses de deux quarks dans u ou d (équation 1.4) sont dégénérées [15]). Ceci est la seule source de violation de CP dans le modèle standard [2].

2. Si les neutrinos ont des masses, il faut introduire un équivalent de la matrice CKM pour les doublets de leptons (voir équation (1.1)) qui peut aussi contenir une phase complexe.

La violation de CP a été observée pour la première fois en 1964 dans les désintégrations des mésons K_L^0 [17]. La violation de P (voir équations (1.1) et (1.2)) avait déjà été observée en 1957 [18]. L'objectif de l'expérience *BABAR* [19–21] est d'étudier la violation de CP dans les désintégrations des mésons B et de tester le secteur de saveur du modèle standard en surcontraignant les paramètres de la matrice CKM.

Les deux éléments de V_{CKM} qui ont une composante complexe importante sont V_{ub} et V_{td} (voir équation (1.9)). Ces deux éléments interviennent dans trois des neuf relations d'unitarité (voir paragraphe 1.1.1) :

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \ , \tag{1.12}$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \ , \tag{1.13}$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \ . \tag{1.14}$$

Chacune de ces équations exprime que la somme de trois nombres complexes est égale à zéro. Géométriquement, chacune des trois équations peut être représentée par un triangle dans le plan complexe. Un changement de la phase d'un des états de quarks fait tourner dans ce plan les triangles qui font intervenir le quark en question. La forme et la surface des triangles restent inchangées. La figure 1.1 illustre la forme des trois triangles en utilisant les résultats expérimentaux pour les valeurs des paramètres. Les surfaces des trois triangles sont identiques [15, 16]. Si CP était conservée, les trois triangles seraient plats. Expérimentalement, on trouve que les deux premiers triangles sont presque plats (voir figures 1.1(a) et 1.1(b)). Les éléments de matrice qui interviennent dans la description du système $K^0\overline{K}^0$ interviennent dans le premier triangle. La violation de CP est un petit effet dans ce système. Les éléments de matrice pertinents pour le système $B^0\overline{B}^0$ gouvernent le troisième triangle. On s'attend donc à des effets de violation de CP importants dans ce système. Avant l'expérience *BABAR*, la violation de CP dans le système $B^0\overline{B}^0$ n'a jamais été observée expérimentalement. Un objectif prioritaire de cette expérience est de vérifier cette prédiction. L'objectif plus large de *BABAR* est d'apporter de nouvelles contraintes expérimentales sur le troisième triangle d'unitarité (parfois appelé *le* triangle d'unitarité), c'est-à-dire sur les valeurs de ses angles et la longueur de ses côtés, pour vérifier qu'il s'agit bien d'un triangle et de contribuer ainsi aux tests du modèle standard. Nous utilisons les notations suivantes pour les angles du triangle d'unitarité :

$$\alpha = \arg\left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right] \quad \beta = \arg\left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right] \quad \gamma = \arg\left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right] \ . \tag{1.15}$$

La figure 1.2 présente deux représentations du triangle d'unitarité.

1.2 Quelques processus faibles

Nous commençons notre discussion avec le mélange $B^0/\overline{B}^0$ (paragraphe 1.2.1). Ensuite nous présentons la manifestation de la violation de CP dans l'interférence

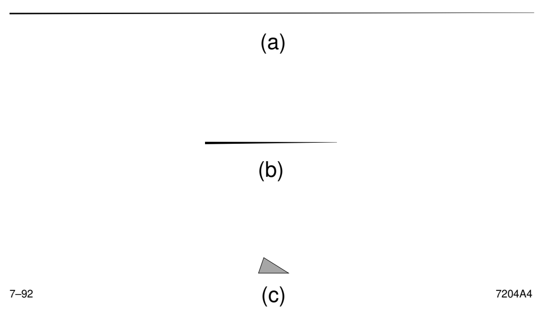


FIG. 1.1 – *Triangles d'unitarité. (a), (b) et (c) représentent les relations (1.12), (1.13) et (1.14) [21].*

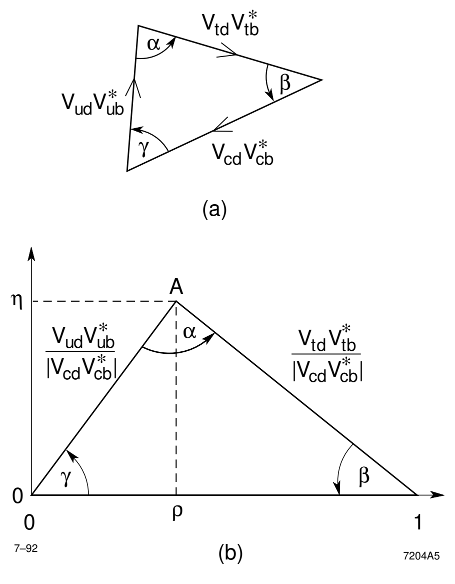


FIG. 1.2 – Le *triangle d'unitarité (a) représenté d'une façon qui correspond à l'équation (1.14), et (b) après avoir choisi une convention de phase qui rend $V_{cd}V_{cb}^*$ réel et avoir divisé les longueurs de tous les côtés par $|V_{cd}V_{cb}^*|$ [21].*

du mélange et des désintégrations des mésons B. Nous discutons le cas particulier de canal $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K_S^0$ qui permet, comme nous allons le voir, une mesure de $\sin(2\beta)$ sans incertitudes hadroniques. Finalement, nous discutons les largeurs totales des mésons B. Ce problème est plus complexe que le mélange $B^0/\overline{B}^0$, dans le sens que ce dernier procède par des états intermédiaire virtuels que nous pouvons décrire en terme de quarks et de gluons. Le calcul des largeurs totales fait intervenir des états finals réels. Ces états finals contenant de nouveaux hadrons, nous devons tenir compte de l'hadronisation dans ces calculs.

1.2.1 Le mélange $B^0/\overline{B}^0$

Les mésons B neutres sont produits dans un état de saveur bien définie : $|B^0\rangle$ ($\bar{b}d$ dans le modèle des quarks) ou $|\overline{B}^0\rangle$ ($b\bar{d}$). Un tel état évolue vers une superposition dépendante du temps de ces deux états :

$$|\Psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = a(t)\,|B^0\rangle + b(t)\,|\overline{B}^0\rangle \ . \tag{1.16}$$

Expérimentalement, la première observation de ce phénomène de *mélange de la saveur* dans le système $B^0\overline{B}^0$ a été faite par les expériences UA1 [22] et Argus [23] en 1987 (voir [24–26] pour des synthèses). Le phénomène correspondant dans le système $K^0\overline{K}^0$ a été découvert en 1956 par K. Landé *et al.* [27].
L'évolution temporelle de $|\Psi(t)\rangle$ est décrite par l'équation de Schrödinger

$$i\frac{d}{dt}\,|\Psi(t)\rangle = \left(\mathbf{M} - \frac{i\mathbf{\Gamma}}{2}\right)|\Psi(t)\rangle \ , \tag{1.17}$$

où $\mathbf{M} - \frac{i\mathbf{\Gamma}}{2}$ est la *matrice de masse* 2×2. Elle a été décomposée en une composante dispersive $\mathbf{M}$ et une composante absorptive $\mathbf{\Gamma}$. Les matrices $\mathbf{M}$ et $\mathbf{\Gamma}$ sont hermitiques. La conservation de CPT implique $M_{11} = M_{22} = M$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. Les états propres de masse sont

$$|B_\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{p^2+q^2}}\left(p\,|B^0\rangle \pm q\,|\overline{B}^0\rangle\right) \tag{1.18}$$

avec les valeurs propres

$$\gamma_\pm = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right) \pm \frac{q}{p}\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right) \ , \tag{1.19}$$

où

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \ . \tag{1.20}$$

On en déduit qu'un état $|B^0\rangle$ ou $|\overline{B}^0\rangle$ produit à $t=0$ évolue suivant

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= g_+(t)\,|B^0\rangle + \frac{q}{p}\cdot g_-(t)\,|\overline{B}^0\rangle \\ |\overline{B}^0(t)\rangle &= g_+(t)\,|\overline{B}^0\rangle + \frac{p}{q}\cdot g_-(t)\,|B^0\rangle \end{aligned} \tag{1.21}$$

avec

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2}\left(e^{-i\gamma_+ t} \pm e^{-i\gamma_- t}\right) \ . \tag{1.22}$$

Jusqu'ici, notre discussion phénoménologique du mélange n'était pas basée sur un modèle particulier. Maintenant nous utilisons le modèle standard pour discuter l'évaluation des éléments des matrices $\mathbf{M}$ et $\mathbf{\Gamma}$. L'élément de matrice M_{12} correspond à des transitions $B^0/\overline{B}^0$ virtuelles, tandis que Γ_{12} décrit des transitions réelles dues à des modes de désintégration communs aux deux états de saveur B^0 et $\overline{B}^0$, comme par exemple $B^0/\overline{B}^0 \to D^{*+}D^{*-}$. Pour le système $B^0\overline{B}^0$, ces transitions sont supprimées de Cabibbo et représentent donc une petite fraction de la largeur totale. Par conséquent, Γ_{12} peut être négligé. L'équation (1.20) devient

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \simeq \frac{-M_{12}^*}{|M_{12}|}\left(1 - \frac{1}{2}\mathrm{Im}\left[\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right]\right) \ , \tag{1.23}$$

et on trouve

$$\left|\frac{q}{p}\right| = 1 - \mathcal{O}(10^{-3}) \ . \tag{1.24}$$

La violation de CP indirecte dans les oscillations $B^0/\overline{B}^0$ est donc un petit effet. La probabilité de la transition $B^0 \to \overline{B}^0$ est approximativement égale à celle de la transition $\overline{B}^0 \to B^0$, voir équation (1.21) avec $|\frac{q}{p}| \simeq 1$. Les probabilités qu'un état de saveur produit à $t = 0$ oscille vers l'autre ($|g_-(t)|^2$) ou le même ($|g_+(t)|^2$) état de saveur à l'instant t sont donc

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2}\left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) \pm \cos\left(\Delta m t\right)\right] \ , \tag{1.25}$$

où

$$\Delta m = 2\mathrm{Re}\sqrt{\left(M_{12} - \frac{\Gamma_{12}}{2}\right)\left(M_{12}^* - \frac{\Gamma_{12}^*}{2}\right)} \tag{1.26}$$

et

$$\Delta\Gamma = -4\mathrm{Im}\sqrt{\left(M_{12} - \frac{\Gamma_{12}}{2}\right)\left(M_{12}^* - \frac{\Gamma_{12}^*}{2}\right)} \tag{1.27}$$

sont les différences de masse et de largeur entre les deux états propres de masse. Une autre conséquence de $\Gamma_{12} \simeq 0$ est $\Delta\Gamma \simeq 0$. Expérimentalement, $\Delta m = 0{,}472 \pm 0{,}017\,\hbar\,\mathrm{ps}^{-1}$ [9], et $\Delta\Gamma$ n'a jamais été mesuré[3].

Les transitions virtuelles sont décrites par les *diagrammes en boîte* de la figure 1.3. L'évaluation des intégrales de boucle dans ces diagrammes montre que la contribution dominante provient des diagrammes avec deux quarks t virtuels. Le calcul [29] donne

$$\Delta m = \frac{G_{\mathrm{F}}^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_B |V_{tb}^* V_{td}|^2 m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)\eta_{\mathrm{QCD}} \ , \tag{1.28}$$

3. CLEO trouve $\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} < 0{,}40$ avec un niveau de confiance de 95 % [28].

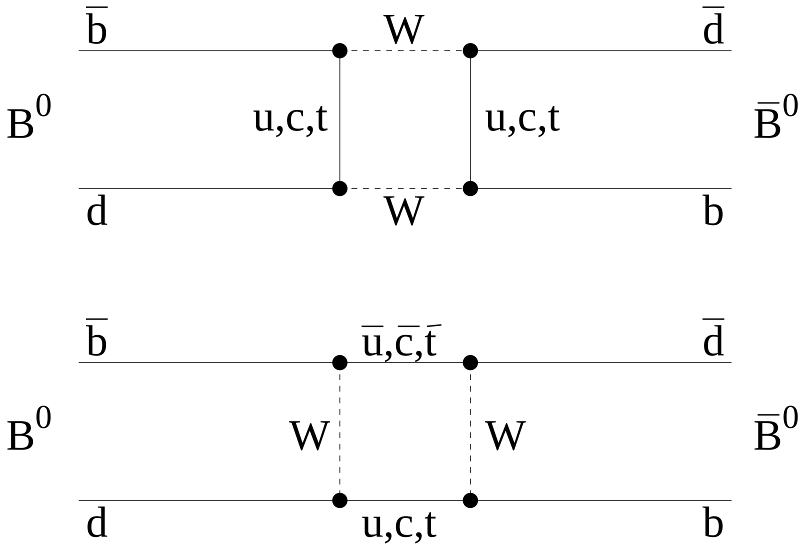


FIG. 1.3 – *Les diagrammes de Feynman dominants (diagrammes* en boîte*) pour les transitions faibles qui donnent lieu aux transitions entre mésons B^0 et $\overline{B}^0$.*

où $F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$ décrit l'espace de phase, et le *bag parameter* B_B et η_{QCD} prennent en compte les effets de l'interaction forte. Les valeurs de B_B et η_{QCD} sont calculées avec des méthodes similaires à celles utilisées pour les paramètres qui interviennent dans le calcul de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ (voir paragraphe 1.3).

1.2.2 Violation de CP : $\sin(2\beta)$

Le canal de désintégration qui donne la mesure la plus précise du paramètre $\sin(2\beta)$ est $B^0 \to J/\psi\, K_S^0$.
Soit f_{CP} un état propre de CP (par exemple $J/\psi\, K_S^0$) et soient A, $\overline{A}$ les amplitudes

$$A = \left\langle f_{CP}|H|B^0\right\rangle \quad \text{et} \quad \overline{A} = \left\langle f_{CP}|H|\overline{B}^0\right\rangle \; . \tag{1.29}$$

Nous obtenons

$$\left\langle f_{CP}|H|B^0(t)\right\rangle = A[g_+(t) + \lambda g_-(t)] \quad \text{et} \quad \left\langle f_{CP}|H|\overline{B}^0(t)\right\rangle = A\frac{p}{q}[g_-(t) + \lambda g_+(t)] \tag{1.30}$$

avec

$$\lambda = \frac{q}{p}\frac{\overline{A}}{A} \tag{1.31}$$

et le formalisme décrivant les oscillations $B^0\overline{B}^0$ donné au paragraphe précédent (avec $\Delta\Gamma = 0$). La probabilité d'un état B^0 ($\overline{B}^0$) produit à $t = 0$ de se désintégrer vers f_{CP} est

$$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) \propto |A|^2 e^{-\Gamma t}\left[\frac{1+|\lambda|^2}{2} + \frac{1-|\lambda|^2}{2}\cos(\Delta m t) - \mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)\right]$$
$$\Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP}) \propto |A|^2 e^{-\Gamma t}\left[\frac{1+|\lambda|^2}{2} - \frac{1-|\lambda|^2}{2}\cos(\Delta m t) + \mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)\right] . \tag{1.32}$$

L'asymétrie CP dépendante du temps est

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(\overline{B}^0(t) \to f_{CP})} \tag{1.33}$$
$$= \frac{(1-|\lambda|^2)\cos(\Delta m t) - 2\mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t)}{1+|\lambda|^2} . \tag{1.34}$$

$\Delta\Gamma = 0$ entraîne $|\frac{q}{p}| = 1$. Si, de plus $|\frac{\overline{A}}{A}| = 1$, l'expression (1.34) se simplifie considérablement :

$$a_{CP}(t) = -\mathrm{Im}\lambda \sin(\Delta m t) . \tag{1.35}$$

La quantité $\mathrm{Im}\lambda$ qui peut être extraite d'une mesure de $a_{CP}(t)$ (la valeur de Δm peut être obtenue à partir d'une étude indépendante de la fréquence d'oscillation $B^0\overline{B}^0$, voir paragraphe précédent, équation (1.25)) dépend des éléments de V_{CKM}.
De façon générale, A et $\overline{A}$ peuvent être écrits sous la forme

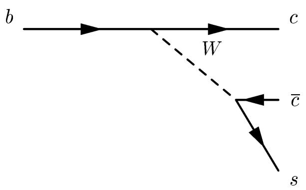
$$A = \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i}$$
$$\overline{A} = \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i} , \tag{1.36}$$

où les A_i sont réels, ϕ_i sont les phases CKM, et δ_i sont les phases fortes. La condition $|\frac{\overline{A}}{A}| = 1$ est donc satisfaite si tous ces processus ont la même phase CKM. Dans ce cas, $\mathrm{Im}\lambda$ dépend uniquement de paramètres électrofaibles sans incertitudes hadroniques.

Différents éléments de V_{CKM} interviennent dans $\mathrm{Im}\lambda$ pour différents états finals f_{CP}. Considérons l'exemple de $J/\psi\, K^0_S$. Les diagrammes en boîte (voir figure 1.3) donnent

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{td}V^*_{tb}}{V^*_{td}V_{tb}} . \tag{1.37}$$

Le diagramme en arbre dominant pour la désintégration $B^0 \to J/\psi\, K^0_S$ est



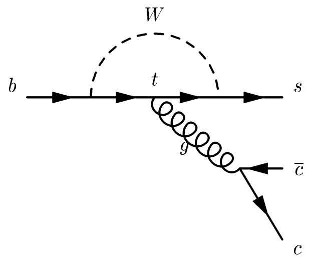
$$\frac{\overline{A}}{A} = \frac{V_{cb}V^*_{cs}}{V^*_{cb}V_{cs}} . \tag{1.38}$$

Donc

$$\lambda(B^0 \to J/\psi\, K_S^0) = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\frac{V_{cs}V_{cd}^*}{V_{cs}^*V_{cd}} \quad \Rightarrow \mathrm{Im}\lambda = -\sin(2\beta)\ . \tag{1.39}$$

Le premier facteur dans (1.39) est le facteur $\frac{q}{p}$ (équation (1.37)), le troisième facteur est un analogue pour les K_S^0 dans l'état final, et le deuxième facteur est $\frac{\overline{A}}{A}$ (équation (1.38)).
A partir des contraintes expérimentales sur les côtés du triangle d'unitarité, le modèle standard prédit une valeur relativement grande de $\sin(2\beta)$ (voir figures 1.1(c) et 1.2) et donc une grande asymétrie $\mathrm{Im}\lambda$ dans les désintégrations $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi\, K_S^0$.

Il y a aussi une petite contribution pingouin à $B^0 \to J/\psi\, K_S^0$:



(1.40)

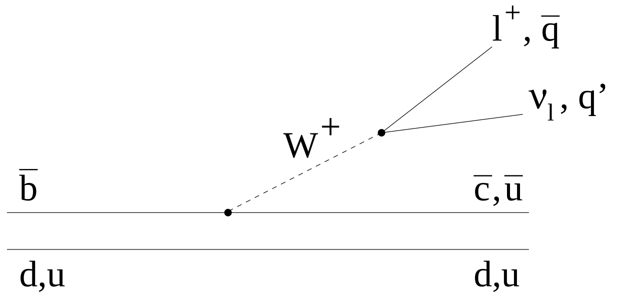
(proportionnelle à $V_{tb}V_{ts}^*$) dont la phase est très proche de celle de $V_{cb}V_{cs}^*$ (à π près). Cette situation est (presque) idéale pour l'estimation expérimentale de $\sin(2\beta)$. D'où le nom «mode en or» pour $J/\psi\, K_S^0$.
La situation est moins favorable pour d'autres canaux sur la longue liste de mesures d'asymétries CP de *BABAR*, notamment pour l'extraction de l'angle α à partir de $B^0 \to \pi^+\pi^-$.

1.2.3 Les durées de vie des mésons B

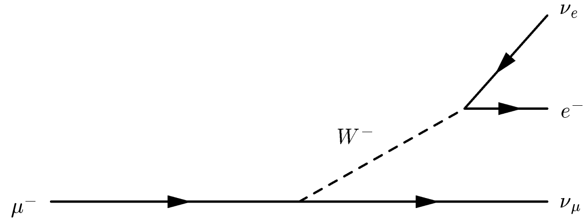
Dans le modèle des quarks, les mésons B^0 et B^+ sont composés d'un antiquark $\overline{b}$ et d'un quark léger, respectivement un d ou un u. Un modèle simple des désintégrations des mésons B est le *modèle spectateur*. Il décrit les désintégrations des hadrons B essentiellement comme la désintégrations du quark b. Au paragraphe 1.2.3.1 nous décrivons ce modèle et nous présentons une estimation simple de la durée de vie des hadrons B dans le cadre de ce modèle. Cette estimation est basée sur des calculs pour les désintégrations semileptoniques d'un quark b. Pour la description des désintégrations non-leptoniques, nous faisons des hypothèses simplificatrices et nous les traitons essentiellement en appliquant les résultats obtenus pour les désintégrations semileptoniques. Au paragraphe 1.2.3.2 nous discutons les effets non-spectateurs qui sont négligés dans le modèle spectateur. Le paragraphe 1.3 présente un survol des calculs théoriques modernes du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ qui tiennent compte des effets non-spectateurs et des effets de l'interaction forte.

1.2.3.1 Le modèle spectateur

Dans ce modèle, le quark léger est supposé avoir une influence négligeable sur la désintégration du quark $\overline{b}$. Le quark léger est un simple *spectateur*. Ce modèle prédit



(a)



(b)

FIG. 1.4 – *(a) Illustration du modèle spectateur pour les désintégrations des mésons B^0 et B^+ et (b) désintégration du muon.*

que les durées de vie de tous les hadrons beaux sont identiques. Pour le B_c, $\overline{b}c$ dans le modèle des quarks, l'hypothèse du quark spectateur est moins justifiée que pour les mésons B^0, B^+ et B_s^0, et les baryons Λ_b^0 (udb dans le modèle des quarks), car le quark c est beaucoup plus lourd que u, d ou s.
La figure 1.4(a) contient une illustration du modèle spectateur pour les mésons B^0 et B^+. L'antiquark $\overline{b}$ peut se désintégrer vers un antiquark $\overline{c}$ ou $\overline{u}$. L'amplitude des transitions $\overline{b} \to \overline{c}W^+$ et $\overline{b} \to \overline{u}W^+$ fait intervenir respectivement V_{cb} et V_{ub}. Les durées de vie des hadrons qui contiennent un quark b, et leur durée de vie commune dans le modèle spectateur, dépendent donc des valeurs de ces deux éléments de V_{CKM}. En 1983, six ans après la découverte du quark b à Fermilab [30], la durée de vie moyenne $\tau(B)$ des hadrons B a été mesurée pour la première fois par les expériences MAC [31] et MARK II [32] auprès du collisionneur PEP à SLAC. La méthode utilisée, l'étude des distributions du paramètre d'impact des leptons directs, avait été introduite [33] l'année précédente par JADE auprès de PETRA à DESY. Le résultat de ces mesures, $\tau(B) \simeq 1$ ps, était une surprise à l'époque. En 1979, un article [34] avait prédit que $\tau(B) < 0{,}12$ ps en supposant des mélanges similaires entre les générations (2,3) et (1,2) : $\theta_{23} \simeq \theta_{12}$. C'était la première indication expérimentale de la petitesse de $|V_{cb}|$. Egalement en 1983, les études du spectre de leptons issus de désintégrations de B à Cornell [35, 36] ont montré que le couplage du b au c est beaucoup plus fort que son couplage au u, $|V_{cb}| \gg |V_{ub}|$.

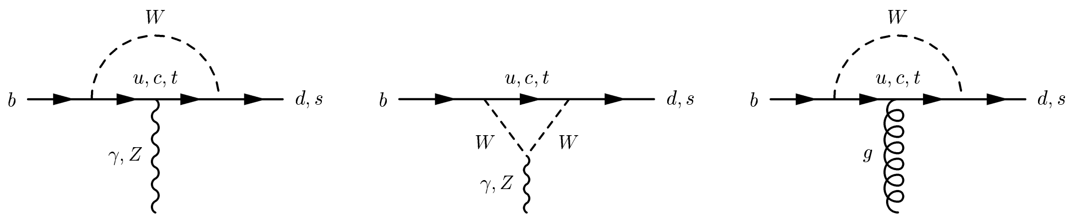


FIG. 1.5 – *Pingouins QED et QCD.*

Pour calculer $\tau(B)$ dans le cadre du modèle spectateur il faut évaluer les largeurs partielles qui correspondent aux diagrammes de Feynman dans la figure 1.4(a) et les sommer. Nous négligeons les pingouins QCD et QED (voir figure 1.5). Bien que du même ordre en G_{F} (constante de Fermi), ces transitions font intervenir [37] des particules de haute virtualité qui rendent leur probabilité faible devant celles des transitions en arbre. Les diagrammes en arbre de la figure 1.4(a) ressemblent au diagramme de la désintégration du muon (voir figure 1.4(b)) dont le calcul est classique [10] et donne

$$\Gamma(\mu \to e\nu\nu) = \frac{G_{\mathrm{F}}^2 m_\mu^5}{192\pi^3} , \tag{1.41}$$

lorsque la masse de l'électron est négligée. Le symbole m_μ dénote la masse du muon. Pour les diagrammes avec une paire $l\nu$ dans l'état final de la figure 1.4(a), on obtient [38] :

$$\Gamma^0(b \to ql\nu) = \frac{G_{\mathrm{F}}^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 g(r_q) , \tag{1.42}$$

avec $q = u{,}d$ et $r_q = \frac{m_q}{m_b}$. L'expression (1.41) a été modifiée pour tenir compte des masses et inclure en facteur le couplage CKM des saveurs. La fonction $g(r_q)$ exprime la correction d'espace de phase due à la masse du quark de l'état final :

$$g(r) = 1 - 8r^2 - 24r^4 \cdot \ln r + 8r^6 - r^8 . \tag{1.43}$$

Les diagrammes de la figure 1.4(a) ne sont que les premiers d'une série perturbative. Les diagrammes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ ont aussi été considérés dans la littérature [38–40]. Les diagrammes pour les désintégrations semileptoniques obtenus en rajoutant un gluon à ceux de la figure 1.4(a) sont présentés à la figure 1.6. Ces diagrammes et les éléments de matrice correspondants ont la même forme que les corrections radiatives (QED) pour la désintégration du muon [38, 39], et les résultats des calculs pour les muons [41] peuvent être réutilisés en remplaçant

$$\alpha \to \frac{1}{3}\alpha_s \cdot \mathrm{Tr} \sum_{i=1}^{8} \lambda_i \lambda_i = \frac{4}{3}\alpha_s , \tag{1.44}$$

où les λ_i sont les matrices de Gell-Mann, et α_s la constante de couplage forte à l'échelle d'énergie en question :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_c) \ln\left(\frac{m_b^2}{\Lambda^2}\right)} , \tag{1.45}$$

où $N_c = 3$ est le nombre de couleurs et Λ l'échelle caractéristique de QCD. La largeur partielle ainsi obtenue est

$$\Gamma(b \to ql\nu) = \Gamma^0(b \to ql\nu) \cdot \left(1 - \frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{\pi} f(r_q)\right) . \tag{1.46}$$

Les valeurs numériques de la fonction $f(r_q)$ pour les transitions $b \to u$ et $b \to c$ sont données dans [38, 39] : $f(0) = \pi^2 - \frac{25}{4}$ et $f(0{,}4) \simeq 2{,}3$. La référence [40] contient une expression analytique. La correction apportée à $\Gamma^0(b \to ql\nu)$ est de l'ordre de 15 %.

Dans les calculs précédents pour les désintégrations semileptoniques, nous avons fait l'hypothèse que les amplitudes peuvent être calculées pour des états de quarks et de gluons, au lieu d'états d'hadrons. De quelque sorte, nous avons calculé la probabilité de la création des quarks dans l'état final, et nous supposons que l'hadronisation subséquente se produit avec une probabilité de un. Une telle approche perturbative n'est pas justifiée pour des états finals qui sont dominés par une seule résonance hadronique fine, mais elle semble mieux justifiée pour des processus suffisamment inclusifs où l'on intègre sur une grande plage en énergie. Dans le processus qui nous intéresse ici, ce *smearing* en énergie est fourni par le fait que la paire $l\nu$ peut emporter, dans différents événements, des impulsions assez différentes. Dans le jargon des théoriciens, cette hypothèse s'appelle *dualité quarks-hadrons globale*[4] [42, 43]. Cette hypothèse n'est pas fondée sur les principes premiers, c'est une approximation (voir, par exemple [43]). Les études théoriques ([43] et références) des effets de violation de la dualité sont relativement nouvelles, et la condition «suffisamment inclusif» mentionnée plus haut n'a pas encore été quantifiée. Les comparaisons [44] entre les prédictions théoriques pour $\tau \to$ hadrons basées sur la dualité et des données expérimentales montrent un bon accord.

Pour obtenir la largeur totale, il faut sommer sur tous les états finals. Pour les versions non-leptoniques du diagramme de la figure 1.4(a), nous faisons - comme pour les désintégrations semileptoniques - l'hypothèse que nous pouvons faire un calcul en termes de quarks et de gluons. De plus, nous faisons l'hypothèse de la *factorisation* [45–47]. Nous négligeons les échanges de couleur (gluons) entre les quarks $\overline{q}q'$ dans lesquels le W se matérialise et les quarks de l'autre courant faible. Une autre approximation en résulte qui conduit à factoriser l'amplitude faible en un produit de deux éléments de matrice, un pour chaque courant. Les diagrammes factorisables correspondent aux termes dominants d'un développement en $\frac{1}{N_c}$, où N_c dénote le nombre de couleurs [46] ($N_c = 3$ pour QCD). Ces hypothèses simplificatrices reviennent à négliger les complications supplémentaires par rapport aux désintégrations semileptoniques (sauf les éléments de V_{CKM} et corrections pour l'espace des phases).
En combinant les corrections d'espace de phase et de QCD, on obtient [48, 49], après

4. Le mot *global* signifie que l'on intègre sur une «grande» plage en énergie. Nous allons rencontrer l'hypothèse de la *dualité quarks-hadrons locale* à transfert d'énergie fixé au système hadronique plus tard.

avoir sommé sur tous les diagrammes en arbre semileptoniques et non leptoniques :

$$\Gamma_b \simeq \frac{G_{\mathrm{F}}^2 m_b^5}{192\pi^3} \cdot \left(|V_{cb}|^2 K_c + |V_{ub}|^2 K_u\right) \tag{1.47}$$

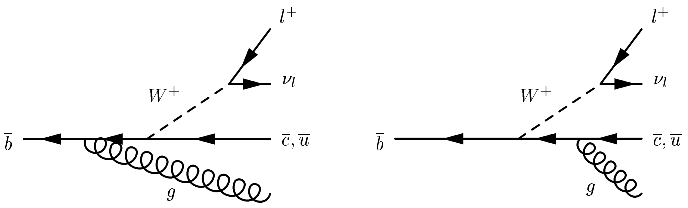
avec $K_c = 2{,}8 \pm 0{,}8$ et $K_u \simeq 6{,}5$. Les incertitudes sur K_c et K_u sont dominées par les incertitudes sur les masses des quarks c et u. Comme $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} << 1$ [35, 36, 50, 51], cette expression peut être utilisée pour estimer $|V_{cb}|$ à partir de la durée de vie moyenne des hadrons B. Une telle méthode a été utilisée pour les premières estimations de $|V_{cb}|$ mentionnées plus haut. Avec la précision expérimentale actuelle sur les durées de vie, l'incertitude dominante sur $|V_{cb}|$ provient de l'incertitude sur la masse m_b du quark b. Cette quantité, avec toutes ses complications conceptuelles [52], intervient à la puissance cinq dans l'équation (1.47). Aujourd'hui, les déterminations de $|V_{cb}|$ les plus précises [53, 54] sont obtenues à partir de mesures du rapport d'embranchement semileptonique $\mathrm{Br}(B \to Xl\nu)$ et la durée de vie $\tau(B)$. Le rapport de ces deux quantités donne la largeur semileptonique qui peut s'écrire comme

$$\frac{\mathrm{Br}(B \to Xl\nu)}{\tau(B)} = \Gamma(B \to Xl\nu) = \gamma_c |V_{cb}|^2 + \gamma_u |V_{ub}|^2 \ , \tag{1.48}$$

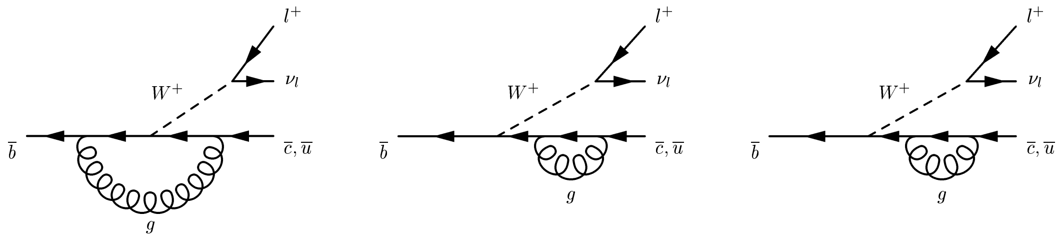
où γ_c et γ_u doivent être calculés à partir de la théorie. Le deuxième terme dans (1.48) est négligeable [35, 36, 50, 51]. La quantité γ_c peut être prédite [56] sans introduire la masse m_b du quark constituant b, mais en utilisant la masse (bien définie) m_B du méson B, les masses des quarks finals et un paramètre qui décrit le mouvement de Fermi du quark spectateur à l'intérieur du méson B. De façon imagée, ce mouvement du quark spectateur peut être interprété comme «secouer» le quark lourd qui se désintègre.

1.2.3.2 Effets non-spectateurs

La figure 1.7 présente les diagrammes de Feynman qui correspondent aux *effets non-spectateurs* pour les mésons B^0 et B^+, c'est-à-dire aux transitions à l'ordre G_{F}^2 qui font intervenir le quark spectateur. L'*échange de W* est, comme les oscillations de saveur (voir paragraphe 1.2.1), seulement possible pour les mésons B neutres. L'*annihilation faible* est possible pour les B^+, mais pas pour les B^0, car le courant faible neutre conserve la saveur. Pour le B^+, elle est supprimée par la faible valeur de $|V_{ub}|$. L'échange de W et l'annihilation faible sont doublement supprimés par rapport aux processus en arbre. La première suppression provient du facteur d'hélicité $\left(\frac{m_q}{m_b}\right)^2$, où $m_q = m_c$ pour la transition $b \to c$ dominante. La deuxième suppression provient du facteur de recouvrement des fonctions d'onde $\left(\frac{f_B}{m_b}\right)^2$, où f_B est la *constante de désintégration* du B, définie de la même façon que f_π pour le pion [10]. La largeur partielle de ces processus est donc proportionnelle à $G_{\mathrm{F}}^2 f_B^2 m_q^2 m_b$, tandis que les processus en arbre sont proportionnels à $G_{\mathrm{F}}^2 m_b^5$. La constante f_B décrit tous les effets de l'interaction forte à l'intérieur du méson B. Sa valeur, estimée à l'aide de QCD sur réseau (voir paragraphe 1.3.3.2) est 200 ± 30 MeV/c^2 [57]. Expérimentalement, f_B pourrait être accessible [60], connaissant $|V_{ub}|$, à partir du rapport d'embranchement de la désintégration leptonique $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ qui procède



(a) bremsstrahlung de gluon



(b) boucles de gluons virtuels

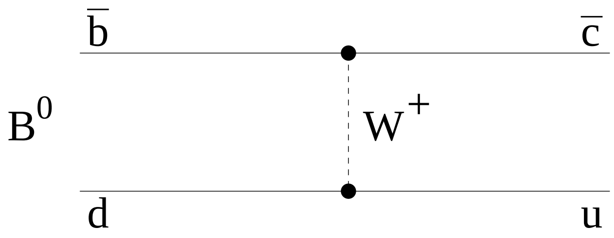
FIG. 1.6 – *Diagrammes à un gluon (a) réel et (b) virtuel qui donnent lieu à des corrections radiatives (QCD) pour les désintégrations semileptoniques.*

par le diagramme de la figure 1.7(b). Un calcul quasiment identique à celui de la désintégration du π^+ [10] donne

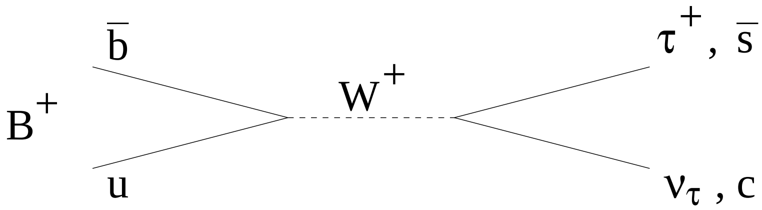
$$\mathrm{Br}(B^+ \to \tau^+ \nu_\tau) = \frac{G_{\mathrm{F}}^2 m_B m_\tau^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2}\right) f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau(B^+) \; . \tag{1.49}$$

Etant donnée la faible valeur de f_B (par rapport à m_b), la contribution des diagrammes des figures 1.7(a) et 1.7(b) est négligeable. Il a néanmoins été souligné [58] que la suppression d'hélicité peut être partiellement levée par l'émission d'un gluon par le quark léger.

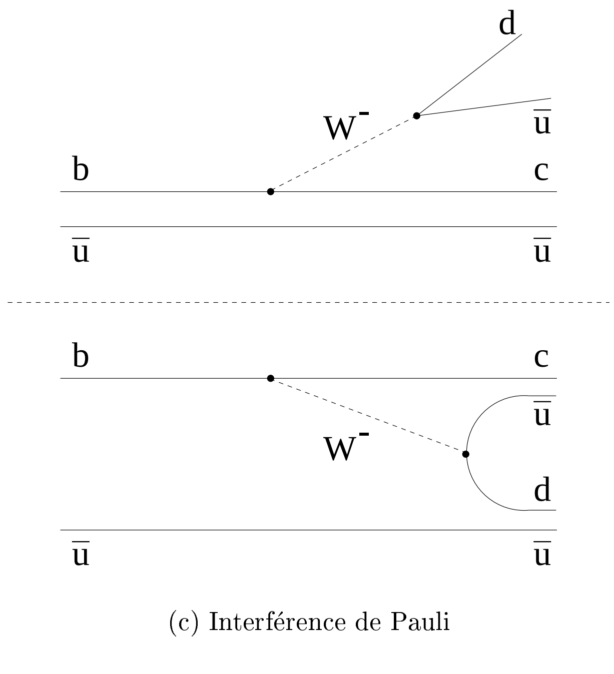
La figure 1.7(c) montre l'effet appelé *interférence de Pauli* qui affecte les B^+, mais pas les B^0. Les deux diagrammes donnent lieu au même état final, et il faut donc additionner les amplitudes correspondantes et non pas les probabilités. Les effets d'interférence peuvent *a priori* être constructifs ou destructifs, et *a priori* nous ne savons pas si ce mécanisme raccourcit ou prolonge la durée de vie du B^+ par rapport à celle du B^0. Les deux diagrammes dans la figure 1.7(c) sont «permis de Cabibbo». Le diagramme du haut est parfois appelé *spectateur externe*, et le diagramme du bas *spectateur interne*. Le diagramme de spectateur interne est «supprimé de couleur». Le nom «spectateur» est utilisé dans le sens que le quark léger n'intervient pas dans la désintégration faible, mais le quark léger n'est pas du tout un simple spectateur dans l'hadronisation subséquente, et, par conséquent, le mécanisme de l'interférence de Pauli est pertinent pour les B^+, mais pas pour les B^0. Ce mécanisme peut jouer un rôle dominant pour les différences entre $\tau(B^+)$ et $\tau(B^0)$ [59].



(a) Echange de W



(b) Annihilation faible

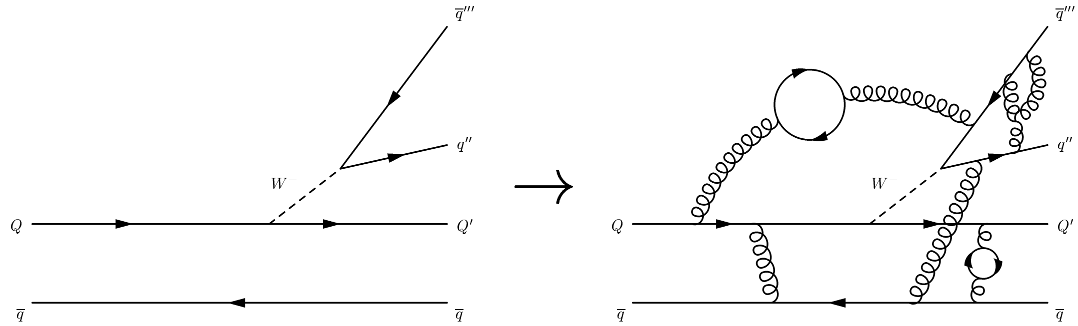


(c) Interférence de Pauli

FIG. 1.7 – *Diagrammes de Feynman pour des désintégrations* non-spectateurs *des mésons B^0 et B^+.*

1.3 L'essentiel du calcul théorique de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$

Au paragraphe précédent, nous avons vu que les désintégrations des mésons B sont engendrées par l'interaction faible. Nous avons discuté les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas qui correspondent au modèle spectateur et qui sont communs aux mésons B^0 et B^+, et les effets non-spectateurs qui peuvent introduire des différences entre $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$. Les amplitudes qui correspondent à ces diagrammes peuvent être calculées avec les méthodes perturbatives habituelles. Un aspect essentiel du phénomène physique a été négligé jusqu'ici : l'effet de l'interaction forte. De façon imagée, l'essentiel de la difficulté des calculs théoriques se résume au passage :



L'interaction forte confine les quarks des états initial et final dans des hadrons. Ces états liés ne peuvent pas être décrits avec des méthodes perturbatives. Au paragraphe 1.2.3.1, nous avons vu quelques méthodes pour traiter les interactions fortes à courte distance à l'aide de méthodes perturbatives, une méthode pour «cacher» les effets du confinement dans l'état initial dans une seule constante (f_B), et des hypothèses simplificatrices qui permettent de faire des estimations relativement simples.

Dans ce paragraphe, nous schématisons les méthodes modernes employées pour la prédiction de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. Il existe une grande variété d'approches et techniques théoriques pour aborder les problèmes liés à l'interaction forte. Différentes techniques sont combinées pour arriver au résultat. Un même formalisme s'applique à un traitement assez général des désintégrations non-leptoniques des hadrons lourds, et a été utilisé pour de nombreuses prédictions, notamment l'extraction[5] de $|V_{td}|$ à partir de la mesure de Δm_d [24], l'étude des désintégrations doublement charmées des mésons B ($b \to ccs$) [61], etc.

1.3.1 Séparation des échelles

La QCD perturbative permet de traiter l'interaction forte à courte distance (haute énergie). D'autres méthodes existent pour traiter les aspects non-perturbatifs à grande distance (basse énergie), comme par exemple les règles de somme de QCD

5. ou l'extraction de $\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|}$ à partir de la mesure de Δm_d et de Δm_s

(*QCD sum rules* en anglais, voir paragraphe 1.3.3.3) et les simulations sur réseau (voir paragraphe 1.3.3.2). Les désintégrations des mésons B font intervenir des processus à courte distance (la masse du W est grande par rapport à Λ), et des processus à grande distance (confinement des quarks dans les mésons). Le développement en produits d'opérateurs [62–64] (*operator product expansion* OPE en anglais) est un outil qui permet de traiter séparément ces processus avec les méthodes adaptées.
Techniquement, l'OPE consiste à écrire le produit de deux opérateurs comme une combinaison linéaire d'opérateurs locaux. Nous allons donner un exemple simple [64, 65] pour illustrer comment un tel développement permet de séparer les échelles en énergie. Considérons la désintégration d'un méson K en deux pions. Un diagramme pour le processus faible correspondant au niveau des quarks est donné à la figure 1.8(a). L'amplitude correspondante est donnée par

$$-i\frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}}V_{ud}^{*}V_{us}\underbrace{(\overline{d}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u)}_{J^{\mu}}\frac{M_W^2}{k^2-M_W^2}\underbrace{(\overline{u}\gamma_{\mu}(1-\gamma^{5})s)}_{J'_{\mu}} \tag{1.50}$$

$$= \quad -i\frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}}V_{ud}^{*}V_{us}(\overline{d}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u)(\overline{u}\gamma_{\mu}(1-\gamma^{5})s)+\mathcal{O}\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right) . \tag{1.51}$$

Le transfert k^2 est petit par rapport à la masse M_W. L'expression (1.50) est un produit de deux opérateurs locaux $J^{\mu}(x)$ et $J'_{\mu}(y)$ qui sont évalués en deux points distincts (mais proches l'un de l'autre à cause de la présence du propagateur massif à courte portée). L'expression (1.51) est une somme d'opérateurs locaux. Le premier opérateur de la série (1.51),

$$O_1 = (\overline{d}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u)(\overline{u}\gamma_{\mu}(1-\gamma^{5})s) , \tag{1.52}$$

peut être représenté comme à la figure 1.8(b). La figure 1.9(a) montre une correction à un gluon au diagramme de la figure 1.8(a). Quand nous développons le propagateur du W, le diagramme de la figure 1.9(a) donne lieu à un autre opérateur local

$$(\overline{d}\lambda_a\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u)(\overline{u}\lambda_a\gamma_{\mu}(1-\gamma^{5})s) \tag{1.53}$$

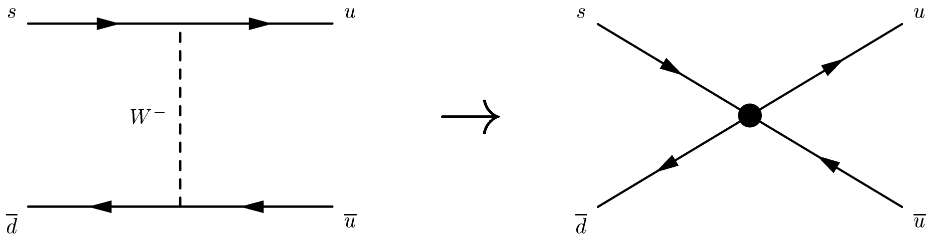
qui peut être réécrit[6] comme combinaison linéaire de O_1 et O_2 avec

$$O_2 = (\overline{d}\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})s)(\overline{u}\gamma_{\mu}(1-\gamma^{5})u) . \tag{1.54}$$

Ceci est illustré à la figure 1.9. Cet aspect des échanges de couleur, qui donne lieu à des nouveaux opérateurs qui n'interviennent pas dans la description des désintégrations semileptoniques, a été complètement négligé dans la discussion au paragraphe 1.2.3.1.
La discussion ci-dessus peut être généralisée à des ordres supérieurs. Ceci était un premier exemple d'OPE.

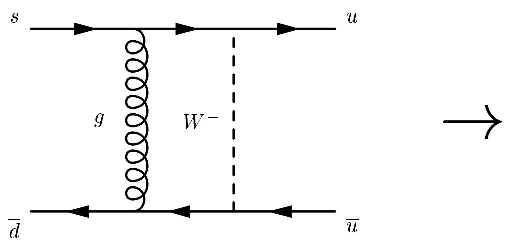
De façon générale, un développement OPE peut être utilisé pour écrire un produit multilocal d'opérateurs comme somme d'opérateurs locaux. L'amplitude d'un

6. en utilisant des identités de Fierz [66]

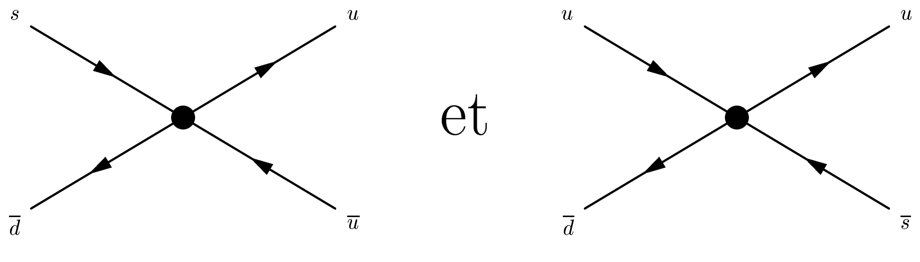


(a) (b) O_1

FIG. 1.8 – *(a) Diagramme de Feynman dominant pour la désintégration en deux pions, et (b) opérateur local correspondant dans un développement OPE.*



(a)



(b) O_1 (c) O_2

FIG. 1.9 – *(a) Correction à un gluon au diagramme de Feynman de la figure 1.8(a) et (b),(c) opérateurs locaux correspondants dans un développement OPE.*

processus faible de l'état initial I vers l'état final F peut donc être écrite sous la forme

$$A_{\mathrm{FI}} = \frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}} |\mathrm{CKM}| \sum_i C_i(\mu) \langle \mathrm{F}|O_i(\mu)|\mathrm{I}\rangle \ , \tag{1.55}$$

où μ est l'échelle de renormalisation à laquelle les opérateurs O_i sont définis, et $|\mathrm{CKM}|$ dénote le produit des éléments de la matrice CKM pertinents. Les effets QCD non-perturbatifs sont contenus dans les éléments de matrice des opérateurs O_i. Ces éléments de matrice sont indépendants de l'échelle des grandes impulsions (ici M_W). Les *coefficients de Wilson* $C_i(\mu)$ sont indépendants des états F et I et peuvent être calculés perturbativement pour des états de quarks.
On peut montrer que l'intégrale sur l'impulsion du gluon qui intervient dans l'amplitude du diagramme de la figure 1.9(a) converge lorsque $p_{\mathrm{gluon}} \to \infty$:

$$\int_{k\ \mathrm{large}} \frac{1}{k}\frac{1}{k}\frac{1}{k^2}\frac{1}{k^2 - M_W^2}\, d^4k \qquad \text{en jauge de Feynman}\ , \tag{1.56}$$

où les deux facteurs $\frac{1}{k}$ correspondent aux deux propagateurs de quarks, et les facteurs $\frac{1}{k^2}$ et $\frac{1}{k^2-M_W^2}$ correspondent respectivement aux propagateurs du gluon et du W.
A partir de (1.56), on peut montrer que l'amplitude de ce diagramme contient un terme proportionnel à $\log\left(\frac{M_W^2}{p^2}\right)$, où p est une échelle des basses impulsions. L'intégrale correspondante pour le diagramme de la figure 1.10,

$$\int_{k\ \mathrm{large}} \frac{1}{k}\frac{1}{k}\frac{1}{k^2}\, d^4k\ , \tag{1.57}$$

diverge pour les grandes impulsions. Après renormalisation à l'échelle μ, la contribution de ce graphe est proportionnelle à $\log\left(\frac{\mu^2}{p^2}\right)$. Pour les basses impulsions (régime non-perturbatif), $k^2 << M_W^2$, les contributions des diagrammes des figures 1.9(a) et 1.10 sont identiques. Le facteur $\log\left(\frac{M_W^2}{p^2}\right)$ du diagramme de la figure 1.9(a) peut être «découpé» en deux parties. La première, $\log\left(\frac{\mu^2}{p^2}\right)$, est contenue dans l'élément de matrice de O_1, et la deuxième, $\log\left(\frac{M_W^2}{\mu^2}\right)$ est contenue dans le coefficient $C_1(\mu)$. Les coefficients sont donc indépendants du traitement de la région des basses impulsions.

Nous revenons aux désintégrations inclusives des mésons B. La largeur de désintégration d'un hadron H_Q qui contient un quark lourd Q vers un état inclusif f peut [67], en utilisant le théorème optique [66,68], être écrit [7] en fonction de la partie

7. En insérant un ensemble complet d'états, $\sum_X |X\rangle\langle X|$, à l'intérieur du produit ordonné dans le temps de l'équation (1.59), l'expression plus standard de la largeur totale peut être retrouvée :

$$\Gamma(H_Q \to X) = \frac{1}{M_{H_Q}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_{H_Q} - p_X) \cdot |\langle X|H_{\mathrm{eff}}^{\Delta B=1}|H_Q\rangle|^2\ .$$

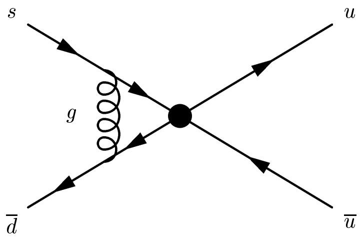


FIG. 1.10 – *Correction à un gluon à l'opérateur O_1.*

imaginaire de l'opérateur de diffusion vers l'avant T :

$$\Gamma(H_Q \to f) = \frac{1}{M_{H_Q}} \operatorname{Im} \langle H_Q | T | H_Q \rangle \ . \tag{1.58}$$

L'opérateur T est donné par

$$T = i \int d^4x \left\{ H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}(x) H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}(0) \right\}_T \ , \tag{1.59}$$

où $\{\cdot\}_T$ est le produit ordonné dans le temps. Cette expression est écrite en termes de l'hamiltonien faible effectif $H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}$ qui décrit les transitions avec $\Delta B = 1$. Cet hamiltonien effectif est obtenu à partir de celui de la théorie complète en éliminant le quark top et le W de la même façon que le W dans l'exemple de $K \to$ deux pions discuté ci-dessus. Techniquement, nous faisons un premier développement OPE pour exprimer $H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}$ comme somme d'opérateurs locaux.
Le produit $\left\{ H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}(x) H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}(0) \right\}_T$ dans (1.59) est un produit bi-local d'opérateurs. Nous utilisons un deuxième développement OPE pour exprimer ce produit comme somme d'opérateurs locaux. Un développement systématique en termes d'opérateurs d'ordres de plus en plus bas en m_b est possible grâce aux techniques du développement en $1/m_b$ (*heavy quark expansion* en anglais) [8] [67, 69–72]. Ce développement conduit à [75–77]

$$\begin{aligned} \Gamma(H_Q \to f) \ &= \ \frac{G_{\text{F}}^2 m_Q^5}{192\pi^3} |CKM|^2 \left[c_3^f \langle H_Q | \overline{Q} Q | H_Q \rangle + c_5^f \frac{\langle H_Q | \overline{Q} i\sigma \cdot G Q | H_Q \rangle}{m_Q^2} \right. \\ &\left. + \sum_i c_{6,i}^f \frac{\langle H_Q | (\overline{Q} \Gamma_i q)(\overline{q} \Gamma_i Q) | H_Q \rangle}{m_Q^3} + \mathcal{O}(1/m_Q^4) \right] \ , \end{aligned} \tag{1.60}$$

où nous nous intéressons au cas $Q = b$ (les mêmes méthodes peuvent être utilisées pour les hadrons charmés). Dans cette expression, seules les contributions en $1/m_Q^3$ qui sont favorisées par l'espace de phase disponible [9] sont retenues. Selon le choix des états f considérés, cette équation permet d'étudier différents types de

8. Dans la limite de quarks lourds, QCD peut être formulé comme une théorie de champs effective appelée *heavy quark effective theory* (HQET) [73, 74] en anglais. Le développement en $1/m_b$, où m_b est la masse du quark lourd, peut être défini dans le cadre de cette théorie effective.

9. Les diagrammes de Feynman de la figure 1.11(c) correspondent aux opérateurs en question.

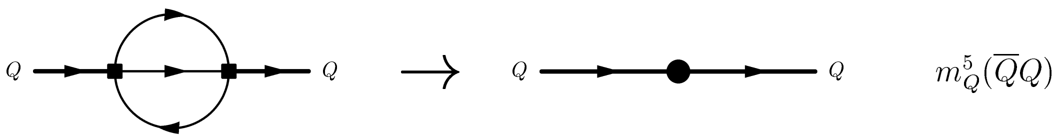
désintégrations inclusives des hadrons B : désintégrations semileptoniques, non leptoniques, radiatives, etc. Il suffit de tenir compte des désintégrations semileptoniques et non leptoniques pour calculer la largeur totale des mésons B.
L'hypothèse de la dualité quarks-hadrons a été utilisée pour obtenir (1.60) : cette équation décrit un calcul en termes de quarks et de gluons des éléments de matrice des opérateurs locaux entre les états d'hadrons $\langle H_Q|$ et $|H_Q\rangle$. Comme dans la discussion au paragraphe 1.2.3.1, l'état f est un état inclusif qui n'est pas dominé par une seule résonance. L'énergie libérée dans les désintégrations d'hadrons beaux est grande, et un grand nombre d'états finals est accessible. L'énergie transférée au système hadronique dans l'état final des désintégrations semileptoniques discutées au paragraphe 1.2.3.1 est distribuée sur une grande plage à cause du *smearing* en énergie fourni par le fait que la paire $l\nu$ peut emporter des impulsions assez différentes. Pour les désintégrations non-leptoniques, l'énergie transférée au système hadronique dans l'état final correspond toujours à une énergie donnée, à savoir m_{H_Q}. Nous faisons donc l'hypothèse de la dualité quarks-harons *locale* qui est plus forte que la dualité quarks-harons globale que nous avons fait intervenir dans la discussion des désintégrations semileptoniques.

La figure 1.11 présente les diagrammes de Feynman à l'origine des trois types d'opérateurs de l'expression (1.60). Le diagramme de Feynman de la figure 1.11(a) montre la «version théorème optique» des diagrammes du type spectateur (voir paragraphe 1.2.3.1, figure 1.4). Ces diagrammes se réduisent à l'opérateur local $\overline{Q}Q$. Les diagrammes de bremsstrahlung de gluon de la figure 1.11(b) donnent lieu à l'opérateur chromomagnétique $\overline{Q}i\sigma{\cdot}GQ$. Cet opérateur est en m_Q^3 (voir figure 1.11(b)), tandis que l'opérateur $\overline{Q}Q$ est en m_Q^5. A cause de la symétrie d'isospin (l'interaction forte est indépendante de la saveur des quarks), les opérateurs $\overline{Q}Q$ et $\overline{Q}i\sigma \cdot GQ$ n'introduisent pas de différences entre les largeurs des mésons B^0 et B^+. Ces différences sont engendrées par les opérateurs à quatre quarks $(\overline{Q}\Gamma_i q)(\overline{q}\Gamma_i Q)$. Les diagrammes de Feynman qui conduisent à ces opérateurs (voir figure 1.11(c)) sont les «versions théorème optique» des diagrammes non-spectateurs identifiés au paragraphe 1.2.3.2 (voir figure 1.7). Nous allons discuter plus en détail le terme qui contient ces opérateurs.

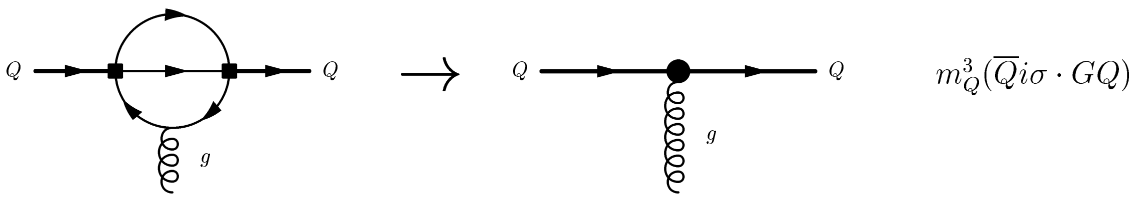
1.3.2 Calcul des coefficients de Wilson

La méthode utilisée pour calculer les valeurs des coefficients de Wilson est appelée raccordement (*matching* en anglais) de la théorie effective (avec opérateurs locaux) à la théorie complète (avant élimination du W). On demande que l'amplitude calculée par la théorie effective soit identique à celle calculée par la théorie complète. Revenons à l'exemple de la désintégration d'un méson K en deux pions étudié au paragraphe précédent. Si A_{compl} est l'amplitude obtenue avec la théorie

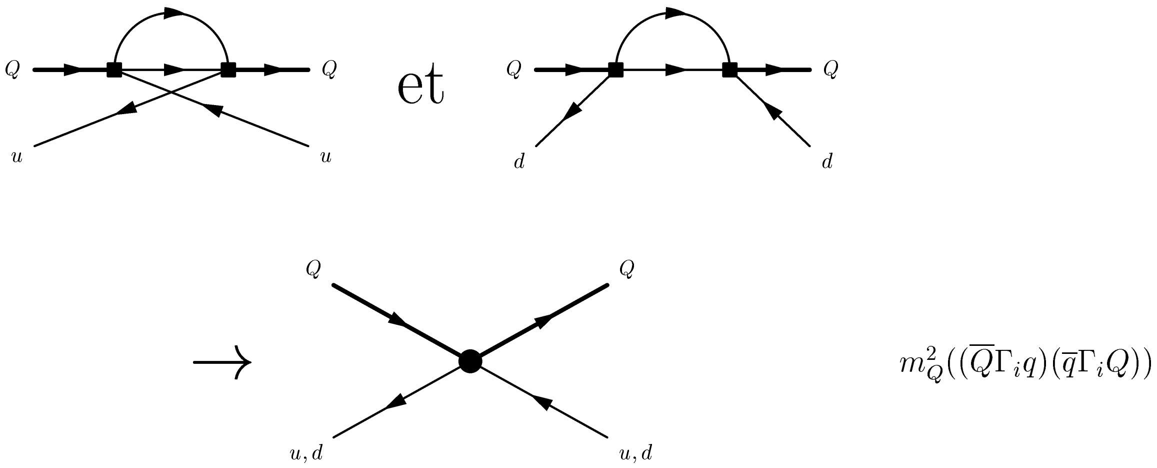
Ces diagrammes contiennent une seule boucle de fermions. L'espace de phase d'un diagramme à une boucle est privilegié d'un facteur $16\pi^2$ par rapport à un diagramme à deux boucles. En ce qui concerne l'espace de phase, les diagrammes de la figure 1.11(c) sont d'ailleurs aussi privilegiés par rapport à ceux des figures 1.11(a) et (b).



(a) Diagramme de Feynman (à gauche) qui donne lieu à l'opérateur $\overline{Q}Q$ (à droite) en intégrant sur les deux boucles de fermions.



(b) Diagramme de Feynman (à gauche) qui donne lieu à l'opérateur chromomagnétique (à droite) en intégrant sur les deux boucles de fermions.



(c) Diagrammes de Feynman (en haut) qui donnent lieu, en intégrant sur la boucle de fermions, à l'opérateur (en bas) qui fait intervenir le quark spectateur léger.

FIG. 1.11 – *Illustration de l'origine des opérateurs locaux dans l'équation (1.60). Les carrés aux vertex des diagrammes de Feynman représentent les interactions décrites par l'hamiltonien faible effectif* $H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}$.

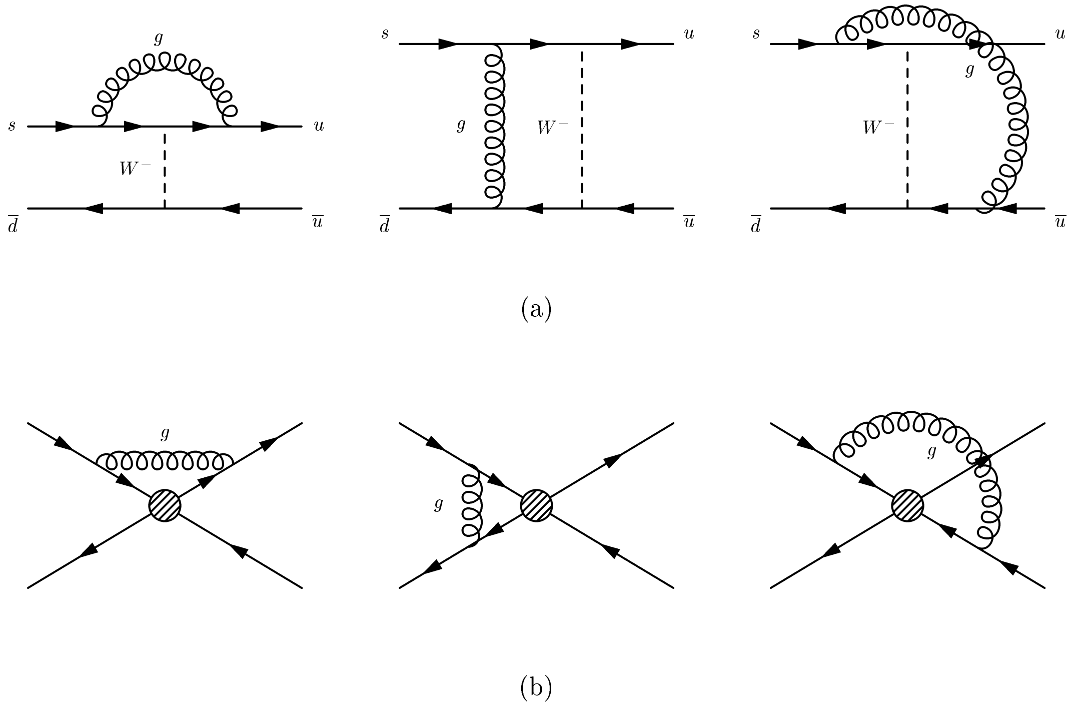


FIG. 1.12 – *Diagrammes à l'ordre α_s pour (a) la théorie complète et (b) la théorie effective. Les cercles dans les diagrammes de (b) représentent les opérateurs O_1 et O_2. Diagrammes obtenus par symétrie par rapport aux axes horizontal ou vertical ne sont pas donnés explicitement. Les diagrammes pingouins et diagrammes en boîte ont été négligés dans les deux théories.*

complète, nous imposons

$$A_{\text{compl}} = -i\frac{G_{\text{F}}}{\sqrt{2}} V_{ud}^2 V_{us} \left(C_1(\mu) \langle O_1 \rangle + C_2(\mu) \langle O_2 \rangle \right) \ . \tag{1.61}$$

Ce calcul est effectué à l'échelle $\mu = M_W$ avec des méthodes perturbatives. Les coefficients sont indépendants des états initial et final, et en pratique ils sont calculés à l'aide d'états de quarks et de gluons. Un calcul de A_{compl} et des $\langle O_i \rangle$ au même ordre en α_s détermine les coefficients $C_i(\mu)$ à l'échelle $\mu = M_W$. Ensuite, les équations du groupe de renormalisation sont utilisées pour faire évoluer les $C_i(\mu)$ jusqu'à $\mu = m_b$. Pour l'exemple de $K \to$ deux pions, il faut évaluer les diagrammes dans la figure 1.12(a) pour calculer A_{compl}, et les diagrammes dans la figure 1.12(b) pour obtenir les $\langle O_i \rangle$. Comme au paragraphe 1.2.3.1, nous avons négligé les pingouins. Nous avons également négligé les diagrammes en boîte qui font intervenir deux W.

Dans le cas des désintégrations des mésons B, les coefficients de Wilson pour les deux développements OPE (voir paragraphe 1.3.1) doivent être calculés. Les coefficients du premier développement qui donne lieu à $H_{\text{eff}}^{\Delta B=1}$ sont connues à l'ordre le plus bas (LO, *leading order* en anglais) et à l'ordre suivant (NLO, *next-to-leading* *order* en anglais) [78–80]. Les coefficients du deuxième développement qui correspondent aux opérateurs $(\overline{Q}\Gamma_i q)(\overline{q}\Gamma_i Q)$ ont été calculés pour la première fois dans [75] avec l'approximation $m_c/m_b \simeq 0$ et à l'ordre le plus bas. Les effets de la masse m_c ont été inclus pour la première fois dans [81]. Aux conférences de l'été 2001, des calculs à l'ordre α_s ont éte présentés pour la première fois [82, 83].

1.3.3 Calcul des éléments de matrice

Nous devons évaluer les éléments de matrice des opérateurs $(\overline{Q}\Gamma_i q)(\overline{q}\Gamma_i Q)$ pour les états $|B_q\rangle$, où q est le quark léger. Nous distinguons quatre classes parmi les opérateurs $(\overline{Q}\Gamma_i q)(\overline{q}\Gamma_i Q)$ (avec $Q = b$) :

$$
\begin{aligned}
O^q_{\mathrm{V-A}} &= (\overline{b}_G\gamma_\mu q_G)(\overline{q}_G\gamma^\mu b_G) \ , \\
O^q_{\mathrm{S-P}} &= (\overline{b}_D q_G)(\overline{q}_G b_D) \ , \\
T^q_{\mathrm{V-A}} &= (\overline{b}_G\gamma_\mu t_a q_G)(\overline{q}_G\gamma^\mu t_a b_G) \ , \\
T^q_{\mathrm{S-P}} &= (\overline{b}_D t_a q_G)(\overline{q}_D t_a b_G) \ ,
\end{aligned} \tag{1.62}
$$

où nous avons adopté la notation de la référence [81] et $t_a = \lambda_a/2$. Nous paramétrisons [81] leurs éléments de matrice en définissant les paramètres $\{B_1, B_2, \epsilon_1, \epsilon_2\}$ tels que

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{2m_{B_q}}\left\langle B_q|O^q_{\mathrm{V-A}}|B_q\right\rangle &= \frac{f^2_{B_q}m_{B_q}}{8}B_1 \ , \\
\frac{1}{2m_{B_q}}\left\langle B_q|O^q_{\mathrm{S-P}}|B_q\right\rangle &= \frac{f^2_{B_q}m_{B_q}}{8}B_2 \ , \\
\frac{1}{2m_{B_q}}\left\langle B_q|T^q_{\mathrm{V-A}}|B_q\right\rangle &= \frac{f^2_{B_q}m_{B_q}}{8}\epsilon_1 \ , \\
\frac{1}{2m_{B_q}}\left\langle B_q|T^q_{\mathrm{S-P}}|B_q\right\rangle &= \frac{f^2_{B_q}m_{B_q}}{8}\epsilon_2 \ .
\end{aligned} \tag{1.63}
$$

Les paramètres $\{B_1, B_2, \epsilon_1, \epsilon_2\}$ sont parfois appelés *bag parameters*. Avec cette définition, le rapport de durées de vie $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ peut s'écrire

$$
\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1 + k_1 B_1 + k_2 B_2 + k_3\epsilon_1 + k_4\epsilon_2 \ . \tag{1.64}
$$

Les k_i font intervenir les coefficients de Wilson c^f de l'équation (1.60), la masse du quark lourd m_Q et les masses des mésons et les constantes de désintégration qui

interviennent dans (1.63).
Les auteurs de la référence [81] obtiennent les valeurs [10]

$$k_1 = 0{,}020 \quad k_2 = 0{,}004 \quad k_3 = -0{,}697 \quad k_4 = 0{,}195\,. \tag{1.65}$$

On note que k_3 et k_4 qui multiplient les paramètres ϵ_1 et ϵ_2 correspondant aux opérateurs octet-octet (voir équations (1.62) et (1.63)) sont beaucoup plus grands que k_1 et k_2 qui multiplient B_1 et B_2 correspondant aux opérateurs singlet-singlet.

1.3.3.1 Estimations analytiques avec hypothèses simplificatrices

Le calcul des éléments de matrice peut être simplifié en adoptant l'hypothèse de la factorisation. Adopter cette hypothèse équivaut à insérer $|0\rangle\langle 0|$ entre les deux courants dans les opérateurs dans (1.63), où $|0\rangle$ représente le vide. Par exemple pour l'opérateur $O^q_{\mathrm{V-A}}$ nous obtenons

$$\begin{aligned} \left\langle B_q|O^q_{\mathrm{V-A}}|B_q\right\rangle &= \left\langle B_q|(\overline{b}_L\gamma_\mu q_L)(\overline{q}_L\gamma^\mu b_L)|B_q\right\rangle & (1.66)\\ &\simeq \left\langle B_q|(\overline{b}_L\gamma_\mu q_L)|0\right\rangle\left\langle 0|(\overline{q}_L\gamma^\mu b_L)|B_q\right\rangle\,. & (1.67)\end{aligned}$$

Les éléments de matrice dans (1.67) peuvent être exprimés en fonction de la constante de désintégration :

$$\langle 0|\overline{q}\gamma^\mu\gamma_5|B_q(p)\rangle = i f_{B_q} p^\mu\,, \tag{1.68}$$

où p^μ est la quadri-impulsion du méson $|B_q(p)\rangle$ (donc $p^\mu p_\mu = m^2_{B_q}$). On obtient

$$\begin{aligned} \left\langle B_q|O^q_{\mathrm{V-A}}|B_q\right\rangle &\simeq \frac{f^2_{B_q} m^2_{B_q}}{4}\,,\\ \left\langle B_q|O^q_{\mathrm{S-P}}|B_q\right\rangle &\simeq \left(\frac{m_B}{m_b+m_q}\right)^2\cdot\frac{f^2_{B_q} m^2_{B_q}}{4}\,, \end{aligned} \tag{1.69}$$

donc $B_1 \simeq 1$ et $B_2 \simeq 1{,}5$. Les éléments de matrice $\left\langle B_q|T^q_{\mathrm{V-A}}|B_q\right\rangle$ et $\left\langle B_q|T^q_{\mathrm{S-P}}|B_q\right\rangle$ valent zéro, parce que le vide ne porte pas de couleur. Ceci donne donc $\epsilon_1 \simeq \epsilon_2 \simeq 0$, et on arrive [75–77] finalement à

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} \simeq 1 + 0{,}05\cdot\left(\frac{f_B}{200\ \mathrm{MeV}/c^2}\right)^2\,. \tag{1.70}$$

La contribution dominante au coefficient 0,05 est due à l'interférence de Pauli (décrite au paragraphe 1.2.3.2) trouvée *destructive* pour les B^+ dans les calculs [75–77].

La fiabilité de ce résultat séduisant par sa simplicité n'est toutefois pas garantie. Il ne faut pas oublier que ce résultat a été obtenu en négligeant les (petites) valeurs des ϵ_i. Mais les k_3 et k_4 qui multiplient les ϵ_i dans l'équation (1.64) sont grands par rapport à k_1 et k_2 qui multiplient les B_i (voir paragraphe 1.3.2). Même si les ϵ_i sont petits par rapport aux B_i, ils peuvent avoir une influence non-négligeable sur $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ [81]. Les auteurs de [76] estiment à $\mathcal{O}(30\ \%)$ l'incertitude relative sur le coefficient 0,05.

10. Ils ont utilisé un calcul à l'ordre le plus bas pour les coefficients de Wilson (voir paragraphe 1.3.2).

1.3.3.2 Calculs numériques sur réseau

Les méthodes de QCD sur réseau (voir références [84, 85] pour des revues) permettent d'obtenir des estimations numériques de paramètres comme B_1,B_2,ϵ_1,ϵ_2 et f_B. Les éléments de matrice d'opérateurs définis dans l'équation (1.63)) peuvent être exprimés à partir de fonctions de corrélation à deux points dans l'espace-temps. Ces fonctions de corrélation sont évaluées en discrétisant l'espace-temps (d'où le nom *réseau*) et en intégrant (numériquement à l'aide de méthodes Monte Carlo) sur toutes les configurations des champs. Les principales incertitudes affectant ces calculs sont

- statistiques : le nombre de configurations des champs utilisées pour l'estimation Monte Carlo des intégrales est fini ;
- dues à la discrétisation : l'espace-temps est discrétisé avec une résolution finie ;
- dues au volume fini considéré dans les calculs ;
- dues à l'extrapolation des résultats vers des masses de quarks physiques : des masses non-physiques pour les quarks sont choisies dans les calculs pour minimiser les effets de volume fini et de discrétisation. Les résultats obtenus doivent être extrapolés aux masses physiques ;
- dues à l'extrapolation vers le continuum : les opérateurs dans les simulations sur réseau sont définis avec la «résolution» du réseau comme *cut-off* ultraviolet. Les résultats doivent être extrapolés vers le continuum et les schémas de renormalisation utilisés pour le continuum ;
- dues à d'éventuelles simplifications comme le *quenching* qui revient à négliger les boucles de quarks virtuelles.

Les limitations de la puissance de calcul des ordinateurs sont à la base d'une grande partie de ces incertitudes. Cependant, cette puissance progresse rapidement. De plus, des incertitudes comme celles liées à l'extrapolation vers le continuum peuvent être réduites avec des études théoriques de plus en plus poussées.

1.3.3.3 Calculs à l'aide de *QCD sum rules*

La liberté asymptotique dans QCD permet des calculs à l'aide de méthodes perturbatives de processus à courtes distances. Les états liés de quarks et gluons sont dus à des effets à grande distance qui ne peuvent pas être traités perturbativement. L'idée [86, 87] derrière les *QCD sum rules* est d'approcher la région des états liés à partir de la région perturbative et d'inclure des corrections qui décrivent les effets non-perturbatifs. On peut espérer qu'il existe, à distances intermédiaires, une région de chevauchement des régions de la liberté asymptotique et des phénomènes à grandes distances où des calculs fiables des propriétés des hadrons peuvent être effectués. Les corrections sont exprimées à l'aide d'éléments de matrice d'opérateurs come $G_{\mu\nu}G_{\mu\nu}$ et $\overline{q}q$ pour le vide :

$$\langle 0|G_{\mu\nu}G_{\mu\nu}|0\rangle \neq 0 \ , \quad \langle 0|\overline{q}q|0\rangle \neq 0 \ .$$

Les valeurs de ces éléments de matrice peuvent être estimées à l'aide d'études phénoménologiques de spectres de résonances ou être déduites des valeurs mesurées de la masse et la constante de désintégration du pion. Voir références [88–90] pour des articles de synthèse.

1.4 Prédictions récentes de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ et situation expérimentale

Les derniers résultats pour les *bag parameters* obtenus avec QCD sur réseau, présentés à la conférence EPS 2001 (en juillet 2001 à Budapest) sont [82, 91]

$$\begin{aligned} B_1 &= 1{,}10 \pm 0{,}13^{+0{,}10}_{-0{,}21} , \\ B_2 &= 0{,}79 \pm 0{,}05 \pm 0{,}09 , \\ \epsilon_1 &= -0{,}02 \pm 0{,}02^{+0{,}01}_{-0{,}00} , \\ \epsilon_2 &= 0{,}03 \pm 0{,}01^{+0{,}01}_{-0{,}00} . \end{aligned} \tag{1.71}$$

Par ailleurs, des calculs améliorés effectués à l'ordre α_s, des coefficients de Wilson ont été présentés pour la première fois au cours de l'été 2001 [82, 83]. Avec ces deux nouveaux résultats et la dernière évaluation de f_B (calculs QCD sur réseau), $f_B = 200 \pm 30\ \mathrm{MeV}/c^2$ [57], on obtient [82, 83]

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}07 \pm 0{,}03 \tag{1.72}$$

(avec les nouveaux résultats pour f_B et les *bag parameters* mais les calculs perturbatifs à l'ordre le plus bas, on obtient $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}01 \pm 0{,}03$). Quelques résultats récents obtenus à l'aide de *QCD sum rules* peuvent être trouvés dans [92].

Les figures 1.13 et 1.14 montrent la situation expérimentale en 2000 (édition 2000 du *Review of Particle Physics*), avant cette thèse. La valeur moyenne (les corrélations entre les incertitudes de différentes mesures ont été prises en compte) des résultats de l'époque sur le rapport des durées de vie est

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}062 \pm 0{,}029 . \tag{1.73}$$

Les mesures les plus précises ont été obtenues par des expériences auprès de collisionneurs e^+e^- à l'énergie du Z (SLC, LEP) et un collisionneur $p\overline{p}$, le Tevatron ($\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV). Les expériences Argus et CLEO auprès de collisionneurs e^+e^- symétriques à l'$\Upsilon(4S)$, bien qu'ils disposent de grands échantillons de mésons B, ne peuvent pas mesurer les durées de vie directement, parce que les mésons B y sont produits quasiment au repos, de sorte que leurs distances de désintégration ne sont pas mesurables. Argus et CLEO peuvent mesurer $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ indirectement en utilisant l'égalité des largeurs semileptoniques des mésons B^0 et B^+ non affectées par les effets non-spectateurs comme indiqué au paragraphe 1.2.3.2. Le rapport des rapports d'embranchement semileptoniques des deux espèces de mésons B est donc proportionnel au rapport des durées de vie :

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)}{\Gamma(B^+ \to Xl\nu)} \cdot \frac{\Gamma(B^0 \to Xl\nu)}{\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)} = \frac{\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)}{\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)} \,. \tag{1.74}$$

Les rapports d'embranchement semileptoniques $\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)$ et $\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)$ mesurés par Argus et CLEO conduisent à :

$$\begin{array}{lll} \text{Argus :} & \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 0{,}91 \pm 0{,}27 \text{ (stat)} \pm 0{,}21 \text{ (syst)}, & [93] \\ \text{CLEO :} & \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 0{,}950^{+0{,}117}_{-0{,}080} \text{ (stat)} \pm 0{,}091 \text{ (syst)}. & [94] \end{array}$$

Une discussion plus détaillée des dispositifs expérimentaux utilisés pour mesurer les durées de vie $\tau(B^+)$ et $\tau(B^0)$, y compris l'expérience *BABAR*, se trouve dans le chapitre 2 de cette thèse.

L'incertitude expérimentale sur $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ (2,9 %), bien que déjà pertinente, ne permet guère de voir l'effet qui nous intéresse : les déviations de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ par rapport à l'unité, qui sont de l'ordre de quelques pour cent. Les incertitudes sur les prédictions théoriques et sur les mesures expérimentales sont comparables. La précision des prédictions théoriques continue et va continuer à s'améliorer (voir paragraphe 1.3.3.2 et [82]). L'étude des effets non-spectateurs réclame que la précision des mesures expérimentales suive cette évolution. C'est l'objectif principal de cette thèse : nous visons une mesure de précision de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$.

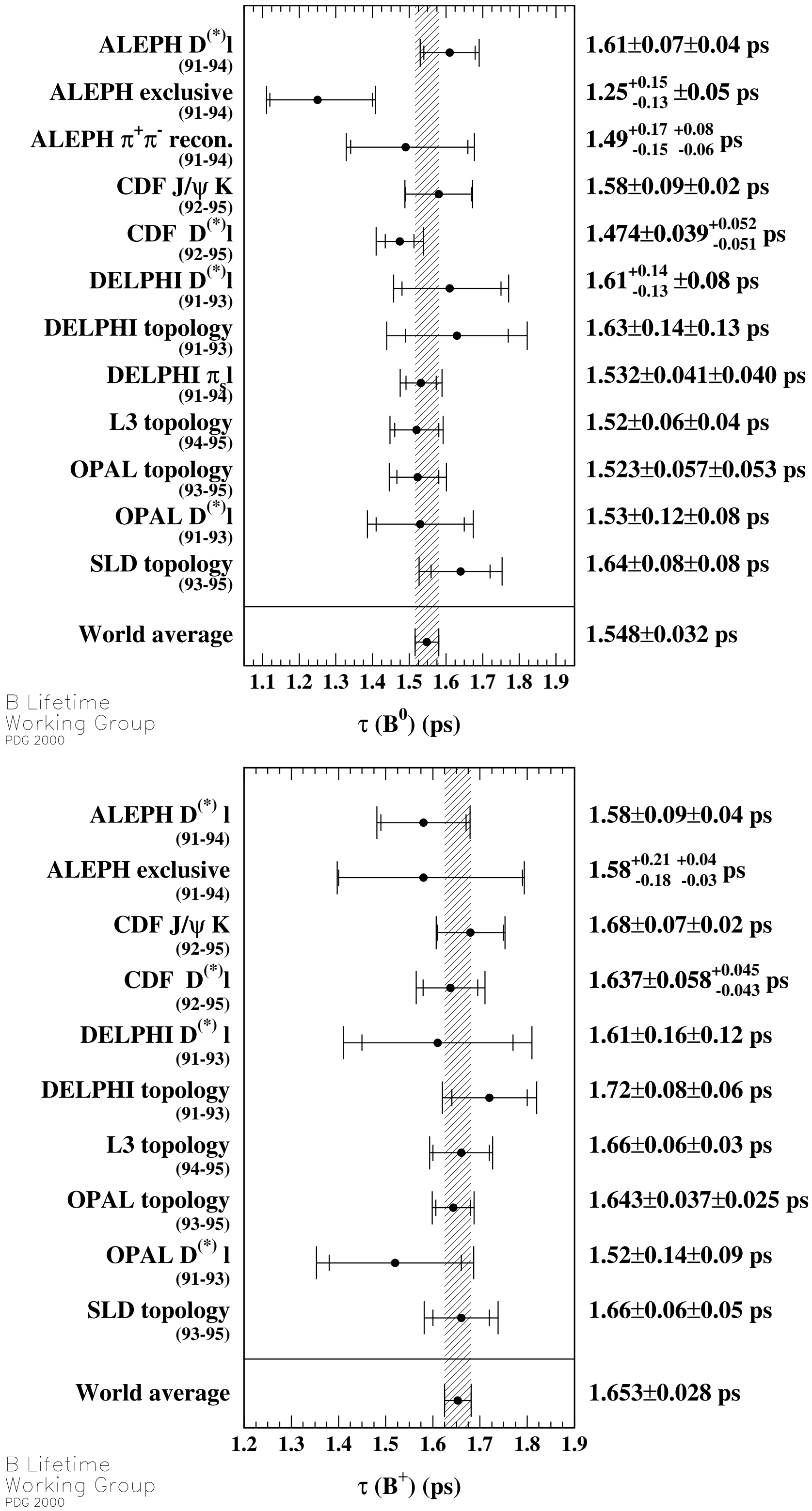


FIG. 1.13 – *Les moyennes expérimentales pour* $\tau(B^0)$ *et* $\tau(B^+)$ *publiées dans l'édition 2000 du* Review of Particle Physics *[9]. La barre d'erreur interne pour chaque mesure représente l'erreur statistique, et la barre externe l'incertitude totale (incertitudes statistique et systématique combinées en quadrature).*

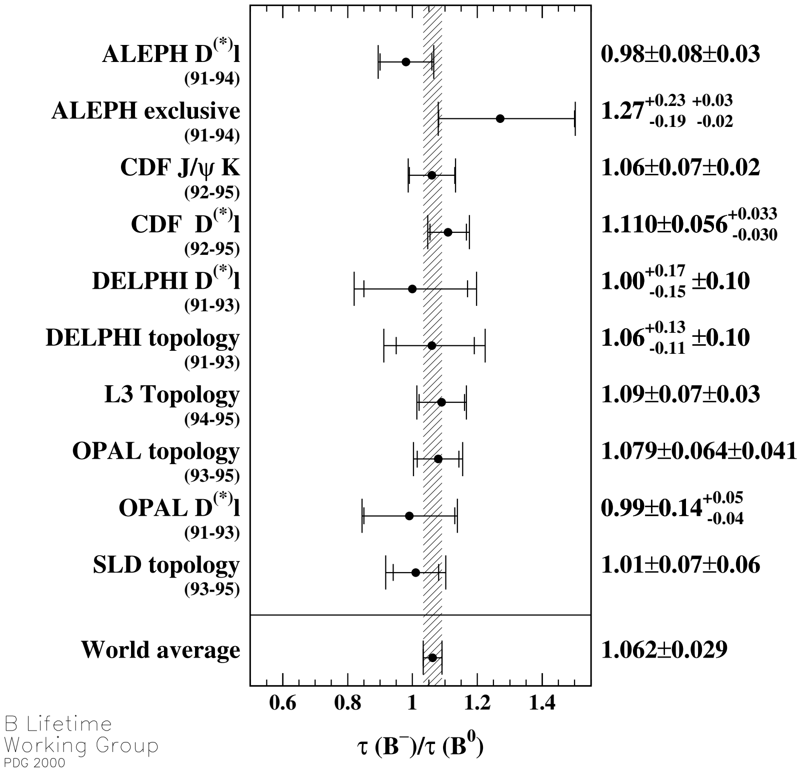


FIG. 1.14 – *La moyenne expérimentale pour* $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ *publiée dans l'édition 2000 du* Review of Particle Physics *[9]. La barre d'erreur interne pour chaque mesure représente l'erreur statistique, et la barre externe l'incertitude totale (incertitudes statistique et systématique combinées en quadrature).*

Deuxième partie

Principe de la mesure et dispositif expérimental

Chapitre 2

Analyses temporelles dans *BABAR* (mélange $B^0/\overline{B}^0$, violation de CP, durées de vie, ...)

L'objectif principal de *BABAR* est l'étude de la matrice CKM. Il s'agit de surcontraindre les paramètres qui entrent dans le triangle d'unitarité pour tester le modèle standard [19–21]. Une attention particulière est portée à la violation de CP décrite, dans ce cadre, par la phase complexe de la matrice CKM. La violation de CP dans l'interférence entre mélange et désintégration d'un méson B neutre se manifeste uniquement dans la dépendance temporelle de l'asymétrie CP (voir paragraphe 1.2.2, équation (1.34) avec $|\lambda| = 1$). Il n'y a pas d'effet quand on intègre sur le temps. Observer cette violation de CP nécessite donc de suivre l'évolution temporelle de désintégrations particulières des mésons B neutres. Plus généralement, de nombreuses quantités physiques liées à la matrice CKM, standard (angles du triangle d'unitarité, fréquence Δm des oscillations $B^0\overline{B}^0$, durées de vie des mésons B) ou non (violation de CPT), sont accessibles par un tel suivi. Une grande classe d'*analyses temporelles*, spécifiques aux usines à mésons B, permettent de couvrir un grand champ d'investigations expérimentales. Elles recourent toutes aux mêmes méthodes expérimentales. Elles sont liées entre elles, les résultats des unes (durées de vie, détermination des performances de l'étiquetage de la saveur dans l'analyse temporelle du mélange $B^0\overline{B}^0$) valident ou conditionnent la faisabilité des autres (violation de CP).
Cette méthodologie vient d'aboutir à la première observation de la violation de CP dans le système des mésons B [95] (voir aussi [96]).

Au paragraphe 2.1 nous discutons les conditions expérimentales ($e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B}$) qui ont été choisies pour l'expérience *BABAR*, c'est-à-dire la façon de produire les mésons B que nous allons étudier. L'observable physique qui permet de suivre l'évolution temporelle des mésons B dans cet environnement, la différence Δt entre les temps propres de désintégration des deux mésons B dans un événement, est assez différente de celle d'autres expériences au LEP, à SLC et au Tevatron. Elle est discutée, avec la stratégie générale de reconstruction des mésons B, au paragraphe 2.1. Le paragraphe 2.2 contient un exposé des distributions attendues de cette observable pour quelques analyses temporelles de *BABAR*, notamment la mesure des durées de vie des mésons B et la mesure de l'angle β. Au paragraphe 2.3, nous discutons des aspects plus techniques de la mesure des durées de vie des mésons B et nous comparons brièvement l'expérience *BABAR* avec d'autres expériences qui ont mesuré ou mesurent ces quantités. Au long de ce chapitre, nous soulignons des aspects qui sont particulièrement importants pour la conception d'un collisionneur et d'un détecteur qui sont optimisés pour cette physique. Le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR* qui répondent à ces besoins sont décrits aux chapitres 3 et 4.

2.1 La méthode de la différence de parcours et l'observable Δt

Les canaux de désintégration des mésons B qui permettent une extraction propre, c'est-à-dire sans incertitudes théoriques, de l'angle β ont des rapports d'embranchement faibles. Par exemple, le rapport d'embranchement du canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$ est $[4{,}2\pm0{,}2\ (\text{stat})\pm0{,}3\ (\text{syst})]\cdot10^{-4}$ [97]. D'autres canaux permettant de mesurer β sont encore plus rares [21]. Une possible asymétrie CP dans le canal $B^0 \to \pi^+\pi^-$ est liée à l'angle α du triangle d'unitarité. Le rapport d'embranchement de ce canal est de : $[4{,}1\pm1{,}0\ (\text{stat})\pm0{,}7\ (\text{syst})]\cdot10^{-6}$ [98]. La mesure de la durée de vie des mésons B ne nécessite pas la reconstruction des mésons B dans un état propre de CP, ce qui permet l'utilisation de désintégrations vers des états finals plus abondants.Quelques rapports d'embranchement comme par exemple $\text{Br}(B^0 \to D^{*-}\mu^+\nu_\mu) = 4{,}60\pm0{,}27$ % [9] sont de l'ordre de quelques pour cent. Les canaux les plus abondants sont toutefois difficiles à reconstruire. Dans le cas de $B^0 \to D^{*-}\mu^+\nu_\mu$, les problèmes proviennent de la présence du neutrino qui ne peut pas être reconstruit. Les canaux plus abordables sur le plan de la reconstruction comme $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ ou $B^+ \to \overline{D}^{*0}\pi^+$ ont des rapports d'embranchement de quelques pour mille [9]. Comme les rapports d'embranchement typiques de la désintégration subséquente du méson charmé sont de l'ordre de quelques pour cent [9], une mesure de précision des durées de vie des mésons B nécessite des échantillons de mésons B d'une taille comparable à celle des échantillons qui permettent d'étudier le canal $B^0 \to J/\psi K^0_S$. Pour envisager des mesures significatives des quantités mentionnées ci-dessus, il faut produire les mésons B par dizaines, voire centaines de millions. En même temps, il faut être capable d'isoler ces événements rares avec une bonne pureté. Les expériences Argus [99] et CLEO [100] auprès des collisionneurs DORIS II et CESR ont obtenu d'excellents résultats (voir, par exemple, [101]) avec l'environnement très propre des collisionneurs e^+e^- à la résonance $\Upsilon(4S)$. Cette résonance $b\overline{b}$ se désintègre dans la vaste majorité de cas[1] en une paire $B\overline{B}$ de mésons B neutres ou chargés. Les probabilités d'obtenir une paire $B^0\overline{B}^0$ et d'obtenir une paire B^+B^- sont approximativement identiques[2]. Deux améliorations majeureures doivent être apportées à ce

1. CLEO mesure [102] une fraction de désintégrations non-$B\overline{B}$ de l'$\Upsilon(4S)$ inférieure à 4 % avec un niveau de confiance de 95 %.

2. *BABAR* mesure $\frac{\Gamma(\Upsilon(4S)\to B^+B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S)\to B^0\overline{B}^0)} = 1{,}10\pm0{,}06\ (\text{stat})\pm0{,}05\ (\text{syst})$ [97], ce qui est en accord avec une mesure récente de CLEO [103] : $\frac{\Gamma(\Upsilon(4S)\to B^+B^-)}{\Gamma(\Upsilon(4S)\to B^0\overline{B}^0)} = 1{,}04\pm0{,}07\ (\text{stat})\pm0{,}04\ (\text{syst})$.

type de dispositif expérimental avant de tenter les mesures visées. Premièrement, la luminosité doit être augmentée de deux à trois ordres de grandeur. Deuxièmement, le problème suivant doit être résolu : les mésons produits dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ sont quasiment au repos dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$, parce que la masse de l'$\Upsilon(4S)$ (10,5800 ± 0,0035 GeV/c^2 [104]) est seulement de $\simeq 20\,\mathrm{MeV}/c^2$ plus grande que deux fois la masse du B [104]. Dans DORIS II/Argus et CESR/CLEO, le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$ et le référentiel du détecteur coïncident. La distance de vol, et par conséquent le temps propre de désintégration des mésons B, ne sont pas mesurables. Une façon de résoudre ce problème [105, 106] consiste à construire un collisionneur asymétrique, c'est-à-dire avec des énergies différentes pour les électrons et les positrons. Les énergies des deux faisceaux doivent être choisies de telle façon que l'énergie disponible dans le centre de masse corresponde à la masse de l'$\Upsilon(4S)$, et que le *boost* de Lorentz des mésons B dans le référentiel du détecteur soit suffisamment grand pour que leur distance de vol typique soit mesurable à partir des traces issues de leur désintégration.
La stratégie la mieux adaptée à la reconstruction de désintégrations comme $B^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)\ K^0_S(\to \pi^+\pi^-)$ et $B^0 \to D^{*-}(\to \overline{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-)\ \pi^+$ pour des analyses temporelles de précision est la reconstruction exclusive, c'est-à-dire la reconstruction de toutes les particules stables dans l'état final et de la topologie de l'arbre de désintégration. On peut aussi envisager des techniques plus inclusives que la reconstruction complète des mésons B, mais la plupart de ces analyses [109–112] sont limitées par d'importantes incertitudes systématiques dues au bruit de fond. C'est le cas en particulier pour les mesures de durées de vie. Par rapport aux reconstructions partielles comme par exemple celle du mode $B^0 \to D^{*-}(\to \overline{D}^0\,\pi^-)\,\pi^+$ à partir des deux pions [3], la reconstruction exclusive bénéficie de fortes contraintes cinématiques qui peuvent être exploitées dans la sélection des événements pour isoler des échantillons très purs. Des canaux de désintégration avec un ou plusieurs neutrinos dans l'état final ne sont pas utilisables avec la reconstruction exclusive. Pour reconstruire avec bonne efficacité toutes les particules dans l'état final, il faut un détecteur hermétique avec d'excellentes efficacités pour la reconstruction de particules neutres et chargées.

Le collisionneur asymétrique PEP-II, présenté au paragraphe 3.1, a été construit pour fournir une luminosité instantanée de $3 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et produire $\simeq 3 \cdot 10^7$ paires $B\overline{B}$ par an [108]. Il amène en collision des électrons de 9,0 GeV et des positrons de 3,1 GeV, ce qui confère au référentiel du centre de masse un *boost* de $\beta\gamma = 0{,}56$ par rapport au laboratoire. La figure 2.1 montre le principe d'une analyse temporelle auprès de ce collisionneur. Une résonance $\Upsilon(4S)$ produite dans une collision e^+e^- asymétrique se désintègre en une paire $B\overline{B}$. Il n'y a pas de particule stable chargée créée au point de désintégration de l'$\Upsilon(4S)$. Le point de production des deux mésons B ne peut donc pas être déterminé. Cela nous oblige à utiliser une autre observable que le temps propre de désintégration d'un méson B : Δz, la distance en z entre les points de désintégration des deux mésons B dans un événement. Comme l'angle entre les directions de vol des deux B est petit (toujours inférieur

3. Un des deux pions est de très haute impulsion et l'autre d'une impulsion particulièrement basse, ce qui donne une signature relativement claire [107].

à 214 mrad), Δz est une bonne approximation de la différence de parcours des deux mésons B. En négligeant l'énergie libérée dans la réaction $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ et en supposant que l'axe z est parallèle à la direction du *boost*, nous obtenons la différence Δt des temps propres de désintégration des deux mésons B :

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{\beta\gamma c} \, .$$

La durée de vie des mésons B étant de l'ordre de 1,55 ps = 460 $\frac{\mu\mathrm{m}}{c}$ [9], nous attendons une séparation Δz typique de l'ordre de $0{,}56 \cdot 460$ μm = 260 μm. Les analyses temporelles auprès de PEP-II nécessitent donc un détecteur avec un système de reconstruction de traces qui permet de mesurer de telles séparations. Le détecteur *BABAR*, décrit au paragraphe 3.2, utilise la combinaison d'un détecteur de vertex à micropistes de silicium et d'une chambre à dérive, et atteint des résolutions de l'ordre de 190 μm sur Δz. La résolution sur Δt ainsi obtenue, du même ordre de grandeur que les valeurs typiques de Δt, permet de faire des analyses temporelles. Certaines analyses temporelles nécessitent, en plus de la détermination de Δt, la connaissance de la saveur du méson B complètement reconstruit au moment de sa création. Pour étudier la violation de CP, on compare la probabilité

$$\mathcal{P}\left(B^0(t=0) \to f_{CP}(t)\right)$$

qu'un B^0 produit à l'instant $t = 0$ se désintègre vers l'état propre de CP f_{CP} (par exemple $J/\psi\, K^0_S$) à l'instant t et la probabilité correspondante

$$\mathcal{P}\left(\overline{B}^0(t=0) \to f_{CP}(t)\right)$$

pour un $\overline{B}^0$ produit à l'instant $t = 0$ (voir équation (1.33)). Ce type d'analyse est possible à PEP-II malgré le fait que nous ne connaissons pas le point ou l'instant de production des B. Les mésons B^0 et $\overline{B}^0$ produits dans $\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$ sont dans un état $L = 1$ cohérent [21]. Une façon de décrire cet état est la suivante : chacun des deux B oscille entre B^0 et $\overline{B}^0$ suivant les lois habituelles, mais les deux évoluent en phase. A chaque instant antérieur à celui où un des deux B se désintègre, un B^0 et un $\overline{B}^0$ sont présents. La connaissance de Δt et de la saveur de l'autre B (celui qui ne se désintègre pas vers f_{CP}) au moment de sa désintégration est donc équivalente à la connaissance du temps propre de désintégration d'un seul méson B qui se désintègre vers f_{CP} (voir [21] et références). La détermination expérimentale de la saveur de l'autre B au moment de sa désintégration à partir de ses produits de désintégration est appelée «étiquetage de la saveur». Elle est décrite en détail dans [113]. Les principaux processus physiques exploités pour l'étiquetage sont illustrés à la figure 2.2.

La stratégie générale des analyses temporelles auprès de l'usine à B asymétrique PEP-II/*BABAR* est la suivante :

- reconstruire, de préférence complètement, un des deux mésons B dans un état propre de saveur ou de CP, suivant la mesure envisagée,

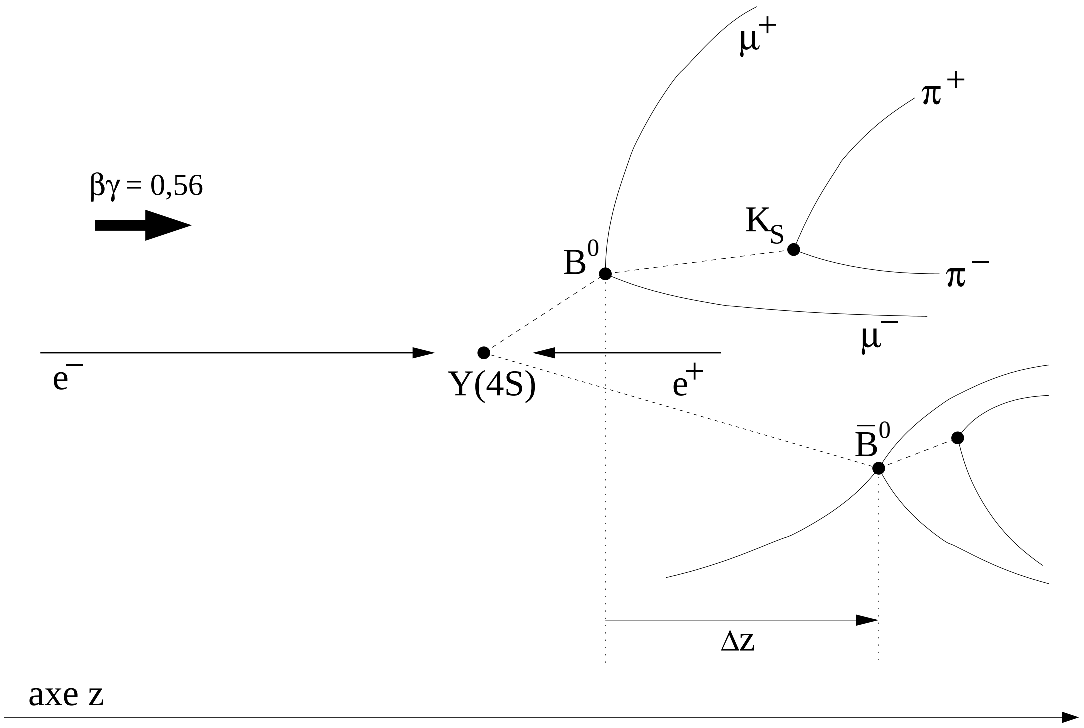


FIG. 2.1 – *Schéma général des analyses temporelles à BABAR. Les $\Upsilon(4S)$ produits dans les collisions e^+e^- asymétriques se déplacent avec un* boost *de $\beta\gamma = 0{,}56$ par rapport au référentiel du laboratoire, avant de se désintégrer en une paire $B\overline{B}$. Un des mésons B dans l'événement est complètement reconstruit dans un canal comme $B^0 \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)\ K^0_S(\to \pi^+\pi^-)$. Le vertex de désintégration de l'autre B dans l'événement est reconstruit, avec une technique inclusive, à partir des traces issues de sa désintégration. De plus, la saveur de l'autre B peut être déterminée à partir de ses produits de désintégration. La séparation en z des deux vertex de désintégration, Δz, permet de remonter à la différence Δt des temps propres de désintégration des mésons B. L'observable Δt permet de suivre l'évolution temporelle des mésons B. La figure n'est pas à l'échelle. En particulier, l'angle d'ouverture entre les deux mésons B est toujours inférieur à* 214 mrad.

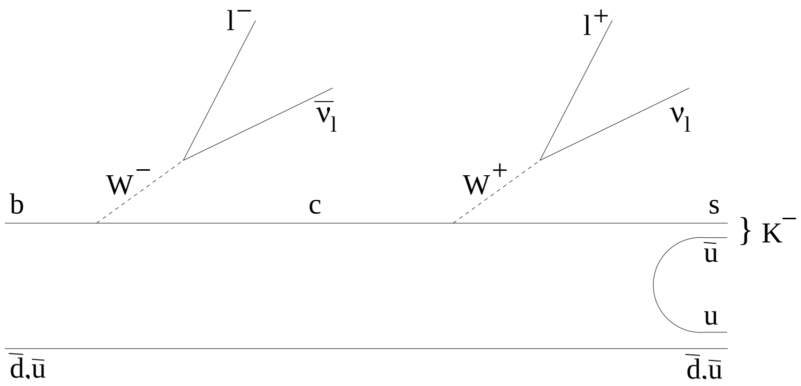


FIG. 2.2 – *Le principe de l'étiquetage de la saveur. La figure montre un diagramme de Feynman pour la cascade $b \to c \to s$ permise de Cabibbo. La charge du kaon issu de cette cascade permet de remonter à la saveur du B. Un lepton issu de la transition $b \to cW$ est appelé lepton primaire, et un lepton issu de la transition $c \to sW$ et appelé lepton secondaire. La charge de leptons primaire et secondaire permet de remonter à la saveur du B, à condition que le type de lepton ait été identifié. Des observables comme l'impulsion du lepton et l'angle entre le lepton et l'impulsion manquante du B étiquetant sont utilisées pour discriminer leptons primaires et secondaires.*

- reconstruire, avec une technique inclusive, le vertex de désintégration de l'autre B dans l'événement à partir des traces de ses produits de désintégration,
- déterminer Δt à partir de Δz,
- le cas échéant, étiqueter la saveur de l'autre B au moment de sa désintégration.

Les quantités physiques comme la durée de vie, la fréquence d'oscillation $B^0/\overline{B}^0$, $\sin(2\beta)$, etc. peuvent ensuite être extraites de la (ou des) distribution(s) de Δt expérimentale(s). Il y a deux distributions pour les mesures qui utilisent l'étiquetage de la saveur (une pour les événements où l'autre B a été étiqueté comme B^0, et une pour les événements où l'autre B a été étiqueté comme $\overline{B}^0$). Les distributions de Δt attendues pour quelques mesures-clés sont discutées au paragraphe suivant.

2.2 Distributions de Δt attendues

Ce paragraphe présente les distributions de Δt attendues pour les analyses temporelles effectuées dans *BABAR* pour mesurer les durées de vie des mésons B, la fréquence d'oscillation Δm et $\sin(2\beta)$. Nous considérons les distributions physiques ainsi que les effets du détecteur.

Les mésons B neutres ($b\overline{d}$ dans le modèle des quarks) et chargés ($b\overline{u}$) contiennent tous les deux un quark b qui domine leur masse. La richesse de la phénoménologie de l'évolution temporelle des mésons B dépend notablement de leur charge. Les mésons B neutres peuvent, par exemple, changer de saveur (voir paragraphe 1.2.1, figure 1.3) ou se désintégrer vers un état propre de CP (voir paragraphe 1.2.2). Dans le cas de mésons B chargés, ces processus sont exclus par la conservation de la charge électrique. Nous commençons notre discussion par les événements $\Upsilon(4S) \to B^+B^-$.

2.2.1 Evénements $\Upsilon(4S) \to B^+B^-$

La densité de probabilité de désintégration au temps propre t d'un méson B^+ ou B^- s'écrit :

$$\zeta(t;\tau_B) = \frac{1}{\tau_B} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\tau_B} \cdot t\right) \qquad t \geq 0\ , \tag{2.1}$$

où τ_B dénote la durée de vie des mésons B chargés. Nous en déduisons la distribution de $\Delta t = t_1 - t_2$ pour une paire B^+B^- :

$$\phi(\Delta t;\tau_B) = \frac{1}{2\tau_B} \cdot \begin{cases} \exp\left(\frac{1}{\tau_B} \cdot \Delta t\right) & \Delta t \leq 0 \\ \exp\left(-\frac{1}{\tau_B} \cdot \Delta t\right) & \Delta t > 0\ . \end{cases} \tag{2.2}$$

Les variables t_1 et t_2 sont les temps propres de désintégration des deux mésons B dans l'événement. Cette distribution comporte donc deux «ailes exponentielles» du type de l'équation (2.1). A cause de la symétrie du problème, l'attribution des numéros aux deux mésons B est arbitraire. On peut, par exemple, faire le choix d'utiliser t_1 pour le B^+, ou on peut utiliser $|\Delta t|$ au lieu de Δt. Pour adopter un formalisme général applicable à tous les cas décrits au paragraphe précédent, nous choisissons :

$$\Delta t = t_{\text{rec}} - t_{\text{opp}}\ , \tag{2.3}$$

où t_{rec} dénote le temps propre de désintégration du B complètement reconstruit (B_{rec}), et t_{opp} celui de l'autre B (aussi appelé «B opposé» ou B_{opp}). L'étiquetage de la saveur du B_{opp} n'apporte pas d'information supplémentaire sur une paire B^+B^-, la reconstruction complète du B_{rec} identifiant sa charge et donc sa saveur aussi bien que la saveur du B_{opp}.

Le B_{rec} étant complètement reconstruit, nous connaissons les trajectoires de toutes les particules chargées issues de sa désintégration. Nous pouvons donc ajuster le vertex de désintégration du B_{rec} ; les méthodes utilisées sont discutées en détail au paragraphe 6.1.1. Comme indiqué au paragraphe 2.1, nous utilisons une méthode inclusive (décrite au chapitre 6) pour reconstruire le vertex de désintégration du B_{opp}. Nous partons de toutes les traces de l'événement non associées au B_{rec}. En général, cet ensemble de traces contient des traces qui proviennent directement du vertex du B_{opp} (voir figure 2.1), et des traces qui proviennent du vertex de désintégration d'une particule intermédiaire avec une grande durée de vie qui a été produite dans la désintégration du B_{opp} et qui a volé sur une distance non-négligeable avant de se désintégrer (voir figure 2.1). Ces particules intermédiaires peuvent être, par exemple, des mésons charmés comme les D^0, D^+ et D_s^+ qui sont abondants parmi les produits de désintégration des mésons B et qui ont des durées de vie non négligeables devant celles des mésons B [9]. En plus, un événement peut contenir des traces «bruit de fond» qui peuvent être celles de particules produites dans les interactions parasites dans la matière du collisionneur ou du détecteur, ou qui peuvent être un artefact de la reconstruction des traces, etc. Les traces qui proviennent directement du vertex du $B_{\rm opp}$ portent l'information que nous cherchons. La présence des autres traces tend à dégrader la résolution sur le vertex du $B_{\rm opp}$. De plus, comme PEP-II est asymétrique, les particules intermédiaires volent de préférence vers l'avant, c'est-à-dire dans la direction du *boost*. Par conséquent, la présence de traces issues de particules intermédiaires tend à biaiser vers l'avant notre détermination du vertex du $B_{\rm opp}$, et par conséquent à distordre la distribution de Δt. Notre algorithme de reconstruction du vertex du $B_{\rm opp}$ vise à reconnaître un maximum de ces traces et à les éliminer. Le principe de la sélection des traces qui proviennent directement du vertex du $B_{\rm opp}$ repose sur une sorte de test de χ^2 caractérisant la compatibilité d'un ensemble de traces avec un vertex commun. Etant donné que la résolution spatiale de *BABAR* est du même ordre de grandeur que les distances qui interviennent dans cette procédure (voir ci-dessus), il reste forcément un biais sur la détermination de Δt qui doit être pris en compte dans les analyses temporelles. Les modèles de la fonction de résolution de Δt que nous utilisons sont décrits aux paragraphes 6.4 et 7.7. La figure 2.3(a) montre la distribution de Δt théorique pour les événements B^+B^- (voir équation (2.2)). Les figures 2.3(b) et 2.3(c) contiennent respectivement une représentation de la résolution asymétrique $\mathcal{R}(\delta(\Delta t))$ et de la distribution de Δt expérimentale $\Phi(\Delta t; \tau_B)$ résultante :

$$\Phi(\Delta t; \tau_B) = \phi(\Delta t; \tau_B) \otimes \mathcal{R}(\delta(\Delta t)) \ , \tag{2.4}$$

où le symbole $\otimes$ dénote la convolution. On note l'avantage de la définition $\Delta t = t_{\rm rec} - t_{\rm opp}$ qui permet de prendre en compte la brisure de la symétrie de la distribution théorique par l'asymétrie de la résolution expérimentale.

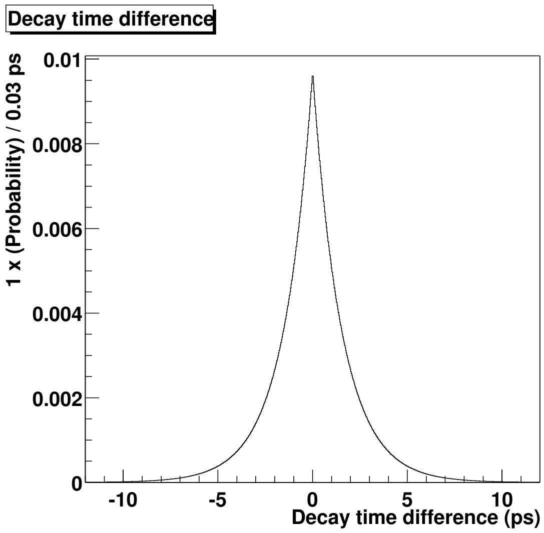
2.2.2 Evénements $\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$

Nous passons maintenant aux événements $\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$. Comme indiqué plus haut, leur phénoménologie est plus riche que celle des événements $\Upsilon(4S) \to B^+B^-$, et la distribution de Δt théorique dépend des états dans lesquels les deux B dans un événement sont reconstruits. Pour une discussion plus détaillée de cette phénoménologie, voir chapitre 1 de [21] et références.

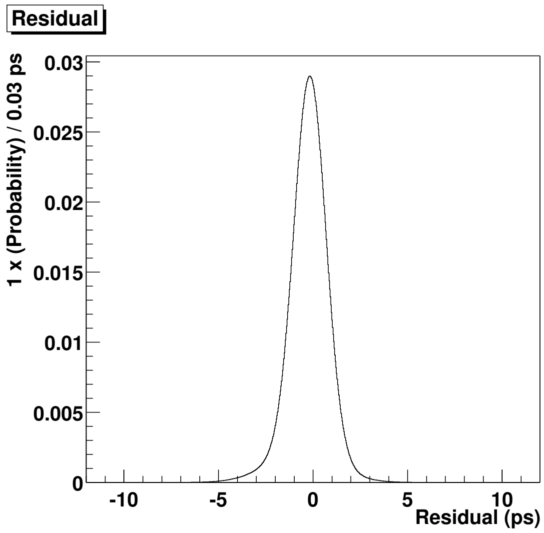
Dans la suite, nous utilisons la notation «événements saveur/inclusif» pour décrire des événements dans lesquels le $B_{\rm rec}$ s'est désintégré vers un état propre de saveur et le $B_{\rm opp}$ s'est désintégré vers un état quelconque. D'autres notations analogues sont également utilisées.

2.2.2.1 Evénements saveur/inclusif

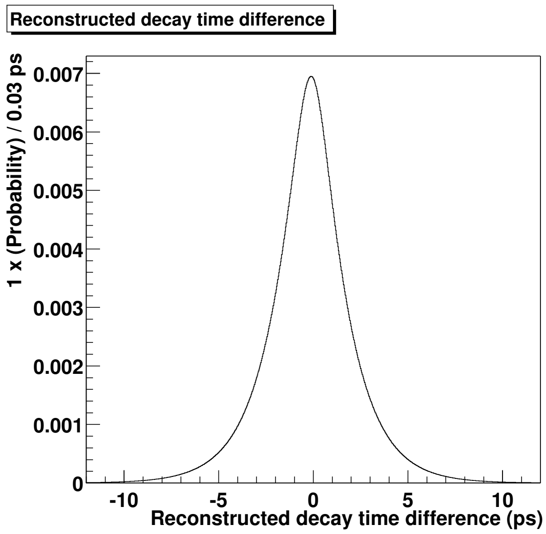
Nous considérons d'abord le cas où le $B_{\rm rec}$ est reconstruit dans un état propre de saveur et le $B_{\rm opp}$ est reconstruit de façon inclusive. C'est-à-dire qu'aucune sélection d'états finals n'est faite et que l'on ne cherche pas à déterminer sa saveur. Ce sont les



(a) Distribution théorique



(b) Réponse du détecteur



(c) Distribution expérimentale

FIG. 2.3 – *(a) Distribution théorique de Δt pour les événements B^+B^-. (b) Réponse asymétrique du détecteur. (c) La distribution expérimentale obtenue par la convolution de la distribution théorique et la réponse du détecteur.*

événements que nous utilisons pour mesurer la durée de vie. La distribution de Δt théorique est la même que pour les événements $\Upsilon(4S) \to B^+B^-$, voir $\phi(\Delta t; \tau_B)$ dans l'équation (2.2), sauf que τ_B représente maintenant la durée de vie des B neutres. La forme générale de la fonction de résolution est la même que pour les événements $\Upsilon(4S) \to B^+B^-$, à part de petits effets de multiplicité et de composition en charme de l'état final du B_{opp}.

2.2.2.2 Evénements saveur/saveur

L'utilisation de l'étiquetage de la saveur du B_{opp} permet d'étudier le phénomène du mélange des saveurs (voir paragraphe 1.2.1). En déterminant les saveurs des deux mésons B, on peut séparer les événements en deux classes : les événements «mélangés» qui contiennent deux mésons B de même saveur, et les événements «non-mélangés» qui contiennent un B^0 et un $\overline{B}^0$. La figure 2.4(a) montre les distributions de Δt théoriques pour ces deux classes d'événements. Les expressions correspondantes sont

$$\phi_{\pm}(\Delta t; \tau_B, \Delta m) = \frac{\exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_B}\right)}{4\tau_B} \cdot [1 \pm \cos(\Delta m\, \Delta t)] \ , \tag{2.5}$$

où ϕ_+ décrit les événements non-mélangés et ϕ_- les événements mélangés (à comparer à l'équation (1.25) avec $\Delta\Gamma = 0$). En combinant les deux distributions (c'est-à-dire en prenant leur somme), on retrouve la distribution du paragraphe 2.2.2.1. La figure 2.4(b) montre l'impact de la résolution du détecteur sur ces deux distributions de Δt. L'étiquetage de la saveur n'est pas efficace à 100 %. Dans 31 % des cas [114], l'algorithme d'étiquetage de *BABAR* ne fournit pas d'estimation de la saveur du B_{opp}, parce que le B_{opp} s'est désintégré vers un état qui est accessible à la fois aux B^0 et aux $\overline{B}^0$ ou, surtout, parce que la situation est jugée trop ambiguë, c'est-à-dire que les produits de désintégration du B_{opp} reconstruits avec le détecteur ne permettent pas une détermination fiable de sa saveur. Ceci réduit l'efficacité de reconstruction pour les événements mélangés et non-mélangés, approximativement d'un même facteur [113]. De plus, lorsque l'algorithme d'étiquetage se prononce, il n'est pas fiable à 100 %. Dans $w = 20$ % des cas [114] il se trompe de saveur [4]. Ainsi les échantillons d'événements réputés *non-mélangés* sont contaminés par des événements *mélangés* et vice-versa (voir figure 2.4(c)). Les expressions des deux distributions expérimentales de Δt sont :

$$\Phi_{\pm}(\Delta t; \tau_B, \Delta m) = \left\{ \frac{\exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_B}\right)}{4\tau_B} \cdot [1 \pm (1-2w)\ \cos(\Delta m\, \Delta t)] \right\} \otimes \mathcal{R} \ . \tag{2.6}$$

L'analyse temporelle du mélange $B^0/\overline{B}^0$ [95, 114, 115] permet de déterminer non seulement la fréquence d'oscillation Δm, mais également w. Ceci permet d'éviter

4. En pratique, nous distinguons quatre catégories d'étiquetage différentes [113] avec des probabilités de mauvais étiquetage différentes. Ceci augmente la sensibilité statistique des analyses, mais ne change pas la discussion qui suit. La probabilité de mauvais étiquetage donnée ici est une moyenne sur les quatre catégories.

l'utilisation d'une simulation pour déterminer la valeur du paramètre w et les incertitudes systématiques correspondantes. La mesure de w est un outil précieux pour l'étude de la violation de CP comme nous allons le voir au paragraphe suivant. L'extraction simultanée de Δm et de w à partir des données est possible avec une bonne sensibilité statistique, parce que les distributions de Δt pour les événements mélangés et non-mélangés (voir figure 2.4(b)) sont relativement bien séparées. Les véritables événements mélangés se trouvent de préférence à grand $|\Delta t|$, alors que les vrais événements non-mélangés se trouvent de préférence à faible $|\Delta t|$. La contribution des événements avec mauvais étiquetage est clairement visible dans la distribution des événements étiquetés comme mélangés (voir figure 2.4(c)).

2.2.2.3 Evénements CP/saveur

Nous considérons ici le cas particulier d'événements CP/saveur où le B_{rec} est reconstruit dans l'état $J/\psi K_S^0$, état propre de CP. Les distributions théoriques des événements où le B_{opp} est un B^0 (ϕ_+) et un $\overline{B}^0$ (ϕ_-) sont (à comparer avec l'équation (1.32) avec $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$, $\left|\frac{\overline{A}}{A}\right| = 1$ et donc $|\lambda| = 1$) :

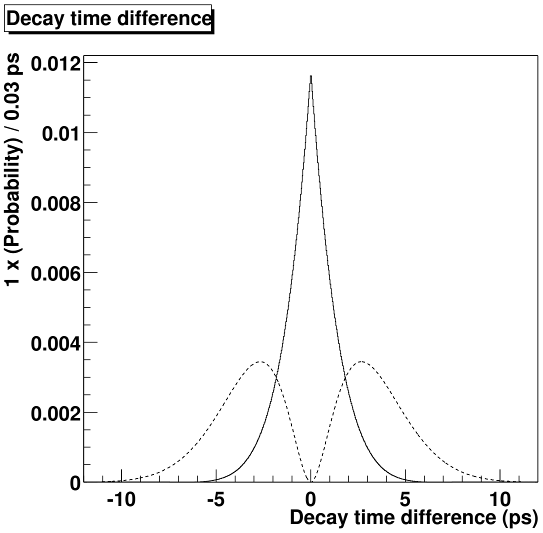
$$\phi_\pm(\Delta t; \tau_B, \Delta m, \beta) = \frac{\exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_B}\right)}{4\tau_B} \cdot [1 \pm \sin(2\beta)\sin(\Delta m\, \Delta t)] \ . \tag{2.7}$$

Leur graphe est donné à la figure 2.5(a). Une expression similaire qui fait intervenir l'angle α_{eff} au lieu de β est obtenue pour des B_{rec} reconstruits dans l'état $\pi^+\pi^-$, état propre de CP (voir [116] et références). Si l'on néglige la contribution des diagrammes pingouins, l'angle α_{eff} coïncide avec l'angle α du triangle d'unitarité.
En prenant en compte l'effet de la résolution sur Δt (voir figure 2.5(b)) et de l'étiquetage imparfait (voir figure 2.5(c)), nous obtenons les distributions de Δt attendues :

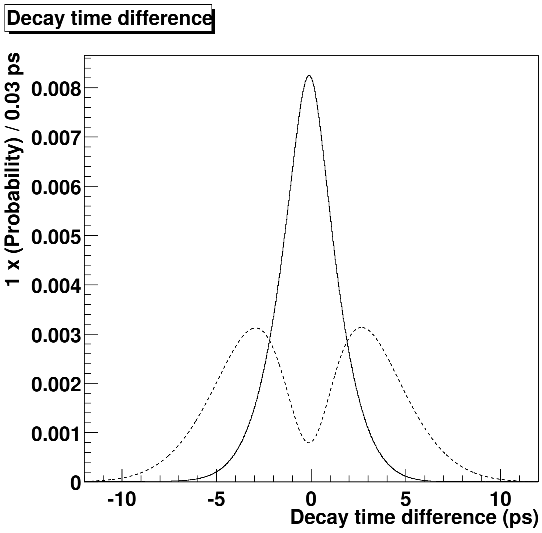
$$\Phi_\pm(\Delta t; \tau_B, \Delta m, \beta) = \left\{ \frac{\exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_B}\right)}{4\tau_B} \cdot [1 \pm (1-2w)\ \sin(2\beta)\sin(\Delta m\, \Delta t)] \right\} \otimes \mathcal{R} \ . \tag{2.8}$$

On note que ces distributions ne permettent pas de déterminer la valeur du paramètre $\sin(2\beta)$ qui décrit la violation de CP, mais seulement le produit $(1-2w)\cdot \sin(2\beta)$. Pour en déduire $\sin(2\beta)$, nous avons besoin d'une estimation indépendante de w. L'utilisation d'une simulation entraînerait d'importantes incertitudes systématiques. Au paragraphe précédent nous avons vu que l'étude du mélange $B^0/\overline{B}^0$ fournit une méthode élégante pour extraire des données la valeur de ce paramètre qui caractérise l'algorithme d'étiquetage. Cette façon de déterminer w est exploitée dans [95, 114, 116]. L'étude de la violation de CP nécessite donc un échantillon d'événements reconstruits du type saveur/saveur qui doit être grand par rapport à l'échantillon CP/saveur et qui sert en quelque sorte d'«échantillon de calibration».

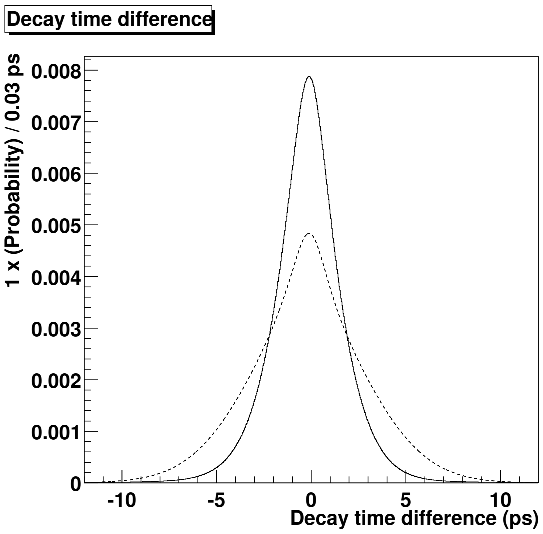
Les distributions de Δt théoriques présentées ci-dessus ont été obtenues en faisant certaines hypothèses. Nous avons supposé que CPT est conservé et nous avons



(a) Distributions théoriques

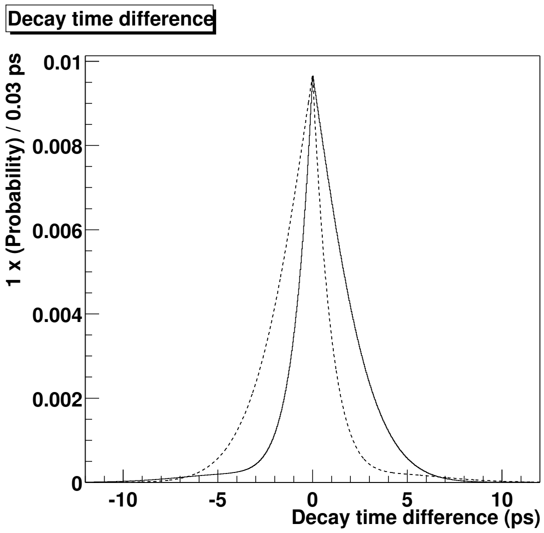


(b) Après résolution finie sur Δt

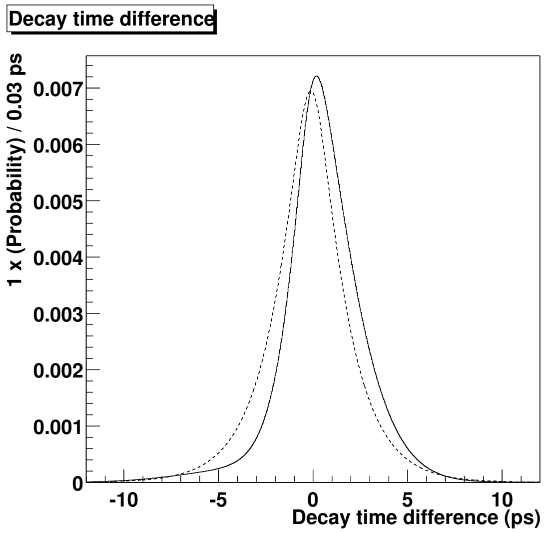


(c) Après résolution finie sur Δt et étiquetage imparfait

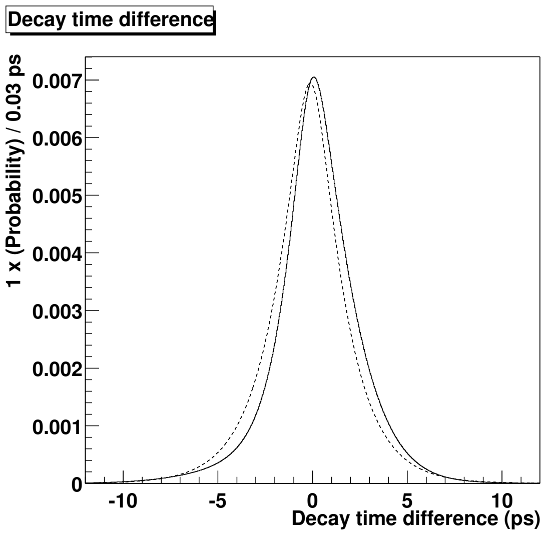
FIG. 2.4 – *Distributions de Δt attendues pour les événements saveur/saveur non-mélangés (ligne continue) et mélangés (ligne tiretée). Les deux distributions ont été normalisées à un séparément. La fraction d'événements mélangés, qui doit être utilisée pour pondérer les deux distributions, est $\chi_d \simeq 17$ %.*



(a) Distributions théoriques



(b) Après résolution finie sur Δt



(c) Après résolution finie sur Δt et étiquetage imparfait

FIG. 2.5 – *Distributions de Δt attendues pour les événements CP/saveur avec $f_{CP} = J/\psi K_S^0$. La ligne continue représente les événements où l'«autre B» a été étiqueté comme B^0, et la ligne tiretée représente les événements $\overline{B}^0$.*

négligé la différence $\Delta\Gamma$ des largeurs des deux états propres de masse[5] B_{H} et B_{L} du système $B^0/\overline{B}^0$. Dans la discussion du paragraphe 2.2.2.2 nous avons négligé les effets de la violation de CP, et, au paragraphe 2.2.2.3, nous avons fait l'hypothèse de l'absence de violation de CP directe. On peut abandonner une ou plusieurs de ces hypothèses et introduire des paramètres supplémentaires qui décrivent l'effet correspondant. On peut alors utiliser les données pour mesurer ces paramètres et ainsi rechercher des effets qui n'ont pas été vus auparavant. Les événements CP/inclusif offrent une sensibilité attractive à une valeur non-nulle de $\Delta\Gamma$. Sans l'approximation $\Delta\Gamma = 0$, la distribution de Δt pour ces événements s'écrit [118, 119] :

$$\phi(\Delta t; \tau_B, \beta, \Delta\Gamma) = \frac{\frac{1}{\tau_B^2} - \frac{\Delta\Gamma^2}{4}}{2/\tau_B} \cdot \exp\left(\frac{-|\Delta t|}{\tau_B}\right) \cdot \left(\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right) + \eta\cos(2\beta)\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right)\right), \tag{2.9}$$

où η est la valeur propre de CP de l'état étudié ($\eta = -1$ pour $J/\psi\, K_S^0$). La valeur moyenne de la distribution de Δt n'est plus nulle dans ce cas, elle vaut $\eta\cos(2\beta)\,\Delta\Gamma\,\tau_B$.

2.3 Principe de la mesure de la durée de vie des mésons B

Nous revenons sur la mesure des durées de vie des mésons B neutres et chargés et celle de leur rapport, qui est un des principaux sujets de cette thèse.

Pour cette mesure, nous suivons la démarche générale des analyses temporelles exposée au paragraphe 2.1. Nous reconstruisons le B_{rec} complètement dans divers canaux de désintégration comportant un méson charmé ou charmonium (voir paragraphe 5.1 et tableau 5.4). Le vertex du B_{opp} est reconstruit avec la méthode inclusive mentionnée au paragraphe 2.2, et nous n'utilisons pas d'étiquetage de la saveur du B_{opp}. Les distributions de Δt théoriques et expérimentales que nous attendons pour les événements B^+B^- (voir paragraphe 2.2.1) et $B^0\overline{B}^0$ (voir paragraphe 2.2.2.1) sont donc très proches l'une de l'autre. Ceci est une situation favorable pour la mesure du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ des durées de vie des mésons B neutres et chargés. Comme nous allons le voir, beaucoup d'incertitudes expérimentales affectent les mesures de $\tau(B^+)$ et de $\tau(B^0)$ de la même façon, et s'annulent au moins en partie pour le rapport. La reconstruction complète fournit des échantillons très purs avec une excellente séparation des mésons B neutres et chargés. Cette séparation expérimentale des deux espèces est nécessaire pour une mesure précise des deux durées de vie individuelles et de leur rapport. Le bruit de fond dans les échantillons de mésons B

5. L'équivalent des états K_S^0 et K_L^0 dans le système $K^0/\overline{K}^0$. Qualitativement, le même formalisme peut être utilisé pour décrire les systèmes $K^0/\overline{K}^0$ et $B^0/\overline{B}^0$, mais les valeurs des paramètres dans ce formalisme sont assez différentes pour ces deux systèmes. En particulier, le B_{H} et le B_{L} ont presque la même durée de vie (dans le cadre du modèle standard, on attend $\Delta\Gamma/\Gamma \lesssim \mathcal{O}(1\ \%)$ [117]), tandis que les durées de vie du K_S^0 et du K_L^0 diffèrent de plus de deux ordres de grandeur [9].

complètement reconstruits est discuté en détail au paragraphe 5.9.2.

Dans les discussions précédentes nous avons négligé quelques complications mineures pour les analyses temporelles à PEP-II/*BABAR*. Les énergies des faisceaux de PEP-II sont sujettes à des fluctuations et la distribution résultante de l'impulsion des $\Upsilon(4S)$ produits est approximativement gaussienne avec un écart type de 6 MeV/c (pour les fluctuations des énergies des faisceaux, voir paragraphe 3.1). Nous allons voir que les incertitudes sur les durées de vie dues à ces fluctuations sont négligeables.
L'axe des faisceaux de PEP-II fait un angle de 20 mrad avec l'axe des z. Par définition, l'axe des z de *BABAR* est parallèle au champ magnétique du solénoïde (le système de coordonnées de *BABAR* est défini au paragraphe 3.2.8). Cet angle peut facilement être pris en compte dans la conversion de Δz en Δt.
En absence d'énergie libérée dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, Δt peut être calculé à partir de Δz. A cause de la petite quantité d'énergie libérée dans la désintégration de l'$\Upsilon(4S)$ (voir paragraphe 2.1), cette conversion n'est pas possible de façon exacte, même en absence d'incertitudes expérimentales (cela nécessite la connaissance du point de production des deux mésons B). La distribution de Δz dépend de l'angle de la direction des deux mésons B par rapport à l'axe des faisceaux dans le référentiel du centre de masse. La figure 2.6 montre les deux situations extrêmes où cette direction est respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Comme nous reconstruisons le B_{rec} complètement, nous disposons d'une mesure de cet angle, et nous pouvons tenir compte d'une grande partie de cet effet. L'impact sur les durées de vie mesurées des petites approximations qui restent nécessaires dans ce cas est absolument négligeable. Les détails de la conversion de Δz en Δt sont discutés aux paragraphes 6.2, 6.4.2 et 7.8.

La figure 2.7 illustre l'importance d'une bonne compréhension de la résolution spatiale du détecteur pour une mesure de durée de vie avec la méthode de la différence de parcours. La méthode *classique* où l'on détermine les points de production et de désintégration de la particule instable est illustrée à la figure 2.7(a). La connaissance de ces deux points et de l'impulsion de la particule permet de calculer son temps de vie propre t. S'il n'y avait pas d'incertitude expérimentale sur les vertex et sur l'impulsion, la distribution de t serait une exponentielle décroissante $E(t)$ définie pour $t \geq 0$. Comme le détecteur a une résolution imparfaite, par exemple représentable par une gaussienne $G(\delta t)$ (voir figure 2.7(a)), la distribution observable du temps de vie propre est la convolution $E \otimes G$. Alors que, physiquement, tous les événements ont un temps de vie positif, les incertitudes de mesure induisent des valeurs expérimentales négatives. La forme de la distribution dans la région des temps de vie négatifs permet d'étudier la résolution. La fonction de résolution ainsi obtenue peut ensuite être déconvoluée dans la région des temps de vie positifs. La durée de vie de la particule est enfin extraite de la distribution exponentielle ainsi estimée. Cette méthode a été employée pour déterminer les durées de vie des mésons B à SLC [120], LEP [121–129] et au Tevatron [130,131]. Elle est en usage dans *BABAR* pour mesurer les durées de vie des mésons D [132] et des leptons τ ; des mesures qui sont faites dans le plan transverse et non en z.

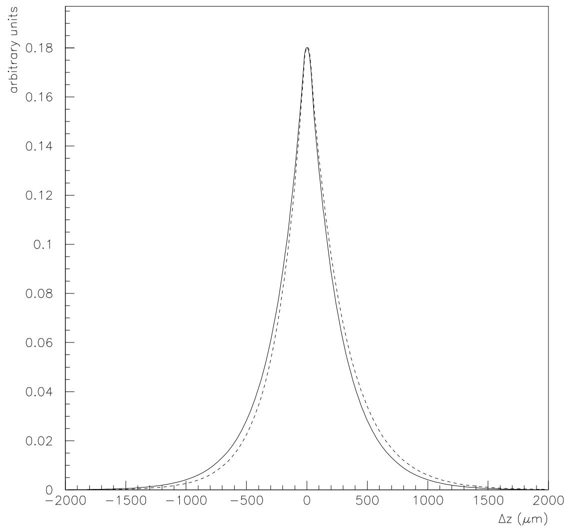


FIG. 2.6 – *Distributions de Δz théoriques pour $c\tau_B = 470$ μm et $\beta\gamma$ = 0,56. La ligne continue représente la situation symétrique pour des événements où la direction de vol des mésons B dans le référentiel du centre de masse est perpendiculaire à l'axe des faisceaux. La ligne pointillée représente l'autre cas extrême où cette direction de vol est parallèle à l'axe des faisceaux.*

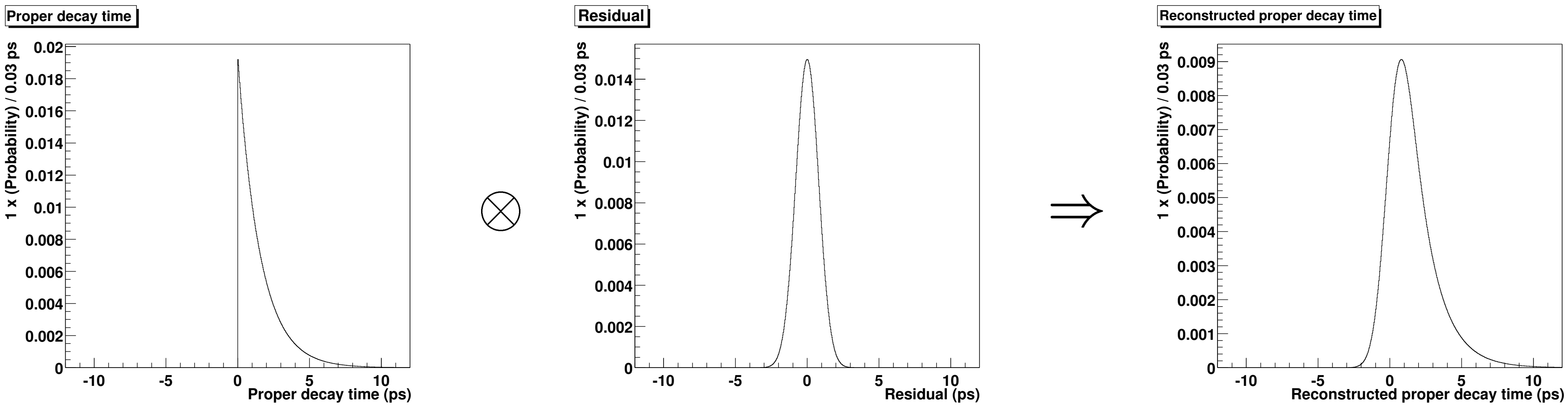
La méthode de la différence de parcours est illustrée dans la figure 2.7(b). La distribution théorique de Δt est constituée de deux ailes exponentielles symétriques autour de $\Delta t = 0$. La réponse du détecteur $\mathcal{R}(\delta(\Delta t))$ est plus ou moins symétrique autour de résidu zéro $\delta(\Delta t) = 0$. Dans le cas de PEP-II/*BABAR* la largeur de la distribution du résidu est plus petite que celle de la distribution théorique, mais elle est du même ordre de grandeur. La forme de la distribution de Δt mesurée est donnée à la figure 2.7(b). Il s'agit d'un pic presque symétrique dont la largeur est l'effet combiné de la durée de vie du B et de la résolution du détecteur. Une extraction de la durée de vie de cette distribution nécessite donc une bonne compréhension de la résolution. Dans notre mesure des durées de vie des mésons B neutre et chargé nous allons extraire la résolution sur Δt des données.
A cause de cet effet, la mesure des durées de vie est plus sujette aux effets liés à la résolution sur Δt que les autres analyses temporelles publiées par *BABAR*, comme par exemple les mesures de $\sin(2\beta)$ [95,114], de $\sin(2\alpha_{\text{eff}})$ [116] et l'étude du mélange $B^0/\overline{B}^0$ [115]. Si nous maîtrisons les mesures de durées de vie des mésons B, la résolution sur Δt ne devrait pas nous empêcher de mesurer ces autres quantités. La bonne compréhension des effets liés à la résolution sur Δt sera encore plus importante pour les futures analyses avec plus de données pour chercher des effets de non-conservation de CPT dans les distributions de Δt d'événements étiquetés CP/saveur telles qu'elles sont proposées dans [133], par exemple. Dans ces analyses, on étudie des événements CP/saveur qui contiennent une désintégration de B vers un état propre de CP donné et une saveur de l'autre B donnée, et on compare les

événements dans lesquels la désintégration vers l'état propre de CP s'est produite avant la désintégration vers l'état propre de saveur aux événements dans lesquels les deux désintégrations se sont produites dans l'autre ordre.

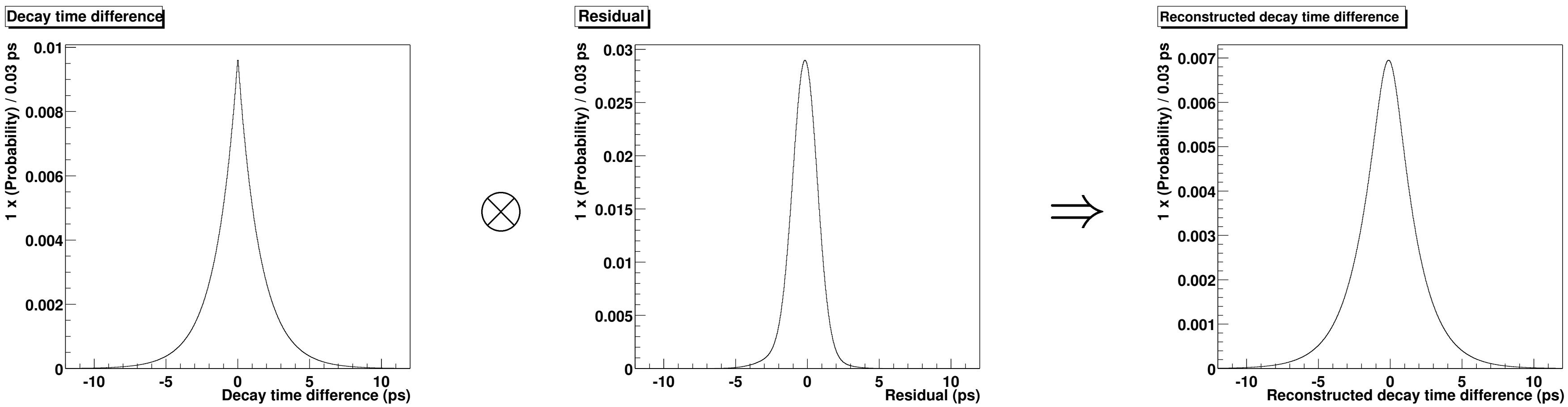
Pour déterminer la fonction de résolution de Δt sur les données, nous en choisissons une représentation mathématique avec assez de paramètres pour bien reproduire la fonction de résolution obtenue dans une simulation Monte Carlo. Nous utilisons cette représentation mathématique dans l'ajustement des distributions de Δt expérimentales. Dans cet ajustement, les durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ seront des paramètres libres ainsi que les paramètres de la représentation mathématique de la fonction de résolution. Cette procédure permet de ne pas imposer à tort les imperfections de la simulation. Les incertitudes sur la résolution sur Δt sont principalement dues aux incertitudes sur l'alignement du système de reconstruction des traces. Nous vérifions que la représentation mathématique choisie est suffisamment flexible pour absorber les effets introduits par des imperfections dans l'alignement. Finalement, nous utilisons un échantillon de contrôle qui permet une comparaison directe, c'est-à-dire sans déconvolution via un ajustement, de la résolution obtenue sur les données et de celle prédite par la simulation. Les résultats que nous obtenons avec cet échantillon de contrôle confirment les petites différences entre données et simulation Monte Carlo que nous observons avec l'ajustement des distributions de Δt (paragraphe 8.6).

Le tableau 2.1 résume les sections efficaces des différents processus observables avec le détecteur *BABAR*. La section efficace de la production d'une paire $b\overline{b}$ représente approximativement un quart de la section efficace hadronique totale. Le tableau 2.2 compare cette situation aux autres collisionneurs qui ont été utilisés récemment (résultats inclus dans l'édition 2000 du *Review of Particle Physics*) pour mesurer les durées de vie des mésons B^0 et B^+. A Lep I et SLC, également des collisionneurs e^+e^-, la section efficace $b\overline{b}$ ainsi que sa valeur par rapport à la section efficace hadronique totale sont comparables à PEP-II. La situation au collisionneur hadronique Tevatron est très différente : la section efficace $b\overline{b}$ est de quatre ordres de grandeur plus grande qu'aux collisionneurs e^+e^-, et le rapport $\sigma_{b\overline{b}}/\sigma_t$ est plus petit de trois ordres de grandeur. Cette différence a un grand impact sur la conception des détecteurs, notamment pour leurs systèmes de déclenchement. Les résultats les plus précis sur les durées de vie des mésons B^0 et B^+ auprès du Tevatron ont été obtenus avec la reconstruction complète des mésons B. Au LEP II et à SLC, où moins d'événements $b\overline{b}$ sont disponibles et le bruit de fond est moins important, des méthodes plus inclusives ont donné les résultats les plus précis. PEP-II et KEK-B avec leur luminosité sans précédent permettent d'obtenir des grands échantillons de mésons B complètement reconstruits avec une excellente pureté sous les conditions expérimentales «propres» des collisionneurs e^+e^-.

L'énergie disponible dans les collisions à l'$\Upsilon(4S)$ n'est pas suffisante pour produire des mésons beaux autres que le B^0 et le B^+ ou des baryons beaux. Pour les études du B^0 et du B^+, ceci constitue un avantage des collisionneurs PEP-II et KEK-B par rapport aux autres : il n'existe pas de bruit de fond issu d'autres parti-



(a) Mesure de durée de vie avec reconstruction des points de production et de désintégration de chaque particule



(b) Mesure de durée de vie avec la méthode de la différence de parcours

FIG. 2.7 – *Les mesures des durées de vie des mésons B auprès d'une usine à B asymétrique nécessitent une bonne compréhension de la résolution sur la position des deux vertex. Pour une discussion de cette figure, voir le texte (paragraphe 2.3).*

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

TAB. 2.1 – *Sections efficaces attendues pour une énergie dans le centre de masse de* 10,58 GeV *[21]. La section efficace donnée pour la diffusion Bhabha est corrigée de l'acceptance du détecteur.*

Collisionneur	Collisions	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{b\bar{b}}$ (nb)	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_t$	$\langle\mathcal{L}_{\text{int}}/\text{jour}\rangle$ (pb^{-1})
Tevatron I [a]	$p\bar{p}$	1800	$\simeq 6\cdot 10^4$	$\simeq 8\cdot 10^{-4}$	0,13
LEP I	e^+e^-	90 (Z)	7,0	0,215	0,2
SLC	e^+e^-	90 (Z)	7,0	0,215	0,02
PEP-II	e^+e^-	10,5 ($\Upsilon(4S)$)	1,05	0,24	100 (en 2000) 150 (en 2001)
KEK-B	e^+e^-	10,5 ($\Upsilon(4S)$)	1,05	0,24	100 (en 2000) 150 (en 2001)

TAB. 2.2 – *Les collisionneurs auprès lesquels les durées de vie des mésons B^0 et B^+ ont été mesurées récemment. Les symboles $\sqrt{s}$, $\sigma_{b\bar{b}}$ et σ_t représentent respectivement l'énergie des collisions dans le centre de masse, la section efficace de production d'une paire $b\bar{b}$ et la section efficace hadronique totale. La dernière colonne du tableau donne une idée de la luminosité moyenne intégrée par jour. Les données pour LEP et le Tevatron proviennent de [134].*

[a] Le run II du Tevatron avec une plus grande luminosité et des détecteurs D0 et CDF améliorés (voir [135] pour un article de revue) est actuellement en cours de démarrage.

cules belles. La différence d'énergie disponible a d'autres implications : à LEP-I, SLC et au Tevatron, les mésons B ont une impulsion plus grande qu'à PEP-II et KEK-B. Leur parcours de désintégration moyen est donc plus grand ce qui le rend plus facilement mesurable. De plus, les traces issues des désintégrations des mésons B à LEP, à SLD et au Tevatron sont de plus grande impulsion ce qui facilite la reconstruction precise de leur position. A PEP-II et KEK-B la diffusion multiple est un facteur déterminant pour la résolution spatiale du détecteur. Outre la résolution sur le parcours de désintégration, les incertitudes sur le temps propre de désintégration d'un méson B proviennent des incertitudes sur son impulsion. Cette deuxième contribution est petite dans les mesures avec reconstruction complète qui permettent de mesurer l'impulsion de chaque méson B. Elle est plus importante dans le cas des techniques plus inclusives utilisées à LEP I et SLC.

De nombreuses analyses de *BABAR* sont faites «en aveugle» [136]. Nous adoptons cette technique pour la mesure de précision des durées de vie. Concrètement, cela veut dire que les valeurs mesurées des durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ ainsi que du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ ont été cachées jusqu'au moment où l'algorithme de reconstruction de Δt était mis au point, les coupures de sélection étaient choisies, la stratégie de l'ajustement des données était finalisée et l'étude des incertitudes systématiques était terminée. Les détails de la mise en œuvre de cette technique sont discutés au paragraphe 7.6.

2.4 Démarche de la thèse

Dans ce chapitre, nous avons exposé les analyses temporelles qui peuvent être effectuées à une usine à B asymétrique. Les analyses temporelles permettent de mesurer un grand nombre de quantités physiques qui se trouvent au cœur du programme de physique de *BABAR*, comme par exemple $\sin(2\beta)$ et $\sin(2\alpha_{\rm eff})$ qui décrivent des aspects différents de la violation de CP dans le système $B^0/\overline{B}^0$, les durées de vie des mésons B, la différence entre les durées de vie du $B_{\rm H}$ et du $B_{\rm L}$, la fréquence d'oscillation $B^0\overline{B}^0$ et des paramètres qui décrivent une possible violation de CPT. Ces analyses qui touchent des domaines variés de la physique du B, relèvent de techniques expérimentales similaires. Nous avons vu l'importance de disposer d'un grand échantillon de mésons B reconstruits dans des états propres de saveur. Cet échantillon sert d'échantillon de signal dans la mesure des durées de vie et dans l'étude du mélange $B^0/\overline{B}^0$. Comme nous avons vu au paragraphe 2.2.2.3, il est aussi indispensable pour les mesures de précision des paramètres qui décrivent la violation de CP. L'obtention de cet échantillon résulte pour une bonne part du travail de thèse (chapitre 5). Un ingrédient essentiel des analyses temporelles est évidemment la reconstruction de Δt et la compréhension de la résolution correspondante. Le chapitre 6 de cette thèse rend compte des études détaillées de la fonction de résolution de Δt. La mesure des durées de vie des mésons B neutres et chargés et celle de leur rapport sont discutées en détail aux chapitres 7 à 10.

Chapitre 3

Le collisionneur PEP-II et le détecteur *BABAR*

Au cours du chapitre précédent, nous avons souligné les principaux aspects qui gouvernent la conception d'un collisionneur et d'un détecteur optimisés pour les analyses temporelles avec reconstruction complète des mésons B provenant du processus de production $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. Le collisionneur doit être suffisamment asymétrique pour donner aux paires $B\overline{B}$ produites un *boost* qui amène une séparation moyenne des deux vertex de désintégration mesurable expérimentalement. Nous avons besoin d'une luminosité sans précédent. Le détecteur doit être hermétique et avoir une excellente efficacité de reconstruction des particules chargées et des γ afin de reconstruire les mésons B de façon complète. Une bonne identification des leptons et kaons chargés est nécessaire pour l'étiquetage de la saveur des mésons B. L'identification des particules apporte également une plus grande sélectivité pour la reconstruction des événements utilisables pour les analyses temporelles. Une trop grande asymétrie du collisionneur aurait conduit à une géométrie trop serrée des événements et donc des problèmes d'acceptance (angle solide dans le référentiel du centre de masse qui est couvert par le détecteur). Comme nous travaillons à relativement basse énergie (par rapport aux autres expériences mentionnées au tableau 2.2), la diffusion multiple est un facteur déterminant pour la résolution spatiale du détecteur. Il est donc particulièrement important de minimiser la quantité de matière du tube à vide et des parties intérieures du détecteur.

Le collisionneur PEP-II (paragraphe 3.1) et le détecteur *BABAR* (paragraphe 3.2) qui répondent à ces besoins sont décrits au présent chapitre. Au paragraphe 3.3, l'échantillon de données utilisé pour la mesure des durées de vie des mésons B est présenté.

3.1 Le collisionneur PEP-II

Le schéma du collisionneur PEP-II [108, 137] et de son système d'injection est présenté à la figure 3.1. Il s'agit d'une machine à deux anneaux. L'anneau de haute énergie est appelé HER (*high energy ring* en anglais) et l'anneau de basse énergie LER (*low energy ring*). Le tableau 3.1 résume les principaux paramètres de PEP-II.

Les énergies des deux faisceaux ont été choisies de sorte que l'énergie dans le centre de masse soit égale à la masse de l'$\Upsilon(4S)$ (10,58 GeV) et que cette résonance ait un *boost* de $\beta\gamma = 0{,}56$ dans le référentiel du laboratoire. Pour permettre des énergies distinctes pour les deux faisceaux, PEP-II est constitué de deux anneaux avec des champs magnétiques de différentes intensités. PEP-II a été installé dans le même tunnel que PEP-I, et les aimants de PEP-I ont été réutilisés pour construire le HER.

Obtenir une haute luminosité nécessite de forts courants et une focalisation extrême des faisceaux. Une machine à deux anneaux produit les courants de l'ordre de l'ampère requis, en multipliant les paquets autour de leurs circonférences. La figure 3.2 présente la zone d'interaction de PEP-II. Au point d'interaction, les deux faisceaux ont la même direction (angle de croisement nul) - un choix conservateur car inchangé par rapport aux collisionneurs construits précédemment. Il faut séparer les deux faisceaux assez près du point d'interaction pour éviter les collisions parasites. Ceci limite la séparation minimale entre deux paquets et donc le nombre de paquets. Les aimants de séparation de PEP-II se trouvent à seulement 20 cm du point d'interaction et donc à l'intérieur du détecteur *BABAR* (voir figure 3.2). Une partie des quadrupoles de focalisation se trouve également à l'intérieur de *BABAR*, le plus près possible du point d'interaction. Le choix plus risqué [138] du croisement à angle adopté pour le collisionneur KEK-B [138] permet un espacement plus petit entre les paquets et une région d'interaction plus simple que celle de PEP-II.
La partie du tube à vide à proximité du point d'interaction est composée de deux couches de béryllium (d'une épaisseur de 0,83 mm et 0,53 mm) avec de l'eau sur une épaisseur de 1,48 mm entre les deux pour les refroidir. Son rayon extérieur est 28 mm. Pour atténuer le rayonnement synchrotron, la surface intérieure du tube est couverte de 4 μm d'or. En plus, une feuille [139] de 150 μm d'épaisseur de tantale est enveloppée autour du tube. A incidence normale, le tube représente 1,06 % d'une longueur de radiation.

Pendant le fonctionnement de PEP-II, les énergies des faisceaux sont déterminées à partir de l'intensité des champs magnétiques et de la fréquence des champs accélérateurs. Les énergies moyennes sont stables à 1 MeV près et contrôlées toutes les cinq secondes. Les fluctuations RMS des énergies du LER et du HER sont respectivement de 2,3 MeV et de 5,5 MeV. L'incertitude systématique sur la valeur absolue de l'énergie de chaque faisceau est de 5 à 10 MeV [139].

Typiquement, les faisceaux de PEP-II sont rechargés toutes les 40-50 minutes. La phase d'injection dure environ 3 minutes. En cas de perte des faisceaux, le remplissage total dure de 10 à 15 minutes.

3.2 Le détecteur *BABAR*

Le détecteur *BABAR* est décrit en détail dans des publications [20, 139]. Sa forme générale en tonneau (voir figure 3.3) est classique, sauf que le centre du détecteur est décalé de 0,37 m vers l'amont du faisceau d'électrons par rapport au point d'interaction pour augmenter l'acceptance géométrique. Les traces de particules chargées sont reconstruites dans le *détecteur central* composé d'une chambre à dérive cylindrique et d'un détecteur de vertex à multipistes double face de silicium. Des mesures

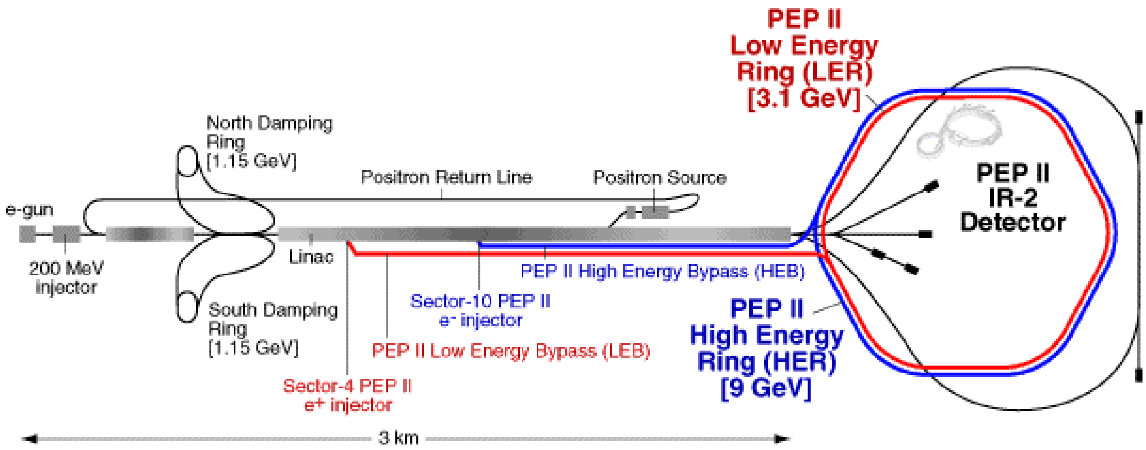


FIG. 3.1 – *L'anneau de stockage PEP-II et son système d'injection. Les électrons sont produits au début de l'accélérateur linéaire (l'historique LINAC de SLAC) à gauche sur la figure. Certains paquets d'électrons viennent frapper une cible où sont produits les positrons. Ceux-ci sont ramenés au début du LINAC. Les deux faisceaux d'*e^+ *et d'*e^- *circulent dans les anneaux de refroidissement (damping rings) afin que leur espace de phase soit adapté au stockage dans un collisionneur. Ils atteignent PEP-II par l'intermédiaire de lignes de transfert qui les dévient hors du LINAC aux points où ils ont acquis leurs énergies nominales (*3,1 GeV *pour les* e^+ *et* 9 GeV *pour les* e^-*).*

Paramètre	Valeur nominale	Valeur typique
Circonférence (m)	2199,318	
Type de particule HER/LER	e^-/e^+	e^-/e^+
Energie HER/LER (GeV)	9,0/3,1	9,0/3,1
Intensité HER/LER (A)	0,75/2,15	0,7/1,3
Nombre de paquets par faisceau	1658	553-829
Espacement entre paquets (ns)	4,2	6,3-10,5
σ_x (μm)	110	120
σ_y (μm)	3,3	5,6
σ_z (mm)	9	9
Angle de croisement (mrad)	0	$< 0,1$
Luminosité instantanée (10^{33} cm^{-2}s^{-1})	3	2,5
Luminosité intégrée (pb^{-1}/jour)	135	120

TAB. 3.1 – *Les principaux paramètres de PEP-II. Les valeurs nominales et des valeurs typiques pour la prise de données en 2000 sont données [137]. Les* $\sigma_{x,y,z}$ *dénotent la taille de la région lumineuse en* x, y *et* z *(voir paragraphe 3.2.8). En 2001, les performances ont été améliorées de façon significative. Au* 1er *novembre 2001, le record de luminosité intégrée en 24 heures était de 268.5* pb^{-1}.

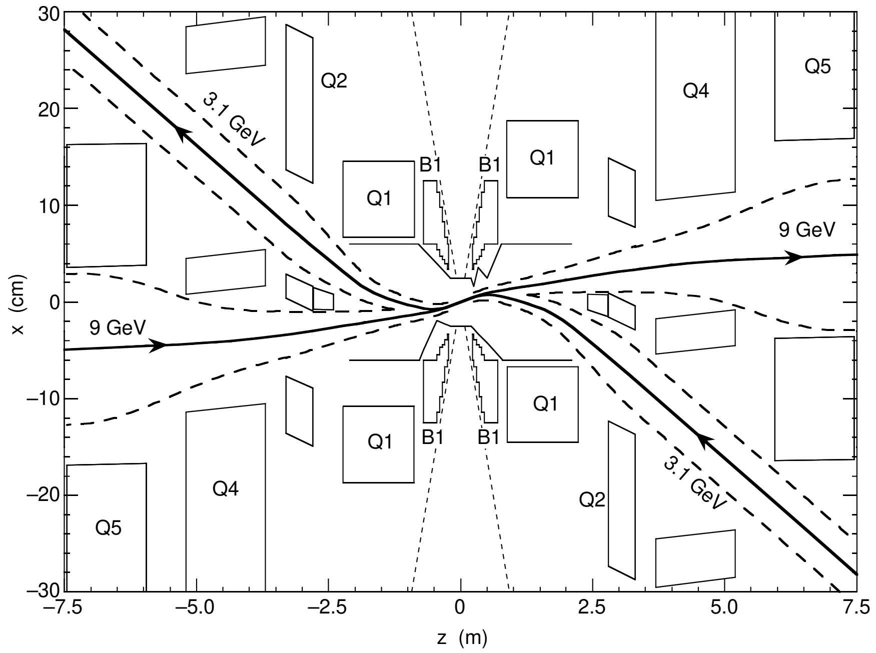


FIG. 3.2 – *Vue dans le plan horizontal de la région d'interaction de PEP-II [20]. L'échelle en x est 25 fois supérieure à l'échelle en z. Le faisceau de haute énergie entre à gauche et sort à droite. Les lignes tiretées autour des lignes qui représentent les faisceaux indiquent l'enveloppe dans laquelle les faisceaux ne heurtent pas d'éléments de la machine. Les lignes tiretées droites représentent les limites d'acceptance du détecteur BABAR. Les paquets entrent en collision de front (angle de croisement nul) et sont ensuite séparés par les aimants dipolaires B1. Les quadrupoles Q1 à Q5 servent à focaliser les faisceaux. Les aimants B1 et Q1 se trouvent à l'intérieur du champ du solénoïde et penètrent, au moins en partie, le détecteur central. B1 et Q1 sont des aimants permanents fabriqués de samarium-cobalt. Des aimants classiques en fer ne fonctionnent pas dans le champ du solénoïde. B1 ne peut pas être un aimant supraconducteur, parce que, à sa position, il n'y a pas la place nécessaire pour un cryostat. Un Q1 supraconducteur, qui aurait permis plus de flexibilité dans le fonctionnement de PEP-II, a été considéré et abandonné pour des raisons de coût.*

de la position des traces et de leur impulsion sont déduites la reconstruction précise de Δz et des masses invariantes de particules qui se sont désintégrées près du point d'interaction. Une bonne résolution sur les masses donne de fortes contraintes pour la reconstruction complète des mésons B. Les deux sous-systèmes du détecteur central fournissent chacun des mesures de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ utilisables pour l'identification des particules chargées. Autour du détecteur central se trouve un détecteur Cherenkov de conception nouvelle qui contribue à l'identification des hadrons chargés et qui est le principal système d'identification d'hadrons chargés aux grandes impulsions. Les particules neutres sont détectées dans le calorimètre électromagnétique. Ce calorimètre contribue aussi à l'identification des muons et des K^0_L, et à l'identification des électrons. Le solénoïde fournit un champ magnétique de 1,5 T. Le fer de retour de champ sert également de filtre à muons et de détecteur K^0_L.
Dans les paragraphes 3.2.1 à 3.2.6, nous présentons brièvement les sous-sytèmes de *BABAR*. Le paragraphe 3.2.7 contient quelques remarques sur le système de déclenchement. Enfin, le système de coordonnées de *BABAR* est décrit au paragraphe 3.2.8.

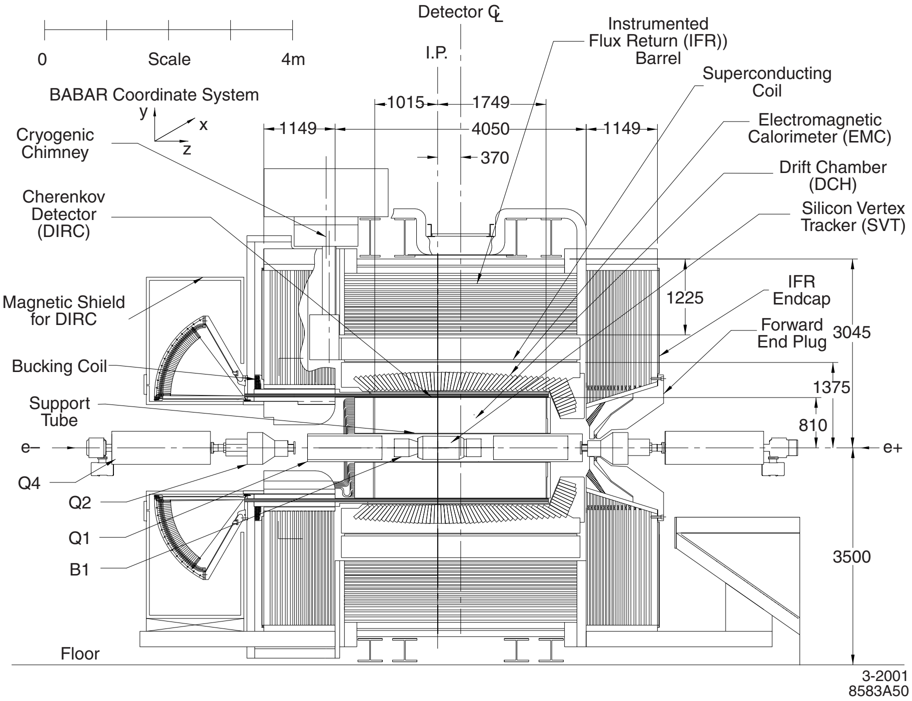
3.2.1 Détecteur de vertex au silicium (SVT)

Les figures 3.4 et 3.5 présentent des coupes longitudinale et transversale du *Silicon Vertex Tracker* (SVT) [140–142]. Il comporte cinq couches de détecteurs (plaquettes) avec du silicium sur les deux faces. Ces plaquettes sont regroupées en cinq couches de 6,6,6,16 et 18 modules (voir figure 3.5). Un module s'étend sur toute la longueur du SVT. Le nombre de plaquettes par module varie entre quatre et huit selon la couche. Il y a six types différents de plaquettes de géométries différentes (voir les chiffres romains sur la figure 3.4). Le nombre total de plaquettes est de 340. Les trois premières couches sont très proches du tube à vide. Leur rôle principal est la mesure du paramètre d'impact en z (z_0) des traces. Elles donnent aussi la mesure la plus précise des angles θ et ϕ de la trace et de son paramètre d'impact d_0 dans le plan transverse. Les deux couches extérieures fournissent des mesures supplémentaires permettant une reconstruction autonome, avec le SVT seul, de traces dont l'impulsion transverse p_{T} est trop basse ($p_{\mathrm{T}} \lesssim 120$ MeV/c) pour être reconstruites dans la DCH (d'où le nom «Silicon Vertex *Tracker*»). La structure en arche des deux couches extérieures réduit la quantité de silicium nécessaire et réduit l'angle d'incidence des traces sur les plaquettes extérieures, ce qui minimise la diffusion multiple.

Chaque plaquette porte sur une face des micro-pistes parallèles à l'axe des z (mesurant ϕ) et sur l'autre face des pistes perpendiculaires (mesurant z). Le tableau 3.2 résume la géométrie des pistes.

La procédure d'alignement du SVT comprend deux étapes. D'abord, les positions et les orientations relatives des 340 plaquettes sont déterminées (*alignement local*). Ensuite, la position du SVT entier par rapport à la DCH est déterminée (*alignement global*). La raison de cette double séquence est que les positions relatives des plaquettes sont assez stables et que leur détermination est assez complexe, tandis que les mouvements du SVT entier par rapport à la DCH sont beaucoup plus fréquents

Coupe longitudinale :



Coupe transversale, vue depuis l'arrière :

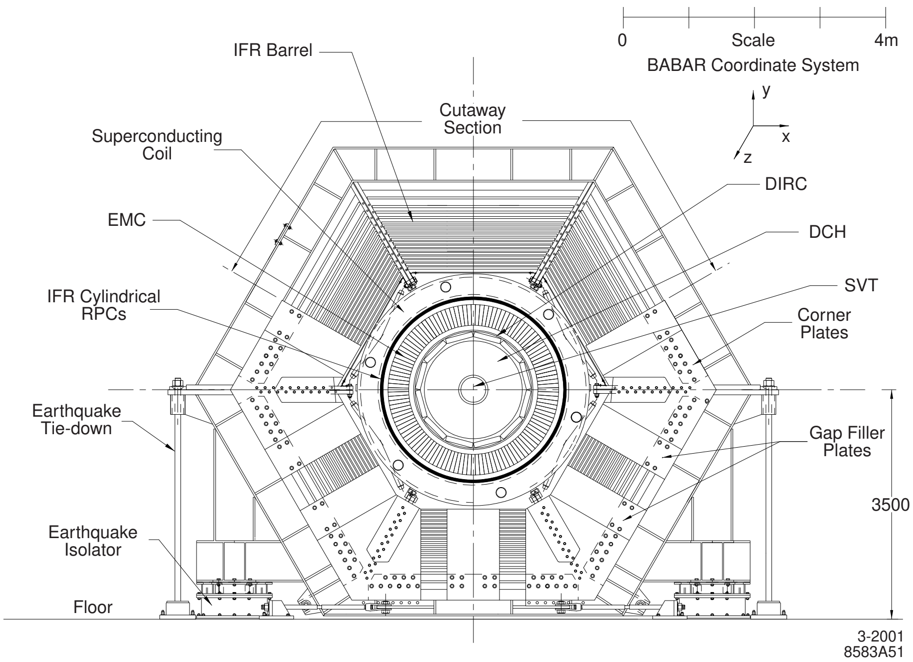


Fig. 3.3 – *Coupes longitudinale et transversale du détecteur BABAR [139]. Les deux plans de coupe contiennent le centre du détecteur.*

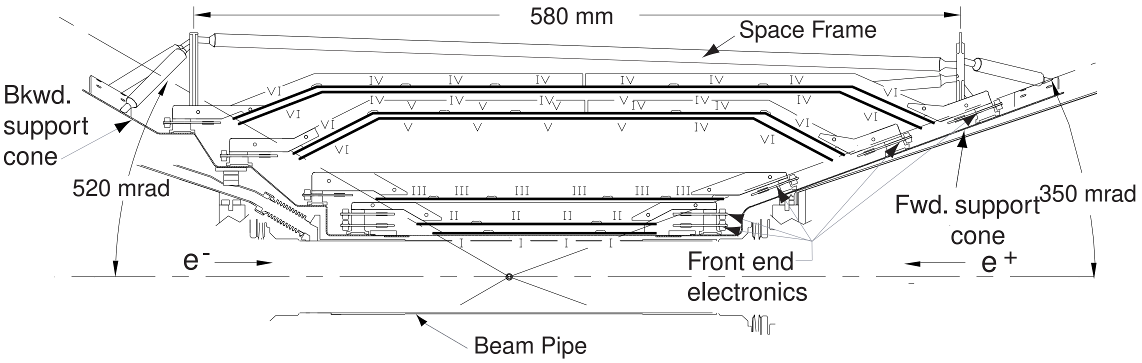


FIG. 3.4 – *Vue longitudinale du SVT [139]. Les nombres en chiffres romains représentent les six types de détecteurs.*

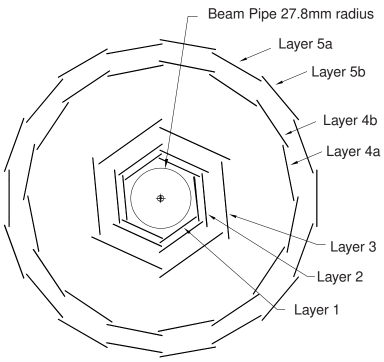


FIG. 3.5 – *Vue transversale du SVT (*layer=*couche) [139].*

Couche	1	2	3	4	5
Distance radiale par rapport à l'axe des faisceaux (mm)	32	40	54	91-127	114-144
Espacement (μm) entre les micro-pistes qui mesurent z	100	100	100	210	210
Espacement (μm) entre les micro-pistes qui mesurent ϕ	50-100	55-110	110	100	100

TAB. 3.2 – *Quelques paramètres des plaquettes qui forment les différentes couches.*

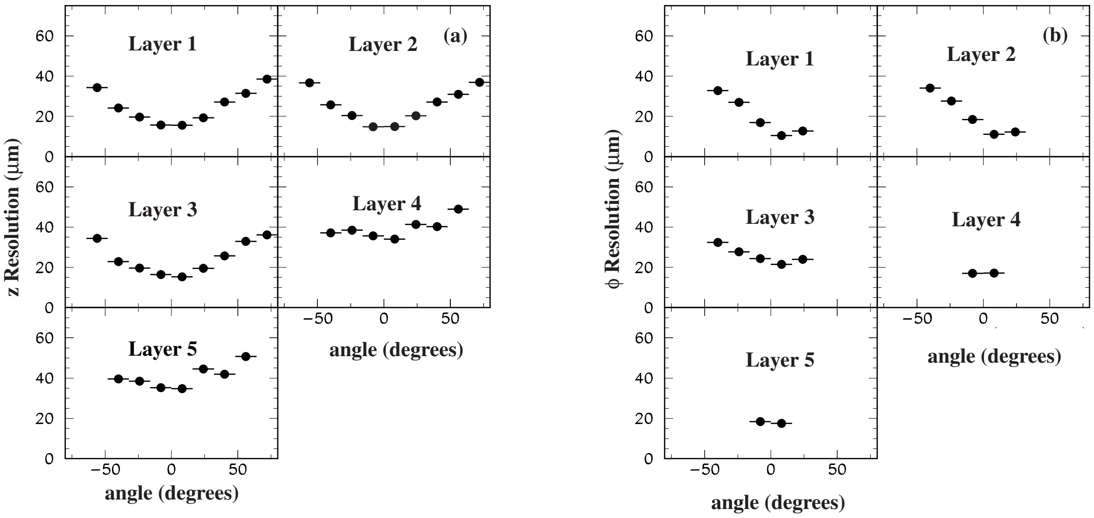


FIG. 3.6 – *Résolution en z (à gauche) et en ϕ (à droite) pour les* hits *individuels dans le SVT en fonction de la couche (=*layer*) et de l'angle d'incidence de la trace. Ces résolutions ont été mesurées en comparant pour des événements $e^+e^- \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ la position mesurée d'un* hit *sur une couche et celle de l'impact sur cette couche de la trace ajustée [139].*

et amples (le SVT est monté sur la structure de support de PEP-II, et il peut bouger indépendamment du reste de *BABAR*). L'alignement global est relativement simple. Il est effectué *run* par *run* (toutes les trois heures au plus, voir paragraphe 3.3).
La procédure d'alignement local utilise des traces d'événements $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ en exploitant le fait que les muons sont émis dans des directions opposées dans le centre de masse, des rayons cosmiques traversant deux parties opposées du SVT, et des traces isolées d'événements multihadrons. Les recouvrements de plaquettes d'une couche à leurs extrémités (voir figure 3.5) font que des traces ont des *hits* dans des plaquettes adjacentes d'une même couche. Ces traces sont particulièrement utiles pour l'alignement. Les mesures optiques, précises à 4 μm près, faites au moment de l'assemblage du SVT sont également utilisées. Pour chaque plaquette, un χ^2 est calculé à partir des résidus des *hits* sur les traces et l'information des mesures optiques. Ce χ^2 est minimisé par rapport aux six paramètres d'alignement de la plaquette.

La figure 3.6 montre les résolutions pour les *hits* individuels. Le SVT fournit aussi des mesures de dE/dx pour l'identification des particules. Plus de détails sur les performances de la reconstruction des traces seront donnés au paragraphe suivant, après la présentation de la chambre à dérive.

3.2.2 Chambre à dérive (DCH)

La figure 3.7 est une vue longitudinale de la chambre à dérive. Elle comporte 40 couches de petites cellules hexagonales (7104 cellules au total) qui fournissent jusqu'à 40 mesures spatiales et de perte d'énergie par ionisation dE/dx pour des traces avec $p_{\mathrm{T}} > 180$ MeV/c. La taille des cellules est 11,9 mm dans la direction radiale et approximativement 19,0 mm dans la direction azimutale, et le nombre total de fils est de 28768. Parmi les 40 couches, 24 sont placées à un petit angle (40-70 mrad) par rapport à l'axe des z, ce qui permet d'obtenir de l'information sur la position longitudinale des traces (résolution en z de l'ordre de 1 mm). Cette information aide à faire la correspondance entre traces détectées dans la DCH et dans le SVT. La quantité de matière de la DCH a été minimisée. La paroi interne, qui doit supporter une partie de la force des fils tendus, est mince (1 mm de béryllium) pour limiter la diffusion multiple et faciliter le raccordement des traces dans la DCH et dans le SVT. La diffusion multiple à l'intérieur de la DCH est minimisée par l'emploi d'un gaz léger basé sur un mélange hélium/isobutane (80:20) et le recours à des fils de champ en aluminium. Les fils sensibles sont portés à une tension de 1960 V (1900 V pendant une partie de la prise de données en 1999-2000, après un incident), et les fils de champ à 340 V.

La reconstruction de traces chargées est faite à partir de *hits* dans le détecteur central (DCH+SVT). La procédure de reconnaissance et d'ajustement des traces utilise un filtre de Kalman [143] qui tient compte de la carte détaillée du champ magnétique (voir paragraphe 3.2.5) et des détails de la distribution spatiale de la matière dans le détecteur. La procédure commence par chercher des traces dans la DCH à partir des segments de trace identifiés par le déclenchement L3 (voir paragraphe 3.2.7). Les traces trouvées sont extrapolées dans le SVT et des segments de traces du SVT compatibles avec la trace extrapolée sont ajoutés à celle-ci. Les traces obtenues, avec leurs *hits* dans le SVT et dans la DCH, sont ajustées avec les méthodes Kalman. Ensuite, des traces sont recherchées dans le SVT à partir d'éventuels *hits* qui n'ont pas encore été associés à une trace. Si de telles traces sont trouvées, leur compatibilité avec des traces dans la DCH est examinée pour récupérer des traces brisées par la diffusion multiple dans la paroi interne de la DCH. Les traces dans le SVT qui ne sont pas associées à une trace dans la DCH sont aussi retenues.

La figure 3.8 contient une illustration des performances de la DCH pour l'identification des particules. La partie gauche de la figure 3.9 montre les résultats d'une mesure de l'efficacité de reconstruction des traces dans la DCH. Avec une haute tension de 1960 V, l'efficacité est excellente pour $p_{\mathrm{T}} \gtrsim 300$ MeV/c. Pour les basses impulsions transverses, la capacité du SVT de reconstruire des traces sans l'aide de la DCH devient cruciale pour l'efficacité. Les traces avec $p_{\mathrm{T}} \lesssim 120$ MeV/c ne peuvent pas du tout être reconstruites dans la DCH. La partie droite de la figure 3.9 montre l'efficacité de reconstruction des traces avec tout le détecteur central. Elle reste supérieure à 80 % jusqu'à $p_{\mathrm{T}} \sim 60$ MeV/c. La partie droite de la figure 3.9 montre aussi la résolution sur les paramètres d'impact z_0 et d_0 atteinte avec le détecteur central.

3.2.3 Détecteur Cerenkov (DIRC)

Le DIRC (*Detection of Internally Reflected Cherenkov light*) [144,145] est un détecteur de conception nouvelle dont le rôle principal est l'identification des hadrons

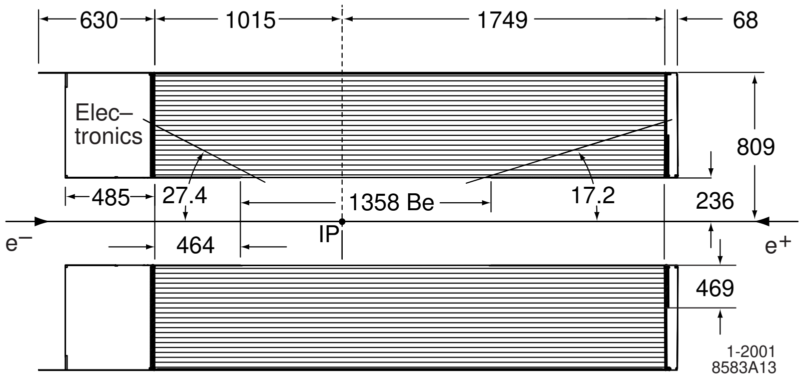


FIG. 3.7 – *Section longitudinale de la DCH [139].*

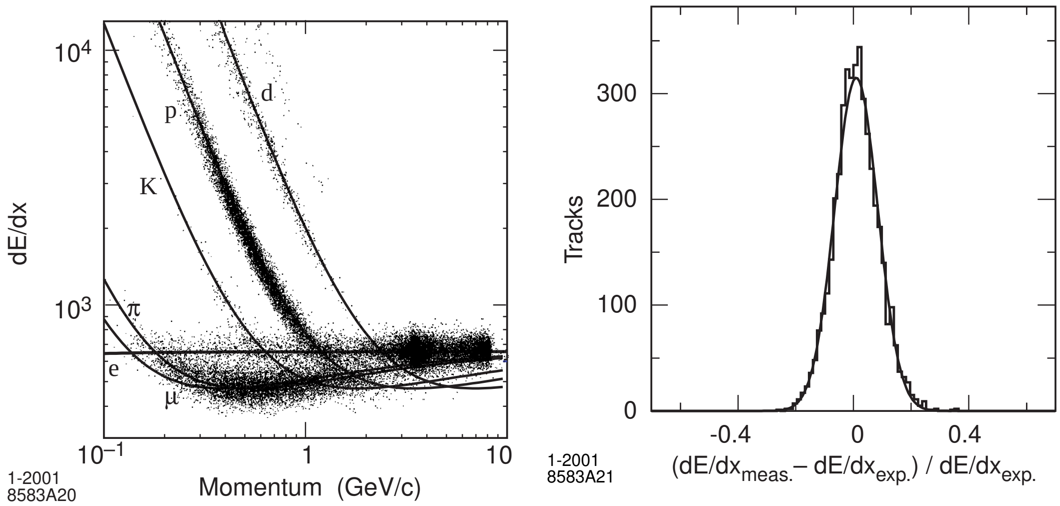


FIG. 3.8 – *A gauche : distribution des mesures de* dE/dx *en fonction de l'impulsion des traces. Les lignes continues représentent les prédictions de la formule de Bethe-Bloch pour différentes masses, calibrées à l'aide d'échantillons de contrôle très purs de différents types de particules. Les protons proviennent d'événements de bruit de fond faisceau. A droite : différence entre les valeurs de* dE/dx *mesurée et attendue obtenue avec un échantillon de contrôle de particules* $e^{\pm}$ *issues de la diffusion Bhabha. La résolution, estimée avec un ajustement gaussien, est de* 7,5 % *[139].*

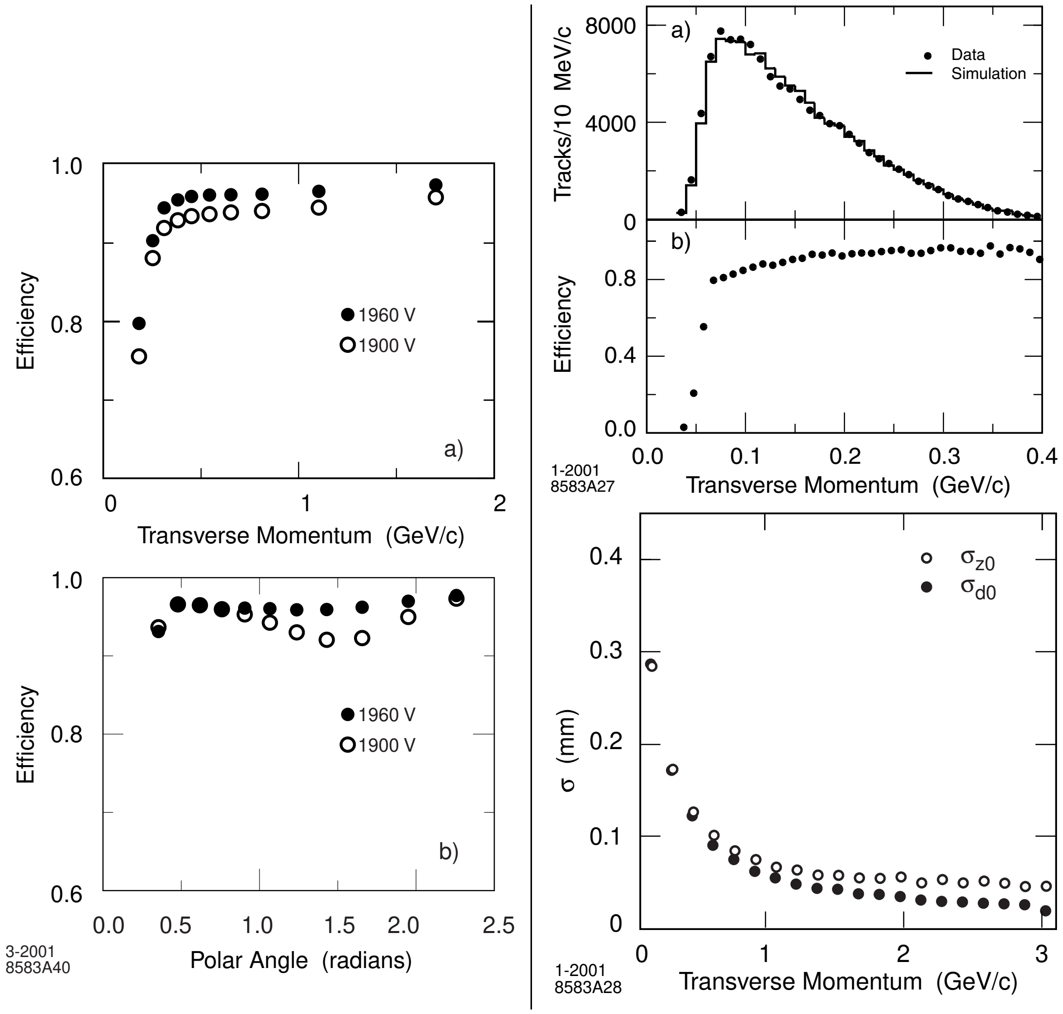


FIG. 3.9 – *A gauche : efficacité de reconstruction des traces dans la DCH en fonction de l'impulsion transverse et l'angle polaire pour les deux différentes valeurs de la haute tension utilisées pendant la prise des données 1999-2000 (1900 V et 1960 V). L'efficacité est mesurée avec des événements multihadrons comme la fraction de traces reconstruites dans le SVT pour lesquelles la partie dans la DCH à également été reconstruite. A droite, en haut : comparaison données/simulation du spectre d'impulsion transverse des pions mous issus de $D^{*+} \to D^0\pi^+$ et efficacité de reconstruction pour ces pions mous déterminée avec la simulation. La reconstruction des D^* est discutée au paragraphe 5.6. En bas : résolution en z_0 et d_0 pour des traces provenant d'événements multihadrons en fonction de l'impulsion transverse [139].*

chargés dans le domaine de haute impulsion ($\gtrsim$ 0,7 GeV/c). L'effet Cherenkov permet une mesure de la vitesse β d'une particule chargée. Combinée avec la mesure de l'impulsion par le détecteur central, elle permet de remonter à la masse de la particule. La figure 3.10 montre le principe du DIRC. Les photons Cherenkov sont émis avec un angle θ_C par rapport à la trace tel que

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \, .$$

L'indice n du milieu radiateur, les barres de quartz, est $n = 1{,}473$. L'angle θ_C est conservé au cours de la propagation des photons dans la barre grâce à l'orthogonalité entre ses faces et à la qualité de ses surfaces. Après la propagation des photons vers l'arrière du détecteur, ils sont transmis dans un volume de 6 m^3 d'eau (SOB) et arrivent finalement à une surface couverte de 10752 photomultiplicateurs. La transmission à l'interface quartz/eau est efficace, parce que les indices de réfraction de ces deux matériaux sont proches l'un de l'autre. Le DIRC contient un total de 144 barres de quartz reparties en 12 boîtes qui servent comme support mécanique. Ces boîtes sont représentées dans la coupe transversale du détecteur *BABAR* (voir figure 3.3).
L'asymétrie des événements à PEP-II est un avantage pour le DIRC. Les traces qui vont vers l'avant traversent une plus grande épaisseur de quartz que les traces à incidence normale, et elles émettent donc plus de photons Cherenkov. Un avantage-clé du DIRC est qu'il n'occupe radialement que 8 cm. Il permet donc la construction d'une DCH de grand rayon pour avoir un grand bras de levier dans la mesure de l'impulsion des traces sans imposer un grand rayon du EMC avec un coût inabordable.
La figure 3.11 illustre les performances du DIRC. Les performances d'identification des kaons sur tout le spectre d'impulsion et en combinant l'information de tous les sous-systèmes de *BABAR* sont présentées au paragraphe 5.4.2.

3.2.4 Calorimètre électromagnétique (EMC)

La figure 3.12 montre la géométrie du calorimètre électromagnétique. Ses 6580 cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)) sont répartis en 48 anneaux de 120 cristaux dans le tonneau, et 8 anneaux de 80 à 120 cristaux dans le bouchon avant. La géométrie de l'EMC est schématisée à la figure 3.12. Elle correspond à une couverture de 90 % de l'angle solide dans le centre de masse. Les cristaux sont disposés de façon légèrement non-projective (ils pointent vers le point d'interaction à 15-45 mrad près) dans le plan qui contient l'axe z pour éviter des inefficacités dues aux espaces entre les cristaux. Les cristaux sont, par contre, projectifs dans le plan perpendiculaire à l'axe z, ce qui entraîne une perte de $\simeq$ 2,5 % des photons.

L'efficacité intrinsèque de détection de photons des cristaux de CsI(Tl) est proche de 100 % jusqu'à des énergies de quelques MeV, mais le bruit de fond de PEP-II et celui dû aux événements de physique eux-mêmes limitent l'énergie minimum détectable à $\simeq$ 20 MeV. Pour éviter la formation de gerbes avant l'EMC, la quantité de matière avant celui-ci doit être minimisée. Il y a moins de 0,3 à 0,6 longueurs de radiation devant les cristaux dans le tonneau (dont une grande partie provient du

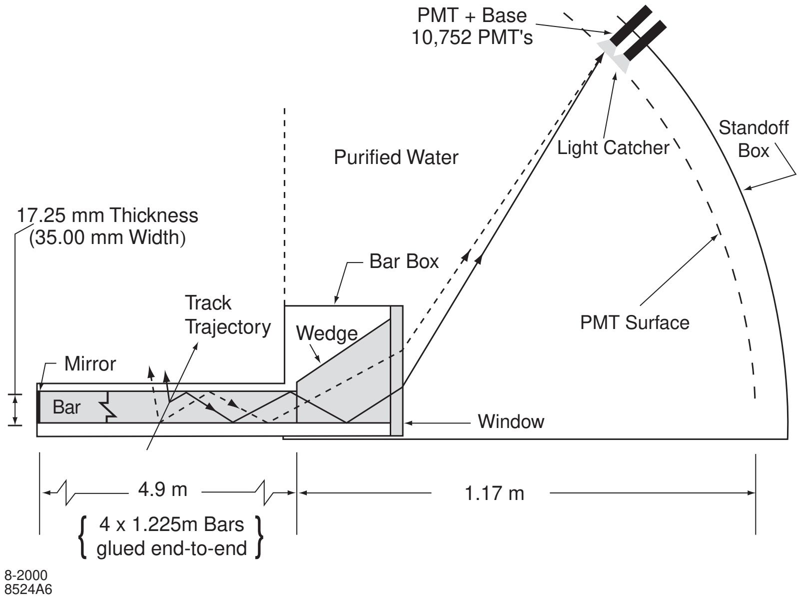


FIG. 3.10 – *Schéma de principe du DIRC. Une trace incidente sur une barre du radiateur en quartz y produit des photons Cherenkov. Certains se propagent par réflexion totale le long de la barre jusqu'à son extrémité équipée d'un prisme (*wedge*) qui constitue son interface avec une zone d'expansion de l'image (*standoff box*, SOB) remplie d'eau. La surface externe de la SOB est couverte de photomultiplicateurs (PMT). L'information sur l'angle Cherenkov θ_C se conserve à quelques (jusqu'à seize) ambiguïtés près tout au long du parcours des photons dans le quartz et dans l'eau. θ_C est déterminé photon par photon à partir de la position d'un PMT touché et de l'extrémité de la barre traversée par la particule. La résolution temporelle des PMT permet de lever la plupart des ambiguïtés.*

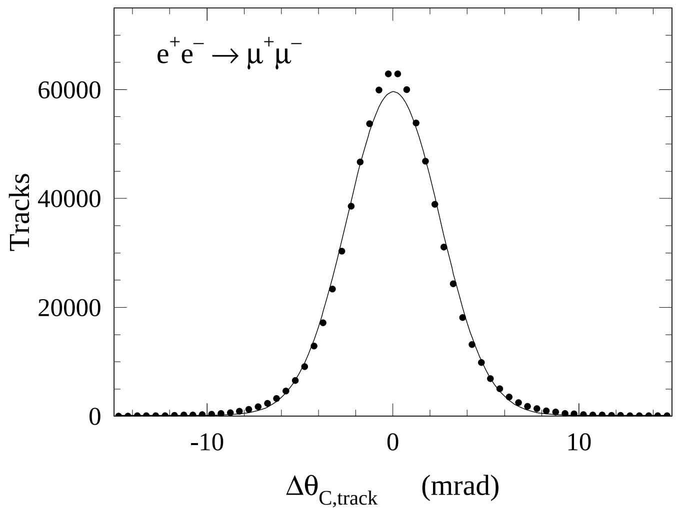


FIG. 3.11 – *La différence entre les angles Cherenkov attendu et mesuré pour des muons d'événements* $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. *La résolution, estimée avec un ajustement gaussien, est de* 2,5 mrad *[139].*

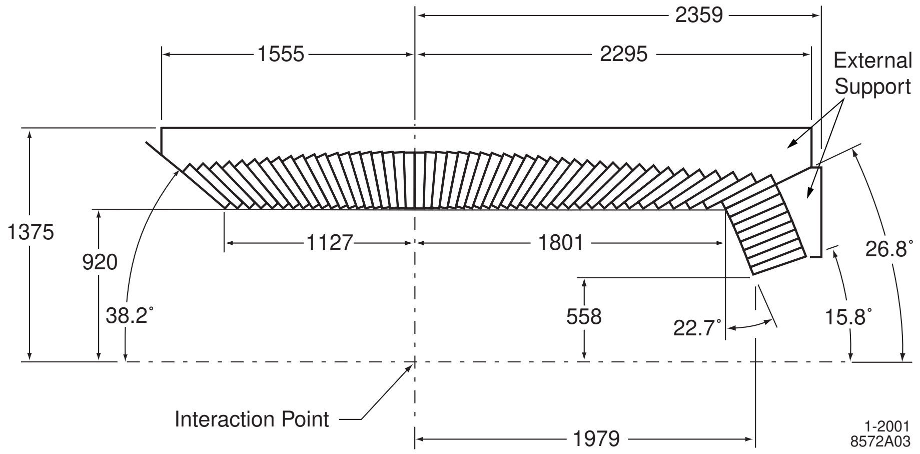


FIG. 3.12 – *Section longitudinale de l'EMC qui montre l'arrangement des 56 anneaux de cristaux. Ce détecteur est symétrique autour de l'axe z [139].*

DIRC). La résolution en énergie et sur la direction des photons atteinte actuellement est [146] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2{,}2\ \%}{\sqrt[4]{E/\,\mathrm{GeV}}} \oplus 1{,}9\ \%\ ,$$

$$\sigma_{\theta.\phi} = \frac{3\ \mathrm{mrad}}{\sqrt[2]{E/\,\mathrm{GeV}}} \oplus 2\ \mathrm{mrad}\ .$$

La reconstruction des π^0 est présentée au paragraphe 5.4.4.

3.2.5 Aimant supraconducteur

L'aimant de *BABAR* est un solénoïde supra-conducteur de conception classique traversé par un courant de 4600 A. L'intensité du champ magnétique est 1,5 T et elle est connue à 0,2 mT près dans tout point à l'intérieur du volume du détecteur central. La structure en fer de l'IFR (voir paragraphe suivant) sert au le retour des lignes de champ).

3.2.6 Le retour de flux instrumenté (IFR)

L'IFR est constitué d'une grande structure en fer (voir figure 3.13) qui est segmentée. Cette structure sert au retour des lignes de champ de l'aimant supraconducteur et comme filtre à muons. Les muons traversent une grande quantité de fer (souvent la totalité de l'IFR) et sont détectés dans les compteurs à plaque résistive (RPC [147]) intercalés entre les plaques de fer (voir figure 3.13). L'IFR sert aussi, avec l'EMC, à la détection des mésons K^0_L qui peuvent interagir dans le fer. Les K^0_L sont identifiés à l'aide de la longueur de pénétration et la forme de la gerbe qu'ils engendrent dans l'IFR.

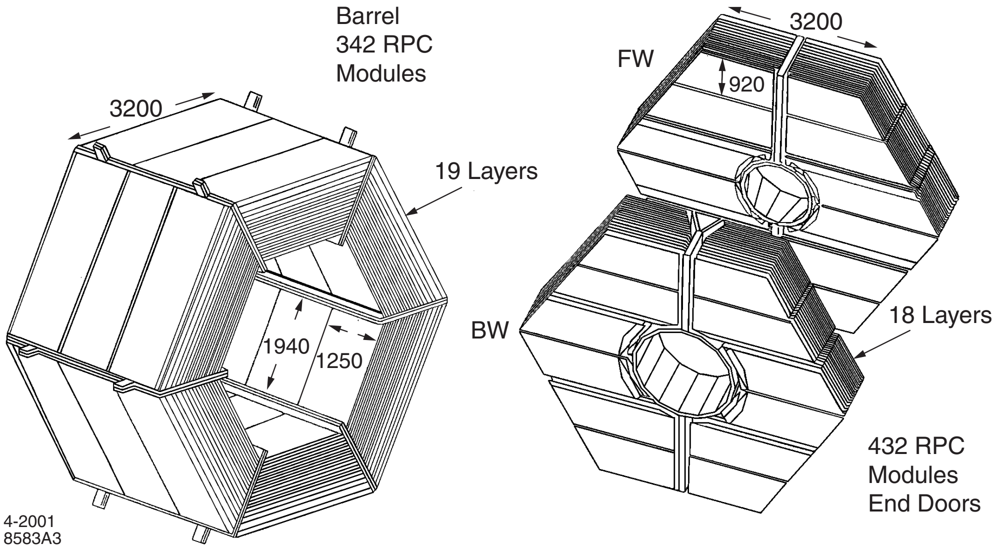


FIG. 3.13 – *Schéma des trois parties de l'IFR : partie centrale (à gauche) et les deux portes (à droite). Des détecteurs RPC se trouvent entre les plaques de fer montrées dans la figure. La taille et la forme des modules RPC individuels correspondent à celles des plaques de fer, et la fraction de surface qui n'est pas couverte par ces détecteurs actifs est petite. Il y a 18 couches de fer et 19 couches (*layers*) de détecteurs RPC (18 dans les portes). La surface totale couverte par les RPC est de l'ordre de 2000 m*^{2} *[139].*

3.2.7 Systèmes de déclenchement et d'acquisition

Le système de déclenchement de *BABAR* comporte deux niveaux. Le premier (L1) est mis en œuvre dans le *hardware* du détecteur. Il utilise principalement les informations de la DCH et de l'EMC. L'IFR peut être exploité pour déclencher sur les événements cosmiques. Le L1 cherche des objets qui indiquent la présence d'une particule. Il cherche des segments de traces dans la DCH et des amas dans l'EMC avec un grand dépôt d'énergie, et il cherche des coïncidences entre de tels objets (par exemple un amas raccordé à un segment de trace). Le L1 est limité à un taux de comptage en sortie de 2kHz. Les événements acceptés par le L1 sont ensuite triés par le deuxième niveau, le L3 [1], un logiciel qui tourne sur 32 processeurs UNIX et exécute une reconstruction rapide des événements. Il dispose, par exemple, d'une meilleure reconstruction des traces que le L1 avec une meilleure résolution spatiale et des algorithmes de filtrage plus sophistiqués pour les amas dans l'EMC qui permettent de rejeter plus efficacement les événements Bhabha et le bruit de fond de PEP-II. Le L3 accepte des événements à un taux maximum de 120 Hz. Les événements acceptés sont enregistrés sur disque. L'efficacité du déclenchement est 99,7 % pour les événements $B\overline{B}$.

1. Il n'y a pas de L2, un deuxième niveau intermédiaire de déclenchement avait été étudié lors de la conception de BABAR. Il ne s'est pas avéré nécessaire.

3.2.8 Le système de coordonnées de *BABAR*

Le système de coordonnées de *BABAR* est défini dans [148]. Il s'agit d'un système orthonormé droit :

- l'axe des z est parallèle au champ magnétique du solénoïde et il pointe dans la direction du faisceau d'électrons du HER,
- l'axe des y est vertical, dirigé vers le haut,
- l'axe des x pointe horizontalement vers l'extérieur de l'anneau de PEP-II,
- l'origine se trouve au point d'interaction nominal.

Les deux faisceaux de PEP-II entrent en collision de front (angle de croisement nul). L'axe commun est tel que les électrons font un angle de 20 mrad avec l'axe des z dans le plan yOz. La direction du faisceau du HER est parfois appelée «l'avant». L'angle θ est l'angle polaire par rapport à l'axe z, et ϕ est l'angle azimutal par rapport à l'axe x.

3.3 Les données 1999-2000

Les données utilisées pour la mesure des durées de vie des mésons B ont été prises pendant les périodes octobre-novembre 1999 et février-octobre 2000. La luminosité intégrée de l'échantillon est $20{,}7 \pm 0{,}2\ \mathrm{fb}^{-1}$ à la résonance $\Upsilon(4S)$ et $2{,}62 \pm 0{,}03\ \mathrm{fb}^{-1}$ enregistrés environ 40 MeV en dessous de la résonance [149, 150]. Le nombre correspondant de paires $B\overline{B}$ est $22{,}74 \pm 0{,}36 \times 10^6$ [151].
Les données de *BABAR* sont divisées en *runs*, définis comme périodes de moins de 3 heures pendant lesquelles les conditions de faisceau et du détecteur sont considérées comme stables. En particulier, un nouveau *run* est commencé pour chaque remplissage de PEP-II. L'échantillon de données décrit plus haut ne contient que les *runs* considérés comme étant de bonne qualité [149]. Les *runs* pris avec un niveau de bruit de PEP-II élevé ou avec un état insatisfaisant du détecteur sont exclus. La qualité des *runs* est jugée par les opérateurs qui ont enregistré les données et surveillé le fonctionnement du détecteur, par l'examen des résultats des programmes d'assurance qualité au niveau de la reconstruction des données (voir paragraphe 4.1) et les sections efficaces mesurées de quelques processus de physique bien définis (par exemple le nombre de mésons J/ψ reconstruits par pb^{-1}) sont pris en compte dans cette décision.
Ces données n'ont pas toutes été prises et reconstruites dans les mêmes conditions. Environ la moitié des données ont été prises avec la DCH opérant à 1900 V, l'autre moitié avec la DCH à 1960 V (voir tableau 3.3). Les données ont été reconstruites avec trois jeux différents de valeurs pour les constantes d'alignement du SVT (voir tableau 3.4). En plus, plusieurs versions légèrement différentes du logiciel de reconstruction `Elf` (voir paragraphe 4.1) ont été utilisées. Pour une décomposition plus détaillée de l'échantillon, voir [149].

Nous disposons de données simulées. Le principe de la simulation Monte Carlo utilisée est décrit au paragraphe 4.2. Nous utilisons deux ensembles d'événements simulés : un ensemble *générique* d'événements qui modélisent les processus $e^+e^- \to q\overline{q}$

	à la résonance $\Upsilon(4S)$	en dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$
haute tension de la DCH à 1900 V	11,2 fb^{-1}	1,3 fb^{-1}
haute tension de la DCH à 1960 V	9,5 fb^{-1}	1,4 fb^{-1}
Total	20,7 fb^{-1}	2,6 fb^{-1}

TAB. 3.3 – *Sous-échantillons de données prises à la même haute tension de la DCH.*

	à la résonance $\Upsilon(4S)$	en dessous de la résonance $\Upsilon(4S)$
SVT LA set A	0,4 fb^{-1}	-
SVT LA set C	3,2 fb^{-1}	0,3 fb^{-1}
SVT LA set D	5,7 fb^{-1}	0,6 fb^{-1}
SVT LA set E	11,4 fb^{-1}	1,7 fb^{-1}
Total	20,7 fb^{-1}	2,6 fb^{-1}

TAB. 3.4 – *Sous-échantillons de données reconstruites avec le même jeu de constantes d'alignement local du SVT.*

avec $q = u,d,s,c$ et $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, avec tous les états finals accessibles ; et un ensemble d'événements de *signal* qui modélise le processus $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ avec seulement les états finals que nous reconstruisons pour la mesure des durées de vie (voir paragraphe 5.2, tableau 5.4).
L'échantillon générique correspond à 6 fb^{-1}. Nous distinguons quatre différents échantillons de signal :

- «super-cocktail neutre» : contient tous les états finals de $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$ que nous reconstruisons (les abondances relatives des différentes chaînes de désintégration correspondent aux rapports d'embranchement expérimentaux [9]),
- «super-cocktail chargé» : idem pour $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^+B^-$,
- «cocktail B neutre vers charme ouvert» : sous-ensemble du «super-cocktail neutre» qui contient les chaînes de désintégration avec un méson $D^{(*)}$, et exclut les chaînes avec un méson charmonium,
- «cocktail B chargé vers charme ouvert» : idem pour $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^+B^-$.

Nous disposons de l'équivalent de 198 fb^{-1} du «super-cocktail neutre», et de l'équivalent de 355 fb^{-1} du «super-cocktail chargé».

Chapitre 4

Reconstruction et simulation

Une notable part du travail expérimental consiste à transformer les signaux enregistrés par les sous-détecteurs en données physiques comme des traces, exploitables par les analyses. C'est l'objet du programme de reconstruction des traces de particules chargées et de neutres décrit au paragraphe 4.1. La préparation de ce logiciel et la mise au point des programmes d'analyse réclament une modélisation fine et précise de l'expérience. Elle est obtenue par une simulation faisant appel à la méthode de Monte Carlo. Le programme de simulation est décrit au paragraphe 4.2. Les programmes de reconstruction et de simulation sont des outils communs à toute la collaboration. Ils résultent du travail de nombreux collaborateurs. Nous décrivons ici les grandes lignes; mes contributions personnelles à ces logiciels sont expliquées par ailleurs (annexes A et F).
Des outils communs spécifiques pour les analyses temporelles ont été développés pour suivre les conditions expérimentales définies par la machine. Les énergies des faisceaux et leurs tailles déterminent le *boost* de l'$\Upsilon(4S)$ dans le référentiel du détecteur (paragraphe 4.3) et l'extension de la région *lumineuse* où se produisent les collisions e^+e^-. Au paragraphe 4.4, nous décrivons un outil pour la reconstruction de cette zone, et au paragraphe 4.5 nous décrivons un autre outil qui fournit une estimation événement par événement du point de collision.

4.1 Le logiciel de reconstruction

La première étape de la reconstruction des données de *BABAR* est effectuée automatiquement sur une ferme de $\simeq 150$ processeurs UNIX; souvent dans les 24 heures qui suivent la prise des données. Le logiciel de reconstruction qui tourne sur ces processeurs s'appelle `Elf`. Il s'occupe de la reconstruction des objets de base comme les traces dans le détecteur central, les amas neutres dans l'EMC, de l'angle Cherenkov pour les traces qui traversent le DIRC, et les candidats dans l'IFR. `Elf` effectue ensuite une présélection d'événements qui peuvent être intéressants pour une analyse donnée. `Elf` identifie, par exemple, les événements qui contiennent un candidat B complètement reconstruit qui peut servir aux analyses temporelles (voir chapitre 5 et annexe A). *L'expérience BABAR tourne en «mode usine» : ces événements identifiés par `Elf` peuvent être «récoltés» rapidement par un programme d'analyse, et quelques heures après la reconstruction des données, les mésons B complètement reconstruits*

sont disponibles pour ajuster les durées de vie, $\sin(2\beta)$, *etc.* J'ai contribué (voir annexe A) de façon significative à la mise au point des outils pour la reconstruction des B utilisés par `Elf` et par les programmes d'analyse utilisés par les analyses temporelles.
`Elf` contient aussi le mécanisme de *rolling calibrations*: diverses constantes de calibration sont extraites des données, stockées dans une base de données, et utilisées pour la reconstruction subséquente de données. En plus, `Elf` fournit des indicateurs sur la qualité des données (QA). Les histogrammes de ces quantités sont enregistrés pour chaque *run* et stockés dans une base de données. Des logiciels de surveillance automatique ont été mis au point. Les physiciens se relaient pour examiner les résultats. L'annexe F contient un résumé des outils de QA que j'ai mis en place pour le DIRC.

4.2 Simulation Monte Carlo

La simulation Monte Carlo de *BABAR* (voir par exemple [152]) se fait en trois étapes : la simulation des événements au niveau quadrivecteur, la propagation des particules à travers le détecteur, et la simulation de la réponse du détecteur. Ensuite les événements simulés sont reconstruits avec le même code que les événements expérimentaux.

La simulation des quadrivecteurs tient compte des fluctuations (en z et dans le plan transverse) de l'énergie des particules des faisceaux, de la taille finie de la région lumineuse et de l'angle entre l'axe des faisceaux et l'axe des z. Le logiciel principal pour la simulation des événements $B\overline{B}$ est `EvtGen` [153]. Il est utilisé pour simuler des désintégrations vers des états finals spécifiques (simulation Monte Carlo des canaux signal, voir paragraphe 3.3) ou un mélange d'états finals qui modélise l'ensemble des désintégrations des mésons B (simulation Monte Carlo générique, voir paragraphe 3.3). Dans le deuxième cas, lorsqu'elles existent, les informations expérimentales sur les canaux (rapports d'embranchement, distributions angulaires) sont utilisées [9]. Ceci représente environ la moitié des désintégrations des mésons B. L'autre moitié est simulée avec le modèle de fragmentation `JETSET` [154]. Des méthodes analogues sont utilisées pour les désintégrations subséquentes des particules plus légères. Les annihilations du continuum $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$ (où q est un quark u,d,s,c) sont également simulées avec `JETSET`.
Le modèle détaillé du détecteur *BABAR* utilisé pour la simulation a été construit en utilisant l'outil de description et simulation de détecteurs `Geant3` [155]. Ce logiciel est aussi utilisé pour propager les particules neutres et chargées à travers le détecteur et pour simuler les interactions des particules avec la matière rencontrée. Les particules produites dans ces interactions sont propagées de la même façon. Ensuite, la réponse des sous-détecteurs touchés est simulée. Après la reconstruction des événements simulés, l'origine (la particule simulée) des *hits* associés à une trace donnée peut être identifiée et la trace peut ainsi être associée à une particule simulée [156]. Nous utilisons cette association pour une étude décrite au paragraphe 6.1.4.
Le bruit de fond de la machine est pris en compte par la simulation en incluant des *hits* provenent de cette source. Pour cela, des événements réels, enregistrés avec un

déclenchement aléatoire, sont superposés aux événements de physique simulés.

4.3 Détermination du *boost*

Les valeurs absolues $|\vec{\beta}_{\Upsilon(4S)}|$ et $|\vec{p}_{\Upsilon}|$ du *boost* et de l'impulsion moyennes des $\Upsilon(4S)$ dans le référentiel du détecteur sont déterminées à partir des énergies des faisceaux, mesurées par PEP-II (voir paragraphe 3.1). *BABAR* détermine [157] leur direction *run* par *run* en utilisant des événements Bhabha et dimuons ($e^+e^- \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$). Les deux leptons chargés dans l'état final sont émis dos-à-dos dans le référentiel du centre de masse. Les incertitudes sur la direction du boost et sur l'impulsion moyenne sont de 1 mrad. Elles sont dominées par les incertitudes sur l'alignement du SVT [139]. La valeur absolue du boost ainsi déterminée concorde à 0,2 % près avec l'estimation fournie par PEP-II. A terme, l'incertitude systématique sur la mesure de *BABAR* devrait devenir plus précise que celle de PEP-II [158]. Pour l'instant, nous utilisons l'estimation des valeurs absolues fournies par PEP-II. L'incertitude correspondante, déterminée à partir des incertitudes sur les énergies des faisceaux (voir paragraphe 3.1), est de 0,3 %. Comme nous le verrons aux chapitres 9 et 10 (voir tableaux 9.8 et 10.3), ces incertitudes ont un impact négligeable sur les mesures des durées de vie.

4.4 Détermination des paramètres du *beam spot*

Dans ce paragraphe nous décrivons la détermination [159, 160] des paramètres décrivant la taille et la position du *beam spot* (la zone lumineuse dans laquelle les collisions e^+e^- se produisent). La distribution des particules à l'intérieur des paquets de PEP-II dans le plan transverse peut être modélisée par des gaussiennes en x, y et z avec écarts type σ_x, σ_y, et σ_z. La taille en z du *beam spot*, déterminée par la longueur des paquets, est grande par rapport à la taille dans le plan transverse. La taille du *beam spot* est de l'ordre de 150 μm $\times$ 5 μm $\times$ 1 cm ($\sigma_x \times \sigma_y \times \sigma_z$). Nous modélisons la densité de probabilité des collisions e^+e^- dans l'espace par le produit de trois gaussiennes sur trois axes mutuellement perpendiculaires. La direction de ces trois axes coïncide aux effets de la petite inclinaison de l'axe des faisceaux par rapport à l'axe des z (voir paragraphe 3.2.8) près, avec celle des axes du système de coordonnées de *BABAR*. Les trois rotations, les trois écarts type et les trois coordonnées du point central de cette distribution de probabilité sont déterminés *run* par *run* sur les données à partir d'un ajustement de la distribution des vertex d'événements Bhabha et dimuons ($e^+e^- \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$). L'axe principal en z coïncide à 1 mrad près avec la direction du *boost* (voir paragraphe 4.3). La largeur apparente (c'est-à-dire la largeur estimée avec cette méthode) du *beam spot* en x et en z est dominée par sa largeur réelle, la largeur apparente en y est dominée par la résolution sur le vertex des deux leptons. Nous remplaçons donc cette estimation de la taille en y par une autre estimation de cette taille à partir de la luminosité de PEP-II, les courants des deux faisceaux et la taille en x [159,160]. Ces calculs montrent que la taille en y est de l'ordre de 5 à 6 μm.

4.5 Détermination du vertex primaire

Pour différentes applications il est utile de disposer d'une estimation événement par événement de la position de l'interaction primaire (par exemple la collision e^+e^- ou la collision d'une particule d'un des faisceaux avec une particule du gaz résiduel dans le tube à vide). Deux exemples d'applications sont l'estimation de la direction du vecteur-impulsion $\vec{p}_\gamma$ d'un photon issu d'un π^0 produit à proximité du point de collision (voir paragraphe 5.4) et la sélection des événements $e^+e^- \to$ multihadrons (voir paragraphe 5.3).
Nous définissons de façon opératoire un *vertex primaire* en calculant [160] le point le plus proche des traces retenues par une procédure itérative qui commence avec toutes les traces reconstruites dans la région fiducielle ($0{,}410 < \theta < 2{,}54$ rad) et élimine celles dont la contribution au χ^2 de l'ajustement d'un vertex commun dépasse un seuil. Les traces éliminées sont présumées provenir de désintégrations de particules de grande durée de vie issues de l'interaction primaire. La procédure est arrêtée quand les traces retenues sont compatibles avec un vertex commun (probabilité de χ^2 de l'ajustement d'un vertex commun supérieure à 1 %).
Le point le plus proche du *beam spot* d'une trace de haute impulsion est mesuré avec une incertitude de 23 μm en xy et de 29 μm en z, ce qui donne une idée de la précision avec laquelle ce vertex primaire est reconstruit. Ces résolutions ont été déterminées avec des événements dimuons [139].

Troisième partie

Analyse

Chapitre 5

Reconstruction des mésons B

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, nous allons exploiter des événements

$$\Upsilon(4S) \to B_{\text{rec}}\, B_{\text{opp}}$$

où l'un des mésons B, le B_{rec}, se désintègre en un canal hadronique complètement reconstructible. Ce chapitre est consacré à la reconstruction du B_{rec}.
Nous commençons au paragraphe 5.1 par une discussion de l'intérêt qu'il y a à disposer d'échantillons de mésons [1] B^0 et B^+ complètement reconstruits. Leur emploi dans les analyses temporelles décrites au chapitre 2 est rappelé. Ils servent aussi à d'autres analyses de physique de l'expérience. Les propriétés requises pour ces échantillons (leur taille, leur pureté) sont explicitées. Seuls certains modes peuvent être reconstruits, d'autres sont trop rares ou ont un état final trop complexe. L'inventaire des modes retenus est présenté au paragraphe 5.2. Vient ensuite un exposé de la méthode suivie pour la reconstruction des canaux. Puisque la masse d'un méson B est élevée, de nombreuses voies de désintégration sont ouvertes, chacune ayant un faible rapport d'embranchement. Les désintégrations les plus probables reflètent la chaîne de transitions de quarks $b \to c \to s$, favorisée par la structure de la matrice CKM (nous parlons de transitions *permises* par CKM). Ainsi les mésons B se désintègrent en cascade. Un état final peut être visualisé comme un arbre dont le tronc est le méson B, les branches sont des mésons porteurs de charme, les petites branches des particules étranges et les feuilles des particules stables. Reconstruire un méson B c'est remonter cet arbre. Il s'agit d'abord (paragraphe 5.3) de sélectionner les événements multihadroniques, puis de reconnaître les particules stables (paragraphe 5.4), de les combiner pour reconstruire les mésons qui se désintègrent promptement à l'intérieur du détecteur (paragraphes 5.5 à 5.7) et enfin (paragraphe 5.8) de remonter aux mésons B. Les échantillons de B^0 et de B^+ obtenus sont décrits au paragraphe 5.9.

5.1 Motivation

Notre objectif est de reconstruire deux échantillons de mésons B neutres et chargés aussi grands que possible avec une bonne pureté de l'ordre de 90 % qui

1. A partir de maintenant, la référence à une particule ou à une désintégration implique également la particule ou désintégration obtenue par conjugaison de charge.

permettent des mesures de précision. En particulier, nous souhaitons minimiser la contamination en B neutres de l'échantillon de B chargés et vice versa. Ainsi les propriétés des deux espèces de mésons B, notamment les durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$, peuvent-elles être mesurées séparément. Pour obtenir cette pureté nous reconstruisons les désintégrations des mésons B complètement, c'est-à-dire que nous reconstruisons toutes les particules stables dans l'état final ainsi que la topologie de l'arbre de désintégration. La reconstruction complète met à profit, comme nous allons le voir en détail au cours de ce chapitre, de fortes contraintes géométriques et cinématiques. Nous reconstruisons des désintégrations vers des états hadroniques propres de saveur qui sont relativement abondants.
Au chapitre 2 nous avons discuté le rôle central joué dans *BABAR* par les analyses temporelles reposant sur des B complètement reconstruits. Nous avons vu l'importance d'un grand échantillon de mésons B reconstruits dans des états propres de saveur. Il sert en particulier d'échantillon de signal pour les mesures des durées de vie et l'étude du mélange $B^0/\overline{B}^0$ et il est un échantillon de calibration indispensable pour les mesures de précision de la violation de CP. Cet échantillon sert également à une grande variété d'autres analyses. Il permet, par exemple, de mesurer les masses [161] des mésons B neutres et chargés et leurs rapports d'embranchement vers les états que nous reconstruisons [97,162]. Ces désintégrations sont un laboratoire pour l'étude des transitions faibles et de la dynamique des interactions fortes dans les mésons lourds. Les mesures de rapports d'embranchement permettent, par exemple, des tests de la *factorisation* [45–47] et de la symétrie de spin dans HQET [73, 74]. Des sous-échantillons spécifiques permettent de mettre au point des études de désintégrations rares sans charme (voir par exemple [163]). Ces analyses utilisent des désintégrations relativement abondantes avec une topologie comparable à celle de la désintégration rare étudiée pour calibrer différents aspects de la résolution du détecteur[2]. Une fois un $B_{\rm rec}$ isolé, toutes les particules qui n'en descendent pas appartiennent au $B_{\rm opp}$. Elles proviennent donc d'un échantillon pur d'antiparticules du $B_{\rm rec}$ dont la quantité de mouvement est connue. Les analyses qui ont peu de contraintes cinématiques à exploiter, ce qui est souvent le cas quand un ou plusieurs neutrinos irreconstructibles sont présents, peuvent bénéficier des fortes contraintes sur la cinématique du $B_{\rm opp}$ qui proviennent de la connaissance de la cinématique du $B_{\rm rec}$. Un exemple d'une telle analyse est la mesure [165, 166] des rapports d'embranchement semileptoniques des mésons B neutres et chargés; des quantités encore mal connues. L'étude des spectres des leptons permettra dans un futur proche des mesures précises de l'élément $|V_{ub}|$ de la matrice CKM; un élément qui intervient dans un côté du triangle d'unitarité et qui est encore mal mesuré. Un autre exemple d'une telle analyse est la recherche des désintégrations $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ et $B^+ \to K^{(*)+}\nu\overline{\nu}$ [167]. Une mesure du rapport d'embranchement $\mathrm{Br}(B^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ est la façon la plus prometteuse pour mesurer «directement» la constante de désintégration f_B (voir paragraphe 1.2.3.2). Encore un autre exemple est la mesure [168] de la fraction de mésons D avec «mauvais charme» dans les désintégrations de mésons B neutres ($B^0 \to DX$).

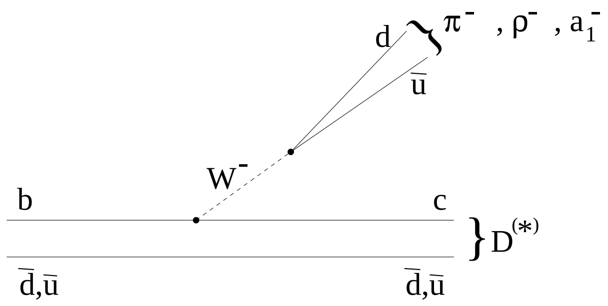
2. En particulier la résolution en ΔE, une quantité-clé pour la reconstruction complète des mésons B qui sera discutée en détail plus tard dans ce chapitre (au paragraphe 5.8).

5.2 Choix des modes

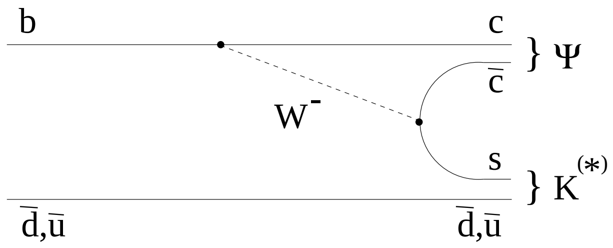
Pour obtenir de grands échantillons, nous sélectionnons des cascades de désintégration fréquentes et reconstructibles de façon efficace. La pureté visée réclame que l'algorithme de reconstruction rejette le bruit de fond.
Les modes de désintégration retenus sont les cascades pour lesquelles le produit de tous les rapports d'embranchement de particules de l'arbre est assez élevé. Il est nécessaire de ne garder qu'une particule charmée dans l'état final. Les mésons charmés pseudoscalaires et vectoriels sont seuls considérés. Ne peuvent être retenues que les cascades à faibles multiplicités en particules chargées et neutres (π^0) pour des raisons d'efficacité. Les modes bénéficiant de signatures fortes, soit par la cinématique soit par l'identification des particules, sont préférentiellement retenus à cause du bon rapport signal sur bruit.
Les cascades utilisables sont des désintégrations hadroniques (pas de neutrinos dans l'état final) qui procèdent par des transitions entre quarks permises par CKM: $b \to cW$, $W \to \overline{c}s$ ou $\overline{u}d$. Elles relèvent essentiellement des diagrammes spectateurs externe (figure 5.1(a)) et interne (figure 5.1(b)). Ce dernier cas est compétitif malgré la «suppression de couleur» d'un facteur proche de 3 due au fait que le méson charmonium de l'état final doit être un singulet de couleur, car le J/ψ qui en provient se désintègre assez souvent en deux leptons de haute impulsion (peu de traces, facilement identifiables).
Le tableau 5.1 résume les modes de désintégration des mésons B que nous reconstruisons [169–172]. Le tableau 5.2 contient les modes de désintégration des mésons charmés que nous reconstruisons. Toutes ces désintégrations procèdent par la transition $c \to sW$ permise de Cabibbo. Pour les modes avec un kaon chargé dans l'état final nous pouvons exploiter les bonnes performances de l'identification des kaons du détecteur *BABAR*. Les désintégrations des mésons charmonium que nous reconstruisons sont données au tableau 5.3. Le tableau 5.4 résume les 33 chaînes de désintégration que nous reconstruisons.

Une autre particularité des désintégrations de mésons B est le nombre moyen assez élevé de traces dans l'état final. CLEO mesure [173] une moyenne d'environ 5 à 6 traces par B. En plus, ces traces sont souvent accompagnées de plusieurs particules neutres comme des $\pi^0(\to \gamma\gamma)$ [3]. Nous reconstruisons les ρ^+ en $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$ et les a_1^+ en $a_1^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ (voir tableau 5.4). Nous reconstruisons donc des désintégrations avec 3 à 8 traces dans l'état final et avec jusqu'à deux π^0. Sans la bonne hermécité et efficacité du système de reconstruction des traces et du calorimètre de *BABAR* (voir chapitre 3) ceci ne serait pas possible.

3. Belle mesure [174] une moyenne de $4{,}70 \pm 0{,}04\,(\mathrm{stat}) \pm 0{,}22\,(\mathrm{syst})$ π^0 par désintégration de $\Upsilon(4S)$.



(a) Désintégration vers charme ouvert



(b) Désintégration vers charmonium

FIG. 5.1 – *Diagrammes de Feynman pour les transitions dominantes vers états charmés et charmonium. La transition vers charmonium est supprimée de couleur.*

Mode de désintégration			Rapport d'embranchement
$\overline{B}^0$	$\rightarrow$	$D^{*+}\pi-$	$(2{,}76 \pm 0{,}21) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{*+}\rho-$	$(6{,}8 \pm 3{,}4) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{*+}a_1^-$	$(13{,}0 \pm 2{,}7) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{+}\pi-$	$(3{,}0 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{+}\rho-$	$(7{,}9 \pm 1{,}4) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{+}a_1^-$	$(6{,}0 \pm 3{,}3) \cdot 10^{-3}$
$\overline{B}^0$	$\rightarrow$	$J/\psi\,\overline{K^{*0}}$	$(1{,}50 \pm 0{,}17) \cdot 10^{-3}$
B^-	$\rightarrow$	$D^{*0}\pi^-$	$(4{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$D^{0}\pi^-$	$(5{,}3 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-3}$
B^-	$\rightarrow$	$\psi(2S)K^-$	$(0{,}58 \pm 0{,}10) \cdot 10^{-3}$
	$\rightarrow$	$J/\psi\,K^-$	$(1{,}00 \pm 0{,}10) \cdot 10^{-3}$

TAB. 5.1 – *Rapports d'embranchement [9] pour les désintégrations de mésons B neutres et chargés que nous reconstruisons.*

Mode de désintégration			Rapport d'embranchement
D^{*+}	$\rightarrow$	$D^0\pi^+$	$(67{,}7 \pm 0{,}5)$ % [a]
D^{*0}	$\rightarrow$	$D^0\pi^0$	$(61{,}9 \pm 2{,}9)$ % [b]
D^0	$\rightarrow$	$K^-\pi^+$	$(3{,}83 \pm 0{,}09)$ %
		$K^-\pi^+\pi^0$	$(13{,}9 \pm 0{,}9)$ %
		$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$(7{,}49 \pm 0{,}31)$ %
		$K^0_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-$	$(1{,}9 \pm 0{,}1)$ % [c]
D^+	$\rightarrow$	$K^-\pi^+\pi^+$	$(9{,}0 \pm 0{,}6)$ %
		$K^0_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi^+$	$(0{,}99 \pm 0{,}09)$ % [c]

TAB. 5.2 – *Rapports d'embranchement [9] pour les désintégrations de mésons charmés que nous reconstruisons.*

[a] En tenant compte des rapports d'embranchement pour la désintégration subséquente du D^0 (reconstruit dans les quatre canaux donnés dans ce tableau), on obtient un rapport d'embranchement de $18{,}4 \pm 0{,}7$ %.

[b] Ici on obtient un rapport d'embranchement de $6{,}2 \pm 0{,}5$ %.

[c] Inclut le rapport d'embranchement pour $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Mode de désintégration			Rapport d'embranchement
$\psi(2S)$	$\rightarrow$	$J/\psi\, \pi^+\pi^-$	$(31{,}0 \pm 2{,}8)$ % [a]
		e^+e^-	$(0{,}88 \pm 0{,}13)$ %
		$\mu^+\mu^-$	$(1{,}03 \pm 0{,}35)$ %
J/ψ	$\rightarrow$	e^+e^-	$(5{,}93 \pm 0{,}10)$ %
		$\mu^+\mu^-$	$(5{,}88 \pm 0{,}10)$ %

TAB. 5.3 – *Rapports d'embranchement [9] pour les désintégrations de mésons charmonium que nous reconstruisons.*

[a] En tenant compte des rapports d'embranchement pour la désintégration subséquente du J/ψ (reconstruit en e^+e^- et $\mu^+\mu^-$), on obtient un rapport d'embranchement de $3{,}66 \pm 0{,}34$ %.

$\overline{B^0}$			
	$D^{*+}\pi^-$,	$D^{*+} \to D^0\pi^+$	$D^0 \to K^-\pi^+$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
			$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	$D^{*+}\rho^-$,	$D^{*+} \to D^0\pi^+$	$D^0 \to K^-\pi^+$
		$\rho^- \to \pi^-\pi^0$	$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
			$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	$D^{*+}a_1^-$,	$D^{*+} \to D^0\pi^+$	$D^0 \to K^-\pi^+$
		$a_1^- \to \rho^0(\to \pi^+\pi^-)\pi^-$	$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
			$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	$D^+\pi^-$		$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$
			$D^+ \to K^0_S\pi^+$
	$D^+\rho^-$		$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$
			$D^+ \to K^0_S\pi^+$
	$D^+a_1^-$		$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$
			$D^+ \to K^0_S\pi^+$
	$J/\psi\,\overline{K^{*0}}$,	$J/\psi \to \ell^+\ell^-$	$\overline{K^{*0}} \to K^-\pi^+$
			$(\ell^+\ell^- = \{e^+e^-,\, \mu^+\mu^-\})$
B^-			
	$D^0\pi^-$		$D^0 \to K^-\pi^+$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
			$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	$D^{*0}\pi^-$,	$D^{*0} \to D^0\pi^0$	$D^0 \to K^-\pi^+$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
			$D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
	$J/\psi\,K^-$,	$J/\psi \to \ell^+\ell^-$	
	$\psi(2S)K^-$,	$\psi(2S) \to J/\psi\,(\to \ell^+\ell^-)\pi^+\pi^-$	
		$\psi(2S) \to \ell^+\ell^-$	

TAB. 5.4 – *Les chaînes de désintégration que nous reconstruisons.*

5.3 Sélection des événements multihadron

Nous utilisons tous les événements *multihadron*. Un événement est appelé multihadron [151] si

- il satisfait soit aux critères du déclenchement L3 DCH ou L3 EMC (voir paragraphe 3.2.7),
- il contient au moins trois traces dans la région fiducielle ($0{,}410 < \theta < 2{,}54$ rad),
- la somme des énergies des traces de particules chargées[4] dans la région fiducielle et des amas neutres dans la région fiducielle ($0{,}410 < \theta < 2{,}409$ rad et $E > 30$ MeV) dans l'événement est supérieure à 4,5 GeV,
- son vertex primaire (voir paragraphe 4.5) est à moins de 0,5 cm en xy et à moins de 6 cm en z du *beam spot* (voir paragraphe 4.4).

5.4 Sélection des particules de l'état final

Dans ce paragraphe nous décrivons la sélection des particules chargées «stables» $\pi^\pm$, $K^\pm$, $e^\pm$ et $\mu^\pm$, ainsi que la sélection des γ et la reconstruction des π^0. La sélection des kaons neutres est décrite au paragraphe 5.5. Les particules «stables» atteignent dans la plupart des cas le système de reconstruction des traces et arrivent souvent jusqu'à d'autres sous-systèmes de *BABAR* comme le DIRC et l'EMC qui fournissent de l'information supplémentaire disponible pour l'identification des particules. Au paragraphe 5.4.1 nous décrivons la sélection des traces. Toutes les traces sélectionnées sont considérées comme candidats $\pi^\pm$. Les candidats $K^\pm$, $e^\pm$ et $\mu^\pm$ doivent satisfaire à des critères supplémentaires décrits aux paragraphes 5.4.2 et 5.4.3. La reconstruction des candidats $\pi^0 \to \gamma\gamma$ est décrite au paragraphe 5.4.4.

5.4.1 Sélection des traces

Pour la plupart des $\pi^\pm$, nous utilisons toutes les traces trouvées dans le SVT et/ou la DCH (voir paragraphe 4.1) avec une seule restriction supplémentaire: nous demandons que la trace pointe vers le point d'interaction nominal à 1,5 cm près en xy et à 10 cm près en z. Cette restriction supplémentaire n'est pas appliquée aux $\pi^\pm$ de $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ qui, en général, ne proviennent pas du point d'interaction. Pour les traces de $K^\pm$, $e^\pm$ et $\mu^\pm$, nous appliquons des critères plus stricts, par exemple sur le nombre de *hits* dans la DCH pour assurer une mesure fiable de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Ces critères sont décrits aux paragraphes suivants.

5.4.2 Sélection des kaons chargés

Suivant le niveau de bruit de fond dans les différents canaux de désintégration, nous utilisons trois jeux de critères différents pour identifier les $K^\pm$. Pour les modes très purs, nous n'utilisons pas d'identification de kaons du tout, et toutes les traces sélectionnées avec les critères standard du paragraphe 5.4.1 sont des candidats kaons.

4. La masse du pion [9] est utilisée pour calculer l'énergie de la particule à partir de l'impulsion mesurée.

Les deux autres jeux de critères[5] [175], appelés «vetoPions» et «strict», exploitent les mesures de dE/dx du SVT et de la DCH ainsi que l'information fournie par le DIRC.
Les mesures de dE/dx du SVT et de la DCH permettent respectivement une séparation $K^{\pm}/\pi^{\pm}$ d'au moins de 2σ aux impulsions jusqu'à $\lesssim$ 0,6 GeV/c et $\lesssim$ 0,7 GeV/c. Le dE/dx de la DCH permet aussi une séparation de mieux de 2σ pour les impulsions $\gtrsim$ 1,5 GeV/c (remontée relativiste). Le DIRC permet une discrimination $K^{\pm}/\pi^{\pm}$ pour les traces de grande impulsion (0,6 $\lesssim p \lesssim$ 4 GeV/c). La figure 5.2(a) montre le spectre en impulsion des kaons issus d'une chaîne de désintégration typique. Le pic de ce spectre tombe dans la région frontalière entre la zone en impulsion couverte par le dE/dx du SVT et de la DCH, et la zone où le DIRC assure la séparation $K^{\pm}/\pi^{\pm}$. Nous devons donc combiner et exploiter l'information des différents sous-systèmes disponibles pour une trace donnée. Nous utilisons une méthode basée sur des rapports de vraisemblances calculés pour l'hypothèse $K^{\pm}$ et l'hypothèse $\pi^{\pm}$. Pour le calcul des vraisemblances nous utilisons les mesures de dE/dx avec leurs incertitudes, la mesure de l'angle Cerenkov avec son incertitude ainsi que le nombre de photons dans le DIRC associés à la trace avec le nombre de photons attendus. Les densités de probabilité sont modélisées comme gaussiennes pour l'ionisation et l'angle Cherenkov et poissonniennes pour le nombre de photons. Le tableau 5.5 résume les deux jeux de critères «vetoPions» et «strict». Le jeu «vetoPions» est optimisé pour rejeter des $\pi^{\pm}$ avec une perte minimale d'efficacité pour les $K^{\pm}$, le jeu «strict» assure une «efficacité» de sélection pour les $\pi^{\pm}$ inférieure à 5 % dans le domaine d'impulsion qui nous intéresse (voir figure 5.2(b)). Les jeux de critères utilisés pour les chaînes de désintégration reconstruites sont rassemblés au tableau 5.10.

5.4.3 Sélection des leptons

Pour identifier les électrons, nous exploitons l'information fournie par la DCH (dE/dx) et l'EMC. Nous resserrons les critères de sélection des traces: nous demandons que la trace vise le point d'interaction nominal à 3 cm près en z, que son impulsion transverse p_{T} soit $> 100\,\mathrm{MeV}/c$ et qu'elle compte un minimum de 12 *hits* dans la DCH pour assurer une mesure fiable de dE/dx. Les variables discriminantes utilisées qui font intervenir l'information de l'EMC sont E/p, le rapport de l'énergie mesurée dans le calorimètre à l'impulsion mesurée par le système de reconstruction des traces, le nombre N_{cris} de cristaux dans l'amas et la variable LAT [177] qui décrit le profil latéral de la distribution d'énergie dans l'amas. Le tableau 5.6 résume les deux jeux de critères («faible» et «stricte»)[6] [178] que nous utilisons pour l'identification des électrons. Les performances du jeu «stricte» sont illustrées à la figure 5.3.

Pour la sélection des candidats $\mu^{\pm}$, nous resserrons les critères de sélection des traces de la même façon que pour les $e^{\pm}$ afin d'assurer une bonne qualité de la reconstruction des variables discriminantes. Nous exploitons la présence d'un dépôt

5. Dans le jargon de l'expérience BABAR, ces jeux s'appellent «SMS NotAPion» et «SMS tight». La connaissance du jargon BABAR n'est pas nécessaire pour la suite.
6. «loose» et «tight» dans le jargon de l'expérience BABAR.

Présélection:

Sous-système	Plage(s) d'impulsion	Critère de présélection
SVT	$0{,}025 < p < 0{,}7\,\mathrm{GeV}/c$ $p > 1{,}5\,\mathrm{GeV}/c$	> 3 *hits*
DCH	$0{,}090 < p < 0{,}7\,\mathrm{GeV}/c$ $p > 1{,}5\,\mathrm{GeV}/c$	> 10 *hits*
DIRC	$0{,}6 < p < 10\,\mathrm{GeV}/c$	au-dessus du seuil si considéré comme électron

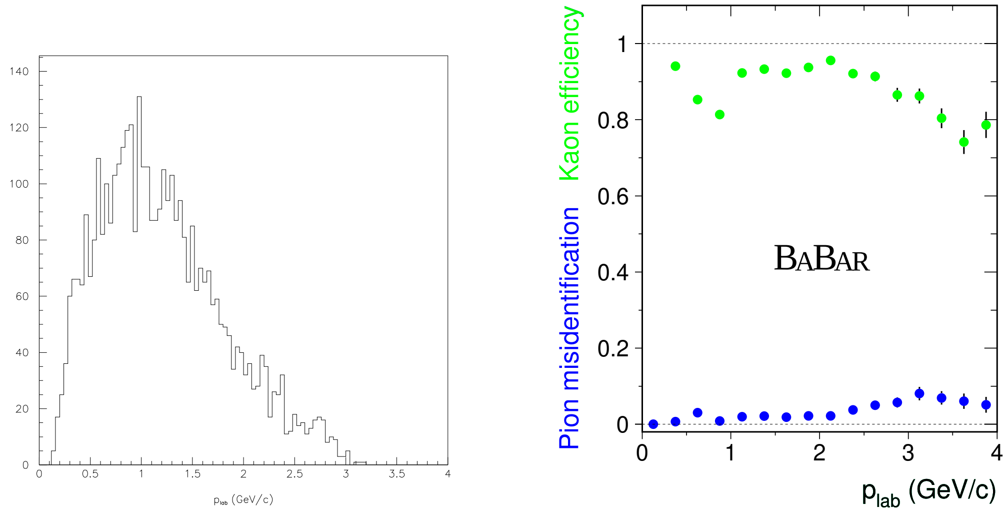
Sélection:

	vetoPions	strict
utiliser le SVT pour le calcul des l si	$p < 0{,}5$ GeV/c	$p < 0{,}7$ GeV/c
utiliser la DCH si	$p < 0{,}6$ GeV/c	$p < 0{,}7$ GeV/c
utiliser le DIRC si	$p > 0{,}6$ GeV/c	$p > 0{,}6$ GeV/c
coupure sur les l	rejeter, si $r_\pi l_\pi > l_K$ & $r_\pi l_\pi > l_p$ avec $r_\pi = \begin{cases} 0{,}1 & p \leq 0{,}5 \text{ GeV}/c \\ 1{,}0 & p > 0{,}5 \text{ GeV}/c \end{cases}$	accepter, si $l_K > r_\pi l_\pi$ & $l_K > r_p l_p$ avec $r_\pi = \begin{cases} 1 & p < 2{,}7 \text{ GeV}/c \\ 80 & p > 2{,}7 \text{ GeV}/c \\ 15 & 0{,}5 < p < 0{,}7\,\text{GeV}/c \end{cases}$ $r_p = 1$

TAB. 5.5 – *Critères «vetoPions» et «strict» pour la sélection des candidats $K^\pm$. D'abord la présélection est appliquée pour assurer une bonne qualité de la reconstruction des quantités qui entrent dans le calcul des vraisemblances. Le critère de présélection pour un sous-système donné est appliqué seulement si la trace en question se trouve dans la plage d'impulsion indiquée. Les critères de sélection font intervenir des rapports de vraisemblances (l comme* likelihood*, l_p dénote la vraisemblance calculée pour l'hypothèse proton).*

	faible	stricte
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (mesuré - attendu)	-3 à $+7$ σ_{meas}	-3 à $+7$ σ_{meas}
E/p	0,65 à 5,0	0,75 à 1,3
N_{cris}	> 3	> 3
LAT	-	0,0 à 0,6

TAB. 5.6 – *Critères de sélection pour les candidats $e^\pm$. Pour la définition des variables, voir le texte.*



(a) Spectre

(b) Performances

FIG. 5.2 – *(a) Spectre en impulsion des kaons (après toute la procédure de reconstruction et de sélection) issus de* $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^0\pi^+)\pi^-$ *avec* $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ *obtenu avec une simulation Monte Carlo, et (b)performances des critères stricts de sélection des kaons chargés en fonction de l'impulsion du kaon dans le référentiel du détecteur [176]. Les efficacités de sélection pour kaons et pions ont été mesurées sur les données avec des échantillons purs de* $K^\pm$ *et de* $\pi^\pm$ *issus de* $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$.

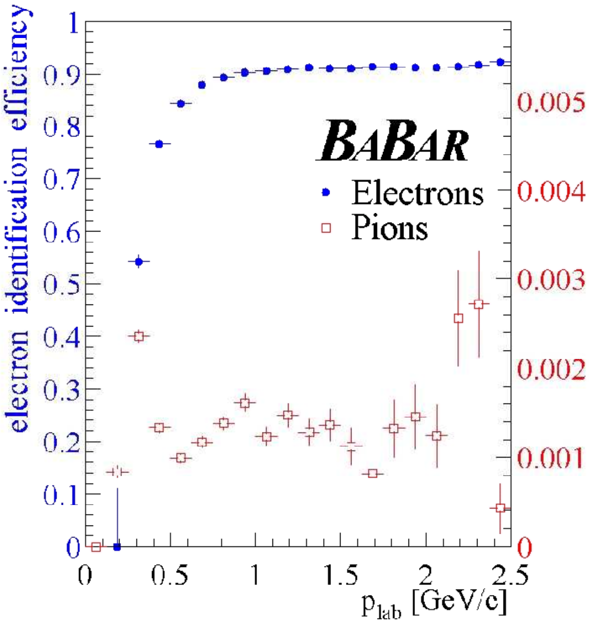


FIG. 5.3 – *Performances des critères de la sélection «stricte» des $e^{\pm}$ en fonction de l'impulsion des $e^{\pm}$ dans le référentiel du détecteur [176]. Les efficacités de sélection pour les électrons et les pions ont été mesurées sur les données avec des échantillons purs de $e^{\pm}$ provenant d'événements Bhabha radiatifs et de $\pi^{\pm}$ provenant d'événements $\tau^+\tau^-$ où un des τ donne lieu à une trace chargée et l'autre à trois traces chargées («$\tau^+\tau^- \to 3$ vs. 1 prong»). Le spectre en impulsion des $e^{\pm}$ issus de nos chaînes de désintégration ressemble à celui des $\mu^{\pm}$ dans la figure 5.4(b).*

	ppi	faible
E_{EMC}	$< 0{,}5$ GeV	$< 0{,}5$ GeV
N_{couches}	-	> 1
N_λ	-	> 2
$\lvert N_\lambda - N_\lambda(\mathrm{attendu})\rvert$	-	< 2
$\langle N_{\mathrm{hits}}\rangle$	-	< 10
$\mathrm{RMS}_{\mathrm{hits}}$	-	< 6
f_{hits}	-	$> 0{,}2$
χ^2_{IFR}	-	$< 4 \cdot N_{\mathrm{couches}}$
χ^2_{match}	-	$< 7 \cdot N_{\mathrm{couches}}$

TAB. 5.7 – *Critères de sélection pour les candidats $\mu^\pm$. Pour la définition des variables, voir le texte.*

d'énergie dans l'EMC compatible avec une particule peu ionisante (*ppi*), et les détails de la distribution des *hits* dans l'IFR. En particulier, le nombre N_λ de longueurs d'interaction traversées dans l'IFR doit être compatible avec un $\mu^\pm$. La valeur moyenne et la variance du nombre de *hits* par couche, calculées en prenant en compte toutes les couches traversées, doivent être petites. L'ajustement d'une trace aux *hits* doit donner un χ^2 faible, à la fois dans l'IFR (χ^2_{IFR}) et pour le raccordement entre IFR et le détecteur central (χ^2_{match}). Le tableau 5.7 résume les deux jeux («*ppi*» et «faible») [7] de critères [179] que nous utilisons pour la sélection des $\mu^\pm$. Le symbole f_{hits} dénote la fraction des couches entre le premier et le dernier *hit* qui ont aussi des *hits* associés à la trace en question. Les performances du jeu «faible» sont illustrées à la figure 5.4.

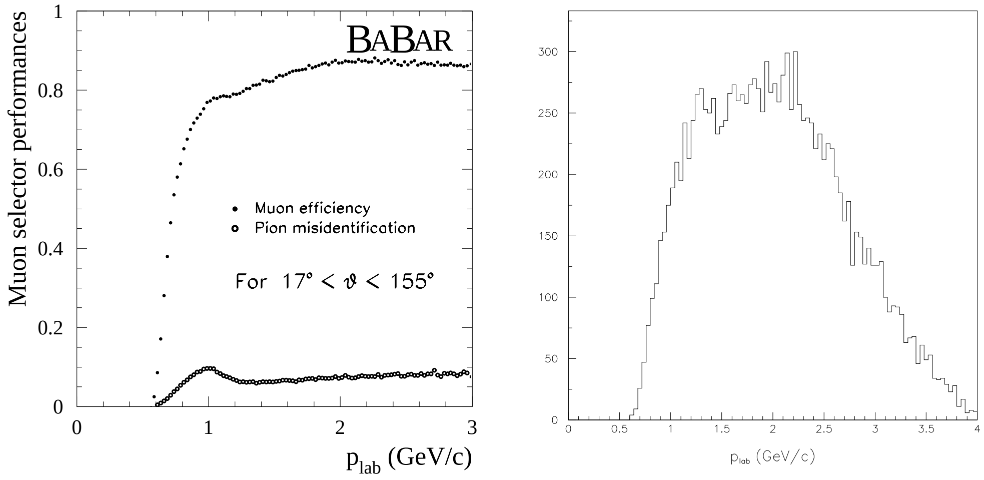
Les jeux de critères utilisés pour les chaînes de désintégration reconstruites sont rassemblés au tableau 5.10.

5.4.4 Sélection des photons et des pions neutres

Des amas dans l'EMC avec une énergie supérieure à 30 MeV/c^2 et un LAT [177] inférieur à 0,8 sont considérés comme candidats γ. Nous reconstruisons les π^0 en $\pi^0 \to \gamma\gamma$ ($\mathrm{Br}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 98{,}798 \pm 0{,}032$ % [9]). Pour estimer la direction de l'impulsion $\vec{p}$ des γ, nous faisons l'hypothèse que le π^0 s'est désintégré au vertex primaire (voir paragraphe 4.5). Un candidat π^0 est accepté si sa masse est à moins de 20 MeV/c^2 de la masse du π^0 [9] et si son énergie totale est supérieure à 200 MeV (100 MeV pour les π^0 mous issus de $D^{*0} \to D^0\pi^0$). La figure 5.5(a) illustre la résolution obtenue sur la masse des π^0. La figure 5.5(b) montre le spectre en impulsion des π^0 issus de $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-$ avec $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$. L'efficacité de reconstruction des π^0 est $\simeq 40$ % au seuil à $E = 200$ MeV et $\simeq 50$ % à $E = 2$ GeV. Pour une description plus détaillée des performances de l'EMC et de la reconstruction des π^0, voir [180].

Nous ajustons cinématiquement l'impulsion des candidats π^0 sélectionnés pour l'utilisation dans la suite de la reconstruction de l'arbre de désintégration des mé-

7. «MIP» et «loose» dans le jargon de l'expérience *BABAR*.



(a) Performances

(b) Spectre

FIG. 5.4 – *Performances des critères de la sélection «faible» des muons en fonction de l'impulsion dans le référentiel du détecteur [176], et spectre en impulsion des muons issus de $B^0 \to J/\psi\,(\to \mu^+\mu^-)K^{*0}$ obtenu avec une simulation Monte Carlo.*

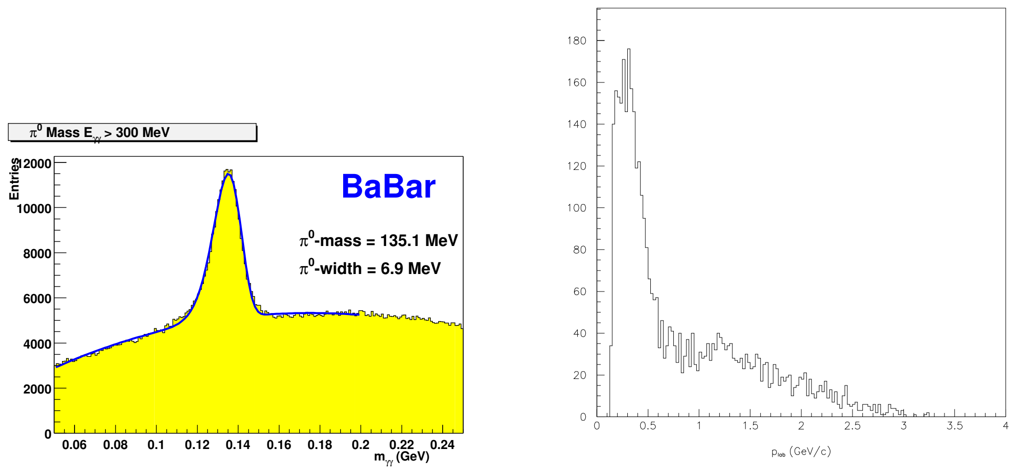
sons B. Dans cet ajustement, la masse des candidats π^0 est contrainte à la masse nominale [9].

5.5 Reconstruction des mésons légers

Ici nous décrivons la sélection des candidats $\rho^\pm$, $a_1^\pm$, K_S^0 et K^{*0}.

Nous reconstruisons les ρ^+ dans le canal $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$ ($\mathrm{Br}(\rho^+ \to \pi^+\pi^0) \simeq 100$ %, $\Gamma(\rho) = 150\pm1$ MeV [9]). La masse des candidats ρ^+ doit être à moins de 150 MeV/c^2 de la masse du ρ^+ [9]. L'impulsion du π^+ doit être supérieure à 200 MeV/c. Le π^0 des candidats $\rho^+ \to \pi^+\pi^0$ issus de $\overline{B}^0 \to D^{(*)+}\rho^-$ doit avoir une impulsion supérieure à 300 MeV/c.
La masse du a_1^+ est de l'ordre de 1230 MeV/c^2 et sa largeur entre 250 et 600 MeV [9]. Les mésons a_1^+ sont reconstruits dans le canal $a_1^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$, et nous demandons que la masse d'au moins une des deux paires $\pi^+\pi^-$ soit à moins de 160 MeV/c^2 de la masse du ρ [9]. L'impulsion de chacun des trois pions doit être supérieure à 200 MeV/c. Nous demandons que la masse des candidats a_1^+ soit comprise entre 1,0 et 1,6 GeV/c^2.

Nous reconstruisons les K_S^0 dans le canal $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ ($\mathrm{Br}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) = 68{,}61 \pm 0{,}28$ % [9]). Nous n'imposons pas de restriction sur le nombre de *hits* dans le SVT et la DCH ni sur la distance d'approche des $\pi^\pm$ par rapport au *beam spot*.



(a) π^0 inclusifs sur les données

(b) Spectre en impulsion

Fig. 5.5 – *La figure (a) montre le spectre inclusif de masse des candidats* π^0 *avec* $E(\gamma) > 30$ MeV *et* $E(\pi^0) > 300$ MeV *obtenu sur les données [181]. La figure (b) montre le spectre en impulsion (après reconstruction et sélection) des* π^0 *issus de* $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-$ *avec* $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ *obtenu avec une simulation Monte Carlo. L'essentiel ici ne sont pas les détails de la structure de ce spectre (due aux différentes contributions résonantes [182]), mais le fait qu'une grande fraction des* π^0 *sont de basse impulsion.*

Nous ajustons le vertex commun des deux traces (avec l'outil *GeoKin* décrit au paragraphe 6.1.1), et nous demandons que $p(\chi^2) > 0{,}1$ %, $p(\chi^2)$ étant la probabilité du χ^2 de l'ajustement. La masse du candidat K^0_S, evaluée au vertex commun, doit être comprise entre 462 et 534 MeV/c^2, et la distance de vol en xy calculée par rapport au vertex primaire, doit être supérieure à 0,2 cm.
Les mésons K^{*0} sont reconstruits dans le canal $K^{*0} \to K^+\pi^-$. La largeur du K^{*0} est dominée par sa largeur naturelle ($\Gamma(K^{*0}) = 50{,}7 \pm 0{,}6$ MeV [9]). Nous demandons un minimum de 12 *hits* dans la DCH et $p_{\mathrm{T}} > 100\,\mathrm{MeV}/c$ pour chacune des deux traces. La masse des candidats K^{*0} doit être à moins de $100\,\mathrm{MeV}/c^2$ de la masse du K^* [9].

5.6 Reconstruction des mésons charmés

Nous reconstruisons les désintégrations des $\overline{D}^0$ vers $K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^0$, $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ et $K^0_S\pi^+\pi^-$, et des D^- vers $K^+\pi^-\pi^-$ et $K^0_S\pi^-$. Les kaons neutres ou chargés doivent avoir une impulsion supérieure à 200 MeV/c. L'impulsion de toutes les autres traces issues de candidats $\overline{D}$ doit être supérieure à 150 MeV/c. Pour le mode $\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$, nous ne reconstruisons que le canal résonant dominant $\overline{D}^0 \to K^+\rho^-$ suivi de $\rho^- \to \pi^-\pi^0$ (Br($\overline{D}^0 \to K^+\rho^-$) $= 10{,}8 \pm 1{,}0$ %, Br($\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$) $=$ $13{,}9 \pm 0{,}9$ % [9], où ce dernier rapport d'embranchement inclut les contributions résonantes). Nous demandons que la masse invariante de la paire $\pi^-\pi^0$ soit à moins de 150 MeV/c^2 de la masse du ρ [9], et que l'angle $\theta^*_{\overline{D}^0\pi}$ dans le référentiel du ρ entre le candidat $\overline{D}^0$ et le candidat π^- satisfasse $\left|\cos\left(\theta^*_{\overline{D}^0\pi}\right)\right| > 0{,}4$. Tous les candidats $\overline{D}^0$ et D^- doivent avoir une impulsion supérieure à 1,3 GeV/c dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$ et une masse à moins de 3σ de la masse nominale [9]. L'incertitude σ est estimée candidat par candidat à partir des incertitudes sur les quadrivecteurs des produits de désintégration neutres et chargés. Nous ajustons le vertex commun de toutes les traces chargées et candidats K^0_S issus d'un candidat $\overline{D}$ (avec *GeoKin*) et nous demandons que $p(\chi^2) > 0{,}1$ %. Pour la suite de la reconstruction de l'arbre de désintégration des mésons B, tous les candidats $\overline{D}$ sélectionnés sont ajustés géométriquement et cinématiquement (avec *GeoKin*). Dans cet ajustement, la masse des candidats $\overline{D}$ est contrainte à sa valeur nominale [9]. Cette contrainte améliore la résolution de ΔE (voir paragraphe 5.8) pour les mésons B reconstruits à partir des mésons D.
Les figures 5.6 et 5.7 montrent les distributions de masse des candidats $\overline{D}$ dans différents canaux après une présélection partielle. Les échantillons de mésons $\overline{D}$ obtenus après l'exploitation de toutes les contraintes sur l'arbre de désintégration des candidats B sont beaucoup plus purs (voir paragraphe 5.11). Les masses et résolutions moyennes obtenues pour les différents canaux de désintégration du $\overline{D}^0$ sont résumées au tableau 5.8. La figure 5.8 montre la distribution du «*pull*» $\frac{m(\overline{D}) - m_{\mathrm{PDG}}(\overline{D})}{\sigma}$ pour les candidats $\overline{D}^0$ et D^-. Dans cette expression, $m(\overline{D})$ dénote la masse du candidat $\overline{D}$, $m_{\mathrm{PDG}}(\overline{D})$ la masse nominale [9], et σ l'incertitude candidat par candidat. L'écart type des gaussiennes ajustées aux pics de signal est de l'ordre de 1,2. Les incertitudes σ sont donc légèrement sous-estimées. L'ordre de grandeur de la sous-

Mode de désintégration	Masse ajustée (MeV/c^2)	Résolution moyenne (MeV/c^2)
$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	1863,1 ± 0,5	6,8 ± 0,6
$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	1863,1 ± 1,4	11,5 ± 1,4
$\overline{D}^0 \to K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	1863,3 ± 1,0	8,1 ± 1,0
$\overline{D}^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$	1863,7 ± 0,5	6,2 ± 0,8

TAB. 5.8 – *Masse du $\overline{D}^0$ mesurée dans les différents canaux de désintégration, et résolution moyenne sur la masse. Ces valeurs ont été obtenues en ajustant des spectres de masse de candidats $\overline{D}^0$ après l'application de tous les critères de sélection des chaînes de désintégration de candidats B comportant ces candidats $\overline{D}^0$ sauf la restriction sur la masse du candidat $\overline{D}^0$. Les incertitudes sont purement statistiques. Les critères de sélection des candidats $\overline{D}^0$ sont donc plus stricts que pour la figure 5.6, et les résultats des ajustements ne sont pas rigoureusement les mêmes que ceux de la figure 5.6.*

estimation des incertitudes est compatible avec les résultats [183] obtenus à l'aide d'une simulation Monte Carlo [184] qui modélise une sous-estimation de l'incertitude sur p_{T} identifiée dans la reconstruction des traces.

La masse des mésons $\overline{D}^*$ est proche de celle du $\overline{D}^0$: $m(D^{*-}) - m(\overline{D}^0) = 145{,}436 \pm 0{,}015$ MeV/c^2 et $m(\overline{D}^{*0}) - m(\overline{D}^0) = 142{,}12 \pm 0{,}07$ MeV/c^2 [9]. Ces différences de masse sont seulement légèrement supérieures à la masse des pions ; par conséquent les pions produits dans les désintégrations $\overline{D}^* \to \overline{D}^0\pi$ sont particulièrement mous. D'une part ceci est un problème, parce que ces pions mous sont difficiles à reconstruire. D'autre part ceci aide à obtenir une bonne pureté : une fois le pion mou est reconstruit, il fournit une signature expérimentale très claire. La plupart de ces $\pi^\pm$ n'atteignent pas la DCH et ne sont reconstructibles que grâce au SVT seul. La détermination de la direction de l'impulsion des $\pi^\pm$ mous est très sujette aux effets de la diffusion multiple. Nous surmontons cette limitation avec un ajustement géométrique qui exploite de l'information supplémentaire sur le point de production des π mous (voir ci-dessous).
Les candidats $\overline{D}^*$ chargés et neutres sont formés en combinant un candidat $\overline{D}^0$ avec un π^- ou un π^0. Nous demandons que l'impulsion du pion dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$ soit inférieure à 450 MeV/c. Nous ajustons le vertex des candidats $\overline{D}^{*-}$ (avec *GeoKin*) et nous évaluons sa masse en utilisant les impulsions des $\overline{D}^0$ et du π^- mou dans ce vertex. Dans cet ajustement, le π^- mou est contraint d'émerger du *beam spot*. Les coupures sur $\Delta m = m(\overline{D}^*) - m(\overline{D}^0)$ des candidats dans les différents canaux sont résumées au tableau 5.9. Les figures 5.9 et 5.10 contiennent les distributions de Δm obtenues pour des candidats $\overline{D}^*$ inclusifs.

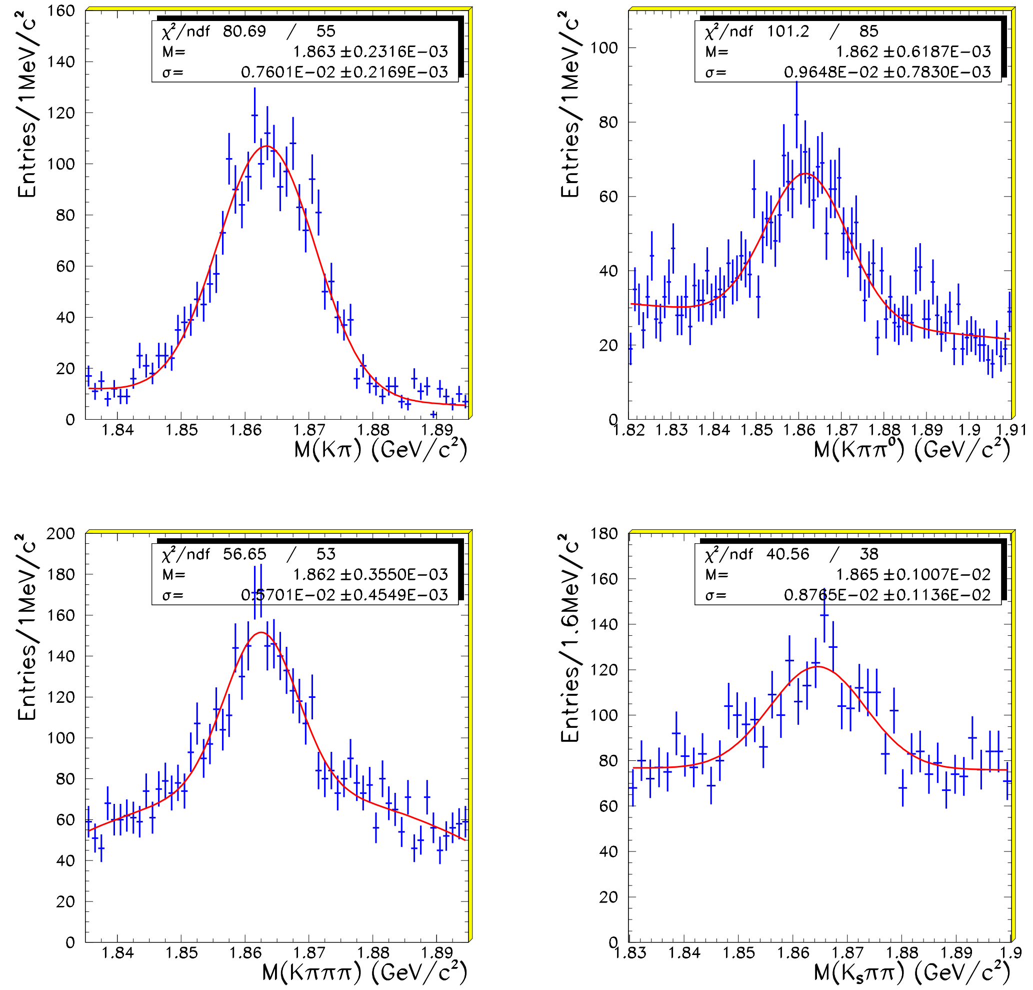


FIG. 5.6 – *Distribution de masse des candidats* $\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^0$, $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ *et* $K^0_S\pi^+\pi^-$. *Tous les critères de sélection des candidats* $\overline{D}^0$ *décrits dans le texte (sauf la restriction sur la masse des candidats) ont été appliqués, ainsi que les critères de présélection (voir annexe A) des désintégrations de candidats B comportant ces canaux.*

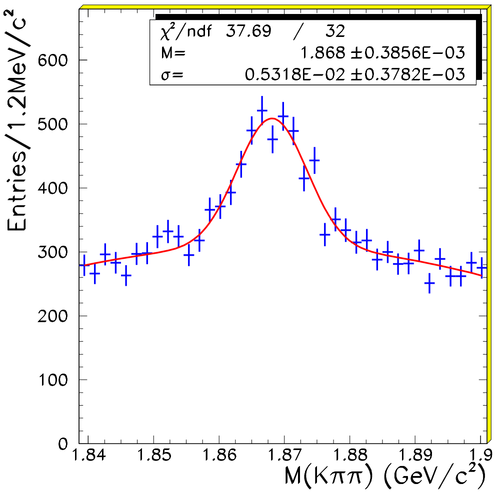


FIG. 5.7 – *Distribution de masse des candidats $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$. Les critères de sélection des candidats D^- décrits dans le texte (sauf la restriction sur la masse des candidats) ont été appliqués, ainsi que les critères de présélection (voir annexe A) des désintégrations de candidats B incluant ce canal.*

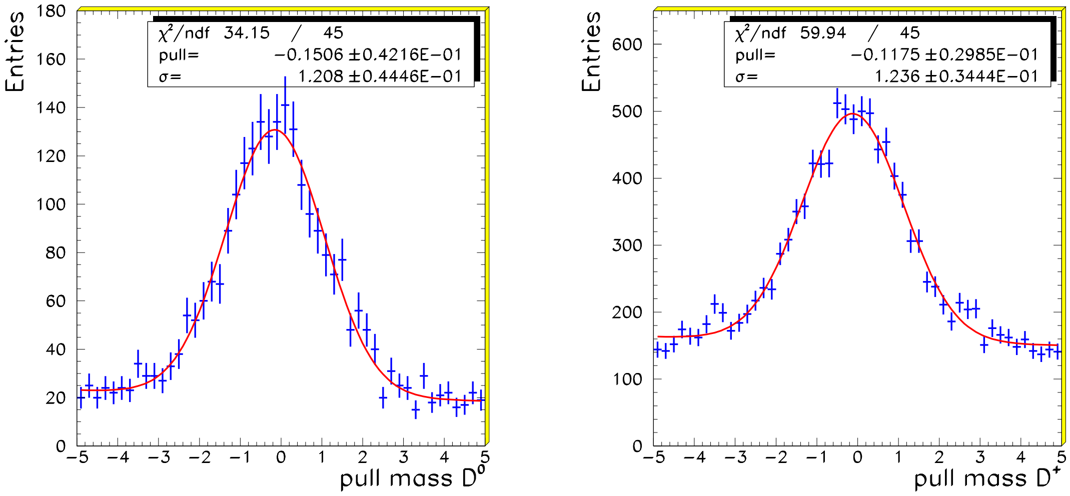


FIG. 5.8 – *Distribution de* «pull» *de masse des candidats $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (à gauche) et $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ (à droite). Les critères de sélection des candidats D décrits dans le texte (sauf la restriction sur la masse des candidats) ont été appliqués, ainsi que les critères de présélection (voir annexe A) des désintégrations de candidats B incluant ces canaux.*

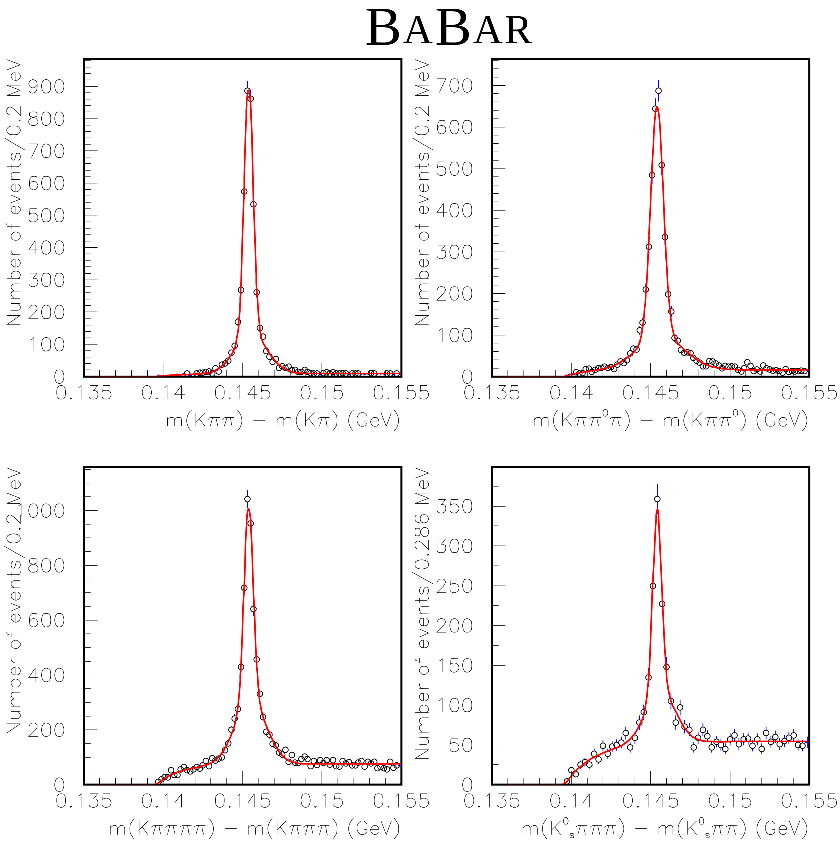


FIG. 5.9 – *Distribution de* Δm *pour candidats* $D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0\pi^-$ *avec* $p^*(\overline{D}^0) <$ 2.5 GeV/c *dans les modes* $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$*,* $K^+\pi^-\pi^0$*,* $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ *et* $K^0_S\pi^+\pi^-$ *[185].*

Mode de désintégration		$\|(\Delta m) - (\Delta m)_{\mathrm{PDG}}\|_{\max}$ (MeV/c^2) où $(\Delta m)_{\mathrm{PDG}}$ dénote la valeur nominale [9]
$D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0\pi^-$	$\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	2,4
	$\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	3,3
	$\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	2,4
	$\overline{D}^0 \rightarrow K^0_S\pi^+\pi^-$	2,4
$\overline{D}^{*0} \rightarrow \overline{D}^0\pi^0$		4,0

TAB. 5.9 – *Restrictions sur* $\Delta m = m(\overline{D}^*) - m(\overline{D}^0)$ *des candidats* $\overline{D}^*$ *dans les différents modes de désintégration. Pour les modes de* D^{*-} *la résolution dépend peu du mode de la désintégration subséquente du* $\overline{D}^0$*, à part pour* $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ *où il y a un* π^0 *dans l'état final. L'impact du mode de désintégration du* $\overline{D}^0$ *est encore moins important pour les* $\overline{D}^{*0}$ *où la résolution sur* Δm *est dégradée par la présence du* π^0 *mou.*

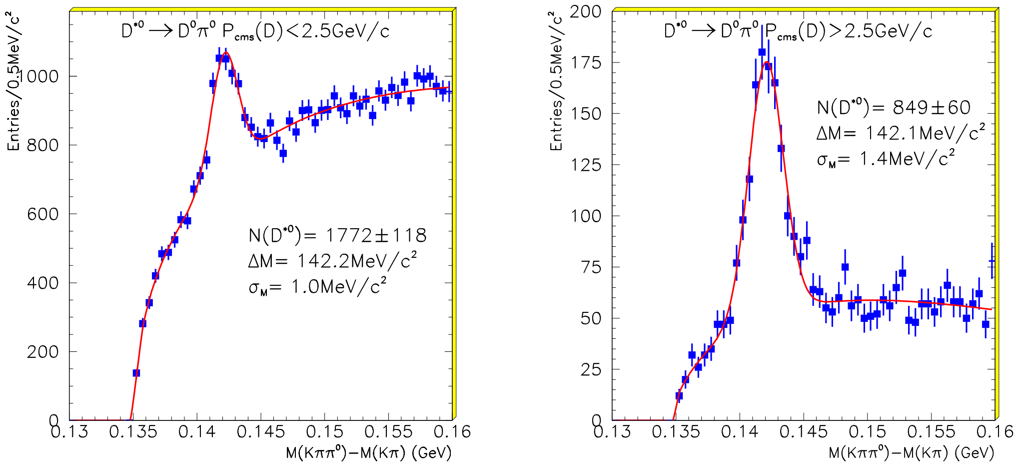


FIG. 5.10 – *Distribution de* Δm *pour candidats* $\overline{D}^{*0} \rightarrow \overline{D}^0\pi^0$ *avec* $p^*(\overline{D}^0) <$ 2.5 GeV/c *(à gauche) et avec* $p^*(\overline{D}^0) >$ 2.5 GeV/c *(à droite). Seul le canal* $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ *est utilisé pour cette figure.*

5.7 Reconstruction des mésons charmonium

La masse de candidats J/ψ doit être dans l'intervalle de 2,95 (3,06) à 3,14 GeV/c^2 pour le canal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ($\mu^+\mu^-$). La masse des candidats $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ ($\mu^+\mu^-$) doit être comprise entre 3,44 (3,64) et 3,74 GeV/c^2. La coupure autour de la masse nominale [9] des mésons charmonium est asymétrique pour le canal e^+e^- pour tenir compte des pertes d'énergie des électrons par bremsstrahlung. Une partie des photons de bremsstrahlung sont récupérés par un algorithme décrit ci-dessus. Les candidats sélectionnés sont ajustés géométriquement et cinématiquement (avec *GeoKin*) pour l'utilisation dans la suite. Dans cet ajustement, la masse du candidat charmonium est contrainte à la valeur nominale [9]. Les candidats $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ sont sélectionnés si leur masse est à moins de 15 MeV/c^2 de la valeur nominale [9], et si la masse invariante $m_{\pi^+\pi^-}$ de la paire $\pi^+\pi^-$ est entre 0,4 et 0,6 GeV/c^2. Cette dernière coupure exploite le fait que $m_{\pi^+\pi^-}$ est le plus souvent dans la partie haute de la région cinématiquement permise [186]. Tous les candidats $\psi(2S)$ doivent avoir une impulsion entre 1,0 et 1,6 GeV/c dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$.
Les critères d'identification des leptons utilisés pour les différentes chaînes de désintégration sont donnés au tableau 5.10. Pour les $e^\pm$, nous utilisons un algorithme [172] pour récupérer des photons de bremsstrahlung. Cet algorithme de reconstruction exploite le fait que la direction des ces photons est en général très proche de celle du $e^\pm$ initial. Les photons de bremsstrahlung reconstruits sont utilisés pour corriger l'impulsion des candidats $e^\pm$. La reconstruction des photons bremsstrahlung augmente l'efficacité de reconstruction de mésons B pour les canaux avec e^+e^- de 30 %.
La figure 5.11 montre le signal inclusif de $\psi(2S)$ sur les données. On note la queue pour le signal $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$. Sans reconstruction de photons bremsstrahlung elle est encore plus importante. Le signal pour ce canal est ajusté avec une distribution

du type «Crystal Ball» (voir paragraphe 6.4 et références).

5.8 Reconstruction des mésons B

Les candidats de mésons B sont obtenus en combinant un candidat $\overline{D}^{(*)}$ avec un candidat π^+, ρ^+, a_1^+ ou un candidat J/ψ, $\psi(2S)$ avec un candidat K^+, K^{*0}. L'impulsion dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$ du candidat de méson léger qui est combiné avec le méson charmé ou charmonium doit être supérieure à 500 MeV/c.

Nous utilisons deux variables qui exploitent la topologie des événements pour rejeter du bruit de fond. La première, appelée R_2, est définie globalement pour un événement, et la deuxième, appelée θ_{Thrust}, est définie pour un candidat B et «le reste de l'événement». R_2 est le rapport des moments de Fox-Wolfram [187] d'ordre deux et d'ordre zéro. Nous calculons R_2 en tenant compte de toutes les traces dans l'événement ainsi que tous les amas dans l'EMC qui n'ont pas été associés à une trace, et nous demandons $R_2 < 0{,}5$. Ce critère est destiné à rejeter des événements $e^+e^- \to q\overline{q}$, où q est un quark moins lourd que le b, qui tendent à avoir une topologie en deux *jets*. L'angle de *thrust*, θ_{Thrust}, est défini comme l'angle entre l'axe de *thrust*[8] [188–190] des particules qui font partie du candidat B_{rec} et l'axe de *thrust* de tous les autres traces et amas non-associés dans l'événement, calculé dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$. Ces deux axes sont peu corrélés pour les événements $B\overline{B}$, parce que les mésons B sont pratiquement au repos dans le référentiel de l'$\Upsilon(4S)$. Pour les événements $e^+e^- \to q\overline{q}$, qui ont une topologie en deux *jets* dos-à-dos, l'angle entre les deux axes tend à être petit. Nous coupons plus ou moins sévèrement sur $|\cos\theta_{\text{Thrust}}|$ selon les niveaux de bruit de fond dans la reconstruction des différentes chaînes de désintégration. Les coupures sont résumées au tableau 5.10.

Nous utilisons les variables ΔE et m_{ES} pour identifier les mésons B neutres et chargés. Pour un méson B correctement reconstruit, la somme E^*_{rec} des énergies des particules neutres et chargées dans l'état final doit - à la résolution expérimentale près - être identique à l'énergie des faisceaux $E^*_{\text{faisceau}} = \frac{\sqrt{s}}{2}$, où les deux énergies sont mesurées dans le référentiel du centre de masse. Nous définissons ΔE comme la différence entre ces deux énergies:

$$\Delta E = E^*_{\text{rec}} - E^*_{\text{faisceau}} \ . \tag{5.1}$$

La résolution sur ΔE est dominée par la résolution sur E^*_{rec}, c'est-à-dire par la mesure des impulsions des particules neutres et chargées dans l'état final. Elle dépend de l'état final et donc de la chaîne de désintégration, et varie entre 20 et 40 MeV (pour

8. Nous définissons le *thrust* comme

$$\text{thrust} = \max\left\{\frac{\sum_i |\vec{n}\cdot\vec{p}_i|}{\sum_i \sqrt{\vec{p}_i\cdot\vec{p}_i}}\right\} ,$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire, la somme porte sur toutes les particules neutres et chargées utilisées, et $\vec{p}_i$ dénote l'impulsion de la particule i. Ce critère est satisfait par deux vecteurs $\vec{n}$ qui sont opposés. Nous choisissons celui qui a une composante positive sur l'axe des z.

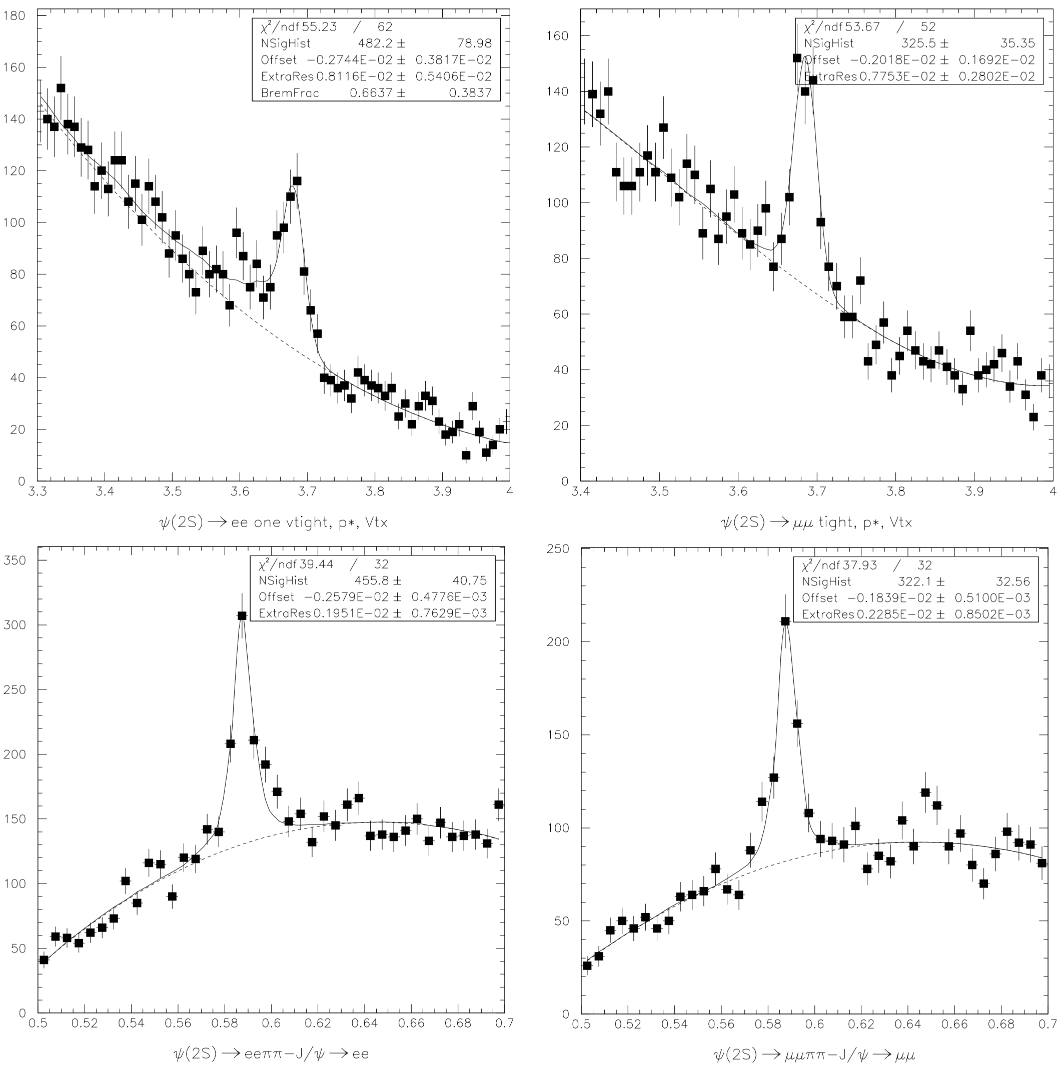


FIG. 5.11 – *Signal $\psi(2S)$ inclusif sur données: $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ (en haut à gauche), $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ (en haut à droite), $\psi(2S) \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)\pi^+\pi^-$ (en bas à gauche) et $\psi(2S) \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$ (en bas à droite). Pour les canaux $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ la distribution de la masse des candidats $\psi(2S)$ est présentée, pour les canaux $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ la distribution de la différence des masses du candidat $\psi(2S)$ et du candidat J/ψ est présentée. La résolution sur la masse du J/ψ est $17 \pm 2\,\mathrm{MeV}/c^2$ ($13 \pm 1\,\mathrm{MeV}/c^2$) pour le canal e^+e^- ($\mu^+\mu^-$), et la résolution sur la masse du $\psi(2S)$ est $29 \pm 6\,\mathrm{MeV}/c^2$ ($21 \pm 3\,\mathrm{MeV}/c^2$) pour le canal e^+e^- ($\mu^+\mu^-$). La résolution sur la différence de masse est $7 \pm 1\,\mathrm{MeV}/c^2$.*

plus de détails sur les résolutions sur ΔE, voir annexe B).
Nous définissons une «masse substituée», $m_{\rm ES}$, comme

$$m_{\rm ES} = (E^*_{\rm faisceau})^2 - \left(\sum_i \vec{p_i}^{\,*}\right)^2 , \qquad (5.2)$$

où la somme porte sur toutes les particules de l'état final, et $\vec{p_i}^{\,*}$ dénote les impulsions de ces particules, mesurées dans le référentiel du centre de masse. Le nom de cette variable provient de la substitution, dans l'expression habituelle de la masse invariante, de l'énergie reconstruite par l'énergie des faisceaux. L'énergie des faisceaux est connue avec bonne précision et les fluctuations correspondantes sont petites (voir paragraphe 3.1). La résolution sur $m_{\rm ES}$ est typiquement de l'ordre de 2,6 MeV/c^2 pour des états finals qui ne contiennent que des traces chargées. Ceci est une amélioration d'un facteur 10 par rapport à la résolution sur la masse invariante habituelle. La résolution sur $m_{\rm ES}$ est dominée par les fluctuations de l'énergie des faisceaux et non pas par la résolution du détecteur. Les variables ΔE et $m_{\rm ES}$ sont essentiellement non-corrélées [191].
La figure 5.12 montre la distribution dans le plan ($m_{\rm ES}$,ΔE) des candidats B neutres reconstruits dans la chaîne de désintégration $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-$ avec $D^0 \to K^-\pi^+$. Le signal est clairement visible dans la région à la masse du B ($m_{\rm ES} \simeq$ 5,28 GeV/c^2) et à $\Delta E \simeq 0$. Une deuxième accumulation, plus étendue, de candidats est visible à la masse du B et à ΔE négatif. Les valeurs absolues de ΔE des candidats dans cette deuxième accumulation correspondent à des énergies légèrement supérieures à la masse d'un pion. Il s'agit de mésons B partiellement reconstruits («*feed-down*») qui se sont désintégrés, par exemple, dans les canaux $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-[\pi^0]$ et $B^- \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-[\pi^-]$ avec $D^0 \to K^-\pi^+$, où le pion entre crochets n'a pas été reconstruit. La résolution sur ΔE est suffisante pour distinguer les mésons B du signal de ceux qui sont partiellement reconstruits. En particulier, elle permet de rejeter efficacement des mésons B de l'autre espèce (des mésons B chargés dans cet exemple). Nous avons besoin de cette distinction entre B neutres et chargés pour mesurer $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ séparément. Nous appliquons donc une coupure sur ΔE. Le tableau 5.10 résume les différentes valeurs de la coupure que nous utilisons pour les différentes chaînes de désintégration. Ces valeurs reflètent les résolutions obtenues pour les différents canaux (avec la coupure placée typiquement à 2 à 3 $\sigma_{\Delta E}$).

Les graphes en bas de la figure 5.12 montrent les projections sur $m_{\rm ES}$ et sur ΔE. La distribution de $m_{\rm ES}$ est montrée après la coupure sur ΔE. De façon similaire, la distribution de ΔE est montrée après une coupure qui sélectionne la région du signal en $m_{\rm ES}$. La ligne continue dans le graphe de ΔE représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'un polynôme du premier ordre et d'une gaussienne. La région du *feed-down* à été exclue de cet ajustement. Ce type d'ajustement permet d'estimer la résolution sur ΔE pour les données. La résolution pour le canal discuté ici est 22 MeV.
La courbe continue du graphe de la distribution de $m_{\rm ES}$ représente le résultat d'un ajustement avec une fonction G+A : la somme d'une fonction d'Argus [192,193] pour

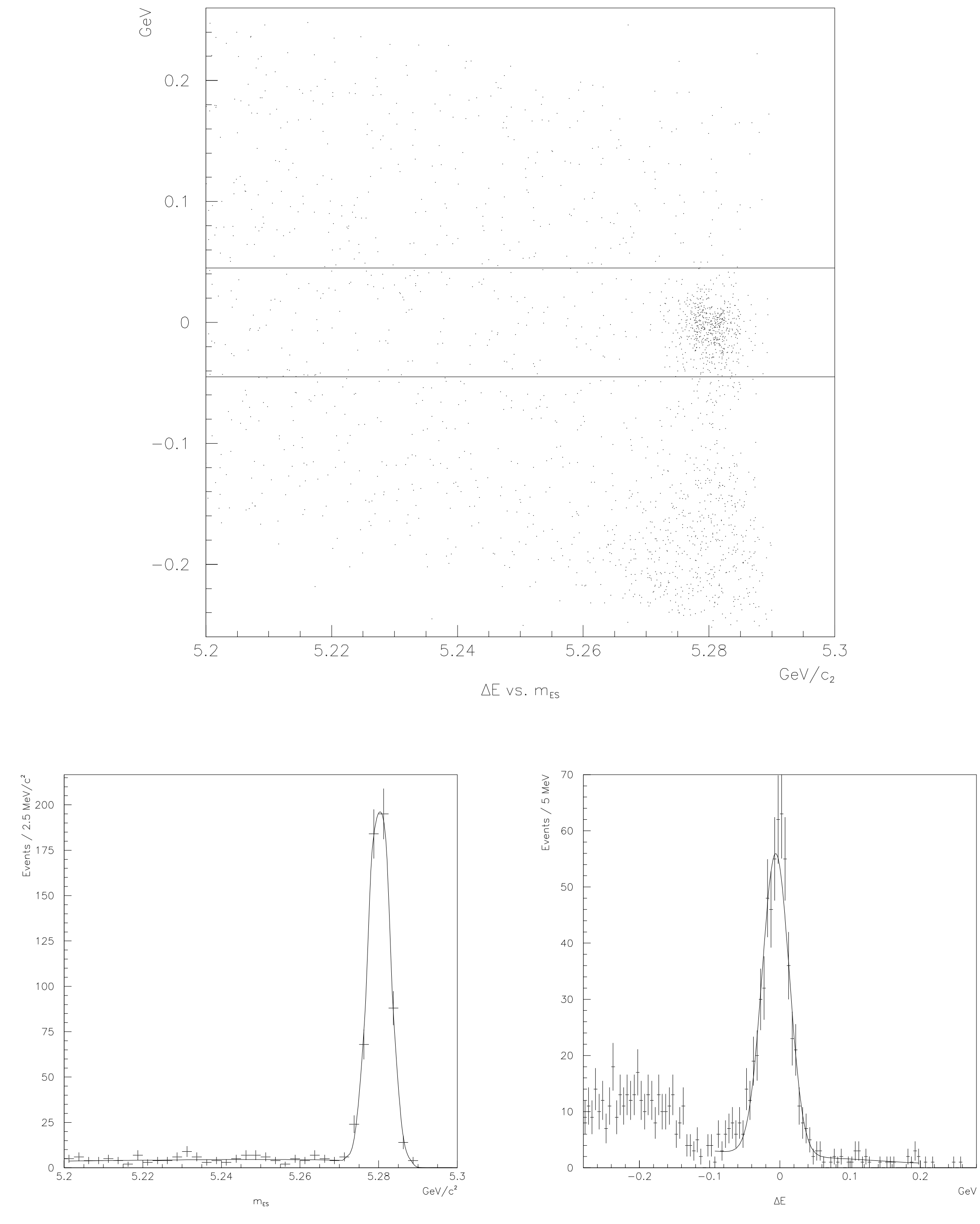


FIG. 5.12 – *Distribution dans le plan (m_{ES},ΔE) (en haut) des candidats B reconstruits dans la chaîne de désintégration $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\pi^-$ avec $D^0 \to K^-\pi^+$ après tous les critères de sélection sauf les restrictions sur ces deux quantités. Les deux droites à $\Delta E = \pm 45$ MeV représentent la coupure sur $|\Delta E|$ que nous utilisons pour cette chaîne de désintégration (voir tableau 5.10). Les deux graphes en bas montrent les projections sur m_{ES} (à gauche) et sur ΔE (à droite). Pour la projection sur m_{ES}, la restriction $|\Delta E| < 45$ MeV a été appliquée, et pour la projection sur m_{ES}, la restriction $m_{\mathrm{ES}} > 5{,}275$ GeV/c^2 a été appliquée.*

modéliser le bruit de fond et d'une gaussienne pour modéliser le signal. L'objectif d'un tel ajustement est l'estimation du nombre de candidats signal dans l'échantillon et la pureté de celui-ci. La forme analytique de la fonction d'Argus est :

$$f_{\text{Argus}}(m_{\text{ES}};\Xi,m_{\max}) = A\, m_{\text{ES}}\sqrt{1-\frac{{m_{\text{ES}}}^2}{m_{\max}^2}}\cdot\exp\left(-\Xi\left(1-\frac{{m_{\text{ES}}}^2}{m_{\max}^2}\right)\right)\ , \tag{5.3}$$

où A est un facteur de normalisation et Ξ est un paramètre libre appelé *paramètre de forme*. Souvent, la valeur du paramètre $m_{\max}$ (masse substituée maximum des candidats B du bruit de fond) est fixée à E^*_{faisceau}. Le premier facteur décrit le comportement de seuil. Il est obtenu avec l'hypothèse que le bruit de fond est distribué uniformément dans l'espace de phase. Le facteur exponentiel est un modèle empirique de la dépendance en m_{ES} du niveau du bruit de fond.

L'efficacité de reconstruction pour chaque chaîne de désintégration après tous les critères de sélection est donnée au tableau 5.10. Ces efficacités ont été estimées à l'aide d'une simulation Monte Carlo. Les incertitudes sur les efficacités sont dominées par les incertitudes systématiques (1 % par trace dans l'état final, 2 % pour les $\pi^\pm$ mous, 1,25 % par photon, 5 % pour la coupure sur $p(\chi^2)$ de l'ajustement des mésons D, 3 % par kaon identifié, voir [194] et références). Certaines de nos coupures, comme par exemple celle sur la masse des paires $\pi^+\pi^-$ dans la reconstruction de $a_1^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$, introduisent d'importantes incertitudes sur l'efficacité et doivent être abandonnées pour une mesure de précision des rapports d'embranchement. Pour les analyses temporelles, la connaissance exacte de l'efficacité n'est pas aussi critique que pour les mesures de rapports d'embranchement.

Si plusieurs candidats B dans un événement satisfont aux critères de sélection, nous en choisissons un. Dans le cas de plusieurs candidats pour une même chaîne de désintégration qui contient un méson charmé, nous choisissons le candidat avec le plus petit χ^2 de masse:

$$\chi^2 = \frac{(\Delta m - (\Delta m)_{\text{PDG}})^2}{\sigma^2(\Delta m)} + \frac{(m(\overline{D}^0) - m(\overline{D}^0)_{\text{PDG}})^2}{\sigma^2(m(\overline{D}^0))}\ , \tag{5.4}$$

où $\sigma(\Delta m)$ est estimé sur données pour chaque canal de désintégration et $\sigma^2(m(\overline{D}^0))$ est estimé candidat par candidat (voir paragraphe 5.6). Le premier terme est supprimé pour les canaux vers mésons charmés non-excités. Ce critère de χ^2 ne donne pas de réponse si les deux candidats B en question contiennent le même candidat de méson charmé. Dans ce cas, ainsi que dans le cas de candidats multiples dans des chaînes de désintégration distinctes - y compris les cas où un des candidats est neutre et l'autre chargé - nous retenons le candidat avec la plus faible valeur de $|\Delta E|$.

Au cours des derniers paragraphes nous avons vu que certains aspects techniques de la reconstruction exclusive reviennent souvent. Il faut, par exemple, faire la combinatoire pour un grand nombre de modes de désintégration. Des calculs de quantités comme des masses invariantes de candidats composites, et des coupures

Mode de désintégration		Ident. des $K^{\pm}$	Identification des leptons	$\lvert\cos\theta_{\mathrm{Thrust}}\rvert$	$\lvert\Delta E\rvert$ (MeV)	ϵ (%)
$B^0 \to D^{*-}\ \pi^+$	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	- [a]	NA [b]	-	$< 45{,}0$	39,7
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	-	NA	-	$< 52{,}5$	7,4
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	-	NA	-	$< 45{,}0$	19,1
	$\overline{D}^0 \to K^0_S\pi^-\pi^+$	NA	NA	-	$< 37{,}5$	19,4
$B^0 \to D^{*-}\ \rho^+$	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	-	NA	$< 0{,}9$	$< 57{,}5$	10,1
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	vetoPions	NA	$< 0{,}9$	$< 67{,}5$	2,2
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	-	NA	$< 0{,}8$	$< 65{,}0$	4,8
	$\overline{D}^0 \to K^0_S\pi^-\pi^+$	NA	NA	$< 0{,}8$	$< 75{,}0$	4,7
$B^0 \to D^{*-}\ a_1^+$	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	-	NA	$< 0{,}8$	$< 42{,}5$	12,1
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	vetoPions	NA	$< 0{,}8$	$< 42{,}5$	2,4
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	vetoPions	NA	$< 0{,}7$	$< 35{,}0$	4,5
	$\overline{D}^0 \to K^0_S\pi^-\pi^+$	NA	NA	$< 0{,}7$	$< 62{,}5$	5,5
$B^0 \to D^-\ \pi^+$	$D^- \to K^+\pi^-\pi^-$	-	NA	$< 0{,}9$	$< 45{,}0$	27,4
	$D^- \to K^0_S\pi^-$	NA	NA	$< 0{,}9$	$< 42{,}5$	32,7
$B^0 \to D^-\ \rho^+$	$D^- \to K^+\pi^-\pi^-$	vetoPions	NA	$< 0{,}8$	$< 75{,}0$	6,6
	$D^- \to K^0_S\pi^-$	NA	NA	$< 0{,}8$	$< 75{,}0$	7,5
$B^0 \to D^-\ a_1^+$	$D^- \to K^+\pi^-\pi^-$	vetoPions	NA	$< 0{,}7$	$< 15{,}0$	7,4
	$D^- \to K^0_S\pi^-$	NA	NA	$< 0{,}7$	$< 25{,}0$	9,5
$B^0 \to J/\psi\ K^{*0}$	$J/\psi \to e^+e^-$	-	stricte/stricte [c]	-	$< 30{,}9$	25,1
$(\to K^+\pi^-)$	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	-	faible/faible	-	$< 23{,}7$	23,7
$B^- \to D^0\ \pi^-$	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	vetoPions	NA	$< 0{,}9$	$< 45{,}0$	46,3
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	vetoPions	NA	$< 0{,}8$	$< 50{,}0$	6,0
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	vetoPions	NA	$< 0{,}8$	$< 42{,}5$	18,1
	$\overline{D}^0 \to K^0_S\pi^-\pi^+$	NA	NA	$< 0{,}8$	$< 45{,}0$	19,8
$B^- \to D^{*0}\ \pi^-$	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-$	vetoPions	NA	$< 0{,}9$	$< 47{,}5$	25,6
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	stricte	NA	$< 0{,}8$	$< 62{,}5$	3,7
	$\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	stricte	NA	$< 0{,}8$	$< 42{,}5$	9,7
$B^- \to J/\psi\ K^-$	$J/\psi \to e^+e^-$	-	stricte/faible	$< 0{,}8$	$< 38{,}4$	37,2
	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	-	faible/*ppi*	$< 0{,}9$	$< 30{,}3$	53,8
$B^- \to \psi(2S)\ K^-$	$\psi(2S) \to e^+e^-$	-	stricte/faible	$< 0{,}8$	$< 28{,}0$	40,6
	$\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$	-	faible/*ppi*	$< 0{,}8$	$< 26{,}0$	52,1
$\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^+\pi^-$	$J/\psi \to e^+e^-$	-	stricte/faible	$< 0{,}9$	$< 28{,}0$	20,3
$\psi(2S) \to J/\psi\,\pi^+\pi^-$	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	-	faible/*ppi*	$< 0{,}9$	$< 26{,}0$	26,3

TAB. 5.10 – *Valeurs des coupures de sélection qui dépendent de la chaîne de désintégration, et efficacité ϵ de reconstruction pour chaque chaîne de désintégration. Les efficacités ne contiennent pas les rapports d'embranchement pour les désintégrations de particules intermédiaires. Les critères de sélection pour les kaons chargés sont décrits au paragraphe 5.4.2 et les critères de sélection pour les leptons au paragraphe 5.4.3. Les coupures sur $\lvert\cos\theta_{\mathrm{Thrust}}\rvert$ et $\lvert\Delta E\rvert$ sont décrites au paragraphe 5.8.*

[a] Le symbole ≪-≫ signifie qu'aucune restriction n'est appliquée

[b] Le symbole ≪NA≫ signifie que la question de la coupure correspondante ne se pose pas.

[c] Cette notation signifie que les deux leptons doivent satisfaire aux critères ≪stricts≫. ≪stricte/faible≫ signifie qu'au moins un des leptons doit satisfaire aux critères ≪stricts≫ et l'autre aux critères ≪faibles≫.

sur des quantités comme les impulsions des produits de désintégration de particules composites ou les $p(\chi^2)$ d'ajustements reviennent régulièrement. Nous avons mis en œuvre des outils informatiques, appelés *Composition Tools* qui s'occupent de toutes ces tâches et qui sont faciles à configurer pour étudier une grande variété de modes différents. Ces outils sont devenus une partie fondamentale du code de la collaboration *BABAR*. Ils sont utilisés dans de nombreuses analyses et aussi dans le logiciel de reconstruction des données de l'expérience *BABAR* (voir paragraphe 4.1) pour présélectionner les événements qui peuvent être intéressants pour une analyse donnée. Les Composition Tools sont décrits en annexe A.

5.9 L'échantillon final de mésons B reconstruits

Dans ce paragraphe, nous décrivons l'échantillon de mésons B obtenu avec la procédure de reconstruction et de sélection discutée aux paragraphes précédents. Nous commençons par donner les statistiques de mésons B complètement reconstruits, puis nous discutons le bruit de fond dans notre échantillon ainsi que quelques propriétés de ce bruit.

5.9.1 Statistiques et puretés

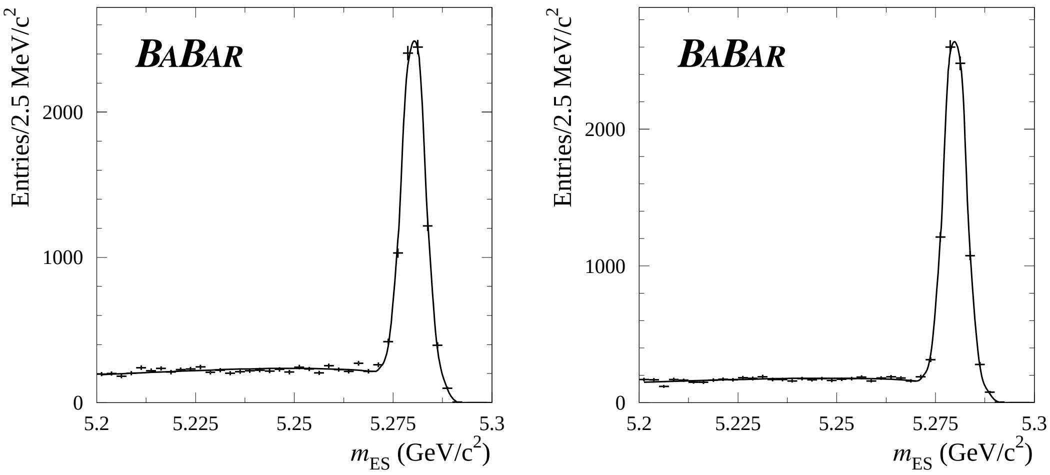
La figure 5.13(a) montre le spectre de m_{ES} des candidats B neutres dans notre échantillon final. La courbe continue représente le résultat d'un ajustement avec une fonction G+A. Cet ajustement nous permet d'estimer le nombre de candidats signal à 6967 ± 95, avec une pureté de $\simeq 90$ %. Ces chiffres correspondent à une définition de la région du signal comme l'intervalle de m_{ES} à $\pm 2\sigma$ autour de la masse ajustée du B. La distribution correspondante des candidats B chargés est présentée à la figure 5.13(b). Le nombre de candidats signal est de 7266 ± 94 et la pureté de $\simeq 93$ %. Les spectres de m_{ES} pour toutes les chaînes de désintégration sont donnés en annexe B. Le tableau 5.11 regroupe la statistique et la pureté pour chaque mode de désintégration.

Le tableau 5.12 compare notre échantillon de mésons B complètement reconstruits avec les échantillons obtenus par d'autres expériences. La comparaison avec Aleph, Belle et CDF est particulièrement intéressante, car leurs échantillons ont été reconstruits avec le même objectif principal que le nôtre: une mesure des durées de vie. Voir aussi la discussion au paragraphe 2.3.
Notre échantillon est actuellement le plus grand échantillon de mésons B complètement reconstruits au monde[9].

5.9.2 Bruit de fond

Les contributions dominantes au bruit de fond dans nos échantillons proviennent des modes de désintégration vers charme ouvert (voir tableau 5.11). Nous appliquons

9. Un échantillon encore plus grand a été obtenu en rajoutant de nouvelles données prises par *BABAR* en 2001.



(a) Candidats B neutres

(b) Candidats B chargés

FIG. 5.13 – *Spectres de m_{ES} des candidats B dans les échantillons de mésons B complètement reconstruits après application de tous les critères de sélection. Toutes les chaînes de désintégration pour les B neutres et les B chargés sont ajoutées.*

Mode de désintégration	Nombre de candidats signal	Pureté [%]
$B^0 \to D^{*-}\ \pi^+$	1568 ± 42	95
$B^0 \to D^{*-}\ \rho^+$	898 ± 37	88
$B^0 \to D^{*-}\ a_1^+$	723 ± 32	86
$B^0 \to D^-\ \pi^+$	1768 ± 46	91
$B^0 \to D^-\ \rho^+$	900 ± 37	83
$B^0 \to D^-\ a_1^+$	526 ± 29	80
$B^0 \to J/\psi\ K^{*0}$	580 ± 25	98
$B^- \to D^0\ \pi^-$	4527 ± 75	91
$B^- \to D^{*0}\ \pi^-$	1180 ± 38	94
$B^- \to J/\psi\ K^-$	1355 ± 38	98
$B^- \to \psi(2S)\ K^-$	210 ± 15	98
Total B^0	6967 ± 95	90
Total B^-	7266 ± 94	93

TAB. 5.11 – *Nombre de candidats B^0 et B^- signal reconstruits dans les différents canaux de désintégration et pureté correspondante estimés à partir d'ajustements des spectres de m_{ES}.*

Expérience	Volume des données	Données prises en	Référence	$B^0/\overline{B}^0$	$B^\pm$
Aleph	e^+e^- au Z^0 3 millions de désintégrations hadroniques de Z^0	1991 - 1994	[121]	121	94 [a]
Argus	229 pb^{-1} (e^+e^- à l'$\Upsilon(4S)$) 192k $\Upsilon(4S)$	?	[193]	111 ± 16	175 ± 20
Belle (préliminaire)	5,1 fb^{-1} (e^+e^- à l'$\Upsilon(4S)$)	1999 - début 2000	[195]	446	733
CDF	110 pb^{-1} ($\overline{p}p$ à $\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV)	1992 - 1995	[130]	436 ± 27	824 ± 36
Cleo II	0,89 fb^{-1} (e^+e^- à l'$\Upsilon(4S)$)	?	[196]	396 ± 23	794 ± 32
BABAR	20,7 fb^{-1} (e^+e^- à l'$\Upsilon(4S)$) 23M $\Upsilon(4S)$	1999 - 2000	tableau 5.11	6967 ± 95	7266 ± 94

TAB. 5.12 – *Comparaison de différents échantillons de mésons B complètement reconstruits dans des canaux permis de Cabibbo mentionnés dans la littérature. Les échantillons d'Aleph, Belle, CDF et de cette analyse ont été reconstruits pour l'objectif des mesures des durées de vie des mésons B neutres et chargés, alors que les échantillons d'Argus et de CLEO ont été reconstruits pour des mesures de rapports d'embranchement.*

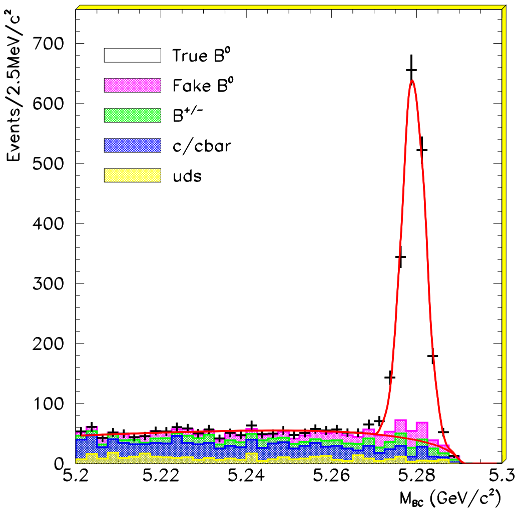
[a] Le bruit de fond de $\mathcal{O}(20 - 25\ \%)$ n'a pas été soustrait de ces nombres.

		Même espèce B	Autre espèce B	$c\bar{c}$	$uds/\overline{uds}$
B^0 :	Ailes I ($5{,}2 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}225$)	$15{,}7 \pm 1{,}6$ %	$12{,}1 \pm 1{,}4$ %	$49{,}0 \pm 2{,}2$ %	$23{,}2 \pm 1{,}9$ %
	Ailes II ($5{,}235 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}26$)	$20{,}6 \pm 1{,}8$ %	$17{,}4 \pm 1{,}7$ %	$43{,}2 \pm 2{,}2$ %	$18{,}9 \pm 1{,}8$ %
	Signal ($m_{\mathrm{ES}} > 5{,}27$)	$39{,}2 \pm 2{,}6$ %	$25{,}0 \pm 2{,}6$ %	$24{,}7 \pm 2{,}2$ %	$11{,}2 \pm 1{,}6$ %
B^+ :	Ailes I ($5{,}2 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}225$)	$11{,}0 \pm\ 1{,}6$%	$7{,}2 \pm 1{,}3$ %	$53{,}1 \pm 2{,}6$ %	$28{,}8 \pm 2{,}3$ %
	Ailes II ($5{,}235 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}26$)	$12{,}6 \pm 1{,}6$ %	$7{,}2 \pm 1{,}2$ %	$51{,}4 \pm 2{,}4$ %	$28{,}9 \pm 2{,}2$ %
	Signal ($m_{\mathrm{ES}} > 5{,}27$)	$40{,}0 \pm 2{,}6$ %	$20{,}0 \pm 2{,}1$ %	$27{,}4 \pm 2{,}4$ %	$12{,}6 \pm 1{,}8$ %

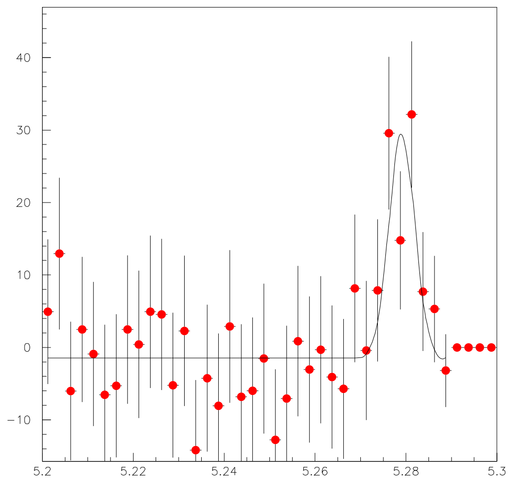
TAB. 5.13 – *L'origine des événements de bruit de fond dans l'échantillon de candidats B complètement reconstruits en fonction de m_{ES} (simulation Monte Carlo).*

la procédure de reconstruction et de sélection de ces modes à l'échantillon générique de données simulées (voir paragraphe 3.3) [197]. Les spectres de m_{ES} obtenus, ventilés selon différentes sources de bruit de fond, sont présentés aux figures 5.14(a) et 5.15(a). Le tableau 5.13 résume la composition du bruit de fond dans différentes régions de m_{ES}.

Pour les données simulées, nous pouvons distinguer le bruit de fond du signal dans la région de celui-ci. La différence entre la distribution en m_{ES} et la fonction d'Argus ajustée (figures 5.14(b) et 5.15(b)) fait apparaître un excès dans la région du signal. Nous appelons «*bruit qui pique*» cette petite composante du bruit de fond non reproduite par la fonction d'Argus. Un ajustement par la somme d'une gaussienne dont la moyenne et l'écart type sont fixés aux valeurs obtenues pour le signal (figures 5.14(a) et 5.15(a)) et d'une constante est utilisé pour estimer la proportion du *bruit qui pique*. Dans les deux cas (B^0 et B^+), les constantes ajustées sont compatibles avec zéro. Les résultats des ajustements des distributions présentées dans les figures 5.14 et 5.15, résumés au tableau 5.14, nous permettent de conclure que le *bruit qui pique* représente 4 ± 1 % (respectivement 5 ± 1 %) du «signal» de mésons B neutres (respectivement chargés). Les figures 5.16 et 5.17 montrent respectivement les deux contributions $b\bar{b}$ (mésons B de la bonne et de la mauvaise espèce, mal reconstruits) aux échantillons de candidats B neutres et chargés. La même information est incluse dans les figures 5.14(a) et 5.15(a), mais le *bruit qui pique* est plus facile à voir dans les figures 5.16 et 5.17. Ces dernières figures indiquent que, aussi bien pour les candidats B neutres que les candidats B chargés, au moins deux tiers du *bruit qui pique* sont dus à des mésons B de la bonne espèce (neutre ou chargé), où la «bonne» espèce est celle que nous essayons de reconstruire. Le mécanisme qui donne lieu au *bruit qui pique* est l'utilisation d'un mauvais candidat pion de faible impulsion dans la reconstruction d'un arbre de désintégration [170]. La reconstruction de Δz pour un tel événement est peu affectée par cette erreur, et la durée de vie du *bruit qui pique* est proche de celle des mésons B auxquels il est dû. La façon dont nous traitons ce bruit dans le mesure des durées de vie est discutée au paragraphe 9.9.

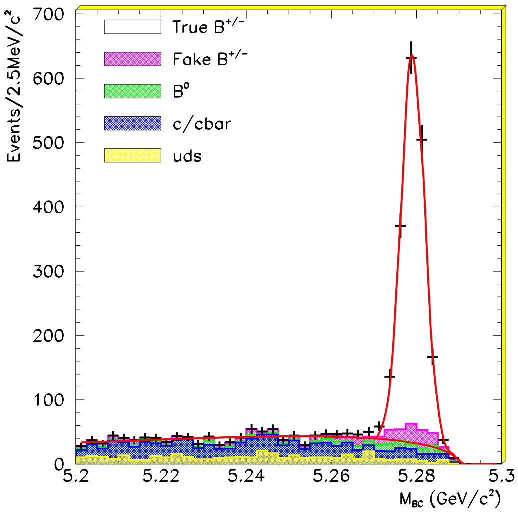


(a) Spectre de m_{ES}

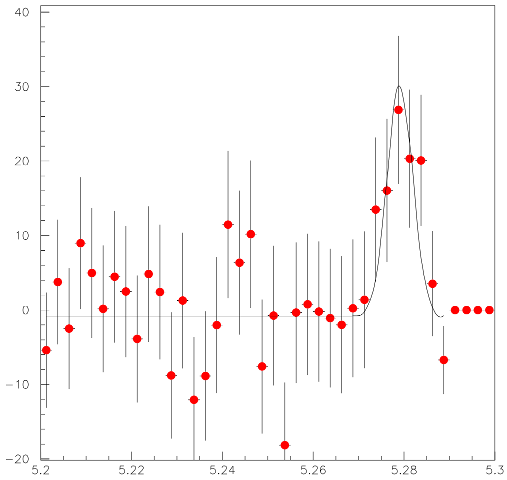


(b) Bruit non-Argus

FIG. 5.14 – *La figure (a) montre le spectre en* m_{ES} *des candidats de mésons B neutres complètement reconstruits sur des données simulées (simulation Monte Carlo générique). Les points représentent le spectre complet et les histogrammes hachurés identifient les différentes sources de bruit de fond. La ligne continue représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'une fonction d'Argus et d'une gaussienne au spectre complet. La figure (b) montre le bruit qui n'est pas reproduit par la fonction d'Argus: cet histogramme représente la différence entre l'histogramme pour le bruit de fond dans la figure (a) et de la fonction d'Argus ajustée. La ligne continue dans la figure (b) représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'un terme constant et d'une gaussienne dont la moyenne et l'écart type sont fixés aux valeurs obtenues dans l'ajustement de la figure (a).*



(a) Spectre de m_{ES}



(b) Bruit non-Argus

FIG. 5.15 – *L'équivalent de la figure 5.14 pour les mésons B chargés.*

	B neutre	B chargé
Signal	1685 ± 49	1662 ± 49
Bruit qui pique	71 ± 21	87 ± 20
Proportion (%)	4 ± 1	5 ± 1

TAB. 5.14 – *Quelques résultats des ajustements des distributions dans les figures 5.14 et 5.15.*

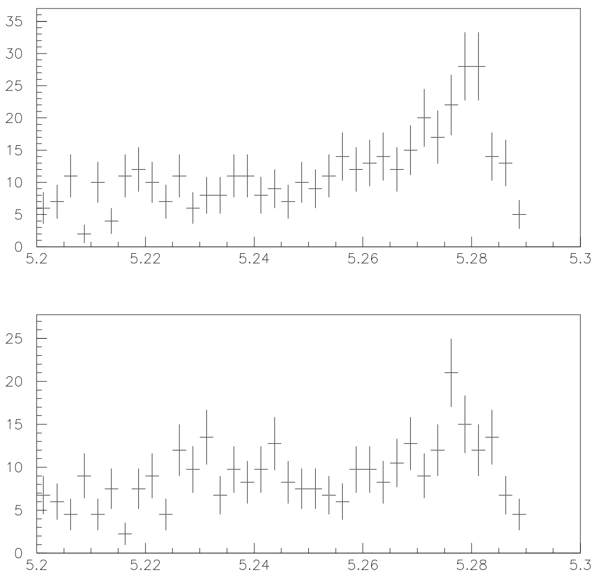


FIG. 5.16 – *Spectres de* m_{ES} *des candidats* B^0 *incorrectement reconstruits dans des événements* $B^0/\overline{B}^0$ *(en haut) et* $B^{\pm}$ *(en bas) simulés. Ces distributions ont déjà été présentées à la figure 5.14(a), mais apparaissent plus clairement ici parce qu'elles ne sont pas «empilées» les unes sur les autres.*

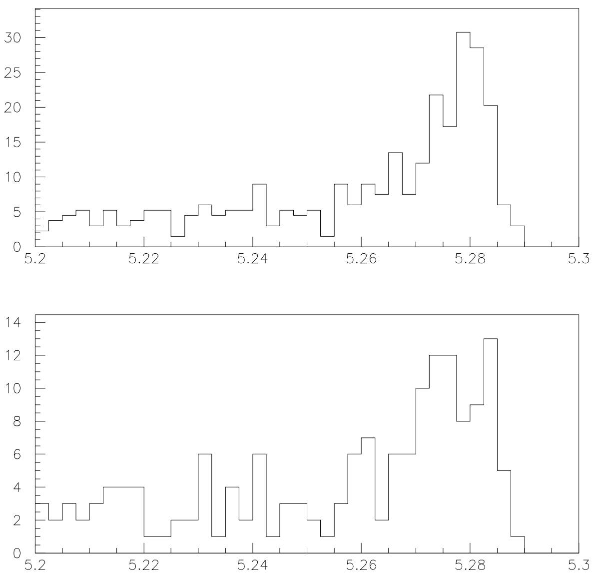


FIG. 5.17 – *Spectres de m_{ES} des candidats B^+ incorrectement reconstruits dans des événements $B^\pm$ (en haut) et $B^0/\overline{B}^0$ (en bas) simulés. Ces distributions ont déjà été présentées à la figure 5.15(a), mais apparaissent plus clairement ici parce qu'elles ne sont pas «empilées» les unes sur les autres.*

Chapitre 6

La reconstruction de Δt et la fonction de résolution

Le principe des analyses temporelles est discuté au chapitre 2. Il n'y a pas de particule stable chargée qui provient directement du point de désintégration de l'$\Upsilon(4S)$; le point de production des mésons B est donc inconnu. L'observable utilisée pour suivre l'évolution temporelle des mésons B est Δt, la différence des temps propres de désintégration des deux mésons B dans un événement $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. L'intervalle de temps Δt est estimé à partir de Δz, la séparation en z ($\simeq$ axe du *boost*) des deux vertex de désintégration. Une correction pour tenir compte de l'angle entre la direction des mésons B et l'axe des z est appliquée événement par événement. Dans ce chapitre, nous décrivons l'algorithme de reconstruction de Δt ainsi que la fonction de résolution sur Δt. La reconstruction de Δz est décrite au paragraphe 6.1, et la conversion de Δz en Δt au paragraphe 6.2. La fonction de résolution de Δt et sa paramétrisation sont discutées au paragraphe 6.4.

6.1 Reconstruction de Δz

Pour chaque événement, nous reconstruisons les vertex du $B_{\rm rec}$ et du $B_{\rm opp}$ afin d'obtenir $\Delta z = z_{\rm rec} - z_{\rm opp}$, où $z_{\rm rec}$ et $z_{\rm opp}$ dénotent les coordonnées z des points de désintégration du $B_{\rm rec}$ et du $B_{\rm opp}$. Le $B_{\rm rec}$ est reconstruit complètement. Toutes les particules stables neutres et chargées dans l'état final sont reconstruites, et nous connaissons la topologie de l'arbre de désintégration. Le vertex du $B_{\rm opp}$ est reconstruit de façon inclusive à partir des traces dans l'événement qui ne sont pas associées au $B_{\rm rec}$.

6.1.1 Le vertex de désintégration du B complètement reconstruit

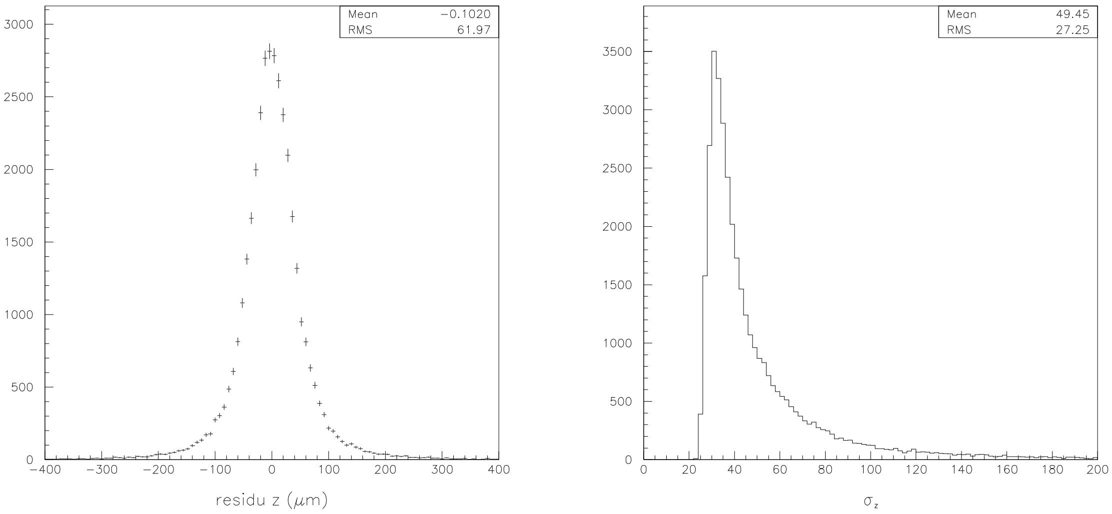
Nous utilisons l'algorithme *GeoKin* [160] pour ajuster l'arbre de désintégration du $B_{\rm rec}$. Cet algorithme procède *feuille par feuille*, c'est-à-dire que pour ajuster l'arbre $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$, par exemple, il ajuste d'abord le vertex et l'impulsion du D^0, puis il «gèle» les degrés de liberté internes du D^0 et il ajuste le vertex $D^0\pi^-$ et l'impulsion du B^-. Outre les contraintes géométriques à chaque

vertex, nous imposons des contraintes cinématiques. Les masses invariantes des candidats D^0, D^+ et π^0 sont contraintes à leurs valeurs nominales [9]. Les résonances à courtes durées de vie (ρ^+, a_1^+, K^{*0}, D^{*+}, D^{*0}, J/ψ et $\psi(2S)$) sont contraintes à se désintégrer au point où elles ont été produites («contrainte de longueur de vol nulle»). Un ajustement purement cinématique est utilisé pour déterminer l'impulsion des candidats $\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$. La direction de l'impulsion des γ est estimée à partir de la position de l'amas dans l'EMC en utilisant l'hypothèse que le π^0 s'est désintégré au vertex primaire (voir paragraphe 4.5).
La contrainte de masse et la contrainte de longueur de vol nulle améliorent la résolution spatiale sur le vertex de désintégration du B_{rec}.
Techniquement, *GeoKin* utilise une procédure itérative pour minimiser un χ^2 calculé pour le vertex en question. Les particules sont représentées par deux vecteurs à trois composantes qui représentent un point sur la trajectoire de la particule et l'impulsion en ce point, et par la matrice de covariance 6×6 correspondante. La méthode des multiplicateurs de Lagrange est utilisée pour mettre en œuvre les contraintes.

Nous rejetons les candidats B pour lesquels l'ajustement itératif avec *GeoKin* n'a pas convergé, mais nous n'appliquons pas de coupure sur le χ^2 ou sur la probabilité de χ^2.
La figure 6.1(a) montre la distribution du résidu $z_{\mathrm{reconstruit}} - z_{\mathrm{généré}}$ de la coordonnée z_{rec} du vertex du B_{rec} reconstruit dans le mode $B^- \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^-$ à partir de données simulées. Le RMS de cette distribution est de 62 μm et la moyenne de $-0{,}10 \pm 0{,}33$ μm est compatible avec zéro. La figure 6.1(b) montre la distribution de l'incertitude σ_z sur z estimée par *GeoKin*, et la figure 6.2 montre la distribution du *pull* $\frac{z_{\mathrm{reconstruit}} - z_{\mathrm{généré}}}{\sigma_z}$. La courbe de la figure 6.2 représente le résultat d'un ajustement de la distribution avec une gaussienne. La moyenne $-0{,}0049 \pm 0{,}0054$ est compatible avec zéro. La largeur ajustée $1{,}033 \pm 0{,}005$ indique que les erreurs sont raisonnablement bien estimées pour ces données simulées. Des queues non reproduites par la gaussienne sont visibles. Les résolutions en z et dans le plan transverse pour quelques modes de désintégration, ainsi que les *pulls* correspondants, sont rassemblés dans le tableau 6.1. Les résolutions sur la position en z varient entre 60 et 80 μm selon les modes de désintégration et il n'y a pas d'indication de biais. Les erreurs sont raisonnablement bien estimées. Le tableau 6.2 présente les résolutions sur l'impulsion du B_{rec} pour les modes pris comme exemple. La figure 6.3 contient une comparaison données/Monte Carlo de la distribution de la probabilité de χ^2 pour les ajustements du B_{rec}. Dans les données, la probabilité prend des valeurs plus faibles que dans la simulation. Cela indique que les erreurs sont légèrement sous-estimées pour les données.

6.1.2 Le vertex de désintégration de «l'autre B»

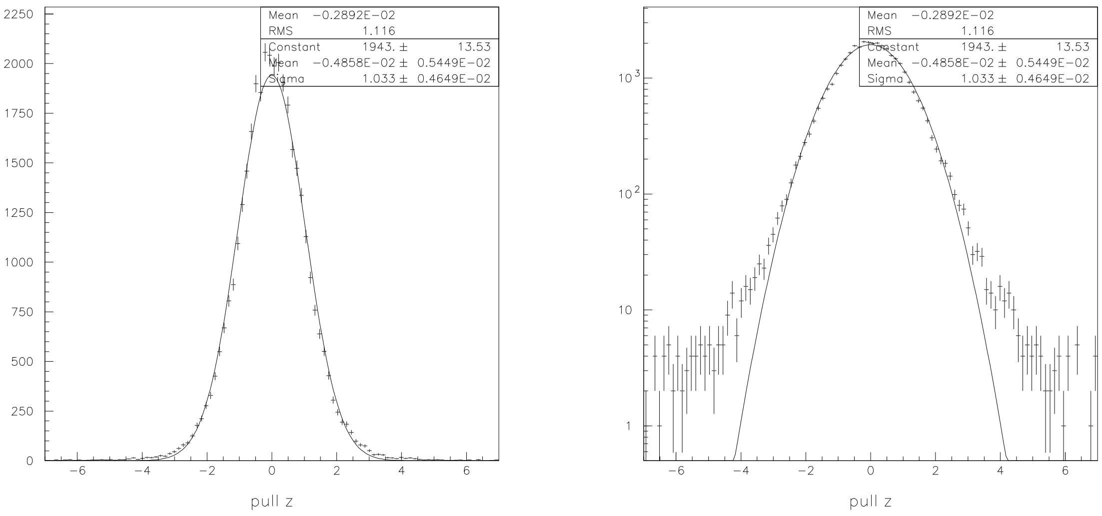
Pour obtenir une bonne efficacité, nous utilisons une technique inclusive pour reconstruire le vertex de désintégration de «l'autre B» dans l'événement (B_{opp}). Cette technique utilise toutes les traces dans l'événement qui ne sont pas associées au B_{rec}. Nous appelons *traces primaires* les traces qui proviennent directement du point de désintégration du B_{opp}. Les traces qui proviennent de la désintégration d'une par-



(a) Résidu

(b) Erreur

FIG. 6.1 – *Distribution du résidu* $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}$ *de la coordonnée* z *du vertex du* B_{rec} *et l'incertitude* σ_z *pour des données* $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$ *simulées.*



(a) Sur échelle linéaire

(b) Sur échelle logarithmique

FIG. 6.2 – *Distribution du* pull $\frac{z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}}{\sigma_z}$ *de la coordonnée* z *du vertex du* B_{rec} *pour des données* $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$ *simulées.*

Mode	résol. sur x (μm)	résol. sur y (μm)	résol. sur z (μm)	*pull* pour x	*pull* pour y	*pull* pour z
$B^0 \to D^-(\to K^+\pi^-\pi^-)\pi^+$	65	66	62	$1{,}069 \pm 0{,}006$	$1{,}069 \pm 0{,}006$	$1{,}035 \pm 0{,}006$
$B^0 \to D^-(\to K^0_S\pi^-)a_1^+$	74	72	74	$1{,}01 \pm 0{,}04$	$0{,}95 \pm 0{,}03$	$0{,}94 \pm 0{,}03$
$B^0 \to D^{*-}(\to \overline{D}^0\pi^-)\pi^+$ avec $\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	70	72	65	$1{,}08 \pm 0{,}01$	$1{,}09 \pm 0{,}01$	$1{,}06 \pm 0{,}01$
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$	64	64	62	$1{,}078 \pm 0{,}005$	$1{,}080 \pm 0{,}005$	$1{,}033 \pm 0{,}005$
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^-$	64	64	58	$1{,}064 \pm 0{,}005$	$1{,}057 \pm 0{,}005$	$1{,}040 \pm 0{,}005$
$B^- \to J/\psi(\to l^+l^-)K^-$	57	57	55	$1{,}080 \pm 0{,}004$	$1{,}077 \pm 0{,}004$	$1{,}044 \pm 0{,}005$

TAB. 6.1 – *Résolutions et* pulls *pour le vertex du $B_{\rm rec}$ pour quelques modes de désintégration, obtenus avec une simulation Monte Carlo.*

Mode	résolution sur p_x (MeV/c)	résolution sur p_y (MeV/c)	résolution sur p_z (MeV/c)
$B^0 \to D^-(\to K^+\pi^-\pi^-)\pi^+$	10,5	10,5	13,6
$B^0 \to D^-(\to K^0_S\pi^-)a_1^+$	10,6	9,3	11,8
$B^0 \to D^{*-}(\to \overline{D}^0\pi^-)\pi^+$ avec $\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	12,1	12,2	14,4
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$	10,1	10,1	12,8
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^-$	10,7	10,7	13,5

TAB. 6.2 – *Résolutions sur l'impulsion du $B_{\rm rec}$ pour quelques modes de désintégration, obtenus avec une simulation Monte Carlo.*

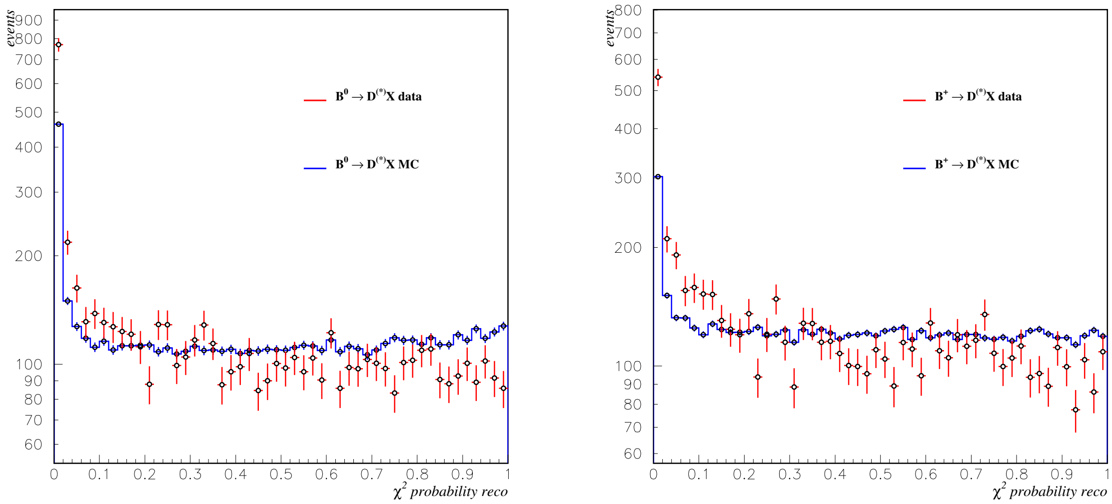


FIG. 6.3 – *Comparaison entre données (points) et simulation Monte Carlo (histogrammes) des distributions de probabilité du χ^2 de l'ajustement du vertex de désintégration du $B_{\rm rec}$ [199].*

ticule avec une grande durée de vie issue de la désintégration du B_{opp}, comme par exemple des mésons charmés, sont appelées *traces secondaires*. Le vol des particules intermédiaires tend à dégrader la résolution sur le vertex du B_{opp}. A cause du *boost*, elles volent de préférence vers l'avant, ce qui introduit un biais sur la coordonnée z_{opp} reconstruite.
Pour réduire ce biais, nous utilisons un algorithme itératif qui sélectionne les traces à prendre en compte selon leurs contributions individuelles au χ^2 du vertex du B_{opp}. Cet algorithme s'appelle *VtxTagBtaSelFit* [160, 198]. Les paires de traces qui proviennent de candidats de conversion de γ sont rejetées. Une paire de traces est un candidat de conversion de γ si :

- la distance en xy (en z) entre les deux traces est inférieure à 5 mm (1 cm),
- la distance dans l'espace entre les deux traces est inférieure à 3 cm,
- et la masse invariante du candidat γ est inférieure à 10 MeV/c^2.

Les paires de traces qui proviennent d'un candidat K_S^0 ou Λ sont remplacées par leur parent neutre. Les candidats K_S^0 (Λ) sont sélectionnés si

- la probabilité de χ^2 d'un ajustement géométrique du vertex commun aux deux traces est supérieure à 0,1 %,
- leur longueur de vol par rapport au vertex primaire projetée dans le plan transverse est supérieure à 2 (5) mm,
- l'angle d'ouverture entre les deux traces est supérieur à 200 mrad,
- la masse invariante du candidat est à moins de 7 (4) MeV/c^2 de la valeur nominale [9].

Après cette présélection des traces et V^0 (K_S^0 et Λ), la procédure itérative suivante est utilisée. Le vertex du B_{opp} est estimé à l'aide d'un ajustement global de tout l'événement. La ligne de vol du B_{opp} peut être estimée à partir du vertex de désintégration du B_{rec} et de son impulsion, la position en xy du *beam spot* et l'impulsion moyenne de l'$\Upsilon(4S)$. De la cinématique de la réaction $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, nous obtenons les contraintes suivantes (voir figure 6.4) :

$$p_{\mathrm{x,\,rec}} + p_{\mathrm{x,\,opp}} - p_{\mathrm{x},\,\Upsilon} = 0 \tag{6.1}$$

$$p_{\mathrm{y,\,rec}} + p_{\mathrm{y,\,opp}} - p_{\mathrm{y},\,\Upsilon} = 0 \tag{6.2}$$

$$p_{\mathrm{z,\,rec}} + p_{\mathrm{z,\,opp}} - p_{\mathrm{z},\,\Upsilon} = 0 \tag{6.3}$$

$$x_{\mathrm{rec}} - x_{\Upsilon} - \frac{p_{\mathrm{x,\,rec}}}{p_{\mathrm{z,\,rec}}} \cdot L^z_{\mathrm{rec}} = 0 \tag{6.4}$$

$$y_{\mathrm{rec}} - y_{\Upsilon} - \frac{p_{\mathrm{y,\,rec}}}{p_{\mathrm{z,\,rec}}} \cdot L^z_{\mathrm{rec}} = 0 \tag{6.5}$$

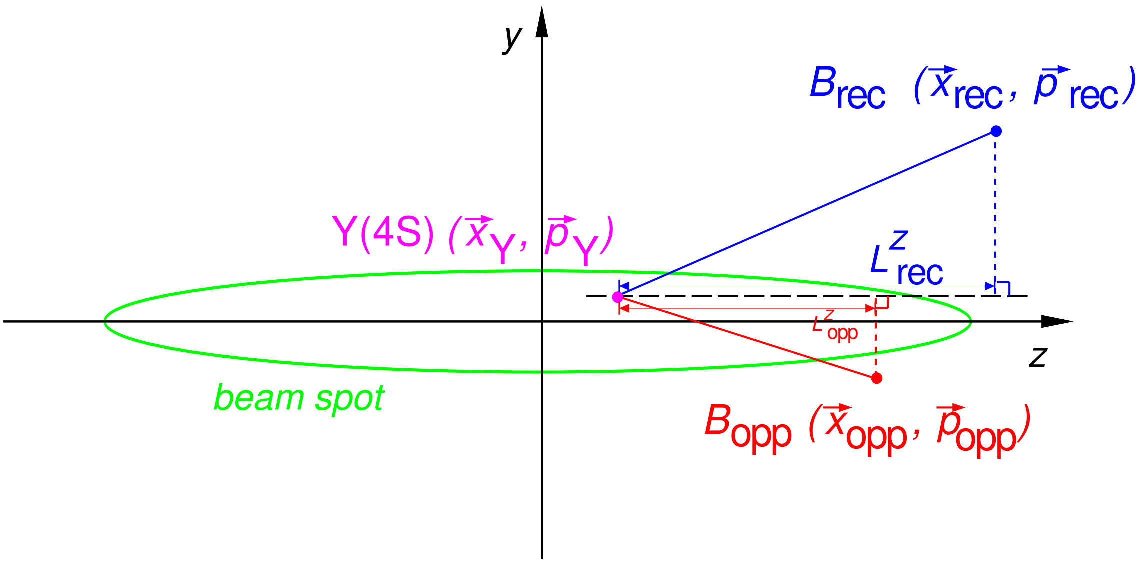


FIG. 6.4 – *Définition des variables que nous utilisons pour décrire la cinématique de la désintégration* $\Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$*. Nous utilisons les conventions* $\vec{x}_{\rm rec} = \{x_{\rm rec},\ y_{\rm rec},\ z_{\rm rec}\}$, $\vec{p}_{\rm rec} = \{p_{\rm x,\,rec},\ p_{\rm y,\,rec},\ p_{\rm z,\,rec}\}$*, et leurs analogues pour le* $B_{\rm opp}$ *et l'*$\Upsilon(4S)$*. La figure n'est pas à l'échelle. En particulier, les dimensions du* beam spot *sont* 120 $\mu m \times 6\ \mu m \times 9$ *mm, et l'angle d'ouverture entre les deux mésons B est toujours inférieur à 214* mrad.

$$x_{\rm opp} - x_{\Upsilon} - \frac{p_{\rm x,\,opp}}{p_{\rm z,\,opp}} \cdot L^z_{\rm opp} = 0 \tag{6.6}$$

$$y_{\rm opp} - y_{\Upsilon} - \frac{p_{\rm y,\,opp}}{p_{\rm z,\,opp}} \cdot L^z_{\rm opp} = 0 \tag{6.7}$$

$$z_{\rm opp} - z_{\rm rec} + L^z_{\rm rec} - L^z_{\rm opp} = 0\ . \tag{6.8}$$

Le jeu de contraintes (6.1) à (6.8) est appelé «pseudo-trace». En effet, la cinématique de la désintégration de l'$\Upsilon(4S)$ et l'étroitesse du faisceau en y déterminent le trajet du $B_{\rm opp}$, sur lequel doit se trouver son vertex de désintégration.
L'ajustement global utilise à l'entrée :

- la position et l'impulsion ainsi que la matrice de covariance 6×6 correspondante pour chaque trace et V^0 associé au $B_{\rm opp}$,
- la position et l'impulsion du candidat $B_{\rm rec}$ avec la matrice de covariance 6×6 correspondante,
- la position du *beam spot* dans le plan xy avec la matrice de covariance 2×2 associée, et
- l'impulsion moyenne de l'$\Upsilon(4S)$.

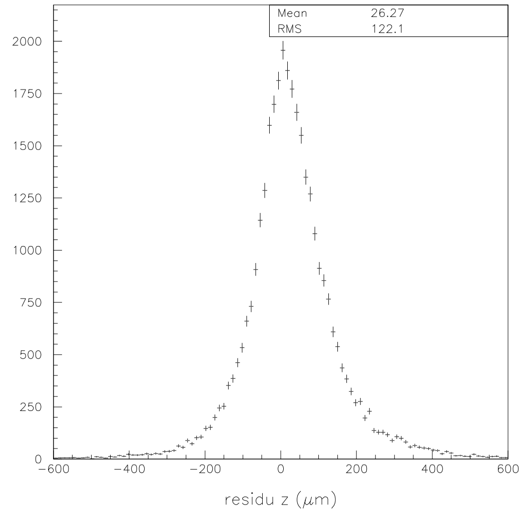
A la sortie, nous obtenons les valeurs ajustées de tous ces paramètres (sauf l'impulsion de l'$\Upsilon(4S)$) ainsi que des inconnues suivantes :

– la position et l'impulsion du B_{opp}, $\{x_{\text{opp}}, y_{\text{opp}}, z_{\text{opp}}\}$ et $\{p_{\text{x,opp}}, p_{\text{y,opp}}, p_{\text{z,opp}}\}$,

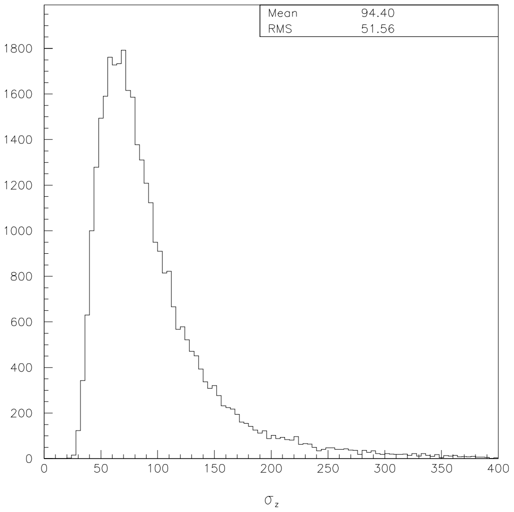
– les longueurs de désintégration projetées sur z des deux candidats B, L^z_{rec} et L^z_{opp}.

Techniquement, le même code que dans *GeoKin* est utilisé pour minimiser une expression de χ^2 permettant de satisfaire les contraintes géométriques au vertex du B_{opp} (associées à des multiplicateurs de Lagrange) et les contraintes (6.1) à (6.8). La position du *beam spot* et l'impulsion moyenne de l'$\Upsilon(4S)$ sont estimées *run* par *run* (voir paragraphes 4.4 et 4.3). L'incertitude sur $|\vec{p}_\Upsilon|$ due à la fluctuation de l'énergie des faisceaux est de l'ordre de 6 MeV/c et donc négligeable par rapport à l'incertitude sur chaque composante de $\vec{p}_{\text{rec}}$. La position du *beam spot* est utilisée comme approximation de la position de l'$\Upsilon(4S)$, la matrice de covariance décrivant la taille du *beam spot*. L'estimation de l'incertitude sur la position en y est augmentée de 5-6 μm (voir paragraphe 4.4) à 10 μm pour tenir compte d'incertitudes dans la détermination du centre du *beam spot*. En x, ces incertitudes sont négligeables par rapport à la taille du *beam spot*.
A cause de la grande différence entre la taille du *beam spot* en x et y, L^z_{rec} est essentiellement déterminé par l'équation (6.5) ; l'équation (6.4) pour la coordonnée x apporte peu d'information supplémentaire. La situation pour les équations (6.6) et (6.7) est similaire. C'est essentiellement notre bonne connaissance de la position en y de l'$\Upsilon(4S)$ qui apporte de l'information, et nous négligeons le petit angle entre l'axe des faisceaux de l'axe des z dans le plan xOz.
Après l'ajustement global, la trace ou le V^0 avec la plus grande contribution au χ^2 est éliminé si cette contribution est supérieure à $\chi^2_{\text{max}} = 6$, et l'ajustement est répété. Cette procédure itérative est arrêtée quand plus aucune trace et aucun V^0 ne satisfont le critère d'élimination, ou toutes les traces et V^0 ont été éliminés. On note $n_{\text{trk}+V^0}$ le nombre de traces et V^0 à partir desquels le vertex final du B_{opp} est construit.

La figure 6.5(a) montre la distribution du résidu $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}$ de la coordonnée z_{opp} du vertex du B_{opp} reconstruit à partir de données simulées. Dans ces événements, le B_{rec} est reconstruit dans le canal $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$. Le RMS de cette distribution est 122 μm, et la moyenne est $26{,}3 \pm 0{,}7$ μm. La figure 6.5(b) montre la distribution de l'incertitude σ_z sur z estimée par *VtxTagBtaSelFit*. La résolution sur la position en z est moins bonne que la résolution correspondante pour le B_{rec}. La résolution sur Δz est donc dominée par le vertex opposé. Le *pull* $\frac{z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}}{\sigma_z}$ est représenté dans la figure 6.6. Le RMS de la distribution est 1,25 et la moyenne $0{,}316 \pm 0{,}007$. La présence de traces secondaires biaise notre estimation de z_{opp}, et elle rend les erreurs correspondantes non-gaussiennes.

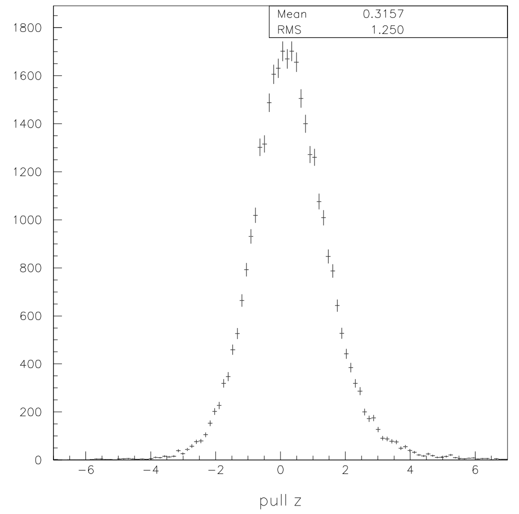


(a) Résidu

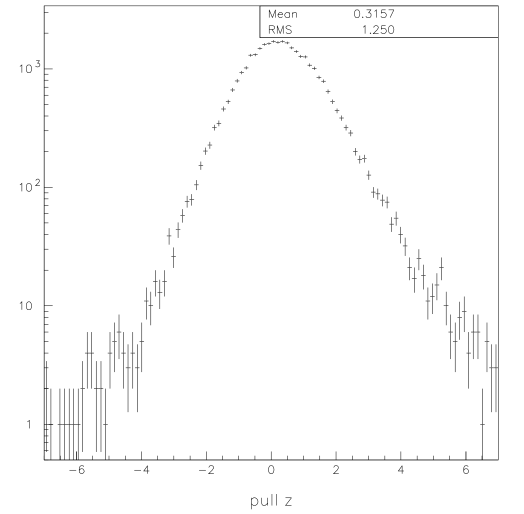


(b) Erreur

FIG. 6.5 – *Distribution du résidu* $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}$ *de la coordonnée* z *du vertex du* B_{opp} *et l'incertitude* σ_z *pour des données* $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$ *simulées.*

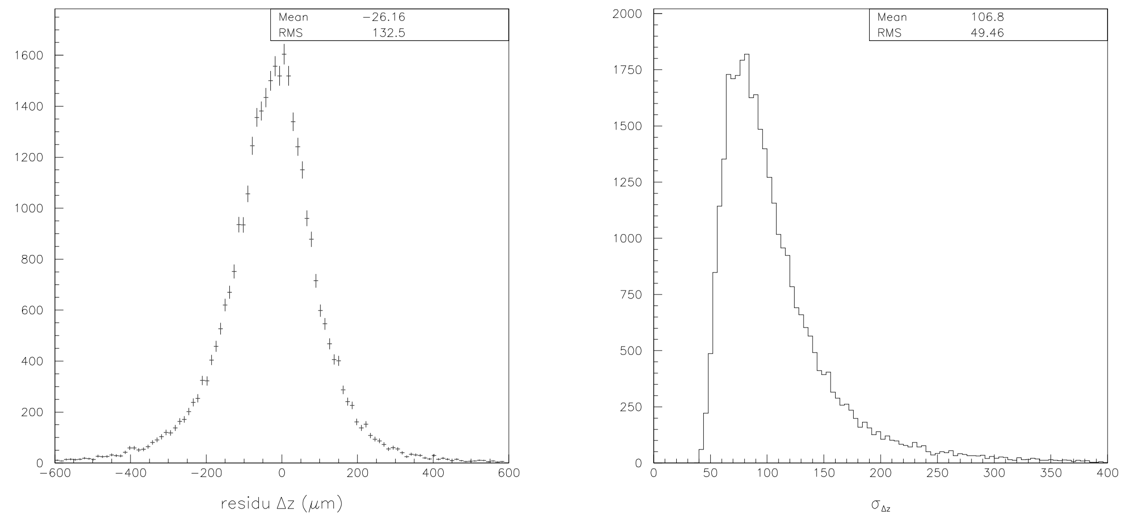


(a) Sur échelle linéaire



(b) Sur échelle logarithmique

FIG. 6.6 – *Distribution du* pull $\frac{z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{généré}}}{\sigma_z}$ *de la coordonnée* z *du vertex du* B_{opp} *pour des données simulées.*



(a) Résidu (b) Erreur

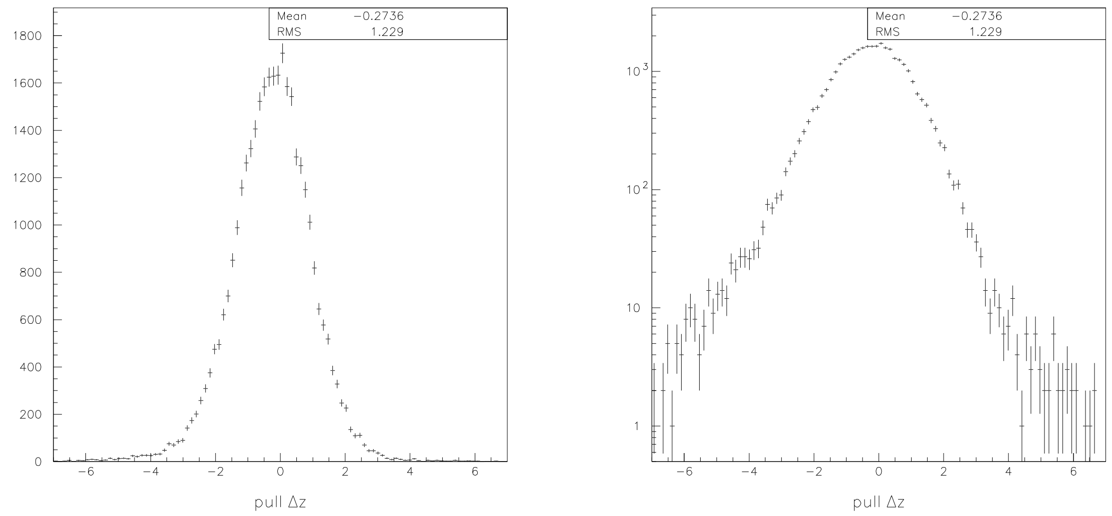
FIG. 6.7 – *Distribution du résidu* $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ *et de l'incertitude* $\sigma_{\Delta z}$ *pour des données simulées.*

6.1.3 Résolution de Δz

La séparation Δz est estimée à partir des valeurs de L^z_{rec} et L^z_{opp} obtenues de l'ajustement global. L'erreur $\sigma_{\Delta z}$ est estimée à partir des incertitudes sur L^z_{rec} et L^z_{opp}, et de la covariance correspondante. La figure 6.7(a) montre la distribution du résidu $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ pour des données simulées. Dans ces événements, le B_{rec} est reconstruit dans le canal $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$. Le RMS de cette distribution est 133 μm et la moyenne est $-26{,}2 \pm 0{,}7$ μm. La figure 6.7(b) montre la distribution de l'incertitude $\sigma_{\Delta z}$. Le *pull* $\frac{\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta z}}$ est représenté à la figure 6.8.

Les améliorations de résolution qu'apportent d'une part le traitement des paires compatibles avec un γ ou un V^0 et, d'autre part, l'application de la contrainte de pseudo-trace sont illustrées aux figures 6.9 et 6.10. Elles montrent un resserrement de la distribution des résidus $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ lorsque ces critères sont séparément appliqués à un échantillon d'événements simulés où le B_{rec} est un B^- se désintégrant en $B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$. Outre une réduction marginale de la résolution sur Δz, ces critères servent surtout à réduire les queues de la distribution du résidu. La réduction des ces queues est importante pour la mesure de la durée de vie des mésons B. Les événements dans ces queues sont à l'origine d'une des incertitudes systématiques dominantes, comme nous le verrons au chapitre 9.

La figure 6.11 montre la largeur (RMS) et la moyenne de la distribution du résidu $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ en fonction de $\sigma_{\Delta z}$. Des événements B^+B^- du «cocktail B chargé vers charme ouvert» ont été utilisés ici, mais le même comportement qualitatif est observé pour événements B^+B^- où le B_{rec} se désinègre vers un état charmonium, et pour des événements $B^0\overline{B}^0$. Les événements avec grand $\sigma_{\Delta z}$ tendent à avoir



(a) Sur échelle linéaire

(b) Sur échelle logarithmique

FIG. 6.8 – *Distribution du* pull $\frac{\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta z}}$ *pour des données simulées.*

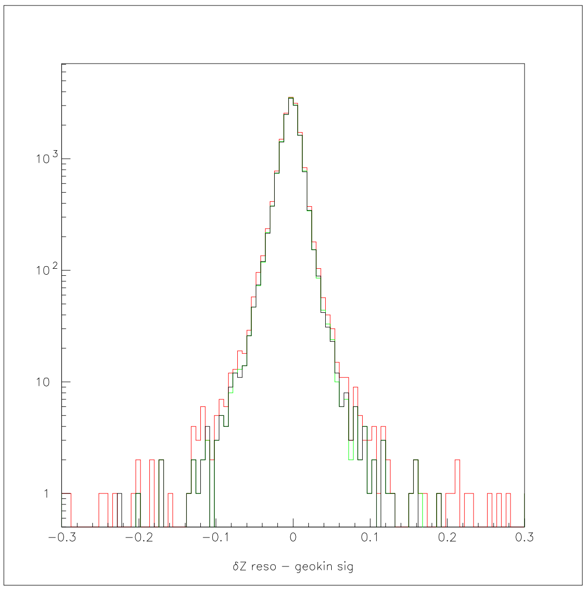


FIG. 6.9 – *Comparaison des distributions du résidu $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ pour la reconstruction des mêmes événements avec (histogramme noir) et sans (histogramme rouge) rejection de conversions de γ et reconstruction explicite de V^0. L'histogramme vert est obtenu si seulement les «vrais V^0», identifiés en utilisant l'information du générateur Monte Carlo, sont reconstruits explicitement.*

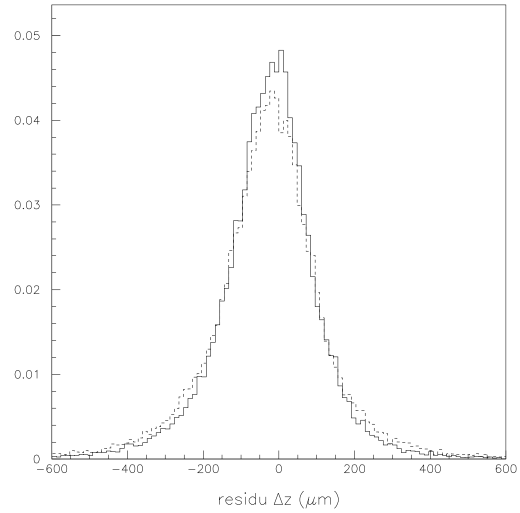
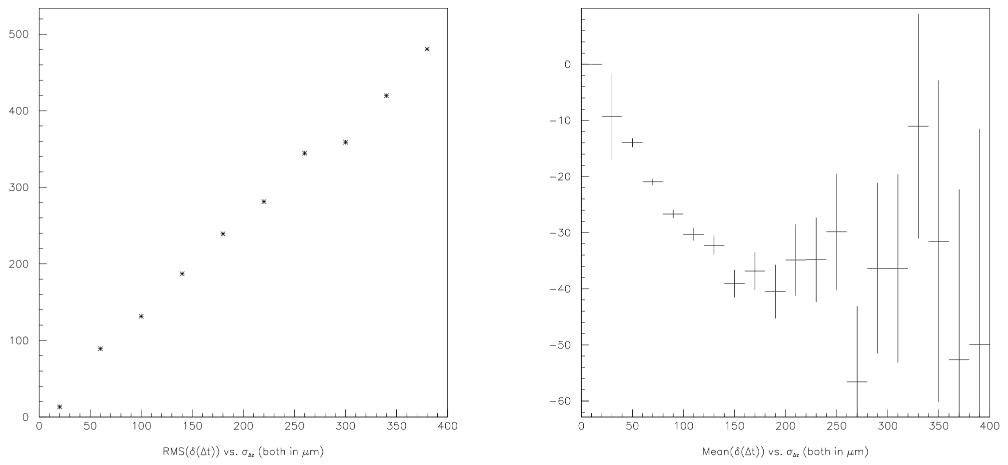


FIG. 6.10 – *Comparaison des distributions du résidu* $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ *pour la reconstruction des mêmes événements avec (courbe continue) et sans (courbe pointillée) la contrainte de la pseudo-trace. Les deux histogrammes ont été normalisés à la même surface. Avec pseudo-trace, le RMS de la distribution est* 132,5 *μm et la moyenne est* −26,16 *μm. Sans pseudo-trace, le RMS et la moyenne sont respectivement* 150,4 *μm et* −27,71 *μm. La fraction d'événements en dehors des bornes de l'histogramme est de* 0,008 *(*0,023*) pour la raconstruction avec (sans) pseudo-trace.*



(a) (b)

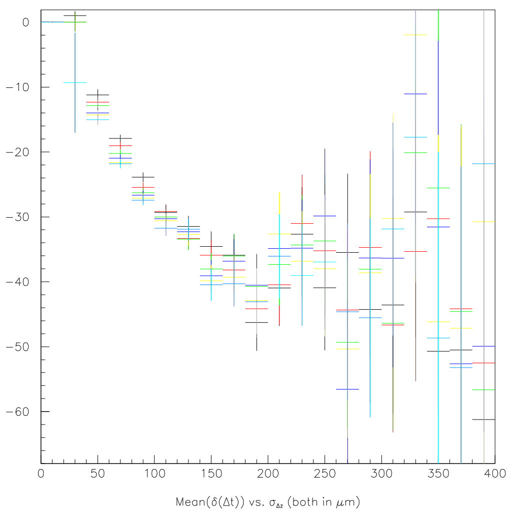
FIG. 6.11 – *RMS (a) et moyenne (b) du résidu* $\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}$ *en fonction de* $\sigma_{\Delta z}$.

un grand résidu (valeur absolue). Cela montre que l'incertitude $\sigma_{\Delta z}$ est bien une mesure de la résolution sur Δz. La figure 6.11(b) démontre l'existence de corrélations entre le biais sur Δz et $\sigma_{\Delta z}$. L'origine de ces corrélations est expliquée au paragraphe suivant.

6.1.4 Origine des corrélations entre le biais et l'erreur événement par événement

L'algorithme *VtxTagBtaSelFit* utilise une procédure basée sur les contributions des traces individuelles au χ^2 de l'ajustement global de l'événement pour rejeter les traces secondaires. On peut soupçonner que cette procédure de rejection de traces est à l'origine des corrélations. Nous testons cette hypothèse. La valeur maximale χ^2_{max} acceptée de la contribution d'une trace au χ^2 est un paramètre de l'algorithme. La figure 6.12 montre le biais sur Δz en fontion de $\sigma_{\Delta z}$ pour différentes valeurs de χ^2_{max}. La pente de la courbe de la figure 6.12 dépend très légèrement de la valeur de la coupure, mais la forme de la courbe reste essentiellement inchangée. Si la rejection des traces était à l'origine des corrélations, l'impact des variations du paramètre χ^2_{max} aurait été plus important. Nous concluons que la contribution dominante aux corrélations ne peut pas provenir de la rejection des traces.

VtxTagBtaSelFit essaye de sélectionner les traces qui proviennent d'un vertex commun. La contrainte de la pseudo-trace privilégie la convergence sur le vertex du B_{opp} plutôt que sur le vertex déplacé d'une particule charmée ou étrange issue de la désintégration du B_{opp}. Toutefois, le plus souvent, la résolution sur les traces ne permet pas de séparer les différents vertex des produits de désintégration du B_{opp}. L'ensemble des traces sélectionnées pour ajuster le vertex du B_{opp} contient



Couleur de l'histogramme	χ^2_{max}
noir	3
rouge	4
vert	5
bleu foncé	6 (valeur nominale)
jaune	7
rose	8
bleu clair	9

FIG. 6.12 – *La même distribution que dans la figure 6.11(b), pour plusieurs valeurs de la coupure* χ^2_{max} *sur les contributions des traces individuelles au* χ^2 *dans* VtxTagBtaSelFit*. Les mêmes événements générés ont été utilisés dans tous les cas, mais l'efficacité de reconstruction dépend de la valeur de la coupure. Le profil pour la coupure à 3 contient 104k événements reconstruits, le profil pour la coupure à 9 contient 111k événements reconstruits [200].*

à la fois des traces primaires et secondaires. S'il y a exactement une particule intermédiaire avec grande durée de vie (par exemple un méson D) parmi les produits de désintégration du B_{opp}, alors nous avons deux déterminations du vertex de désintégration du B_{opp}. La première, due aux traces primaires, est non-biaisée, et la deuxième, due aux traces secondaires, est biaisée vers l'avant. Le résultat de l'ajustement du vertex du B_{opp} est la moyenne pondérée des deux déterminations, où les incertitudes sur les paramètres des traces primaires et secondaires déterminent le poids des deux déterminations. Le biais sur la position en z du vertex ajusté dépend de la séparation en z du vertex du B_{opp} et du vertex de la particule intermédiaire. Pour une espèce donnée de particule intermédiaire, cette séparation dépend de l'angle θ (voir figure 6.13) entre la direction de vol de la particule intermédiaire et l'axe z. Comme illustré dans la figure 6.13 et discuté dans la légende de cette figure, le poids du vertex de la particule intermédiaire dépend également de l'angle θ. Ceci est une source de corrélation entre le biais sur Δz et l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta z}$. Nous démontrons qu'il s'agit de la source principale.

Nous utilisons le même ensemble d'événements que précédemment pour obtenir une estimation quantitative de la taille et l'excentricité de l'ellipse des erreurs pour un vertex de méson D typique, ainsi que de la taille typique de la projection sur l'axe z de l'ellipse des erreurs pour le vertex commun des traces primaires. La figure 6.14 montre, au niveau des quadri-vecteurs simulés, les distributions de la longueur de vol en 3D et de l'angle θ pour des mésons D^0, D^+ et D_s^+ issus de la désintégration du B_{opp}. Nous utilisons notre connaissance parfaite des événements simulés pour sélectionner parmi les événements retenus par *VtxTagBtaSelFit* ceux qui contiennent un seul méson charmé (D^0, D^+ ou D_s^+) dans la chaîne de désintégration du B_{opp}. Nous utilisons l'association Monte Carlo (voir paragraphe 4.2) pour identifier parmi les traces sélectionnées par *VtxTagBtaSelFit* l'ensemble de traces primaires et l'ensemble des traces qui proviennent directement du méson D. Si l'ensemble de traces du D contient plus d'une trace, nous utilisons *GeoKin* (voir paragraphe 6.1.1) pour ajuster le vertex commun de ces traces. Nous transformons la matrice de covariance pour le vertex ainsi obtenu dans le repère $\{u,v,w\}$. L'axe w est parallèle à la direction du méson D générée. Les deux autres axes sont perpendiculaires à l'axe w et définis dans le titre de la figure 6.15. Les distributions des projections de la matrice des erreurs sur les trois axes sont montrées dans la figure 6.15. Comme attendu par symétrie, les valeurs moyennes des erreurs sur u et sur v sont identiques (170 μm). La valeur moyenne de l'erreur sur w est plus grande (240 μm) : en moyenne, l'ellipse des erreurs dans la figure 6.13 est effectivement une ellipse plutôt qu'un cercle. Si l'ensemble de traces primaires contient plus d'une trace, nous utilisons *GeoKin* pour leur ajuster un vertex commun. Le dernier histogramme dans la figure 6.15 montre la distribution de l'erreur sur z estimée à partir de l'ajustement. La valeur moyenne de cette erreur est du même ordre que l'erreur sur le vertex du D projetée sur l'axe perpendiculaire à la direction de vol du D.

Nous construisons un modèle simple pour illustrer que l'effet décrit dans la figure 6.13 est la source dominante de corrélation entre Δz et $\sigma_{\Delta z}$. Soient σ_v et σ_w le petit et le grand axes de l'ellipse des erreurs sur le vertex du D, et σ_B la projection

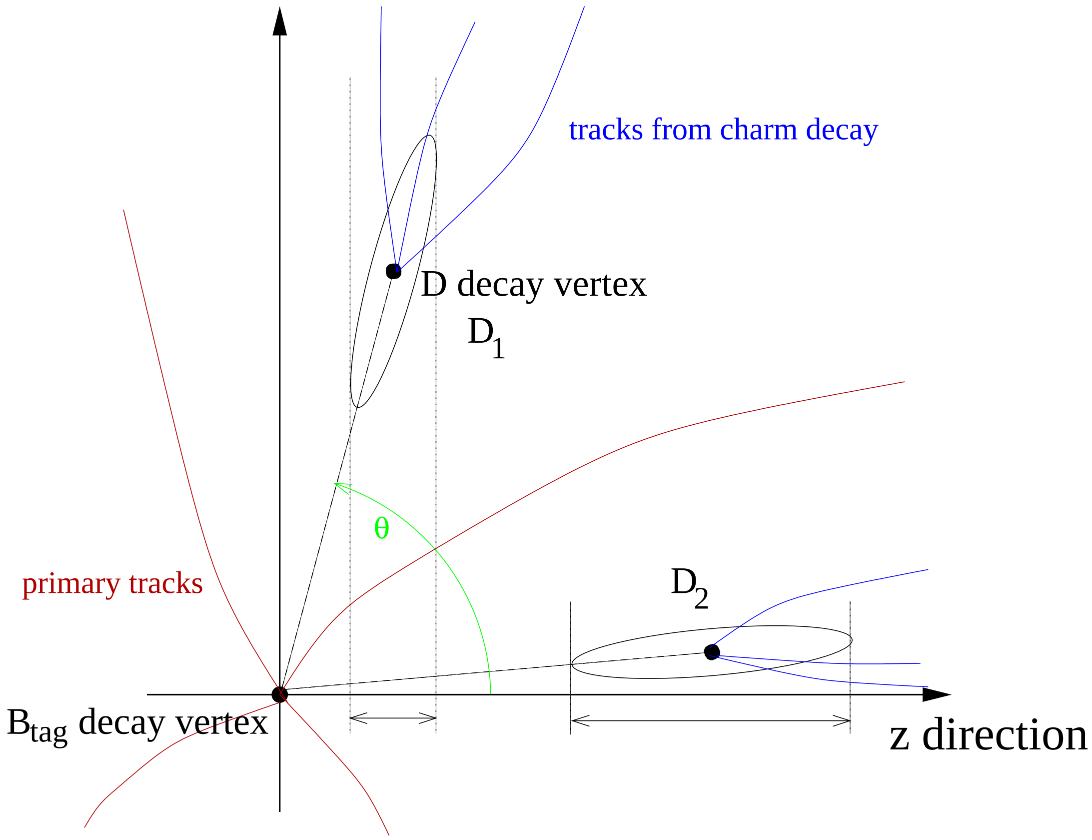


FIG. 6.13 – *Illustration de l'effet à l'origine de la contribution dominante aux corrélations entre l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta z}$ et le biais sur Δz. La figure montre le vertex de désintégration du $B_{\rm opp}$ dans le référentiel du détecteur. Les traces primaires n'ont pas de direction préférée dans le référentiel du $B_{\rm opp}$, et elles sont seulement légèrement* boostées *vers l'avant dans le référentiel du détecteur. La figure contient aussi deux exemples d'un méson D (D_1 et D_2)qui provient du $B_{\rm opp}$ et qui se désintègre après avoir volé. Les traces secondaires issues du vertex de désintégration du D sont distribuées dans un cône autour de la direction de vol du D. L'ellipse autour du vertex de désintégration du D illustre l'ellipse des erreurs sur le vertex qui peut être reconstruit à partir des traces secondaires du D quand elles sont identifiées (Monte Carlo). D_2 vole essentiellement vers l'avant, et D_1 vole essentiellement dans le plan transverse. Pour une espèce de méson D donnée, la longueur de vol en z tend à être plus grande pour le D_2 que pour le D_1. Si l'ellipse des erreurs a la même taille dans les deux cas, alors sa projection sur l'axe z est plus grande pour le méson D qui vole vers l'avant. La figure n'est pas à l'échelle.*

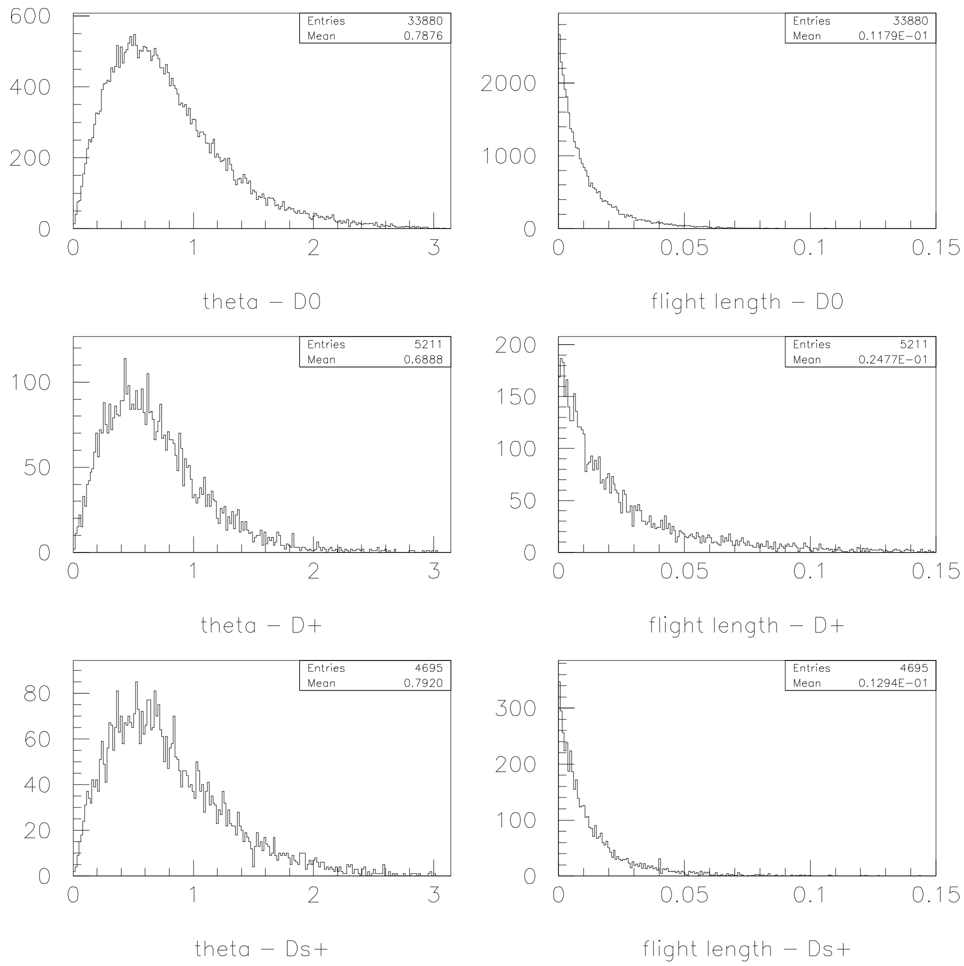


FIG. 6.14 – *Distributions au niveau générateur de θ (à gauche, défini dans la figure 6.13) et de la longueur de vol en 3D (à droite) pour des espèces différentes de mésons D (D^0, D^+ et D_s^+) issus de la désintégration du B_{opp}. La longueur de vol est mesurée en centimètres. La valeur moyenne de la longueur de vol, moyennée sur les trois espèces de mésons D, est 135 μm.*

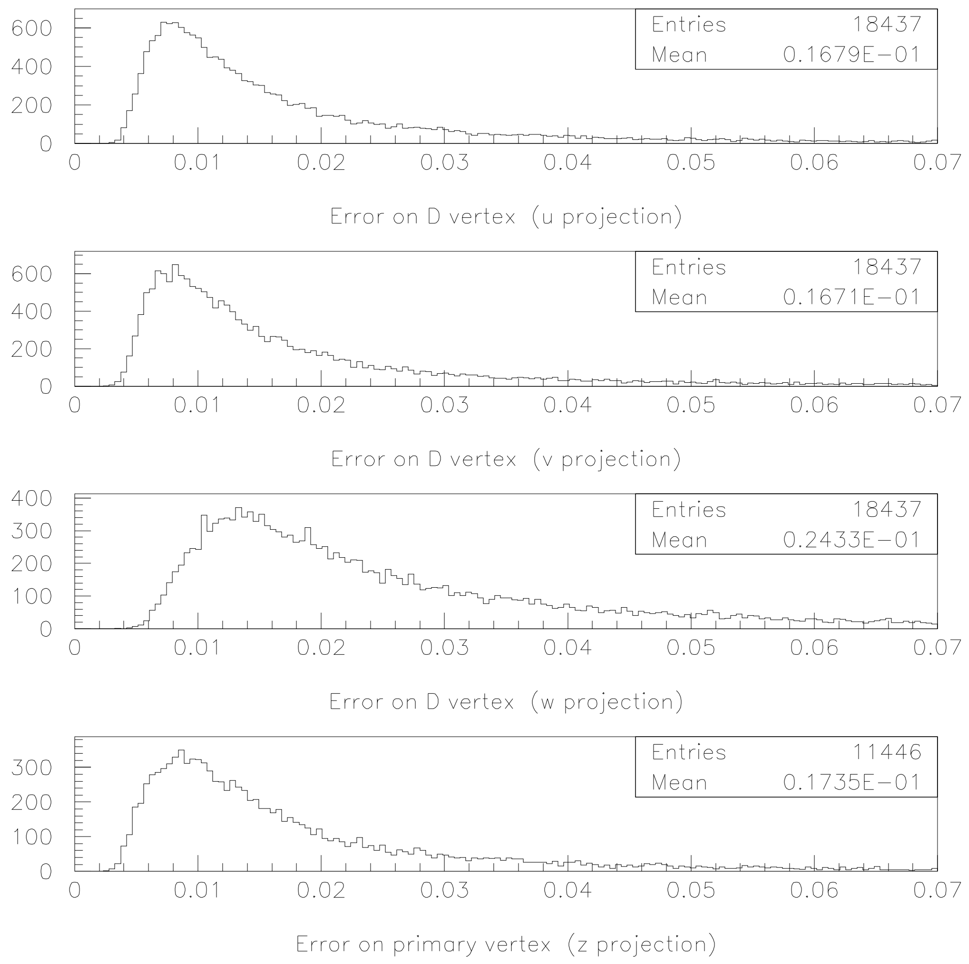


FIG. 6.15 – *Les trois premiers histogrammes montrent les distributions d'erreurs sur le vertex des traces qui proviennent directement du méson D sélectionnées par* VtxTagBtaSelFit*. L'axe w est parallèle à la direction de vol du méson D simulée. L'axe v est perpendiculaire à l'axe w et à l'axe x du repère de BABAR, et l'axe u est perpendiculaire aux axes v et w. Le dernier histogramme montre la distribution de la projection sur z de l'erreur sur le vertex commun des traces primaires sélectionnées par* VtxTagBtaSelFit*. Unité : centimètres.*

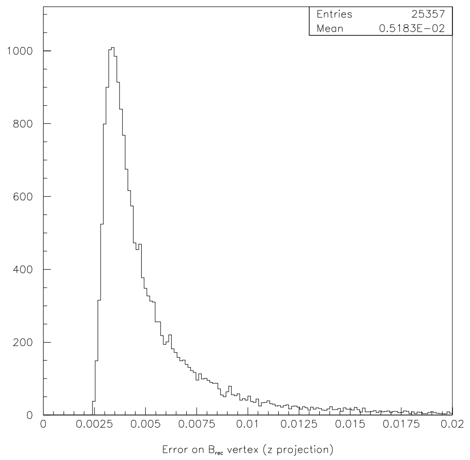


FIG. 6.16 – *Distribution de la projection sur z de l'erreur sur le vertex de désintégration du B_{rec} ajusté.*

sur z de l'ellipse des erreurs sur le vertex commun des traces primaires. La projection sur z de l'erreur sur le vertex du D est

$$\sigma_D = \sqrt{(\cos\theta \cdot \sigma_w)^2 + (\sin\theta \cdot \sigma_v)^2}\ . \tag{6.9}$$

Le biais δ sur la position en z du vertex du B_{opp} peut être calculé à partir de la moyenne pondérée des deux déterminations du vertex du B_{opp}. Il vaut

$$\delta = \frac{\sigma_z^2}{\sigma_D^2} \cdot \cos\theta \cdot l\ , \tag{6.10}$$

où

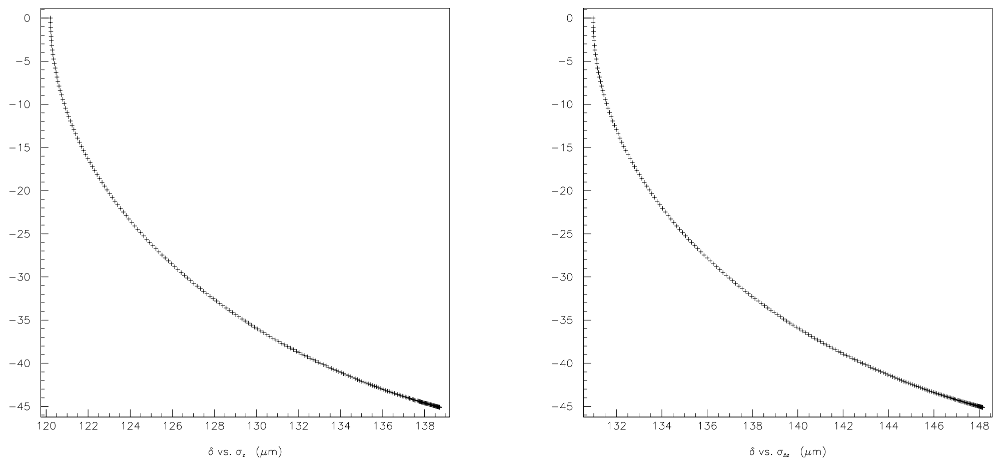
$$\frac{1}{\sigma_z^2} = \frac{1}{\sigma_D^2} + \frac{1}{\sigma_B^2} \tag{6.11}$$

définit l'erreur σ_z sur la position en z du vertex du B_{opp}, et l est la distance (en 3D) entre les vertex de désintégration du B_{opp} et du méson D. Dans ce modèle, l'erreur sur Δz vaut

$$\sigma_{\Delta z} = \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_{B_{\text{rec}}}^2}\ , \tag{6.12}$$

où $\sigma_{B_{\text{rec}}}$ dénote l'erreur sur la position en z du vertex de désintégration du B_{rec}. La figure 6.16 montre la distribution de $\sigma_{B_{\text{rec}}}$ pour les mêmes événements simulés qui ont été utilisés pour la figure 6.15. La valeur moyenne est 52 μm, et comme nous le savons déjà, l'erreur sur Δz est dominée par l'erreur sur le vertex du B_{opp}.

La figure 6.17 montre comment δ dépend de σ_z et de $\sigma_{\Delta z}$ dans le modèle pour un jeu particulier réaliste de valeurs des paramètres σ_v, σ_w, σ_B, l et $\sigma_{B_{\text{rec}}}$. Le début des courbes à $\delta = 0$ μm correspond à $\theta = \frac{\pi}{2}$, la fin des courbes à biais maximum correspond à $\theta = 0$.

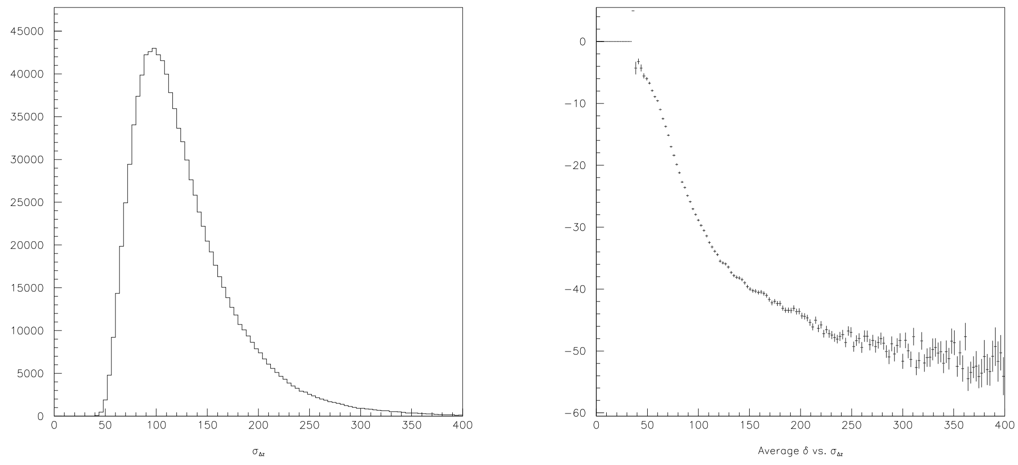


(a) (b)

FIG. 6.17 – *δ en fonction de σ_z (a) et de $\sigma_{\Delta z}$ (b) pour le modèle analytique décrit dans le texte, et pour un jeu particulier de valeurs des paramètres : $\sigma_v = 170$ μm, $\sigma_w = 240$ μm, $\sigma_B = 170$ μm, $l = 135$ μm et $\sigma_{B_{\rm rec}} = 52$ μm. Ces choix correspondent à la valeur moyenne de chaque paramètre obtenu à partir du Monte Carlo complet (voir figures 6.14, 6.15 et 6.16).*

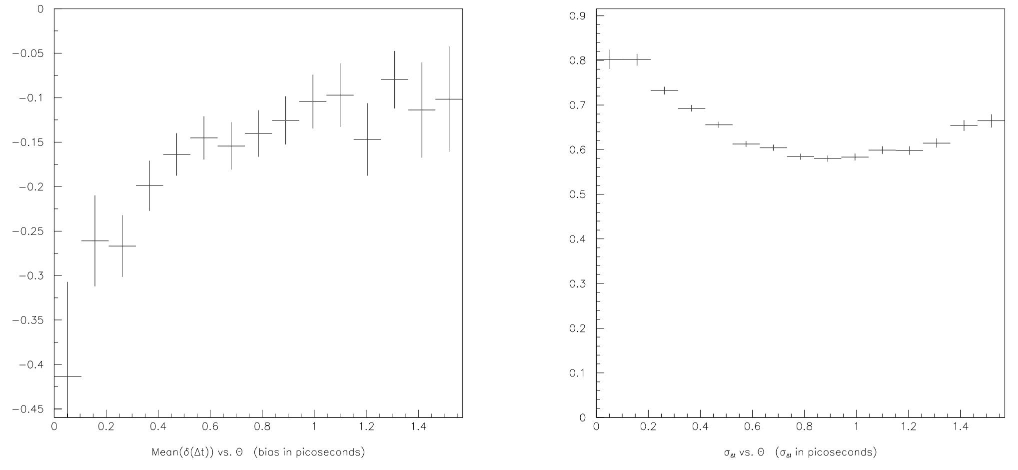
Pour tenir compte des distributions des valeurs des paramètres, nous générons un million d'événements suivant le modèle. Pour chaque événement, nous générons des valeurs pour les paramètres σ_v, σ_w, σ_B, θ et $\sigma_{B_{\rm rec}}$ à partir des histogrammes dans les figures 6.14, 6.15 et 6.16. Comme le modèle est linéaire en l, nous utilisons $l = 135$ μm (voir figure 6.14 et sa légende) pour tous les événements. La figure 6.18 présente la distribution de l'erreur $\sigma_{\Delta z}$ et de δ en fonction de $\sigma_{\Delta z}$ ainsi obtenus. Ces deux graphes ont la même allure que ceux du Monte Carlo complet (figures 6.7(b) et 6.11(b)). Notre modèle simple basé sur l'effet illustré à la figure 6.13 reproduit donc les corrélations observées avec la simulation Monte Carlo complète. Nous avons identifié la source dominante de corrélation.

Nous revenons au Monte Carlo complet sélectionnant parmi les événements retenus par *VtxTagBtaSelFit* ceux avec un méson D issu du $B_{\rm opp}$. La figure 6.19(a) montre la variation du biais sur Δt avec la direction de vol θ du méson D générée. Cette courbe est décrite approximativement par une ligne droite qui passe par le point $\left[\theta = \frac{\pi}{2}, \text{biais} = 0\right]$. La figure 6.19(b) montre la dépendance en θ de la moyenne de l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta t}$. Dans la région où $\theta \lesssim 1$ qui contient la majorité des événements (voir distributions de θ dans la figure 6.14), la courbe est décrite approximativement par une ligne droite qui passe par $\left[\theta = \frac{\pi}{2}, \text{biais} = 0\right]$. En combinant ces deux courbes et en éliminant θ, nous obtenons le résultat que nous connaissons déjà de la figure 6.11(b) : le biais sur Δt est approximativement proportionnel à $\sigma_{\Delta t}$.



(a) (b)

FIG. 6.18 – *Distribution de l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta z}$ (a) et de la moyenne de δ en fonction de $\sigma_{\Delta z}$ (b) obtenus avec le Monte Carlo décrit dans le texte. Les premiers bins dans le profil (b) sont vides.*



(a) (b)

FIG. 6.19 – *Biais sur Δt (a) et valeur moyenne de $\sigma_{\Delta t}$ (b) en fonction de θ pour la simulation Monte Carlo complète.*

6.2 Conversion de Δz en Δt

Dans ce paragraphe, nous discutons l'estimation de Δt à partir de Δz. Pour un événement donné, l'intervalle de temps Δt entre la désintégration du B_{rec} et du B_{opp} est

$$\Delta t = t_{\mathrm{rec}} - t_{\mathrm{opp}} = m_B \cdot \left[\frac{L^z_{\mathrm{rec}}}{p_{\mathrm{z,\,rec}}} - \frac{L^z_{\mathrm{opp}}}{p_{\mathrm{z,\,opp}}} \right] , \tag{6.13}$$

où m_B dénote la masse du méson B (B^0 ou B^+). Pour calculer Δt, il nous faut les deux longueurs de désintégration (ou la projection des deux longueurs sur un axe donné) et les impulsions des deux mésons B (ou encore la projection des impulsions sur le même axe). Le calcul exact de Δt nécessite donc la connaissance du point de production des mésons B. Comme nous reconstruisons le B_{rec} complètement et comme nous avons une bonne mesure de l'impulsion moyenne de l'$\Upsilon(4S)$ (voir paragraphe 4.3), nous connaissons $p_{\mathrm{z,\,rec}}$ et $p_{\mathrm{z,\,opp}}$ avec bonne précision. En principe, *VtxTagBtaSelFit* fournit une estimation de L^z_{rec} et L^z_{opp} (voir paragraphe 6.1.2). En pratique, les erreurs sur ces deux quantités sont grandes et corrélées à presque 100 %. En l'absence de particule stable chargée provenant du point de désintégration de l'$\Upsilon(4S)$, le point de production des deux mésons B est inconnu. Nous avons seulement une estimation raisonnablement précise de Δz, la différence des deux longueurs de désintégration L^z_{rec} et L^z_{opp}. Nous utilisons une estimation approximative de Δt à partir de Δz.

La séparation Δz peut être exprimée en fonction des temps propres de désintégration t_{rec} et t_{opp} :

$$\Delta z = \beta_z \gamma \gamma^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} c(t_{\mathrm{rec}} - t_{\mathrm{opp}}) + \gamma \beta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} \gamma^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} \cos\theta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} \cdot c(t_{\mathrm{rec}} + t_{\mathrm{opp}}) , \tag{6.14}$$

où γ et β_z sont le facteur de Lorentz et la projection de la vitesse de l'$\Upsilon(4S)$ sur l'axe z dans le repère de *BABAR*, respectivement. $\gamma^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}}$, $\beta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}}$ et $\theta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}}$ sont, respectivement, le facteur de Lorentz, la vitesse et l'angle par rapport à l'axe des faisceaux du B_{rec} dans le repère de l'$\Upsilon(4S)$. Quand on néglige l'énergie libérée dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, alors $\beta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} = 0$, $\gamma^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} = 1$, et on obtient

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{\beta_z \gamma c} . \tag{6.15}$$

Dans l'expérience *BABAR*, $\beta_z\gamma \simeq 0{,}56$ et $\gamma \simeq 1{,}15$.

L'impulsion des mésons B dans le repère de l'$\Upsilon(4S)$, calculée à partir des masses de l'$\Upsilon(4S)$ et des mésons B [9] est $\simeq 340$ MeV/c, ce qui correspond à $\gamma^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} \simeq 1{,}002$ et $\beta^{\mathrm{cms}}_{\mathrm{rec}} \simeq 0{,}064$. Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour estimer l'effet sur Δt des approximations qui conduisent à l'équation (6.15). Nous utilisons le logiciel `EvtGen` (voir section 4.2 et références) pour simuler les quadrivecteurs des événements $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, c'est-à-dire que nous ne simulons pas la réponse du détecteur. Cette simulation modélise les fluctuations de l'énergie des faisceaux (voir paragraphe 3.1), l'angle fini entre l'axe des faisceaux et l'axe z de *BABAR* (voir paragraphe 3.2.8), et l'énergie libérée dans $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. Nous simulons $500k$ événements. La figure 6.20(a) montre la distribution de la différence entre la valeur simulée de Δt et le Δt calculé à l'aide de l'équation (6.15) et la valeur simulée de Δz. Le calcul approximatif de Δt introduit donc une incertitude moyenne de l'ordre de 0,3 ps supplémentaire sur le Δt reconstruit (0,3 ps est le RMS de la distribution à la figure 6.20(a)). La figure 6.20(b) montre la dépendance de cette incertitude supplémentaire sur la valeur simulée de Δt. Elle prouve que le calcul approximatif de Δt introduit des corrélations entre la résolution sur Δt et la «vraie» valeur de Δt.

Comme nous reconstruisons le B_{rec} complètement, nous pouvons mesurer $\theta_{\text{rec}}^{\text{cms}}$ et nous pouvons utiliser une approximation plus sophistiquée. Il suffit d'obtenir une estimation de $t_{\text{rec}} + t_{\text{opp}}$. Au lieu de $\langle t_{\text{rec}} + t_{\text{opp}} \rangle = 2\tau_B$ nous utilisons

$$\langle t_{\text{rec}} + t_{\text{opp}} \rangle \Big|_{\Delta t} = \tau_B + |\Delta t| \, , \tag{6.16}$$

où la valeur de Δt est fixée dans le calcul de la moyenne. De (6.14) et (6.16), nous obtenons

$$\Delta z = \beta_z \gamma \gamma_{\text{rec}}^{\text{cms}} c \cdot \Delta t + \gamma \beta_{\text{rec}}^{\text{cms}} \gamma_{\text{rec}}^{\text{cms}} \cos\theta_{\text{rec}}^{\text{cms}} \cdot c(\tau_B + |\Delta t|) \, . \tag{6.17}$$

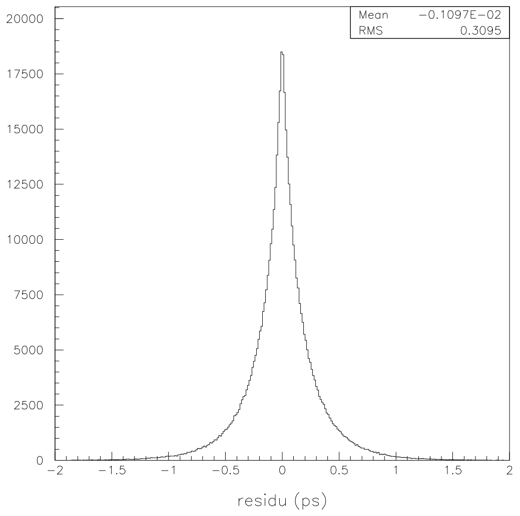
Pour calculer Δt avec cette équation, nous faisons d'abord l'hypothèse que Δt a le même signe que Δz, et nous testons si la valeur de Δt obtenue avec cette hypothèse satisfait l'équation (6.17). Dans le cas contraire, nous calculons Δt avec des signes opposés pour Δt et Δz. Nous répétons l'étude Monte Carlo décrite ci-dessus pour cette nouvelle façon de calculer Δt à partir de Δz. Les résultats sont présentés aux figures 6.20(c) et 6.20(d). Par rapport à l'équation (6.15), la nouvelle façon de convertir Δz en Δt introduit moins d'incertitudes et elle réduit fortement les corrélations entre la résolution sur Δt et la «vraie» valeur de Δt. Nous utilisons équation (6.17) dans la suite, et nous utilisons

$$\sigma_{\Delta t} = \frac{\sigma_{\Delta z}}{\beta_z \gamma \gamma_{\text{rec}}^{\text{cms}} c} \tag{6.18}$$

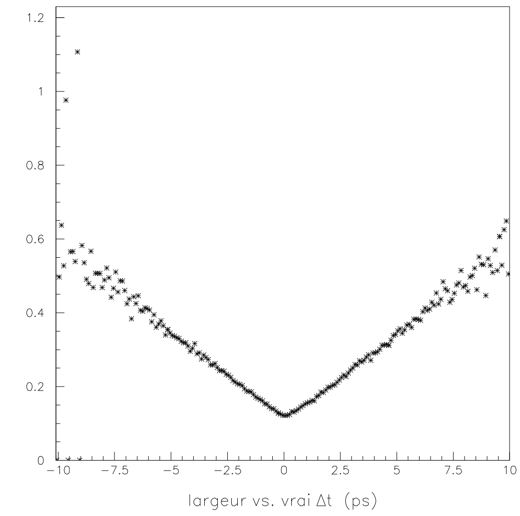
comme estimation de l'incertitude.

6.3 Derniers critères de sélection des événements

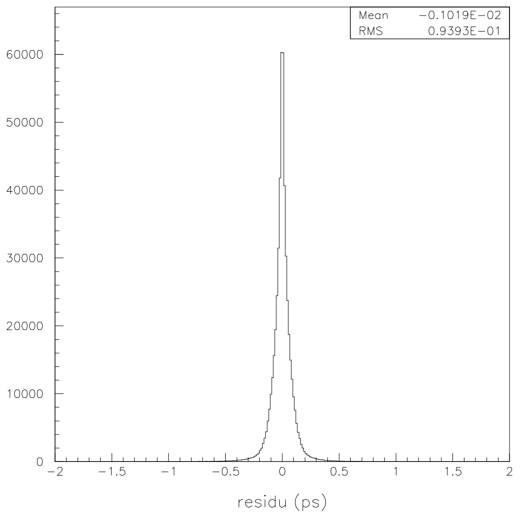
Après la reconstruction de Δz et la conversion en Δt nous appliquons les *coupures de qualité* données dans le tableau 6.3. La figure 6.21 montre une comparaison données/Monte Carlo du nombre $n_{\text{trk}+V^0}$ de traces et V^0 sélectionnés par *VtxTagBtaSelFit* pour ajuster le vertex de désintégration du B_{opp}. Nous rejetons (dernière coupure dans le tableau 6.3) les événements pour lesquels la pseudo-trace et une seule trace ou un seul V^0 sont utilisés. La fraction d'événements mal reconstruits parmi ces événements est élevée par rapport aux autres événements. Partant d'événements pour lesquels le vertex de désintégration du B_{rec} a été reconstruit comme décrit au paragraphe 6.1.1, l'efficacité de reconstruction de Δt après toutes les coupures



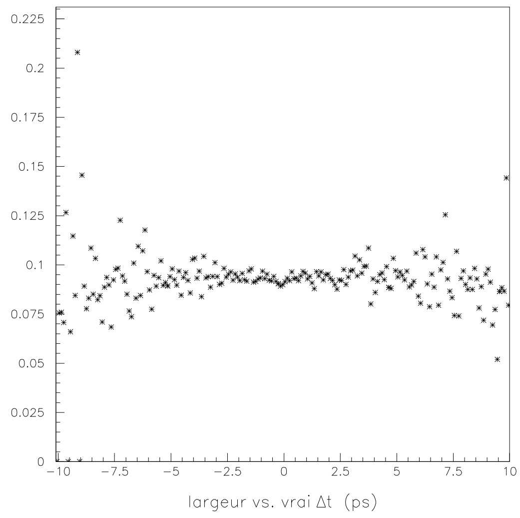
(a) Erreur introduite par l'approximation



(b) RMS en fonction de $\Delta t_{\text{généré}}$

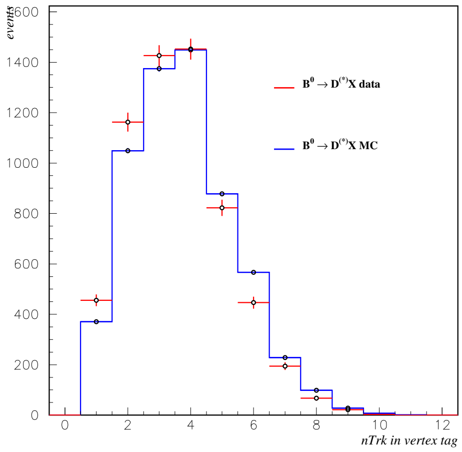


(c) Erreur introduite par l'approximation

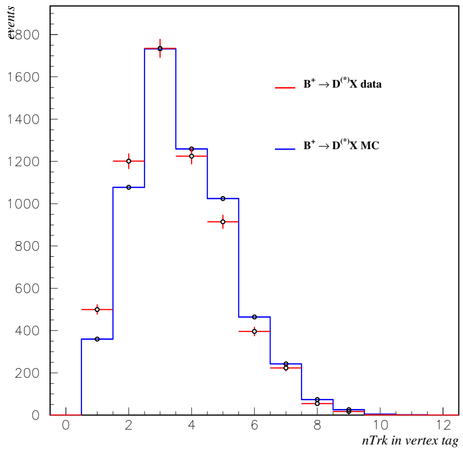


(d) RMS en fonction de $\Delta t_{\text{généré}}$

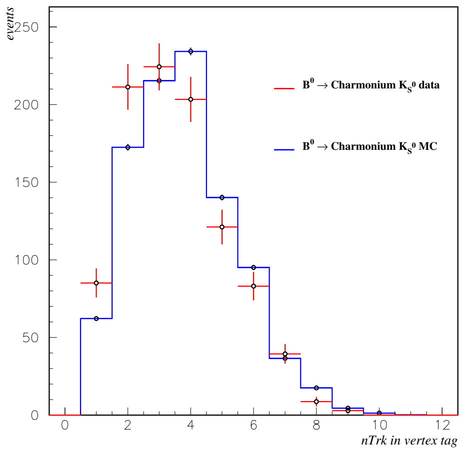
FIG. 6.20 – *Erreur introduite par le calcul approximatif de Δt à partir de Δz, et dépendance en $\Delta t_{\text{généré}}$ de la largeur de cette distribution. Les deux approximations différentes sont : équation (6.15) (en haut) et équation (6.17) (en bas).*



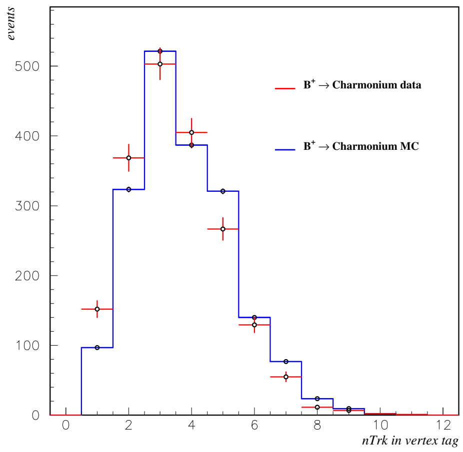
(a) év. $B^0\overline{B}^0$, B_{rec} vers charme ouvert



(b) év. $B^0\overline{B}^0$, B_{rec} vers charmonium



(c) év. B^+B^-, B_{rec} vers charme ouvert



(d) év. B^+B^-, B_{rec} vers charmonium

FIG. 6.21 – *Comparaison données/Monte Carlo pour le nombre* $n_{\mathrm{trk}+V^0}$ *de traces et* V^0 *sélectionnés par* VtxTagBtaSelFit *pour ajuster le vertex de désintégration du* B_{opp}.

$\sigma_{\Delta z} < 400\ \mu$m
$\lvert\Delta z\rvert < 3000\ \mu$m
$\lvert\Delta t\rvert < 18$ ps
$n_{\mathrm{trk}+V^0} \geq 2$

TAB. 6.3 – *Coupures de qualité appliquées après la reconstruction de Δt. La coupure $\sigma_{\Delta z} < 400\ \mu m$ correspond à $\sigma_{\Delta t} < 2{,}4$ ps, voir équation (6.18). La coupure $\lvert\Delta z\rvert < 3000\ \mu m$ correspond à $\lvert\Delta t\rvert < 18$ ps si l'on néglige l'énergie libérée dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, voir équation (6.15).* VtxTagBtaSelFit *peut ajuster le vertex de désintégration du B_{opp} avec la pseudo-trace et une trace ou un V^0, mais nous rejetons ces événements à cause de la grande fraction d'événements mal reconstruits.*

est 89,9 % (90,9 %) pour des événements $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-) simulés.

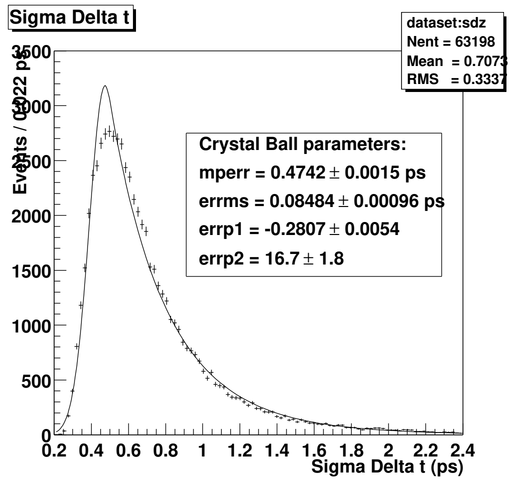
La figure 6.22 contient la distribution de l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$ pour des événements simulés et pour les données. Les lignes représentent le résultat d'un ajustement de la distribution avec une fonction du type «Crystal Ball» [201]. Cette fonction est définie comme

$$C(\sigma_{\Delta t};\sigma_{\mathrm{mp}},\sigma_\sigma,\alpha,n) = K \cdot \begin{cases} \exp\left(-(\sigma_{\Delta t}-\sigma_{\mathrm{mp}})^2/(2\sigma_\sigma^2)\right) & ,\ \sigma_{\Delta t} > \sigma_{\mathrm{mp}} - \alpha\sigma_\sigma \\ \dfrac{(n/\alpha)^n\ \exp(-\alpha^2/2)}{((\sigma_{\mathrm{mp}}-\sigma_{\Delta t})/\sigma_\sigma + n/\alpha - \alpha)^n} & ,\ \sigma_{\Delta t} \leq \sigma_{\mathrm{mp}} - \alpha\sigma_\sigma \end{cases}, \tag{6.19}$$

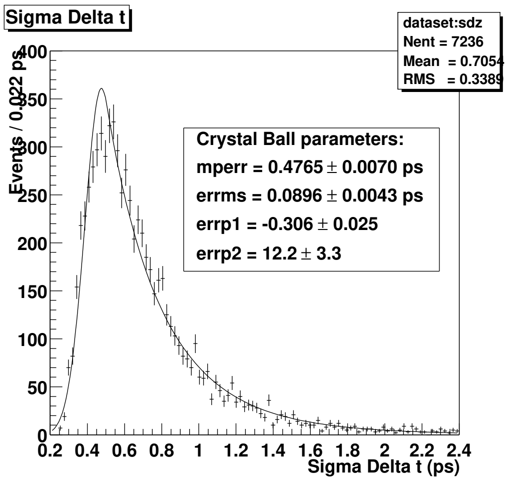
où K est un facteur de normalisation qui dépend des paramètres σ_{mp}, σ_σ, α et n. Elle juxtapose une queue décrite par une loi de puissance collée à un pic gaussien. La qualité de l'ajustement est satisfaisante pour les distributions des données, mais la fonction «Crystal Ball» ne reproduit pas bien les distributions à haute statistique du Monte Carlo. Cependant, nous verrons au chapitre 7 que nous n'avons pas besoin de paramétriser la distribution de $\sigma_{\Delta t}$ pour déterminer les durées de vie. Nous utilisons les résultats des ajustements des figures 6.22(b) et (d) pour une simulation Monte Carlo rapide (voir paragraphe 7.9) et pour visualiser le résultat de l'ajustement des distributions de Δt sur données (voir chapitre 8).

6.4 Fonction de résolution de Δt et sa paramétrisation

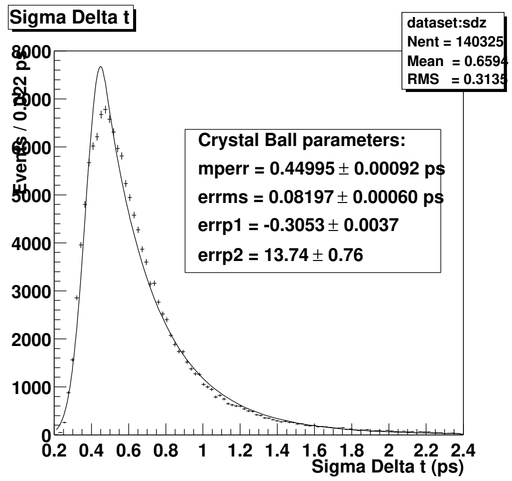
La figure 6.23 montre la distribution du résidu $\Delta t_{\mathrm{reconstruit}} - \Delta t_{\mathrm{généré}}$ pour des événements simulés, et la figure 6.24 montre la distribution du *pull* $\frac{\Delta t_{\mathrm{reconstruit}} - \Delta t_{\mathrm{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$. Des corrélations analogues à celles constatées pour Δz (voir figure 6.11) sont observées entre le RMS du résidu $\Delta t_{\mathrm{reconstruit}} - \Delta t_{\mathrm{généré}}$ et $\sigma_{\Delta t}$, ainsi qu'entre le biais sur Δt et $\sigma_{\Delta t}$.



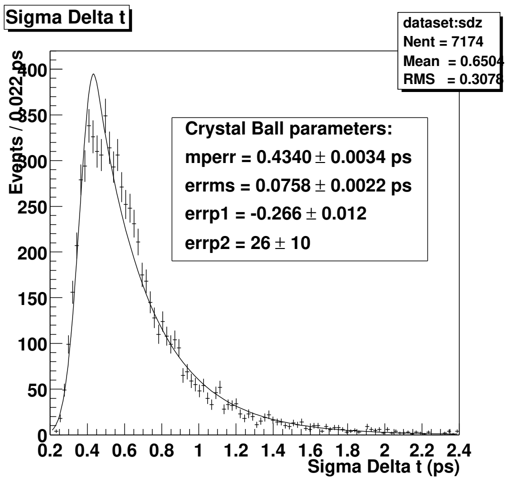
(a) événements $B^0\overline{B}^0$ simulés



(b) événements $B^0\overline{B}^0$ (données)

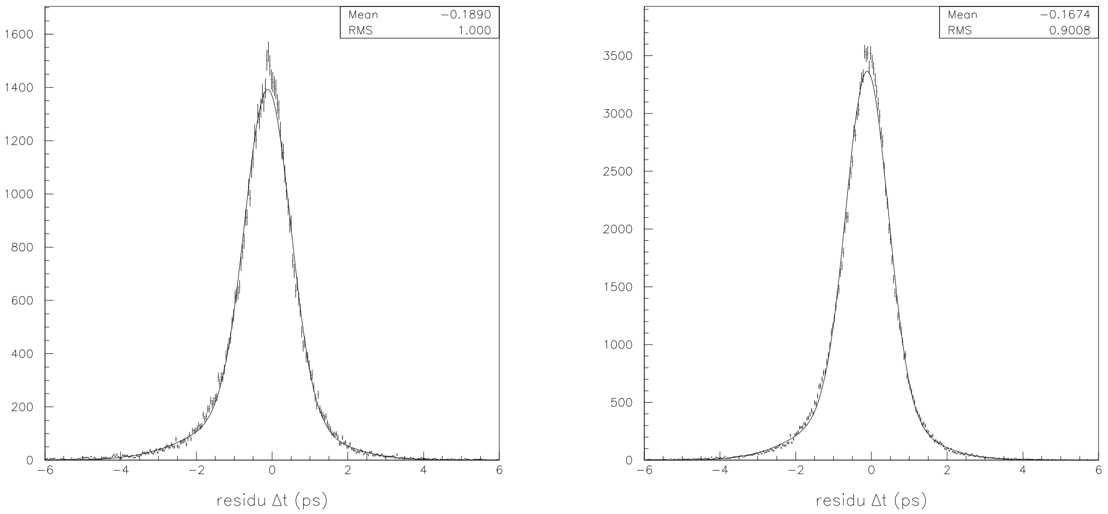


(c) événements B^+B^- simulés



(d) événements B^+B^- (données)

FIG. 6.22 – *Distribution de l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta t}$ sur les données et la simulation. Les courbes représentent le résultat d'un ajustement de la distribution avec une fonction du type «Crystal Ball». Les valeurs ajustés des paramètres sont données dans chaque histogramme avec mperr=$\sigma_{\rm mp}$, errms=σ_σ, errp1=α et errp2=n.*



(a) «super-cocktail neutre» (b) «super-cocktail chargé»

FIG. 6.23 – *Distribution du résidu $\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}$ pour des événements simulés. La ligne représente le résultat d'un ajustement par la somme de deux gaussiennes.*

6.4.1 Paramétrisations possibles de la fonction de résolution

Nous déterminons la durée de vie des mésons B avec un ajustement de la distribution de Δt (voir chapitre 7). Pour cet ajustement, nous avons besoin d'une paramétrisation de la fonction de résolution de Δt.
Une façon simple de modéliser la résolution consiste à ne pas utiliser l'estimation événement par événement de l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$, et de chercher une fonction qui reproduit bien la forme de la distribution du résidu $\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}$. Une fonction envisageable est la somme de deux gaussiennes

$$\begin{aligned}\mathcal{R}(\delta(\Delta t); f, s_1, b_1, s_2, b_2) &= f \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot s_1} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t) - b_1)^2}{2s_1^2}\right) \\ &\quad + (1-f) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot s_2} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t) - b_2)^2}{2s_2^2}\right) , \qquad (6.20)\end{aligned}$$

où $\delta(\Delta t)$ dénote le résidu $\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}$, et les cinq paramètres sont : la fraction f d'événements dans la gaussienne centrale, la largeur s_1 et la moyenne b_1 de la gaussienne centrale, et la largeur s_2 et la moyenne b_2 de la gaussienne large. La figure 6.23 montre le résultat d'un ajustement de cette fonction à la distribution du résidu $\delta(\Delta t)$ pour des événements simulés.
L'estimation événement par événement de l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$ contient de l'information qui est utile pour la détermination de quantités physiques comme par exemple la durée de vie à partir de la distribution de Δt. Certains événements sont mieux reconstruits que d'autres, et $\sigma_{\Delta t}$ est une mesure de la qualité de reconstruction.

Nous cherchons des paramétrisations de la fonction de résolution qui permettent d'exploiter cette information. Une approche consiste à modéliser la largeur de la fonction de résolution comme étant proportionnelle à $\sigma_{\Delta t}$ (voir figure 6.11(a)), et de négliger les corrélations entre le biais sur Δt et $\sigma_{\Delta t}$. Une fonction de ce type est

$$\begin{aligned}\mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t}; f,s_1,b_1,s_2,b_2) \quad &= \quad f \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s_1\sigma_{\Delta t}} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t)-b_1)^2}{2s_1^2\sigma_{\Delta t}^2}\right) \qquad (6.21)\\ &+(1-f)\cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s_2\sigma_{\Delta t}} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t)-b_2)^2}{2s_2^2\sigma_{\Delta t}^2}\right)\ ,\end{aligned}$$

où s_1 et s_2 sont des facteurs d'échelle sans unité pour la largeur des gaussiennes, et non plus des largeurs comme leurs homologues dans l'équation (6.20). Nous appelons cette paramétrisation «GG».

Nous utilisons un modèle plus détaillé des corrélations entre le biais sur Δt et $\sigma_{\Delta t}$. Pour la région avec $0\ \mu\text{m} \leq \sigma_{\Delta z} \lesssim 170\ \mu\text{m}$, qui contient la majorité des événements (88 %, voir aussi figure 6.7(b)), le biais sur Δz est approximativement proportionnel à $\sigma_{\Delta z}$ (voir figure 6.11(b), le même comportement est observé pour le biais sur Δt et $\sigma_{\Delta t}$). Si l'on paramétrise le *pull* $\frac{\delta(\Delta t)}{\sigma_{\Delta t}}$ plutôt que le résidu $\delta(\Delta t)$, on fait implicitement l'hypothèse que la largeur et la moyenne de la fonction de résolution sont proportionnelles à $\sigma_{\Delta t}$. Une façon de paramétriser le *pull* consiste à utiliser la somme de deux gaussiennes. La figure 6.24 montre le résultat d'un ajustement de cette fonction au *pull* pour des événements simulés. Les valeurs ajustées des paramètres sont données dans le tableau 6.4. Pour ce modèle nous obtenons, en termes du résidu,

$$\begin{aligned}\mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t}; f,s_1,b_1,s_2,b_2) \quad &= \quad f \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s_1\sigma_{\Delta t}} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t)-b_1\sigma_{\Delta t})^2}{2s_1^2\sigma_{\Delta t}^2}\right) \qquad (6.22)\\ &+(1-f)\cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s_2\sigma_{\Delta t}} \cdot \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t)-b_2\sigma_{\Delta t})^2}{2s_2^2\sigma_{\Delta t}^2}\right)\ ,\end{aligned}$$

où tous les paramètres, y compris b_1 et b_2, sont sans unité. Nous appelons cette paramétrisation «GGsc».

Un autre choix de paramétrisation du *pull* est la somme d'une gaussienne centrée sur zéro et de la convolution de la même gaussienne avec une exponentielle qui décroît à partir de *pull* $= 0$ vers des *pulls* négatifs et qui modélise l'effet du vol du charme :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(\xi; g,s,\tau_r) = g\cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s}\exp\left(-\frac{\xi^2}{2s^2}\right) \qquad\qquad\qquad\qquad (6.23)\\ +(1-g)\cdot\int_{-\infty}^{0}\frac{1}{\tau_r}\exp\left(\frac{\xi'}{\tau_r}\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s}\exp\left(-\frac{(\xi-\xi')^2}{2s^2}\right)\mathrm{d}(\xi')\ ,\end{aligned}$$

où ξ dénote le *pull* $\frac{\delta(\Delta t)}{\sigma_{\Delta t}}$ et les paramètres sont la fraction g d'événements dans la gaussienne centrale, la largeur s de la gaussienne et la «durée de vie effective» sans

Paramètre	≪super-cocktail neutre≫	≪super-cocktail chargé≫
fraction d'événements dans la gaussienne centrale	0.872 ± 0.006	0.893 ± 0.004
largeur_1	1.076 ± 0.006	1.080 ± 0.004
moyenne_1	-0.197 ± 0.006	-0.202 ± 0.004
largeur_2	2.298 ± 0.040	2.189 ± 0.026
moyenne_2	-0.913 ± 0.039	-0.845 ± 0.027

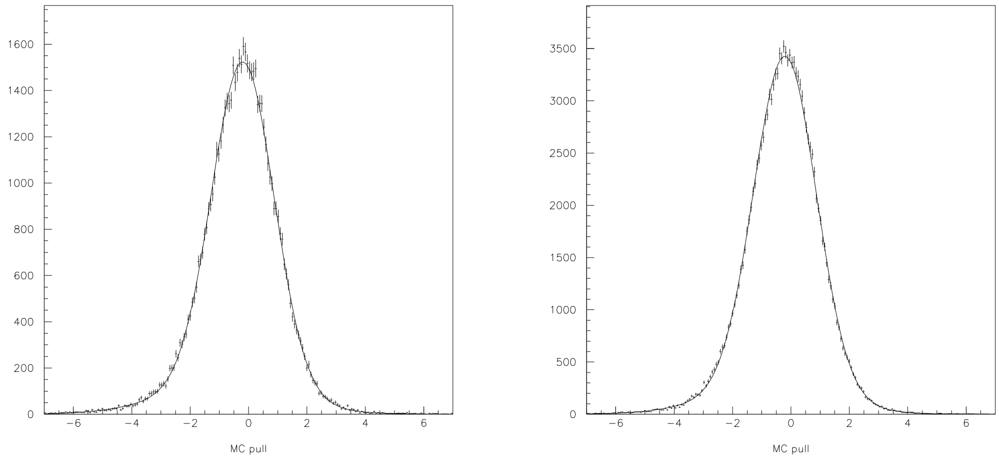
TAB. 6.4 – *Résultats d'ajustements d'une fonction du type «GGsc» à la distribution du* pull $\frac{\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$ *pour les «super-cocktails» neutre et chargé (voir figure 6.24).*

dimension τ_r de l'exponentielle. En termes du résidu nous obtenons

$$\begin{aligned} &\mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t};g,s,\tau_r) = \\ &\quad g \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s\sigma_{\Delta t}} \exp\left(-\frac{\delta(\Delta t)^2}{2s^2\sigma_{\Delta t}^2}\right) \\ &\quad +(1-g)\cdot \int_{-\infty}^{0} \frac{1}{\tau_r\sigma_{\Delta t}} \exp\left(\frac{\delta(\Delta t)'}{\tau_r\sigma_{\Delta t}}\right) \cdot \\ &\qquad\qquad \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot s\sigma} \exp\left(-\frac{(\delta(\Delta t)-\delta(\Delta t)')^2}{2s^2\sigma_{\Delta t}^2}\right) \mathrm{d}(\delta(\Delta t)') \ . \end{aligned} \tag{6.24}$$

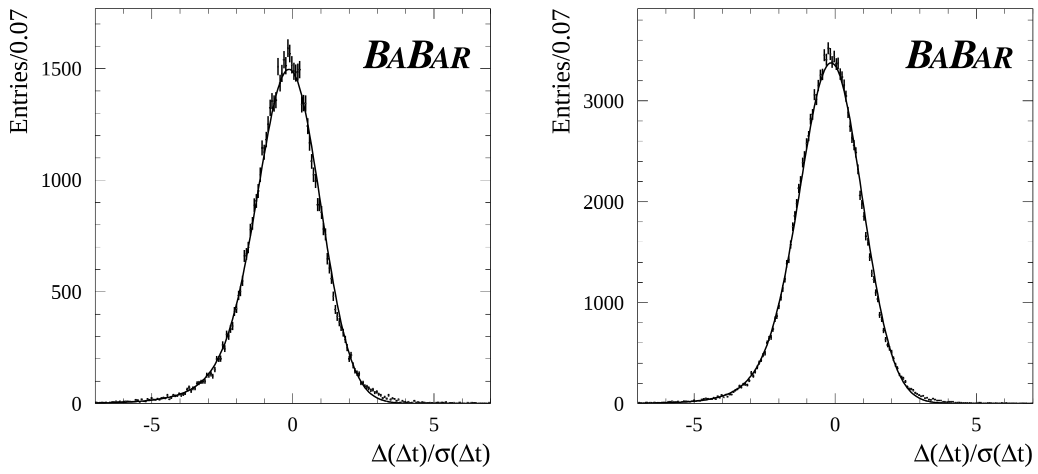
Nous appelons cette paramétrisation «GExp». La figure 6.25 montre le résultat d'un ajustement de cette fonction à la distribution du *pull* pour des événements simulés. Les valeurs ajustées des paramètres pour quelques modes de désintégration typiques et pour les «super-cocktails» neutre et chargé sont données dans le tableau 6.5. Les paramètres pour des modes de désintégration différents d'une espèce (neutre ou chargée) de méson B donnée sont compatibles. La résolution sur Δt est dominée par le vertex du B_{opp}, et l'utilisation de l'erreur événement par événement $\sigma_{\Delta t}$ tend à réduire le petit effet des différences entre les résolutions sur le vertex du B_{rec} pour des modes de désintégration différents (voir paragraphe 6.1.1, tableau 6.1). Les valeurs des paramètres pour les «super-cocktails» neutre et chargé sont aussi très proches. Une petite différence est attendue, parce que le mélange de mésons D produits dans les désintégrations de mésons B neutres et chargés n'est pas le même, et les durées de vie des mésons D^0 et D^+ sont très différentes, voir tableau 6.6.

Pour une petite fraction des événements, de l'ordre de quelques pour mille dans la simulation, Δz et par conséquent Δt sont très mal reconstruits, avec des résidus allant jusqu'à plusieurs dizaines de picosecondes ou jusqu'à 30 fois l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$ estimée. Ces *événements aberrants*, dénommés *outliers* par la suite, sont visibles dans la figure 6.8(b). Ils ne sont pas bien décrits par les paramétrisations décrites plus haut. La figure 6.26 montre la distribution du résidu $\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}$ pour ces événements *outliers* pour des événements simulés de l'échantillon «super-cocktail neutre». Le «trou» au millieu de la distribution est un artefact introduit par la coupure sur le *pull* utilisée pour identifier les *outliers*. La courbe représente le résultat d'un ajustement avec une gaussienne. De cet ajustement, nous obtenons une



(a) «super-cocktail neutre» (b) «super-cocktail chargé»

FIG. 6.24 – *Distribution du* pull $\frac{\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$ *pour des événements simulés des «super-cocktails» neutre et chargé. La courbe représente le résultat d'un ajustement de la distribution par une fonction du type «GGsc». Les valeurs ajustées des paramètres sont données dans le tableau 6.4.*



(a) «super-cocktail neutre» (b) «super-cocktail chargé»

FIG. 6.25 – *Distribution du* pull $\frac{\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$ *pour des événements simulés des «super-cocktails» neutre et chargé. La ligne représente le résultat d'un ajustement de la distribution par une fonction du type «GExp». Les valeurs ajustées des paramètres se trouvent dans le tableau 6.5.*

Modes individuels :

Mode	s	τ_r	g	RMS
$B^0 \to D^-(\to K^+\pi^-\pi^-)\pi^+$	$1{,}062 \pm 0{,}008$	$1{,}03 \pm 0{,}04$	$0{,}70 \pm 0{,}02$	1,393
$B^0 \to D^-(\to K^0_S\pi^-)a_1^+$	$0{,}96 \pm 0{,}02$	$1{,}29 \pm 0{,}16$	$0{,}74 \pm 0{,}04$	1,36
$B^0 \to D^{*-}(\to \overline{D}^0\pi^-)\pi^+$ avec $\overline{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$1{,}037 \pm 0{,}016$	$0{,}94 \pm 0{,}06$	$0{,}62 \pm 0{,}03$	1,342
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+)\pi^-$	$1{,}048 \pm 0{,}006$	$0{,}79 \pm 0{,}03$	$0.64 \pm 0{,}02$	1,247
$B^- \to D^0(\to K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^-$	$1{,}051 \pm 0{,}006$	$0{,}84 \pm 0{,}03$	$0{,}66 \pm 0{,}01$	1,261
$B^- \to J/\psi(\to l^+l^-)K^-$	$1{,}042 \pm 0{,}005$	$0{,}80 \pm 0{,}03$	$0{,}65 \pm 0{,}01$	1,240

«Super-cocktails» :

	s	τ_{r}	g	fraction d'*outliers*
B neutres	1,063 ± 0,005	1,027 ± 0,021	0,709 ± 0,008	(0,45 ± 0,05) %
B chargés	1,057 ± 0,003	0,881 ± 0,015	0,685 ± 0,007	(0,21 ± 0,02) %

TAB. 6.5 – *Résultats d'ajustements d'une fonction du type «GExp» à la distribution du* pull $\frac{\Delta t_{\mathrm{reconstruit}} - \Delta t_{\mathrm{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$ *pour quelques modes de désintégration du* B_{rec}*, et pour les «super-cocktails» neutre et chargé. Le nombre d'événements simulés du «super-cocktail neutre» («super-cocktail chargé») correspond à une luminosité intégrée de* 198 fb^{-1} *(*355 fb^{-1}*).*

Abondances des différentes espèces de mésons charmés :

Désintégrations de B^0 : D^0 / D^+ / D_s^+ = 1 / 0,70 / 0,20
Désintégrations de B^+ : D^0 / D^+ / D_s^+ = 1 / 0,17 / 0,13

Durées de vie des mésons charmés [9] :

D^0 : 124 $\frac{\mu\mathrm{m}}{c}$ D^+ : 315 $\frac{\mu\mathrm{m}}{c}$ D_s^+ : 149 $\frac{\mu\mathrm{m}}{c}$

TAB. 6.6 – *Différences entre les «cocktails de charme» produits dans les désintégrations de mésons* B^0 *et* B^+*.*

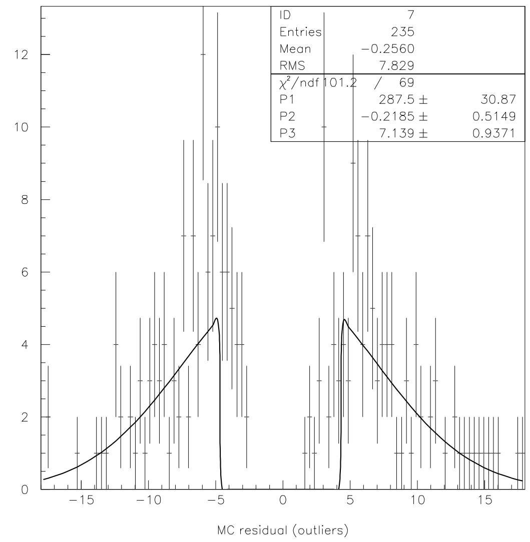


FIG. 6.26 – *Résidu* $\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}$ *pour des événements simulés du «super-cocktail neutre» en dehors de* $-7.5 \leq \text{pull}(\Delta t) \leq 5.5$ *(événements* outliers*).*

estimation de la largeur et la moyenne de la distribution du résidu pour les *outliers*. La largeur est de $7{,}2 \pm 0{,}9$ (stat) ps et la moyenne est de $-0{,}2 \pm 0{,}5$ (stat) ps. Les valeurs correspondantes pour le «super-cocktail chargé» sont respectivement $7{,}6 \pm 1{,}1$ (stat) ps et $-1{,}2 \pm 0{,}6$ (stat) ps.

6.4.2 Corrélations entre la résolution et le «vrai» Δt

Nous savons (voir paragraphe 6.2) que la conversion de Δz en Δt introduit de faibles corrélations entre la résolution de Δt et le «vrai» Δt. Les paramétrisations de la fonction de résolution définies au paragraphe précédent ne tiennent pas compte de cet effet. La présence de ces corrélations peut être quantifiée en ajustant les paramètres d'une des paramétrisations pour des tranches de $\Delta t_{\text{généré}}$. Le tableau 6.7 contient les résultats d'un tel ajustement avec la paramétrisation «GExp». Les valeurs ajustées des paramètres pour les tranches I et II sont compatibles, mais les valeurs pour la tranche III, qui contient 5 % des événements, sont légèrement différentes. Une étude analogue pour le *pull*

$$\frac{\Delta z_{\text{reconstruit}} - \Delta z_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta z}}$$

plutôt que le *pull*

$$\frac{\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$$

ne montre pas cet effet. Il n'y a donc pas d'évidence pour une contribution de la reconstruction de Δz aux corrélations entre la résolution de Δt et le «vrai» Δt. Nous verrons au paragraphe 7.8 que l'impact de ces corrélations sur la mesure des durées de vie est négligeable.

	s	τ_r	g
Tranche I : $\|\Delta t_{\text{généré}}\| < 1$ ps (contient 64k événements)	1.055 ± 0.005	0.835 ± 0.019	0.6685 ± 0.0096
Tranche II : $1 \text{ ps} < \|\Delta t_{\text{généré}}\| < 5$ ps (contient 70k événements)	1.057 ± 0.004	0.842 ± 0.019	0.6774 ± 0.0091
Tranche III : $\|\Delta t_{\text{généré}}\| > 5$ ps (contient 7k événements)	1.034 ± 0.013	0.685 ± 0.053	0.5757 ± 0.038

TAB. 6.7 – *Résultats d'un ajustement en tranches de* $\Delta t_{\text{généré}}$ *du* pull $\frac{\Delta t_{\text{reconstruit}} - \Delta t_{\text{généré}}}{\sigma_{\Delta t}}$ *pour des événements simulés du «super-cocktail chargé» avec la paramétrisation «GExp».*

Chapitre 7

Estimation des durées de vie

Dans ce chapitre nous décrivons comment nous extrayons les durées de vie des mésons B neutres et chargés des distributions de Δt établies au chapitre précédent. La méthode du maximum de vraisemblance est utilisée pour construire les estimateurs des durées de vie. Nous ajustons simultanément les distributions de Δt pour les candidats B neutres et chargés. Dans cet ajustement combiné, un sous-ensemble des paramètres libres est utilisé à la fois dans la description de la distribution de Δt pour les B neutres et celle des B chargés. Les paragraphes 7.1 à 7.4 décrivent comment nous construisons la fonction de vraisemblance pour une espèce de mésons B donnée. Le paragraphe 7.5 décrit comment nous combinons les deux fonctions de vraisemblance des B^0 et les B^+. Nous y donnons l'expression de la fonction de vraisemblace finale. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 2, cette analyse est faite «en aveugle». Les détails techniques de la méthode utilisée pour cacher les valeurs ajustées des durées de vie sont donnés au paragraphe 7.6. Les paragraphes 7.7 à 7.9 contiennent des études de quelques paramétrisations de la fonction de résolution de Δt, ainsi qu'un test de la procédure d'ajustement complète, avec une simulation Monte Carlo rapide.

Pour extraire la durée de vie, on peut ajuster soit la distribution de Δz mesurée, soit la distribution de Δt mesurée. La quantité Δz est l'observable que nous mesurons directement pour chaque événement. Pour construire une fonction de densité de probabilité (*fdp*) qui décrit la distribution de Δz mesurée, on part de la distribution théorique et on la convolue avec une autre *fdp* qui modélise les effets de la résolution finie du détecteur. Suivant le niveau de détail souhaité, la fonction théorique peut être la simple somme de deux ailes exponentielles, ou elle peut inclure des effets plus subtils comme par exemple l'énergie libérée dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. La quantité Δt a des avantages pour la présentation des résultats (voir, par exemple, les figures 8.1 et 8.2). Elle est mesurée en unités de temps, comme la quantité que nous souhaitons mesurer. La distribution théorique est simplement la somme de deux ailes exponentielles. Un inconvénient de la quantité Δt est que nous ne pouvons pas la mesurer directement, nous devons la déterminer à partir de notre mesure de Δz en utilisant quelques approximations (voir paragraphe 6.2). Cette conversion introduit de faibles corrélations entre la résolution et le «vrai» Δt. En principe, il est possible d'inclure un modèle de ces corrélations dans la fonction de vraisemblance, mais si une modélisation tellement détaillée était nécessaire, il serait plus direct d'ajuster Δz. Nous choisissons d'ajuster Δt plutôt que Δz et nous négligeons les corrélations entre la résolution et le «vrai» Δt. L'erreur systématique introduite par cette approximation est complètement négligeable par rapport à l'incertitude statistique sur les durées de vie, comme nous allons le voir au paragraphe 7.8.

7.1 Stratégie générale

Nous utilisons tous les événements qui contiennent un candidat B_{rec} avec $m_{\text{ES}} > 5{,}20$ GeV dans un ajustement effectué par la méthode du maximum de vraisemblance. Les paramètres qui décrivent le bruit de fond et le signal sont estimés simultanément. Nous ne faisons pas de distinction explicite entre candidats dans les ailes de la distribution de m_{ES} et ceux de la région du signal[1]. Nous attribuons une probabilité de signal $p_{\text{sig},i}$ à chaque événement i. Cette probabilité est calculée à partir de la masse substituée m_{ES} du candidat B_{rec} dans l'événement i, et du résultat de l'ajustement du spectre de m_{ES} (voir figure 7.1) avec la somme d'une fonction d'Argus pour modéliser le bruit de fond et une gaussienne pour le signal. La *fdp* de Δt pour un événement $\mathcal{F}((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i,p_{\text{sig},i})$ est la somme de deux contributions: une pour modéliser les événements signal, et l'autre pour le bruit de fond. La probabilité de signal $p_{\text{sig},i}$ est utilisée pour pondérer ces contributions. Chacune des deux contributions contient un terme pour modéliser les événements *outliers* (voir paragraphe 6.4):

$$\begin{aligned}
&\mathcal{F}((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i,p_{\text{sig},i}) \\
&\quad = p_{\text{sig},i} \cdot [(1-f_{\text{out,S}}) \cdot \Phi((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\tau_B,\hat{a}) + f_{\text{out,S}} \cdot \mathcal{O}((\Delta t)_i;\sigma_{\text{out}},b_{\text{out}})] \\
&\qquad (1-p_{\text{sig},i}) \cdot \Big[(1-f_{\text{out,B}}) \cdot \mathcal{B}((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\hat{b}) + f_{\text{out,B}} \cdot \mathcal{O}((\Delta t)_i;\sigma_{\text{out}},b_{\text{out}})\Big] .
\end{aligned} \tag{7.1}$$

Les *fdp* pour le signal $\Phi((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\tau_B,\hat{a})$ et pour le bruit de fond $\mathcal{B}((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\hat{b})$ sont discutées respectivement dans les paragraphes 7.2 et 7.3. La modélisation $\mathcal{O}((\Delta t)_i;\sigma_{\text{out}},b_{\text{out}})$ des *outliers* est discutée dans le paragraphe 7.4.

Nous implémentons un logiciel d'ajustement avec l'outil informatique `RooFitTools` qui est décrit en annexe C. La fonction de vraisemblance est maximisée numériquement avec Minuit [202]. Toutes les intégrales de convolution qui interviennent dans la fonction de vraisemblance sont calculées analytiquement. Les formules analytiques utilisées sont données en annexe D.

1. Alternativement, on peut définir une région des ailes, par exemple comme $5{,}20$ GeV $< m_{\text{ES}} < 5{,}26$ GeV, et utiliser les événements dans cette région pour extraire les propriétés du bruit de fond. Ensuite, la connaissance de ces propriétés peut être utilisée dans un ajustement des événements dans la «région du signal», qui peut être définie comme $m_{\text{ES}} > 5{,}27$ GeV, pour extraire les propriétés du signal.

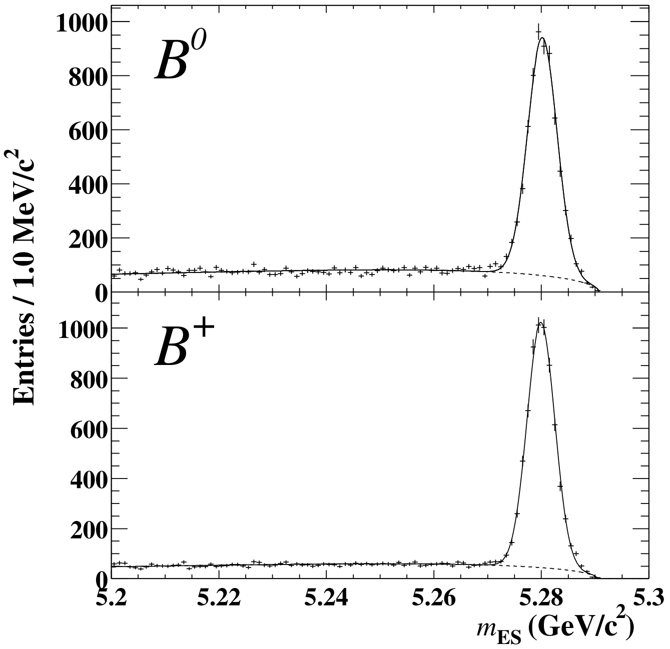


FIG. 7.1 – *Distribution de m_{ES} des candidats B^0 (en haut) et B^+ (en bas) sélectionnés après la reconstruction de Δt et toutes les coupures. La courbe représente le résultat d'un ajustement avec une fonction G+A. La ligne pointillée représente la contribution Argus.*

7.2 Modélisation du signal

La distribution théorique de Δt est la somme de deux ailes exponentielles:

$$\phi(\Delta t;\tau_B) = \frac{1}{2\tau_B}\cdot\begin{cases}\exp\left(\frac{1}{\tau_B}\cdot\Delta t\right) & \Delta t \leq 0\\ \exp\left(-\frac{1}{\tau_B}\cdot\Delta t\right) & \Delta t > 0\ .\end{cases} \tag{7.2}$$

Pour obtenir la *fdp* $\Phi((\Delta t)_i;\tau_B)$ pour le $(\Delta t)_i$ reconstruit pour l'événement i, nous convoluons la distribution théorique $\phi(\Delta t;\tau_B)$ avec la fonction de résolution

$$\mathcal{R}(\delta(\Delta t),(\sigma_{\Delta t})_i)\ ,$$

où $\delta(\Delta t)$ dénote le résidu de Δt et $(\sigma_{\Delta t})_i$ dénote l'incertitude sur $(\Delta t)_i$ estimée événement par événement :

$$\begin{aligned}\Phi((\Delta t)_i,&(\sigma_{\Delta t})_i;\tau_B)\\ &= \phi(\Delta t;\tau_B)\otimes\mathcal{R}(\delta(\Delta t),(\sigma_{\Delta t})_i)\\ &= \int_{-\infty}^{\infty}\phi\left((\Delta t)_i-\delta(\Delta t);\tau_B\right)\cdot\mathcal{R}\left(\delta(\Delta t),(\sigma_{\Delta t})_i\right)\ d\left(\delta(\Delta t)\right)\ .\end{aligned} \tag{7.3}$$

Comme discuté dans le paragraphe 6.4, le résidu $\delta(\Delta t)$ n'est pas distribué normalement. Pour modéliser la fonction de résolution, nous utilisons une paramétrisation $\mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t};\hat{a})$ qui contient des paramètres $\hat{a}$. Ces paramètres sont libres dans l'ajustement des données. De cette façon, la résolution sur Δt est extraite des données et non de la simulation Monte Carlo. Procéder autrement conduirait à une source importante d'incertitudes systématiques sur les durées de vie (voir la discussion dans le chapitre 2). Dans l'ajustement des données, les paramètres libres $\hat{a}$ de la fonction de résolution tendent à être fortement corrélés à τ_B. L'ajustement simultané de paramètres corrélés augmente les erreurs sur tous les paramètres. De cette façon, «une partie de l'incertitude systématique due à notre connaissance limitée de la résolution sur Δt est transformée en une contribution à l'incertitude statistique sur les durées de vie».

Quelques paramétrisations de $\mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t};\hat{a})$ ont été définies au paragraphe 6.4, voir équations (6.20) à (6.22) et (6.24). Le choix adopté pour faire la mesure des durées de vie des mésons B est discuté au paragraphe 7.7.

7.3 Modélisation du bruit de fond

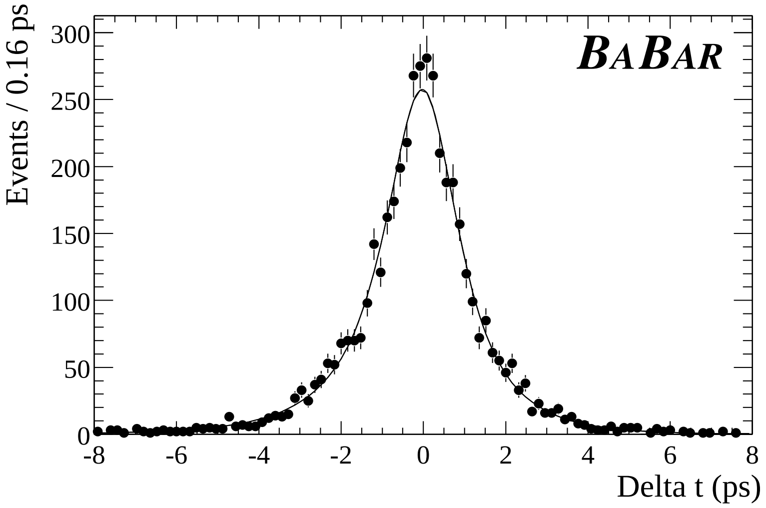
Dans notre ajustement de la distribution de Δt, nous ne faisons pas de distinction entre événements dans la région du signal et dans les ailes, mais nous attribuons une probabilité de signal à chaque événement. Les événements dans les ailes ont des probabilités de signal faibles, de sorte qu'ils dominent notre détermination des paramètres du bruit de fond.

La figure 7.2 montre la distribution de Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ avec un candidat B_{rec} dans l'intervalle 5,20 GeV $< m_{\mathrm{ES}} <$ 5,26 GeV, tous modes de désintégration confondus. La ligne représente le résultat d'un ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance de la somme de la fonction

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(\Delta t,\sigma_{\Delta t};\kappa,\Lambda,g_{\mathrm{B}},s_{\mathrm{B}},\tau_{\mathrm{r,B}}) = {} & [\kappa\cdot\phi(\Delta t;\Lambda) + (1-\kappa)\cdot\delta_{\mathrm{Dirac}}(\Delta t)] \\ & \otimes \mathcal{R}(\delta(\Delta t),\sigma_{\Delta t};g_{\mathrm{B}},s_{\mathrm{B}},\tau_{\mathrm{r,B}}) \end{aligned} \tag{7.4}$$

et de la fonction $\mathcal{O}(\Delta t;\sigma_{\mathrm{out}},b_{\mathrm{out}})$ pour modéliser les *outliers* (voir paragraphe 7.4). La fonction $\mathcal{B}$ est la somme d'une distribution du même type que l'équation (7.2) avec une «durée de vie» Λ, et d'une fonction delta de Dirac, le tout convolué avec une fonction de résolution du type «GExp» (voir paragraphe 6.4). Les valeurs ajustées des paramètres sont données dans la figure 7.2.

Le bruit de fond qui *pique* a pratiquement le même spectre en m_{ES} que le signal (voir paragraphe 5.9.2) et est traité comme du signal dans l'ajustement des durées de vie. Le bruit de fond «Argus» discuté ici est essentiellement combinatoire. Les contributions dominantes proviennent des événements $c\overline{c}$ qui sont une source abondante de vrais mésons D et D^*, et des événements $b\overline{b}$ (voir paragraphe 5.9.2, tableau 5.13). Les événements bruit de fond du continuum tendent à avoir une «durée de vie» très courte, ce qui explique le pic étroit proche de zéro dans la figure 7.2. Le bruit de fond qui provient d'événements $b\overline{b}$ peut avoir des «durées de vie» du même ordre de grandeur que les durées de vie des mésons B. A cause du *boost* de PEP-II, la distribution de Δt du bruit de fond n'est pas nécessairement symétrique autour de $\Delta t = 0$.



$\kappa = 0.326 \pm 0.045$
$\Lambda = 1.156 \pm 0.096$ ps
$g_{\mathrm{B}} = 0.881 \pm 0.025$
$s_{\mathrm{B}} = 1.355 \pm 0.039$
$\tau_{\mathrm{r,B}} = 1.69 \pm 0.25$
$f_{\mathrm{out,B}} = 0.61 \pm 0.24$ %

FIG. 7.2 – *La distribution de Δt pour des événements $B^0\overline{B}^0$ dans les ailes de masse substituée. Tous les modes de désintégration du B_{rec} sont pris en compte.* $\chi^2/\mathrm{ndof} = 110.0/(100-6) = 1.17$ *traduit l'accord entre l'histogramme des données et le résultat de l'ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance sans regroupement. Les mêmes distributions sont représentées en échelle logarithmique à la figure 7.4.*

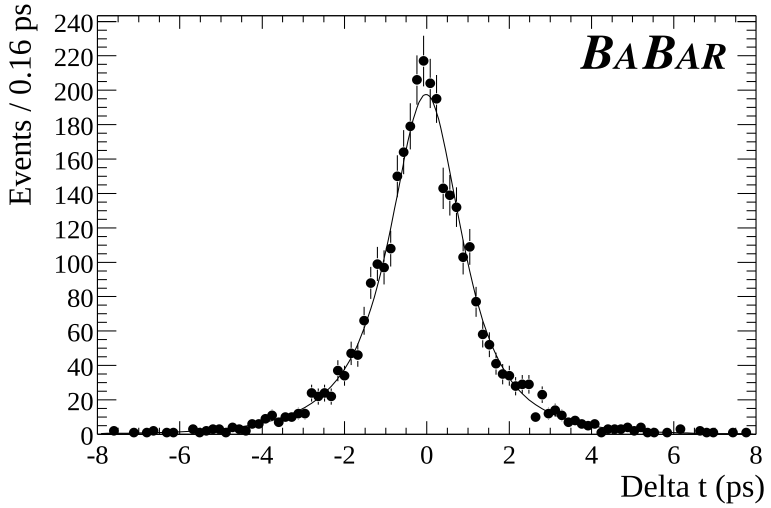
Cette explication qualitative de la forme de la distribution de Δt du bruit est la motivation de la paramétrisation $\mathcal{B}$ definie ci-dessus. Notre objectif n'est toutefois pas la compréhension détaillée de l'origine de la forme de la distribution de Δt du bruit de fond, mais seulement de trouver une paramétrisation qui reproduit cette forme.
La distribution correspondante pour les événements B^+B^- est donnée dans la figure 7.3. Qualitativement, elle montre les mêmes propriétés que la distribution pour les événements $B^0\overline{B}^0$.

Dans l'ajustement des durées de vie, nous utilisons la paramétrisation définie dans l'équation (7.4) pour décrire la distribution de Δt du bruit de fond «Argus». Tous les cinq paramètres par espèce de B sont libres dans l'ajustement.

7.4 Modélisation des *outliers*

Nos coupures de qualité de reconstruction de Δt contiennent la condition $|\Delta t| <$ 18 ps (voir tableau 6.3). Entre $\Delta t = -18$ ps et $\Delta t = +18$ ps, nous utilisons une gaussienne large avec une largeur fixée à $\sigma_{\mathrm{out}} = 10$ ps et une moyenne fixée à $b_{\mathrm{out}} = 0$ ps pour modéliser la contribution $\mathcal{O}(\Delta t; \sigma_{\mathrm{out}}, b_{\mathrm{out}})$ des *outliers* à la distribution de Δt (voir paragraphe 6.4.1, figure 6.26).

Nous incluons deux distributions de Δt d'*outliers*, l'une pour le signal et l'autre pour le bruit de fond avec la même gaussienne, mais deux fractions distinctes, $f_{\mathrm{out,S}}$ et $f_{\mathrm{out,B}}$. Ces paramètres sont libres dans l'ajustement de la durée de vie.



$$\begin{array}{lcl} \kappa & = & 0.295 \pm 0.051 \\ \Lambda & = & 1.112 \pm 0.123 \text{ ps} \\ g_{\mathrm{B}} & = & 0.922 \pm 0.032 \\ s_{\mathrm{B}} & = & 1.399 \pm 0.042 \\ \tau_{\mathrm{r,B}} & = & 1.52 \pm 0.43 \\ f_{\mathrm{out,B}} & = & 0.67 \pm 0.29\ \% \end{array}$$

FIG. 7.3 – *La distribution de Δt pour des événements B^+B^- dans les ailes de masse substituée. Tous les modes de désintégration du B_{rec} sont pris en compte.* $\chi^2/\mathrm{ndof} = 94.1/(100-6) = 1.00$ *traduit l'accord entre l'histogramme des données et le résultat de l'ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance sans regroupement. Les mêmes distributions sont représentées en échelle logarithmique à la figure 7.4.*

La fonction $\mathcal{O}(\Delta t;\sigma_{\mathrm{out}},b_{\mathrm{out}})$ est normalisée de façon à prendre en compte la coupure à $|\Delta t| = 18$ ps.

7.5 Fonction de vraisemblance

A chaque événement i nous attribuons une probabilité de signal $p_{\mathrm{sig},i}$. Elle est basée sur la masse substituée m_{ES} du candidat B_{rec} dans l'événement, et elle est calculée à partir du résultat d'un ajustement indépendant du spectre de m_{ES} avec une fonction G+A (voir figure 7.1). Un seul ajustement du spectre de m_{ES} pour tous les

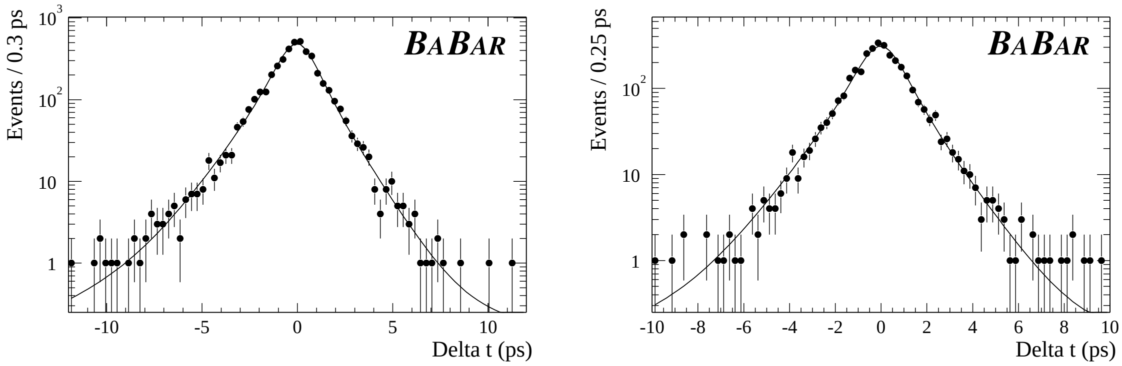


FIG. 7.4 – *Les mêmes distributions que dans les figures 7.2 (à gauche) et 7.3 (à droite), mais en échelle logarithmique.*

candidats B d'une espèce (neutre ou chargé) donnée qui confond tous les modes de désintégration est utilisé. Les niveaux de bruit de fond obtenus pour différents modes de désintégration sont assez différents (voir tableau 5.11, les différences sont encore plus grandes si l'on considère les modes de désintégration du charme séparément). Cette information pourrait être exploitée en tenant compte du mode de désintégration du candidat $B_{\rm rec}$ dans l'estimation de la probabilité de signal. Dans ce cas, il faut *a priori* modéliser la distribution de Δt du bruit de fond séparément pour chaque mode. Une solution intermédiaire consiste à regrouper des modes «très purs», des modes «moins purs», etc. Ceci est un raffinement qui pourra être ajouté quand plus de données seront disponibles.

Avec les ingrédients discutés ci-dessus, l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance pour une espèce de B donnée s'écrit

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \quad & -\textstyle\sum_i \log\{p_{\mathrm{sig},i}\cdot[(1-f_{\mathrm{out,S}})\cdot\Phi\left((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\hat{a}\right) \\ & \qquad +f_{\mathrm{out,S}}\cdot\mathcal{O}((\Delta t)_i;\sigma_{\mathrm{out}},b_{\mathrm{out}})] \\ & (1-p_{\mathrm{sig},i})\cdot[(1-f_{\mathrm{out,B}})\cdot\mathcal{B}((\Delta t)_i,(\sigma_{\Delta t})_i;\kappa,\Lambda,g_{\mathrm{B}},s_{\mathrm{B}},\tau_{\mathrm{r,B}}) \\ & \qquad +f_{\mathrm{out,B}}\cdot\mathcal{O}((\Delta t)_i;\sigma_{\mathrm{out}},b_{\mathrm{out}})]\}\ .\end{aligned} \tag{7.5}$$

Les variables mesurées pour chaque événement i sont $(\Delta t)_i$, l'incertitude correspondante $(\sigma_{\Delta t})_i$ et $p_{\mathrm{sig},i}$. Ces variables et les paramètres libres de l'ajustement sont rassemblés dans le tableau 7.1.

Notons que, dans la configuration nominale du logiciel d'ajustement, seule la normalisation de la *fdp* $\mathcal{O}(\Delta t;\sigma_{\mathrm{out}},b_{\mathrm{out}})$ prend en compte la coupure à $|\Delta t| = 18$ ps. Les distributions modélisées par Φ et $\mathcal{B}$ sont beaucoup plus étroites. Nous disposons aussi d'une version du logiciel qui prend en compte la coupure à $|\Delta t| = 18$ ps dans la normalisation de Φ et $\mathcal{B}$, et qui nécessite significativement plus de temps de calcul que la version nominale. Nous l'utilisons, par exemple, pour des études d'homogénéité des données qui font intervenir des coupures plus strictes que $|\Delta t| < 18$ ps. Pour une description plus détaillée des expressions analytiques pour Φ et $\mathcal{B}$ et leur normalisation, voir annexe D.

Les fonctions de résolution de Δt pour des événements $B^0\overline{B}^0$ et des événements B^+B^- sont très proches (voir «super-cocktails» dans le tableau 6.5). La différence la plus importante, $\simeq 5{,}7\sigma$ pour le paramètre τ_r, traduit la différence entre les mélanges de mésons charmés produits dans les désintégrations de mésons B neutres et chargés (voir tableau 6.6). Le nombre d'événements utilisés pour le tableau 6.5 correspond à une luminosité intégrée qui est approximativement dix fois plus grande que celle des données. En plus, l'erreur utilisée ici pour calculer le nombre de σ est celle d'un ajustement du *pull*. Sur données, nous ne pouvons pas ajuster le *pull*, mais seulement la distribution mesurée de Δt, ce qui augmente encore l'incertitude sur les paramètres de la fonction de résolution. Avec les incertitudes sur τ_r d'ajustements séparés des deux distributions mesurées de Δt (voir tableau 8.3), la différence entre les deux valeurs centrales du tableau 6.5 correspond à $\simeq 0{,}3\sigma$.
Comme les deux fonctions de résolution sont très proches, nous utilisons un jeu

commun de paramètres pour les décrire. Nous faisons donc un ajustement combiné des distributions de Δt pour événements $B^0\overline{B}^0$ et événements B^+B^-, avec une paramétrisation commune de la fonction de résolution du signal. Les deux distributions de Δt ne sont pas confondues, elles sont ajustées simultanément, avec des jeux de paramètres distincts pour décrire la durée de vie, le bruit de fond, et les *outliers*. Le seul lien vient de l'utilisation de valeurs communes pour les paramètres de la fonction de résolution du signal. Mathématiquement, nous minimisons la somme de deux termes de la forme de $\mathcal{L}$ (équation 7.5), qui ont un sous-ensemble de paramètres ($\{g,s,\tau_r\}$ ou $\{f,s_1,b_1,s_s,b_2\}$) en commun.
Si nous utilisons une paramétrisation du type «GExp» pour la fonction de résolution du signal, alors le nombre de paramètres libres dans l'ajustement combiné est de dix-neuf.

7.6 Analyse «en aveugle»

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 2, cette mesure de précision a été faite «en aveugle». Cela veut dire que les valeurs ajustées des durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ ainsi que du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ ont été cachées pendant la mise au point de l'algorithme de reconstruction de Δt, des coupures de sélection, de la stratégie de l'ajustement des données et de l'étude des incertitudes systématiques. Dans ce paragraphe nous décrivons comment nous avons utilisé notre logiciel d'ajustement pour cacher les valeurs ajustées. Nous avons choisi une méthode qui cache les valeurs centrales mais qui ne touche pas aux incertitudes statistiques, et qui permet la comparaison des résultats de différents ajustements (par exemple avec différentes paramétrisations de la fonction de résolution).
Notre logiciel d'ajustement fait ses calculs internes avec les «bonnes valeurs» pour les deux durées de vie (ou pour le rapport des durées de vie, voir chapitre 10). Par contre, il affiche des «valeurs cryptées» qui sont la somme de la «bonne valeur» et une constante. La valeur de cette constante est inconnue aux expérimentateurs, et elle ne change pas entre différentes exécutions du logiciel, ce qui permet, par exemple, de comparer les résultats de différents ajustements avec des *fdp* différentes. La constante utilisée pour cacher la valeur de $\tau(B^0)$ est tirée d'une distribution gaussienne avec un écart type de 0,3 ps (l'incertitude statistique est 0,032 ps, voir chapitre 8). Il en est de même pour la constante utilisée pour cacher la valeur de $\tau(B^+)$. La constante pour cacher la valeur de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ est tirée d'une distribution gaussienne avec un écart type de 0,16 (l'incertitude statistique est 0,026, voir chapitre 10). Les valeurs ajustées de tous les autres paramètres libres ne sont pas cachées.

Variable d'entrée		Description
$(\Delta t)_i$		différence des temps propres de désintégration
$(\sigma_{\Delta t})_i$		incertitude sur la différence des temps propres de désintégration
$p_{\mathrm{sig},i}$		probabilité de signal
Paramètre		**Description**
τ_B		durée de vie du signal
Fonction de résolution (signal):		
soit	f	fraction d'événements dans la gaussienne centrale
	s_1	largeur de la gaussienne centrale
	b_1	moyenne de la gaussienne centrale
	s_2	largeur de la gaussienne large
	b_2	moyenne de la gaussienne large
soit	g	fraction d'événements dans la gaussienne centrale
	s	largeur de la gaussienne
	τ_{r}	"durée de vie" de l'exponentielle qui modélise l'effet du vol du charme
Bruit de fond:		
κ		fraction d'événements bruit de fond qui ont une "durée de vie" non-nulle
Λ		"durée de vie" de ces événements
Fonction de résolution (bruit de fond):		
g_{B}		fraction d'événements dans la gaussienne centrale
s_{B}		largeur de la gaussienne
$\tau_{\mathrm{r,B}}$		"durée de vie" de l'exponentielle
Outliers:		
$f_{\mathrm{out,S}}$		fraction d'*outliers* parmi les événements signal
$f_{\mathrm{out,B}}$		fraction d'*outliers* parmi les événements bruit de fond

TAB. 7.1 – *Description des variables pour chaque événement utilisées à l'entrée de l'ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance, et des paramètres libres dans l'ajustement. Pour l'ajustement combiné des distributions de Δt pour les mésons B neutres et chargés, nous utilisons deux jeux de paramètres pour la durée de vie du signal, pour le bruit de fond et pour les* outliers*; mais un seul jeu de paramètres de résolution pour le signal. Si nous utilisons une paramétrisation du type «GExp» pour la fonction de résolution du signal, le nombre de paramètres libres dans l'ajustement combiné est de dix-neuf.*

7.7 Choix de la paramétrisation de la fonction de résolution

Dans le paragraphe 6.4.1 nous avons défini plusieurs paramétrisations de la fonction de résolution de Δt. La paramétrisation «GExp» contient moins de paramètres que la paramétrisation «GG» et elle est moins flexible, c'est-à-dire qu'elle contient des hypothèses plus fortes sur la forme de la distribution du résidu. Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour étudier quelques propriétés de ces paramétrisations quand elles sont utilisées dans un ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance.

Nous simulons des événements signal (c'est-à-dire des paires de valeurs des observables Δt et $\sigma_{\Delta t}$) suivant la *fdp* $\Phi(\Delta t, \sigma_{\Delta t}; \tau_B)$ (équation (7.3)) avec une paramétrisation du type «GG» (équation (6.21)) pour la fonction de résolution. Pour chaque événement i, nous commençons par tirer une valeur $(\sigma_{\Delta t})_i$ suivant la *fpd* ajustée représentée dans la figure 6.22(b). Puis nous tirons une valeur $(\Delta t)_i$ suivant la *fpd* $\Phi(\Delta t, (\sigma_{\Delta t})_i; \tau_B)$. Pour les paramètres de la paramétrisation «GG», nous utilisons les valeurs obtenues avec le «super-cocktail neutre»,et nous utilisons $\tau_B = 1{,}548$ ps. Nous simulons 2000 échantillons de 6100 événements chacun (la taille de chaque échantillon est donc comparable à la taille de l'échantillon expérimental, voir chapitre 8). Puis nous ajustons avec la méthode du maximum de vraisemblance la *fdp* $\Phi(\Delta t, \sigma_{\Delta t}; \tau_B)$ à chaque échantillon simulé. Les paramètres libres dans ces ajustements sont τ_B et les paramètres de résolution $\{f, s_1, b_1, s_s, b_2\}$. La figure 7.5 montre la distribution des valeurs ajustées de τ_B et la distribution du *pull* $\frac{\tau_{B,\text{ajusté}} - \tau_{B,\text{généré}}}{\sigma_{\tau_B}}$. La valeur ajustée de τ_B est systématiquement biaisée de $0{,}0103 \pm 0{,}0004$ ps vers des valeurs faibles. Ce biais est comparable à l'ordre de grandeur de l'incertitude statistique (voir paragraphe 8.2 et la distribution du *pull* dans la figure 7.5). Nous répétons cette étude en variant la taille des échantillons. Le biais diminue et finit par devenir négligeable quand la taille des échantillons individuels augmente. Il ne s'agit donc pas d'un problème technique de notre logiciel d'ajustement, mais d'un effet lié à la taille relativement petite de notre échantillon.

Nous répétons cette étude avec la paramétrisation «GExp» (4000 échantillons simulés). Les valeurs de $\{g, s, \tau_r\}$ pour la génération des événements sont celles obtenues pour le «super-cocktail neutre» (voir tableau 6.5). Les résultats sont donnés dans la figure 7.6. La valeur ajustée de τ_B est systématiquement biaisée de $0{,}0014 \pm 0{,}0005$ ps vers des valeurs faibles. Ce biais est plus petit que le biais avec la paramétrisation «GG». La paramétrisation «GExp» est moins flexible que la paramétrisation «GG», mais elle est moins sujette aux effets liés à la taille finie de notre échantillon.
De plus, combinés avec une troisième gaussienne pour modéliser les *outliers* (voir paragraphe 7.4), les modèles de résolution avec deux gaussiennes ont la tendance à conduire à des fonctions de vraisemblance avec plusieurs minima [203,204]. Dans [203, 204], deux minima de la fonction de vraisemblance pour un ajustement des données avec une fonction de résolution à deux gaussiennes ont été identifiés. La différence entre les valeurs de $\tau(B^0)$ pour ces deux minima correspond à environ deux fois

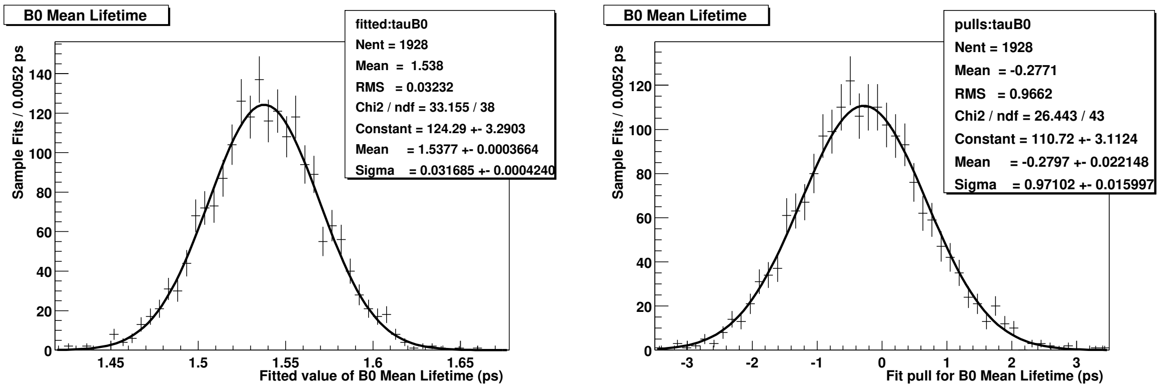


FIG. 7.5 – *Résultats de l'étude de la paramétrisation «GG» avec une simulation Monte Carlo rapide: distributions de la valeur ajustée de la durée de vie (à gauche) et du* pull *correspondant (à droite).*

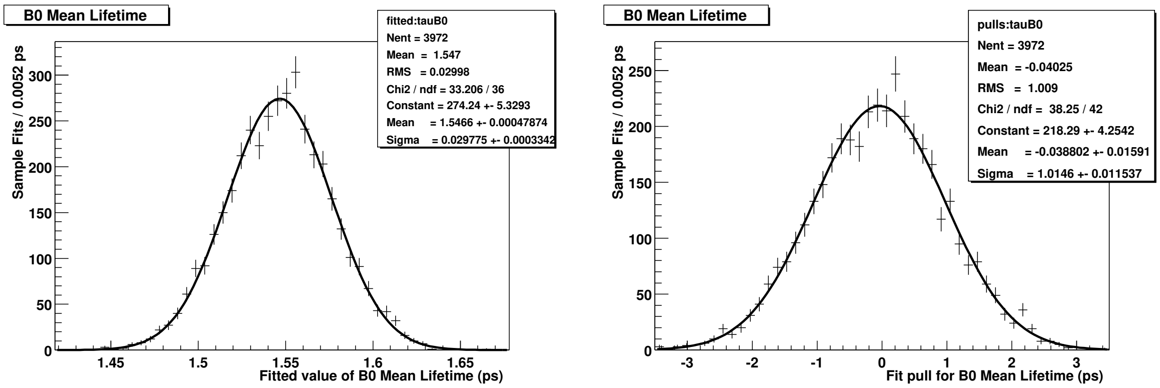


FIG. 7.6 – *Résultats de l'étude de la paramétrisation «GExp» avec une simulation Monte Carlo rapide: distributions de la valeur ajustée de la durée de vie (à gauche) et du* pull *correspondant (à droite).*

l'erreur statistique.

A cause de son comportement robuste dans les ajustements avec la méthode du maximum de vraisemblance, nous choisissons la paramétrisation «GExp» pour faire la mesure. Les incertitudes systématiques sur les durées de vie mesurées dues à la flexibilité limitée de la paramétrisation de la fonction de résolution sont estimées au paragraphe 9.2.

7.8 Effet des corrélations entre «vrai» Δt et résolution

La conversion approximative de Δz en Δt introduit de faibles corrélations entre la résolution sur Δt et le «vrai» Δt (voir paragraphes 6.2 et 6.4.2). Le modèle des événements signal que nous utilisons dans l'ajustement des durées de vie (voir paragraphe 7.2) néglige ces corrélations. Nous faisons une étude avec une simulation

Monte Carlo rapide pour estimer la taille du biais sur les durées de vie ajustées introduit par cette approximation.

Nous simulons des événements signal (c'est-à-dire des paires de valeurs des observables Δt et $\sigma_{\Delta t}$) en utilisant le modèle suivant des corrélations entre la résolution sur Δt et le «vrai» Δt : pour chaque événement, nous commençons par tirer une valeur $(\sigma_{\Delta t})_i$ suivant la *fpd* ajustée représentée dans la figure 6.22(b). Puis nous tirons un «vrai» $(\Delta t)_i$ suivant la *fdp* $\phi(\Delta t;\tau_B)$ (équation (7.2)), avec $\tau_B = 1{,}548$ ps. Ensuite nous tirons le résidu $(\delta(\Delta t))_i$ suivant la paramétrisation «GExp» de $\mathcal{R}\,(\delta(\Delta t),(\sigma_{\Delta t})_i)$ (équation (6.24)). Les valeurs des paramètres $\{g,s,\tau_r\}$ sont celles du tableau 6.7, choisies en fonction du «vrai» $(\Delta t)_i$. Nous générons 4000 échantillons avec la même taille que notre échantillon d'événements signal $B^0\overline{B}^0$ reconstruit sur données (voir chapitre 8), et nous ajustons chaque échantillon avec la *fdp* $\Phi(\Delta t,\sigma_{\Delta t};\tau_B)$ avec une paramétrisation «GExp» standard, c'est-à-dire sans modélisation des corrélations entre la résolution et le «vrai» Δt. Les valeurs ajustées de τ_B sont biaisées de 0.0012 ± 0.0007 ps vers des valeurs faibles. Ce biais est complètement négligeable par rapport à l'incertitude statistique sur les durées de vie.

7.9 Validation de la procédure d'ajustement complète

Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour tester la procédure d'ajustement complète et sa mise en œuvre informatique pour estimer l'ordre de grandeur d'éventuels biais sur les valeurs ajustées des durées de vie dus à des limitations numériques, des paramètres libres qui sont proches d'une limite physique, et la coupure sur $|\Delta t|$ qui n'est pas prise en compte dans la normalisation de Φ et de $\mathcal{B}$ (voir paragraphe 7.5). Nous simulons 1200 échantillons avec la même taille que l'échantillon reconstruit sur données (voir chapitre 8) suivant la *fdp* complète qui est utilisée dans l'ajustement combiné. La paramétrisation «GExp» est utilisée pour la fonction de résolution du signal. Les valeurs de m_{ES} sont simulées suivant les courbes ajustées de la figure 7.1, et les valeurs de $\sigma_{\Delta t}$ sont simulées suivant les courbes ajustées des figures 6.22(b) et (d). Pour les paramètres libres nous utilisons, au moment de la simulation des événements, les valeurs obtenues dans l'ajustement des données (voir paragraphe 8.2). La seule exception sont les paramètres $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$, pour lesquels nous utilisons les valeurs $\tau(B^0) = 1{,}548$ ps et $\tau(B^+) = 1{,}653$ ps [9].

Nous utilisons notre logiciel pour ajuster chaque échantillon. La figure 7.7 montre les résultats obtenus pour les paramètres $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$. Les valeurs ajustées de la durée de vie $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) sont biaisées de 0.0024 ± 0.0009 ps (0.0032 ± 0.0009 ps) vers des valeurs faibles. Ces biais sont petits par rapport à l'incertitude statistique (voir paragraphe 8.2 et les distributions de *pull* dans la figure 7.7). L'écart type des distributions de *pull* est compatible avec un, ce qui indique que les incertitudes statistiques sont raisonnablement bien estimées.

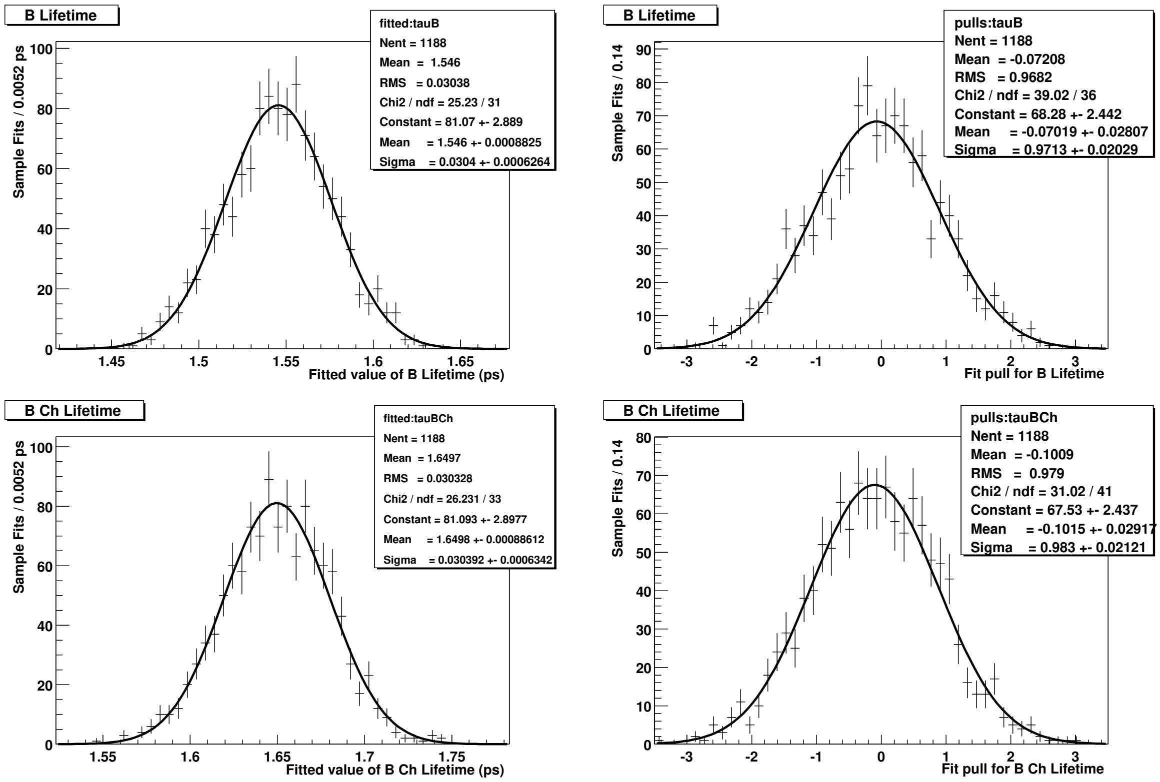


FIG. 7.7 – *Résultats du test de l'ajustement combiné avec une simulation Monte Carlo rapide: distributions de la valeur ajustée de la durée de vie (à gauche) et du* pull *correspondant (à droite) pour les B neutres (en haut) et chargés (en bas).*

Chapitre 8

Résultats de l'ajustement des données

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de durée de vie obtenus sur les données par l'ajustement des distributions de Δt. Nous commençons avec quelques détails sur l'échantillon final utilisé dans l'ajustement (paragraphe 8.1). Au paragraphe 8.2 nous donnons les valeurs ajustées avec leurs incertitudes statistiques des durées de vie et des autres paramètres libres décrits au chapitre précédent (voir tableau 7.1). Le paragraphe 8.3 contient quelques études d'homogénéité des données. Au paragraphe 8.4 nous donnons une mesure quantitative de la qualité de l'ajustement. Le paragraphe 8.5 contient les résultats d'études de traitements alternatifs des événements mal mesurés (*outliers*). Comme discuté au chapitre 2, la fonction de résolution de Δt est un ingrédient-clé de la mesure des durées de vie. Dans le paragraphe 8.6 nous comparons la fonction de résolution extraite des données avec celle prédite par une simulation Monte Carlo.

8.1 L'échantillon utilisé dans l'ajustement

Les distributions de masse substituée m_{ES} pour les échantillons finals d'événements candidats $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- sont données dans la figure 7.1. Cette figure contient aussi les résultats d'ajustements des spectres de m_{ES} avec la somme d'une fonction G+A. Les paramètres suivants sont libres dans ces ajustements : la fraction d'événements signal, la masse du méson B en question, la résolution sur la masse, la masse maximum $m_{\max}$ et le paramètre de forme Ξ de la fonction d'Argus. Le nombre d'événements signal $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-) dans une région de $\pm 2\sigma$ autour de la masse du B^0 (B^+) ajustée est estimé à 6018 ± 70 (6298 ± 63). La résolution σ ajustée sur la masse substituée du B^0 (B^+) est 2,7 MeV/c^2 (2,6 MeV/c^2). En comparant les taux d'événements avant (voir paragraphe 5.9.1, tableau 5.11) et après la reconstruction de Δt, nous obtenons une estimation des efficacités de reconstruction de Δt sur les données, soit : 86 % (87 %) pour les événements $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-). Elles sont en bon accord avec la simulation Monte Carlo (voir paragraphe 6.4).

Paramètre		Valeur ajustée	Erreur parabolique	Erreur MINOS [202]	
Durées de vie	$\tau(B^0)$ (ps)	1,56041	$\pm$ 0,03196	+0,03199	−0,03198
	$\tau(B^+)$ (ps)	1,67557	$\pm$ 0,03172	+0,03178	−0,03169
Fonction de résolution	g	0,69111	$\pm$ 0,07335	+0,06287	−0,09454
	s	1,20735	$\pm$ 0,06971	+0,06973	−0,07021
	τ_{r}	1,03551	$\pm$ 0,24367	+0,25014	−0,24930
Bruit de fond (év. $B^0\overline{B}^0$)	κ	0,36745	$\pm$ 0,04247	+0,04324	−0,04152
	Λ (ps)	1,17068	$\pm$ 0,08242	+0,08703	−0,07810
	g_B	0,89444	$\pm$ 0,02214	+0,02105	−0,02337
	s	1,34715	$\pm$ 0,03713	+0,03737	−0,03704
	$\tau_{r,B}$	1,74243	$\pm$ 0,26335	+0,28307	−0,25064
Bruit de fond (év. B^+B^-)	κ	0,31425	$\pm$ 0,04492	+0,04702	−0,04278
	Λ (ps)	1,18151	$\pm$ 0,11328	+0,11934	−0,10747
	g_B	0,91474	$\pm$ 0,03192	+0,02841	−0,03688
	s	1,38137	$\pm$ 0,03882	+0,03889	−0,03887
	$\tau_{r,B}$	1,41548	$\pm$ 0,37560	+0,41149	−0,35957
Outliers (év. $B^0\overline{B}^0$)	$f_{\mathrm{out,S}}$ (10^{-3})	1,89556	$\pm$ 2,28588	+2,54410	−1,89556
	$f_{\mathrm{out,B}}$ (10^{-3})	7,23832	$\pm$ 2,22387	+2,39269	−2,05545
Outliers (év. B^+B^-)	$f_{\mathrm{out,S}}$ (10^{-3})	1,97793	$\pm$ 2,55411	+2,79340	−1,97793
	$f_{\mathrm{out,B}}$ (10^{-3})	5,59549	$\pm$ 2,54483	+2,78721	−2,29693

TAB. 8.1 – *Résultat de l'ajustement des données.*

8.2 Résultat de l'ajustement combiné

Le tableau 8.1 résume les résultats de l'ajustement combiné des échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- (voir chapitre 7). Le tableau 8.2 contient la matrice complète des coefficients de corrélation entre les dix-neuf paramètres libres. Les figures 8.1 et 8.2 contiennent une représentation graphique du résultat. Dans l'ajustement de données, nous traitons ensemble les événements des ailes de m_{ES} et dans la région du signal (voir chapitre 7). Pour les figures 8.1 et 8.2, par contre, nous appliquons une coupure de $\pm 2\sigma$ autour de la masse ajustée du B à la masse substituée m_{ES} du candidat B_{rec} de chaque événement. Il s'agit de la même coupure que celle appliquée pour déterminer les taux d'événements sur les données (voir paragraphe 8.1).

8.3 Homogénéité des données

Notre échantillon contient des mésons B reconstruits dans divers modes de désintégration (voir paragraphe 5.1, tableau 5.4). Nos données n'ont pas été enregistrées ni reconstruites avec la même configuration du détecteur et les mêmes constantes de calibration (voir paragraphe 3.3). Nous séparons notre échantillon de B reconstruits en plusieurs sous-échantillons suivant ces propriétés, et nous ajustons chaque sous-échantillon séparément.
Nous donnons les résultats de deux ajustements différents de chaque sous-échantillon. Dans le premier ajustement, les valeurs des paramètres de la fonction de résolution

Paramètre		Corrélation globale [a]	Durées de vie		Fonction de résolution			Bruit de fond (év. $B^0\overline{B}^0$)					Bruit de fond (év. B^+B^-)				
			$\tau(B^0)$	$\tau(B^+)$	g	s	τ_r	κ	Λ	g_B	s	$\tau_{r,B}$	κ	Λ	g_B	s	$\tau_{r,B}$
Durées	$\tau(B^0)$	0,648	1,000	0,270	-0,179	-0,406	-0,209	-0,003	-0,052	0,003	0,025	0,009	-0,001	-0,005	0,008	0,019	0,011
de vie	$\tau(B^+)$	0,638	0,270	1,000	-0,191	-0,325	-0,231	-0,005	-0,006	0,008	0,025	0,015	0,004	-0,040	0,007	0,010	0,012
Fonction de	g	0,918	-0,179	-0,191	1,000	-0,216	0,911	-0,008	0,010	-0,059	0,005	-0,056	-0,005	0,007	-0,045	0,002	-0,035
résolution	s	0,690	-0,406	-0,325	-0,216	1,000	-0,312	0,017	-0,001	-0,002	-0,069	0,009	0,004	0,003	-0,004	-0,045	0,000
	τ_r	0,933	-0,209	-0,231	0,911	-0,312	1,000	-0,008	0,014	-0,038	0,013	-0,056	-0,005	0,008	-0,030	0,009	-0,032
Bruit	κ	0,901	-0,003	-0,005	-0,008	0,017	-0,008	1,000	-0,732	0,077	-0,679	0,042	0,000	0,000	0,000	-0,001	0,000
de fond	Λ	0,848	-0,052	-0,006	0,010	-0,001	0,014	-0,732	1,000	-0,102	0,318	-0,237	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
(év, $B^0\overline{B}^0$)	g_B	0,796	0,003	0,008	-0,059	-0,002	-0,038	0,077	-0,102	1,000	0,223	0,721	0,000	0,000	0,004	0,001	0,002
	s	0,789	0,025	0,025	0,005	-0,069	0,013	-0,679	0,318	0,223	1,000	0,144	0,000	0,000	0,001	0,003	0,000
	$\tau_{r,B}$	0,800	0,009	0,015	-0,056	0,009	-0,056	0,042	-0,237	0,721	0,144	1,000	0,000	0,000	0,002	0,000	0,002
Bruit	κ	0,822	-0,001	0,004	-0,005	0,004	-0,005	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	1,000	-0,758	0,068	-0,651	0,036
de fond	Λ	0,876	-0,005	-0,040	0,007	0,003	0,008	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	-0,758	1,000	-0,150	0,338	-0,263
(év, B^+B^-)	g_B	0,899	0,008	0,007	-0,045	-0,004	-0,030	0,000	0,000	0,004	0,001	0,002	0,068	-0,150	1,000	0,226	0,763
	s	0,761	0,019	0,010	0,002	-0,045	0,009	-0,001	0,000	0,001	0,003	0,000	-0,651	0,338	0,226	1,000	0,121
	$\tau_{r,B}$	0,830	0,011	0,012	-0,035	0,000	-0,032	0,000	0,000	0,002	0,000	0,002	0,036	-0,263	0,763	0,121	1,000
Outliers	$f_{\mathrm{out,S}}$	0,434	-0,376	-0,035	-0,054	0,125	-0,061	-0,012	0,049	0,003	0,000	0,005	0,001	0,000	0,001	-0,005	0,001
(év, $B^0\overline{B}^0$)	$f_{\mathrm{out,B}}$	0,468	0,020	-0,001	0,008	-0,005	0,009	0,187	-0,333	-0,088	-0,105	-0,155	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
Outliers	$f_{\mathrm{out,S}}$	0,481	-0,070	-0,460	0,019	0,103	0,030	0,002	0,001	0,000	-0,007	-0,002	-0,017	0,044	0,000	0,006	-0,002
(év, B^+B^-)	$f_{\mathrm{out,B}}$	0,565	0,000	0,018	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,311	-0,506	-0,016	-0,154	-0,013

Paramètre		*Outliers* (év. $B^0\overline{B}^0$)		*Outliers* (év. B^+B^-)	
		$f_{\mathrm{out,S}}$	$f_{\mathrm{out,B}}$	$f_{\mathrm{out,S}}$	$f_{\mathrm{out,B}}$
Durées	$\tau(B^0)$	-0,376	0,020	-0,070	0,000
de vie	$\tau(B^+)$	-0,035	-0,001	-0,460	0,018
Fonction de	g	-0,054	0,008	0,019	0,000
résolution	s	0,125	-0,005	0,103	0,000
	τ_r	-0,061	0,009	0,030	0,000
Bruit	κ	-0,012	0,187	0,002	0,000
de fond	Λ	0,049	-0,333	0,001	0,000
(év, $B^0\overline{B}^0$)	g_B	0,003	-0,088	0,000	0,000
	s	0,000	-0,105	-0,007	0,000
	$\tau_{r,B}$	0,005	-0,155	-0,002	0,000
Bruit	κ	0,001	0,000	-0,017	0,311
de fond	Λ	0,000	0,000	0,044	-0,506
(év, B^+B^-)	g_B	0,001	0,000	0,000	-0,016
	s	-0,005	0,000	0,006	-0,154
	$\tau_{r,B}$	0,001	0,000	-0,002	-0,013
Outliers	$f_{\mathrm{out,S}}$	1,000	-0,128	0,012	0,000
(év, $B^0\overline{B}^0$)	$f_{\mathrm{out,B}}$	-0,128	1,000	0,000	0,000
Outliers	$f_{\mathrm{out,S}}$	0,012	0,000	1,000	-0,077
(év, B^+B^-)	$f_{\mathrm{out,B}}$	0,000	0,000	-0,077	1,000

TAB. 8.2 – *Résultat de l'ajustement des données: matrice des coefficients de corrélation.*

[a] La plus grande corrélation entre le paramètre en question et une combinaison linéaire quelconque de tous les autres paramètres [205].

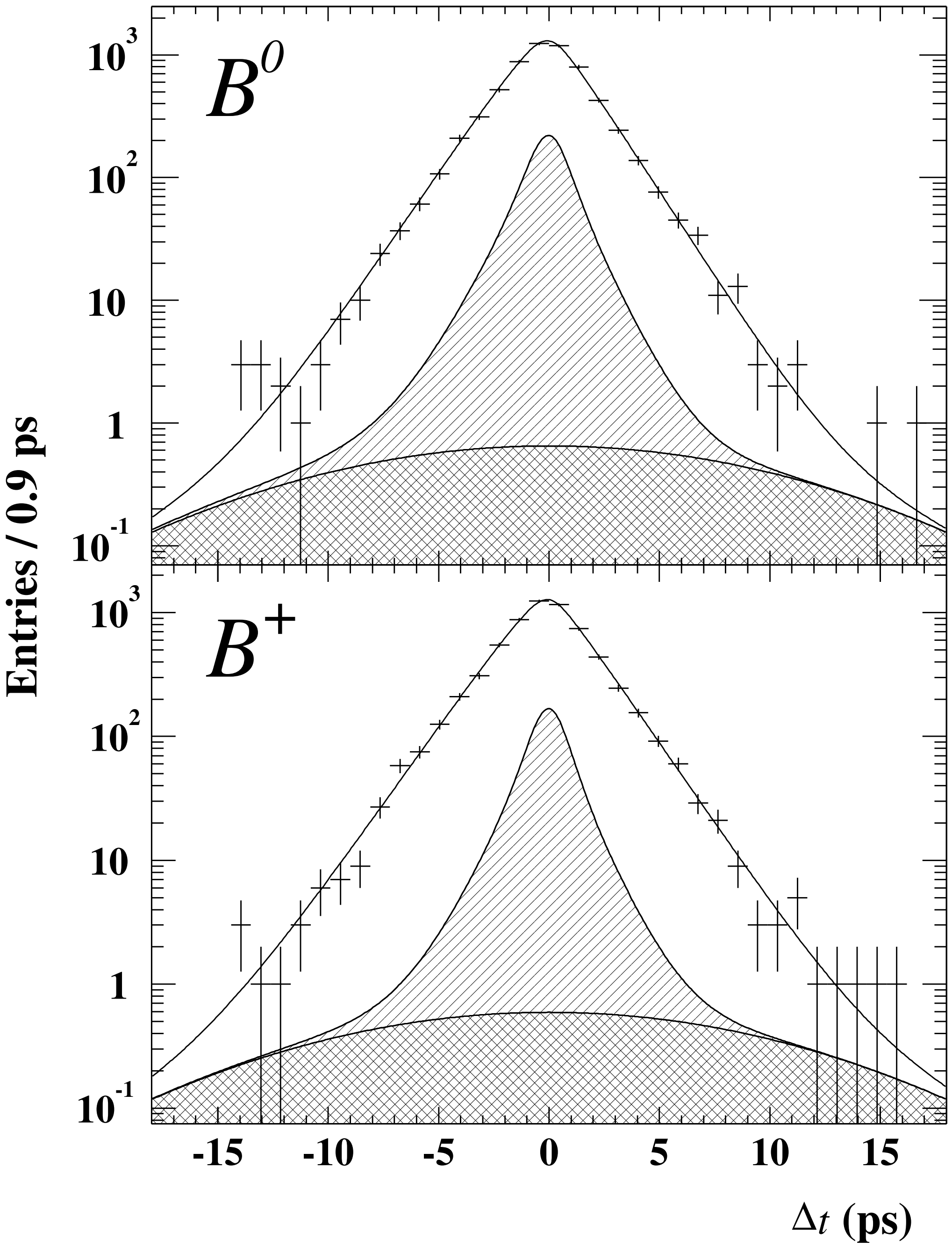


FIG. 8.1 – *Distribution de* Δt *pour les événements* B^0 *(en haut) et* B^+ *(en bas) pour lesquels la masse* m_{ES} *du candidat* B_{rec} *est à moins de* 2σ *de la masse ajustée du* B*. Les courbes passant par les points représentent les résultats de l'ajustement combiné avec la méthode du maximum de vraisemblance. Les surfaces hachurées représentent les contributions du bruit de fond* $\mathcal{B}$*, et les surfaces doublement hachurées représentent les contributions des* outliers $\mathcal{O}$.

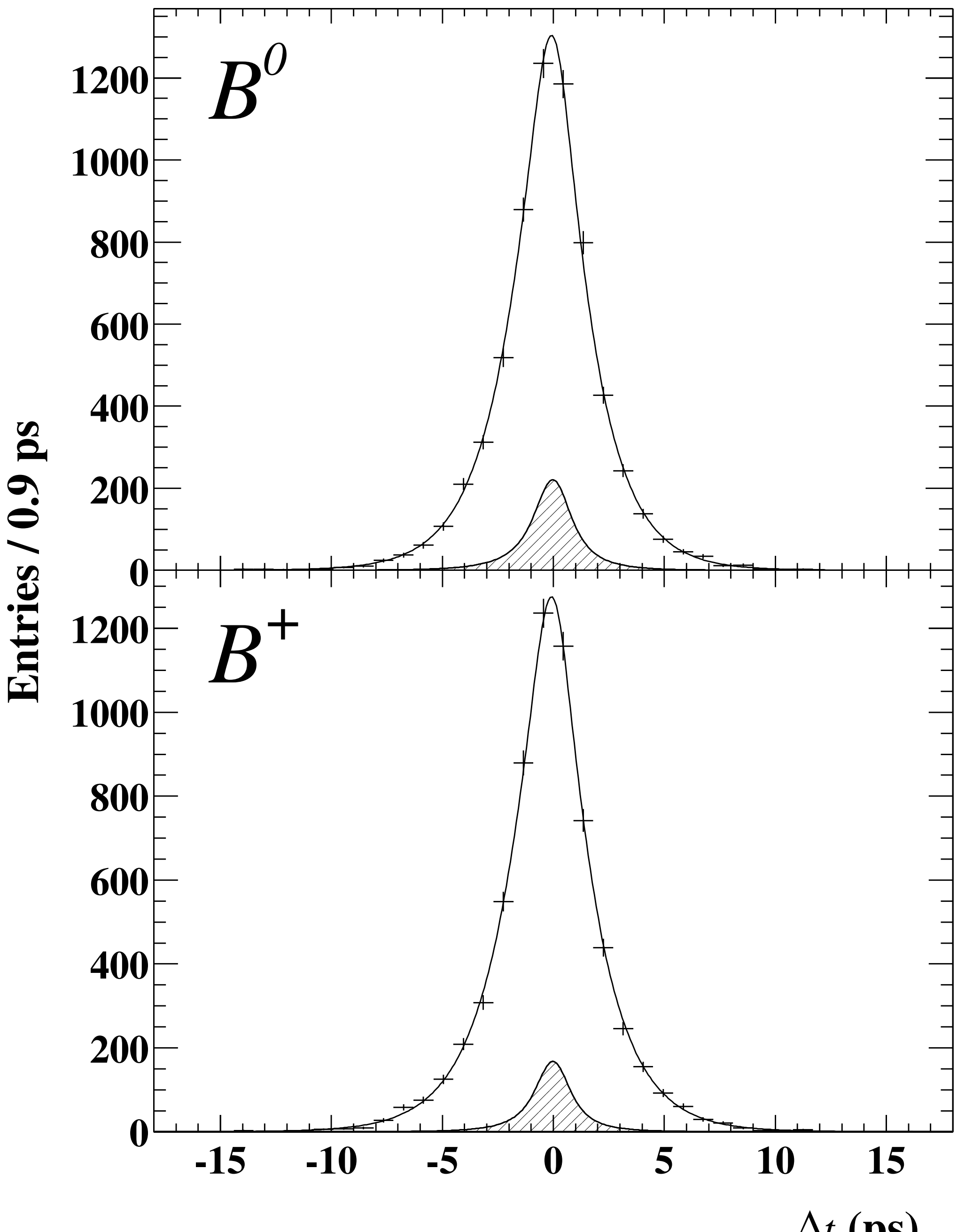


FIG. 8.2 – *Les mêmes graphes que dans la figure 8.1, mais en échelle linéaire.*

	ajustement combiné	ajustement de l'échantillon $B^0\overline{B}^0$	ajustement de l'échantillon B^+B^-
$\tau(B^0)$	1.560 ± 0.032 ps	1.538 ± 0.036 ps	-
$\tau(B^+)$	1.676 ± 0.032 ps	-	1.698 ± 0.036 ps
g	0.69 ± 0.07	0.68 ± 0.15	0.69 ± 0.08
τ_{r}	1.04 ± 0.24	0.89 ± 0.40	1.14 ± 0.29
s	1.21 ± 0.07	1.34 ± 0.10	1.05 ± 0.11

TAB. 8.3 – *Résumé des résultats de l'ajustement combiné et des ajustements des échantillons individuels $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. Les corrections discutées dans le chapitre 9 et résumées dans le tableau 9.8 n'ont pas été appliquées. En particulier, la correction discutée dans le paragraphe 9.3 n'a pas été appliquée aux résultats de l'ajustement combiné.*

sont des paramètres libres. Dans le deuxième ajustement, les paramètres de la fonction de résolution sont fixés aux valeurs obtenues dans l'ajustement combiné de l'échantillon complet.

➤ **Mésons B neutres et chargés séparément**
Les résultats de l'ajustement combiné et d'ajustements séparés des échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- sont comparés dans le tableau 8.3.

➤ **Mode de désintégration du B_{rec}**
Le tableau 8.4 donne les résultats d'ajustements de sous-échantillons qui contiennent des candidats B_{rec} reconstruits dans un mode de désintégration donné.

➤ **Haute tension de la DCH**
Nous séparons les données en sous-échantillons pris à une haute tension donnée de la DCH (voir paragraphe 3.3, tableau 3.3). Nous utilisons la procédure de l'ajustement combiné des distributions de Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- pour extraire les durées de vie de chaque sous-échantillon. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.5.

➤ **Constantes d'alignement du SVT**
Nous séparons les données en sous-échantillons reconstruits avec différents jeux de constantes d'alignement du SVT (voir tableau 3.4). Nous utilisons la procédure de l'ajustement combiné des distributions de Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- pour extraire les durées de vie de chaque sous-échantillon. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.6.

Nous n'observons pas de différences significatives entre les résultats pour les différents sous-échantillons.

Sous-échantillon	fonction de résolution libre dans l'ajustement	fonction de résolution fixée au résultat de l'ajustement de l'échantillon complet
$D^{*+}\,X^-$	1.491 ± 0.050 ps	1.553 ps
$D^+\,X^-$	1.538 ± 0.060 ps	1.573 ps
$J/\Psi\,K^{*0}$	1.600 ± 0.103 ps	1.551 ps
Tous les év. $B^0\overline{B}^0$	1.538 ± 0.036 ps	1.560 ps
$D^{*0}\,\pi^+$	1.784 ± 0.089 ps	1.715 ps
$D^0\,\pi^+$	1.678 ± 0.046 ps	1.678 ps
$\Psi\,K^+$	1.678 ± 0.063 ps	1.635 ps
Tous les év. B^+B^-	1.698 ± 0.036 ps	1.675 ps

TAB. 8.4 – *Résultats d'ajustements de sous-échantillons sélectionnés suivant le mode de désintégration du candidat $B_{\rm rec}$.*

Haute tension de la DCH	fonction de résolution libre dans l'ajustement	fonction de résolution fixée au résultat de l'ajustement de l'échantillon complet
1900 V	$\tau(B^0) = 1.561 \pm 0.045$ ps	$\tau(B^0) = 1.581$ ps
	$\tau(B^+) = 1.631 \pm 0.045$ ps	$\tau(B^+) = 1.647$ ps
1960 V	$\tau(B^0) = 1.550 \pm 0.045$ ps	$\tau(B^0) = 1.537$ ps
	$\tau(B^+) = 1.695 \pm 0.040$ ps	$\tau(B^+) = 1.686$ ps

TAB. 8.5 – *Résultats d'ajustements de sous-échantillons sélectionnés suivant la haute tension de la DCH.*

SVT LA set	fonction de résolution libre dans l'ajustement	fonction de résolution fixée au résultat de l'ajustement de l'échantillon complet
C	$\tau(B^0) = 1.427 \pm 0.113$ ps	$\tau(B^0) = 1.541$ ps
	$\tau(B^+) = 1.496 \pm 0.091$ ps	$\tau(B^+) = 1.589$ ps
D	$\tau(B^0) = 1.618 \pm 0.066$ ps	$\tau(B^0) = 1.605$ ps
	$\tau(B^+) = 1.738 \pm 0.067$ ps	$\tau(B^+) = 1.724$ ps
E	$\tau(B^0) = 1.552 \pm 0.041$ ps	$\tau(B^0) = 1.539$ ps
	$\tau(B^+) = 1.684 \pm 0.036$ ps	$\tau(B^+) = 1.673$ ps

TAB. 8.6 – *Résultats d'ajustements de sous-échantillons sélectionnés suivant le jeu de constantes d'alignement du SVT utilisé dans la reconstruction.*

8.4 Qualité de l'ajustement

Pour déterminer quantitativement la qualité de l'ajustement, nous simulons un grand nombre d'échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- de mêmes tailles que les échantillons expérimentaux en utilisant la *fdp* résultant de l'ajustement des données. Pour cette simulation, les valeurs des paramètres sont fixées aux valeurs obtenues dans l'ajustement des données (voir tableau 8.1). Il s'agit donc exactement de la même simulation Monte Carlo rapide que nous avons déjà décrite dans le paragraphe 7.9, sauf que maintenant ce sont les durées de vie ajustées sur les données qui sont employées.
Puis nous ajustons chaque échantillon simulé avec notre procédure d'ajustement complète et nous déterminons la fraction des échantillons pour lesquels la valeur maximale de la vraisemblance est inférieure à celle obtenue sur données. Nous trouvons que la probabilité d'obtenir une vraisemblance plus petite que dans notre ajustement des données est 7,3 %. La qualité de l'ajustement est donc satisfaisante.

Nous faisons des études analogues pour les ajustements séparés des échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- (voir tableau 8.3). La probabilité d'obtenir une vraisemblance plus faible que dans nos ajustements séparés est 21,6 % ($B^0\overline{B}^0$) et 9.7 % (B^+B^-).

8.5 Traitements alternatifs des *outliers*

La figure 8.3 contient des résultats d'une étude de variation de la coupure sur $|\Delta t|$ (voir tableau 6.3). Nous répétons l'ajustement combiné des données avec des coupures plus strictes que la coupure nominale, $|\Delta t| < 18$ ps. La figure 8.3 montre les différences entre les valeurs de $\tau(B^0)$, $\tau(B^+)$ et $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ obtenues dans ces ajustements et les valeurs correspondantes obtenues dans l'ajustement nominal (voir tableau 8.1), ainsi que l'incertitude statistique sur cette différence. Aux alentours de $|\Delta t| < 9$ ps l'incertitude sur les différences devient très grande. Cette valeur de la coupure correspond approximativement à la largeur de la gaussienne que nous utilisons pour modéliser la distribution de Δt des *outliers* (voir paragraphe 7.4). Notre «bras de levier» sur les fractions d'*outliers* devient court. Toutes les variations des valeurs ajustées de $\tau(B^0)$, $\tau(B^+)$ et $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ sont compatibles avec les incertitudes systématiques que nous estimons avec des méthodes indépendantes aux paragraphes 9.5 et 10.2.5.

Nous répétons l'ajustement combiné avec différentes *fdp* pour modéliser la distribution $\mathcal{O}$ de Δt des événements *outliers* (voir paragraphe 7.4). Les valeurs ajustées de $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ obtenues avec une distribution $\mathcal{O}(\Delta t)$ plate entre $\Delta t = -18$ ps et $\Delta t = +18$ ps diffèrent respectivement de 0,0059 ps et 0,0064 ps (dans le même sens) des résultats obtenus avec l'ajustement nominal (voir tableau 8.1). Ces différences sont plus petites que les incertitudes systématiques que nous estimons avec des méthodes indépendantes au paragraphe 9.5.
Nous modélisons les événements *outliers* avec une large gaussienne en Δt. Dans l'hypothèse d'une résolution approximativement gaussienne pour les *outliers*, ceci signifie que nous négligeons le vol des B pour ces événements. Les valeurs ajustées

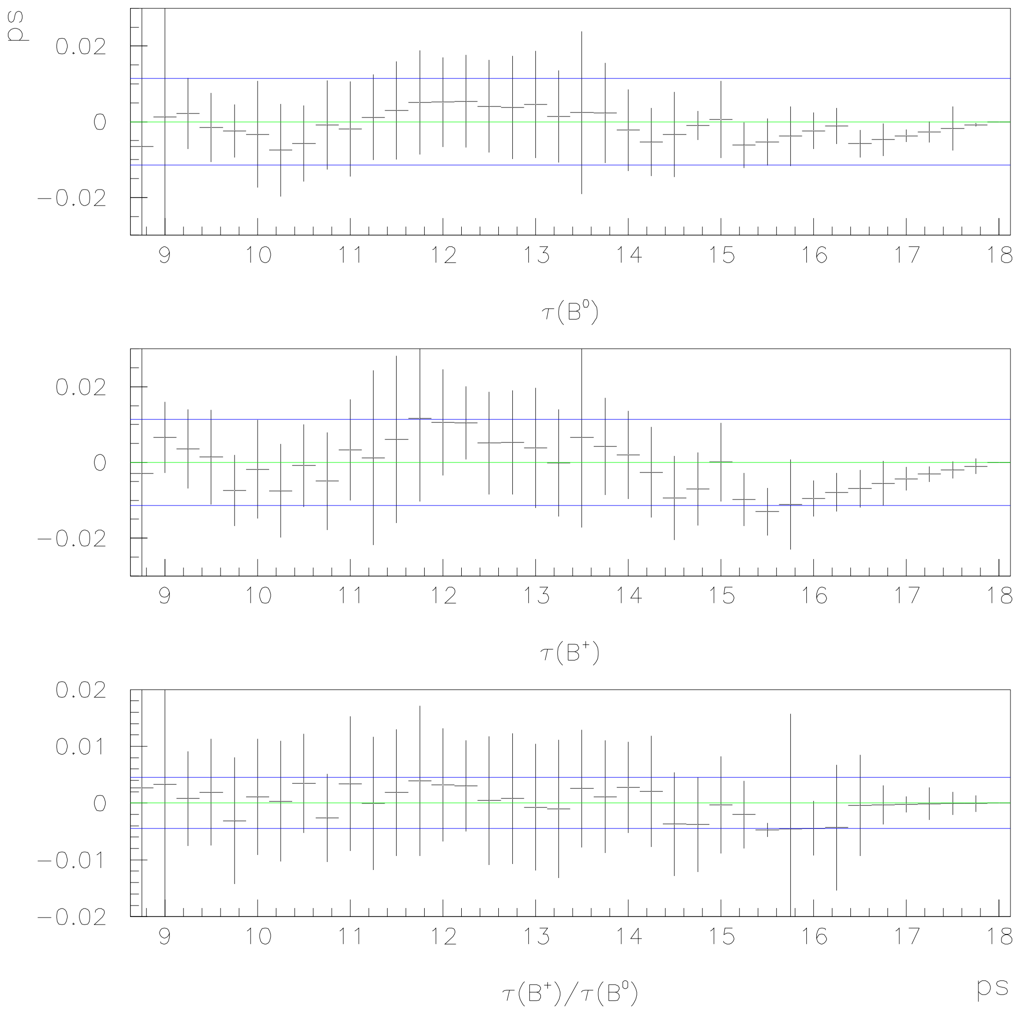


FIG. 8.3 – *Variations de la valeur ajustée de $\tau(B^0)$, $\tau(B^+)$ et $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ pour différentes coupures sur $|\Delta t|$. Les trois graphes montrent la différence entre les résultats obtenus avec la coupure nominale $|\Delta t| < 18$ ps (voir tableau 6.3) et avec des coupures plus strictes. L'axe horizontal représente la valeur de la coupure et l'axe vertical représente la diffénrence «ajustement − ajustement nominal». Les barres d'erreurs indiquent la différence en quadrature entre les erreurs statistiques de l'ajustement et l'ajustement nominal. Les limites correspondant aux incertitudes systématiques associées aux* outliers *(voir paragraphes 9.5 et 10.2.5) sont données par des lignes horizontales.*

		Simulation	Données
$B^0/\overline{B}^0$	$\langle\sigma_{\Delta t}\rangle$	0,711 ps	0,705 ps
	$\sqrt{\langle(\sigma_{\Delta t})^2\rangle}$	0,786 ps	0,783 ps
$B^0/\overline{B}^0$	$\langle\delta(\Delta t)\rangle$	$-0{,}211$ ps	$-0{,}226 \pm 0{,}023$ ps
	RMS($\delta(\Delta t)$)	1,011 ps	$1{,}117 \pm 0{,}061$ ps
B^+/B^-	$\langle\sigma_{\Delta t}\rangle$	0,661 ps	0,650 ps
	$\sqrt{\langle(\sigma_{\Delta t})^2\rangle}$	0,732 ps	0,712 ps
B^+/B^-	$\langle\delta(\Delta t)\rangle$	$-0{,}183$ ps	$-0{,}208 \pm 0{,}021$ ps
	RMS($\delta(\Delta t)$)	0,907 ps	$1{,}027 \pm 0{,}056$ ps

TAB. 8.7 – *Résumé des valeurs des paramètres qui décrivent la moyenne et la largeur de la distribution du résidu $\delta(\Delta t)$. Les incertitudes sur les valeurs du biais moyen $\langle\delta(\Delta t)\rangle$ et la largeur RMS($\delta(\Delta t)$) extraites des données ont été calculées à partir des incertitudes sur les paramètres de résolution ajustées et les covariances correspondantes.*

de $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ obtenues avec une distribution $\mathcal{O}(\Delta t; \sigma_{\rm out}, b_{\rm out})$ modélisée comme la convolution d'une distribution de durée de vie (équation (7.2)) et d'une gaussienne comme celle décrite dans le paragraphe 7.4 diffèrent toutes les deux de moins de 0,0003 ps des résultats obtenus avec l'ajustement nominal (voir tableau 8.1). La largeur des deux distributions convoluées pour obtenir $\mathcal{O}$ sont très différentes et ici la distribution de durée de vie est proche d'une fonction delta de Dirac.

8.6 Comparaison de la résolution sur Δt extraite des données à celle prédite par la simulation

8.6.1 Résolution extraite des données

Nous calculons les premier et second moments de la distribution de $\sigma_{\Delta t}$ pour nos échantillons d'événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- simulés et expérimentaux. Les résultats obtenus sont résumés au tableau 8.7. L'accord entre données et Monte Carlo est très bon (au niveau de deux pour cent). Ceci n'est pas surprenant comme certains effets qui peuvent introduire des différences données/Monte Carlo sont négligés dans l'estimation de $\sigma_{\Delta t}$. Un alignement imparfait du SVT en est un exemple. Une imperfection dans la modélisation de la distribution de matière dans le volume du détecteur central utilisée par le filtre de Kalman en est un autre. Des différences données/Monte Carlo sur le nombre de traces sélectionnées pour ajuster le vertex de désintégration du $B_{\rm opp}$, ou des différences dans le spectre d'impulsion des traces sélectionnées peuvent, en principe, donner lieu à des différences données/Monte Carlo dans la distribution de $\sigma_{\Delta t}$. Cependant l'accord données/Monte Carlo pour ces variables est assez bon (la distribution du nombre de traces sélectionnées par *VtxTagBtaSelFit* est présentée à la figure 6.21).

		s	τ_{r}	g
Simulation Monte Carlo standard [a]	év. $B^0\overline{B}^0$	1,063 ± 0,005	1,027 ± 0,021	0,709 ± 0,008
	év. B^+B^-	1,057 ± 0,003	0,881 ± 0,015	0,685 ± 0,007
Données [b]		1,207 ± 0,070	1,036 ± 0,242	0,691 ± 0,073
Simulation Monte Carlo avec modélisation d'effets liés à l'alignement du SVT	SVT LA set D	1,165 ± 0,015	0,918 ± 0,048	0,555 ± 0,028
	SVT LA set E	1,176 ± 0,015	0,859 ± 0,049	0,572 ± 0,030

TAB. 8.8 – *Comparaison des paramètres de la fonction de résolution expérimentale (extraite de l'ajustement des données) à ceux prédits par différentes simulations.*

[a] Ces valeurs reproduisent celles du tableau 6.5.
[b] Ces valeurs reproduisent celles du tableau 8.1.

Nous comparons, dans le tableau 8.8, les valeurs des paramètres de la fonction de résolution prédites par la simulation Monte Carlo à celles extraites des données. Ces paramètres décrivent «comment il faut corriger l'estimation $\sigma_{\Delta t}$ pour obtenir la vraie incertitude». Leurs valeurs sont sensibles aux imperfections du Monte Carlo évoquées au paragraphe précédent. L'accord données/Monte Carlo observé est raisonnable. Le plus grande écart observé concerne le facteur d'échelle s, qui est plus grand sur données (2σ). Comme nous l'avons déjà souligné plus haut, la simulation Monte Carlo standard ne tient pas compte des effets d'alignement du système de reconstruction des traces. En particulier, dans cette simulation les éléments actifs du SVT se trouvent exactement aux endroits où les algorithmes de reconstruction des traces pensent qu'ils se trouvent. Nous incluons un modèle (décrit au paragraphe 9.6.1) des effets d'alignement dans la simulation Monte Carlo. Les valeurs des paramètres de la fonction de résolution prédites pour les jeux D et E de constantes d'alingement sont données au tableau 8.8. Nous observons un bon accord des valeurs des paramètres prédites par la simulation Monte Carlo affinée et extraites des données.
La figure 8.4 présente la distribution de *pull* prédite pour le jeu E de constantes d'alignement qui domine notre échantillon (voir tableau 3.4), et un ajustement d'une fonction du type «GExp» à cette distribution. La fonction «GExp» calculée à partir des valeurs des paramètres extraites des données est également présentée. Un bon accord est observé.

Nous utilisons les valeurs des paramètres de résolution obtenus avec la simulation Monte Carlo standard (voir tableau 8.8) et extraites des données ainsi que les valeurs des deux premiers moments de la distribution de $\sigma_{\Delta t}$ pour calculer la moyenne et la largeur des distributions du résidu $\Delta t(\Delta t)$. Les équations nécessaires sont résumées en annexe E, et les résultats sont présentées dans le tableau 8.7. Les valeurs obtenues pour les données et les événements sont compatibles. Au niveau des incertitudes statistiques actuelles les biais, dominés par le vol du charme, sont bien modélisés par le Monte Carlo. La résolution sur Δt est dégradée de $\simeq 10$ % sur les données par rapport à la simulation Monte Carlo standard. Cette dégradation est prédite par la simulation Monte Carlo affinée qui tient compte de l'alignement du SVT.

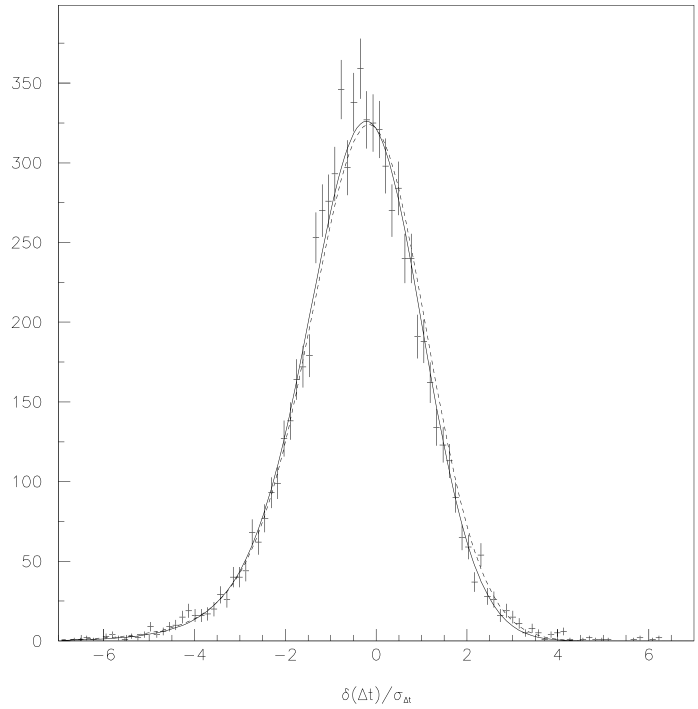


FIG. 8.4 – *Distribution du* pull *de Δt simulée pour le jeu E de constantes d'alignement du SVT (points avec barres d'erreur). Les courbes sont les graphes de fonctions «GExp» obtenues avec les paramètres de cette simulation (trait plein) et ceux résultant de l'ajustement des durées de vie sur les données réelles.*

8.6.2 Echantillon de contrôle pour la reconstruction de Δz

Nous avons étudié un échantillon de contrôle pour effectuer une comparaison directe, c'est-à-dire sans déconvolution via un ajustement, de la résolution obtenue sur données et prédite par une simulation Monte Carlo.

La distribution mesurée de Δt est la convolution d'une distribution physique et la réponse du détecteur, voir figure 2.7(b). Si nous isolons un échantillon d'événements de durée de vie nulle, la distribution physique de Δt pour cet échantillon est une fonction delta de Dirac et la distribution mesurable est la réponse du détecteur. Nous cherchons donc à isoler un échantillon d'événements de durée de vie nulle ressemblant le plus possible aux événements $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$.

Nous choisissons un échantillon d'événements d'annihilation inclusive $e^+e^- \to c\overline{c}$ avec un D^* chargé dans l'état final (voir figure 8.5). Les événements du type $e^+e^- \to c\overline{c} \to D^{*+/-}$ sont abondants (voir paragraphe 2.3, tableau 2.1) et peuvent être reconstruits avec excellente pureté. Une coupure sur l'impulsion des $D^{*+/-}$ (ou des D^0) dans le repère du centre de masse élimine les événements $e^+e^- \to b\overline{b} \to D^{*+/-}$. La résolution sur les paramètres de la trace du pion mou issu de la désintégration $D^{*+} \to$

$D^0\,\pi^+$ est limitée par la diffusion multiple ; mais en utilisant la contrainte que le vertex de désintégration du D^{*+} soit compatible avec le *beam spot*, la résolution sur la coordonnée z de ce vertex est aussi bonne que pour les modes de $B_{\rm rec}$ avec la moins bonne résolution (voir tableau 6.1).

Nous reconstruisons le canal $D^{*+} \to D^0\,\pi^+$ avec $D^0 \to K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, et nous utilisons les critères suivants pour la sélection des candidats D^{*+} :

- $p^*(D^0) > 3$ GeV/c, où p^* est l'impulsion dans le référentiel du centre de masse.
- $|m(D^0) - m(D^0)_{\rm PDG}| < 3\sigma(m(D^0))$, où $m(D^0)$ est la masse du candidat D^0 avec son incertitude $\sigma(m(D^0))$ estimée candidat par candidat, et $m(D^0)_{\rm PDG}$ est la masse nominale [9].
- Le vertex et la masse du candidat D^{*+} sont estimés après un ajustement cinématique avec la contrainte du *beam spot*. Nous demandons $\Delta m = m(D^{*+}) - m(D^0) < 1{,}5$ MeV/c^2.
- Identification des kaons : critères *default* [175] pour le canal $K^-\pi^+$, critères *very tight* [175] pour les canaux $K^-\pi^+\pi^0$ et $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (voir paragraphe 5.4.2).
- S'il reste plusieurs candidats D^{*+} dans un événement après les coupures précédentes, nous choisissons le candidat avec le plus petit $\left|\frac{m(D^0)-m(D^0)_{\rm PDG}}{\sigma_{m(D^0)}}\right|$.

La distribution de Δm après l'application de tous les critères de sélection sauf la coupure sur Δm est donnée à la figure 8.6. Le nombre de candidats signal est $52k$ avec une pureté de $\simeq 94$ % [206].
La figure 8.7 contient une comparaison faite avec des événements simulés de quelques propriétés des traces sélectionnées par *VtxTagBtaSelFit* pour ajuster le vertex du «$B_{\rm opp}$» dans des événements $\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}{}^0$ et les événements de l'échantillon de contrôle. L'accord de ces distributions est satisfaisant. Pour ces graphes, aucune distinction entre traces primaires et secondaires n'est faite. Les «traces de fragmentation» ont un spectre en impulsion plus mou que les traces primaires dans les désintégrations de mésons B. Nous nous attendons à ce que le poids des traces secondaires soit légèrement plus important dans le cas de l'échantillon de contrôle que dans le cas des événements $B\overline{B}$, et que la fonction de résolution soit plus asymétrique.
Pour les études qui suivent, nous utilisons équation (6.15) pour calculer un Δt à partir des Δz mesurés. Numériquement :

$$\Delta t = 0{,}006 \text{ ps}\,\mu\text{m}^{-1} \cdot \Delta z \; . \tag{8.1}$$

La figure 8.8 montre la distribution de l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$ estimée événement par événement sur les données. Les valeurs des premier et second moments de cette distribution donnent $\langle\sigma_{\Delta t}\rangle = 1{,}866$ ps et $\sqrt{\langle(\sigma_{\Delta t})^2\rangle} = 2{,}183$ ps. Les valeurs correspondantes pour des événements simulés sont $\langle\sigma_{\Delta t}\rangle = 1{,}900$ ps et $\sqrt{\langle(\sigma_{\Delta t})^2\rangle} = 2{,}225$ ps.
La figure 8.9 montre les distributions de Δt obtenues sur données et avec une simulation Monte Carlo. Les distributions du «*pull*» $\frac{\Delta t}{\sigma_{\Delta t}}$ correspondant sont présentées à la figure 8.10. Nous utilisons la méthode du maximum de vraisemblance san regroupement (sans *binning*) pour ajuster la somme d'une fonction du type «GGsc» (équation (6.22)) et d'une gaussienne large d'*outliers* avec une largeur fixée à 8 ps

Paramètre	Simulation Monte Carlo	Données
f	0.825 ± 0.005	0.825 ± 0.005
s_1	0.955 ± 0.008	1.081 ± 0.009
b_1	-0.301 ± 0.010	-0.290 ± 0.012
s_2	2.37 ± 0.05	2.76 ± 0.06
b_2	-2.28 ± 0.06	-2.50 ± 0.07
f_{out}	0.0191 ± 0.0015	0.0167 ± 0.0015
b_{out}	-10.3 ± 0.8	-11.7 ± 0.9

TAB. 8.9 – *Résultats sur les paramètres du signal des ajustements présentées à la figure 8.9.*

à ces distributions. Les paramètres de la fonction «GGsc», la fraction d'*outliers* et la moyenne b_{out} de la gaussienne large sont libres dans l'ajustement. La distribution de Δt du bruit de fond est estimée à partir des événements dans les ailes de Δm. Les résultats sur les paramètres du signal sont données à au tableau 8.9.
Nous utilisons les résultats du tableau 8.9 pour calculer le biais moyen et le RMS du résidu sur les données réelles et simulées (les équations pour ce calcul sont résumées en annexe E). Pour le biais moyen, nous obtenons respectivement 1,263 ps et 1,230 ps. Comme dans la comparaison données/Monte Carlo du paragraphe 8.6.1, nous trouvons que le biais moyen est raisonnablement bien modélisé par la simulation : ces deux valeurs concordent au niveau de 2,7 %. Les valeurs du RMS sont respectivement 3,860 ps et 3,457 ps. La résolution sur données est de l'ordre de 12 % moins bonne que la prédiction Monte Carlo. Cette estimation est compatible avec les résultats de la comparaison données/Monte Carlo du paragraphe 8.6.1.

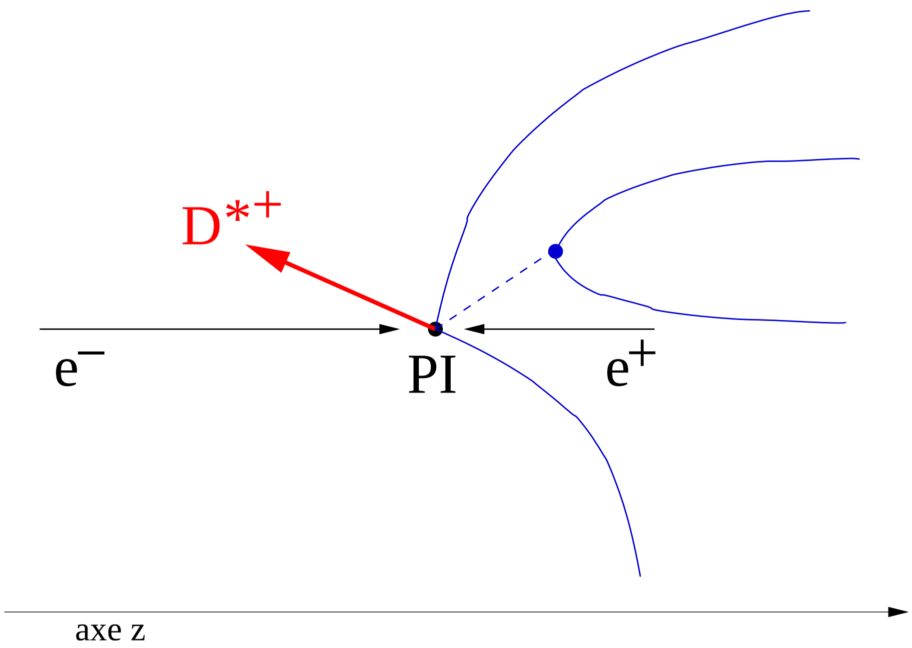


FIG. 8.5 – *Principe de l'échantillon de contrôle pour la reconstruction de Δz. Les deux flèches parallèles à axe z représentent les électrons de haute énergie et les positrons de plus basse énergie qui entrent en collision au point d'interaction (PI). Nous considérons le cas d'événements $e^+e^- \to c\overline{c}$, où un des quarks c s'hadronise pour former un méson $D^{*+/-}$ (ou un D dans un état d'excitation plus haut qui donne lieu à un $D^{*+/-}$). Les $D^{*+/-}$ ont une durée de vie très brève [9] et se désintègrent avant de voler. Le reste de l'événement comprend des «traces de fragmentation» qui proviennent directement du point d'interaction et de «traces de mésons D» qui proviennent, par exemple, d'un méson D^0 produit dans l'hadronisation de l'autre quark c. Nous reconstruisons le $D^{*+/-}$ de façon exclusive, et nous utilisons* Vtx-TagBtaSelFit *(voir chapitre 6) pour reconstruire Δz de l'événement. Le $D^{*+/-}$ joue le rôle du candidat $B_{\rm rec}$, et les «traces de fragmentation» simulent des traces primaires provenant de la désintégration du $B_{\rm opp}$ et les «traces de mésons D» simulent des traces secondaires issues du $B_{\rm opp}$.*

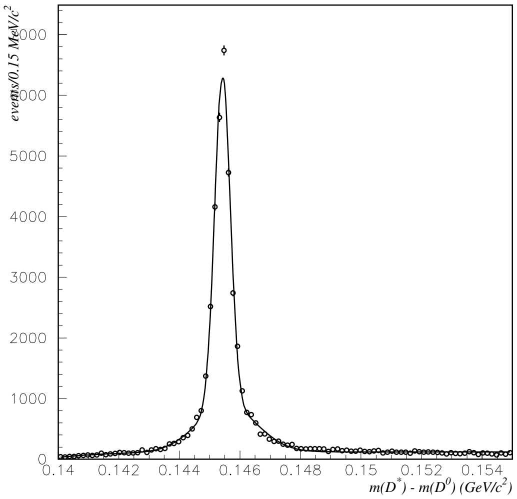


FIG. 8.6 – *Distribution de la différence Δm entre la masse du candidat D^* et la masse du candidat D pour notre échantillon de candidats $D^{*+} \to D^0\,\pi^+$ avant la coupure sur Δm (données).*

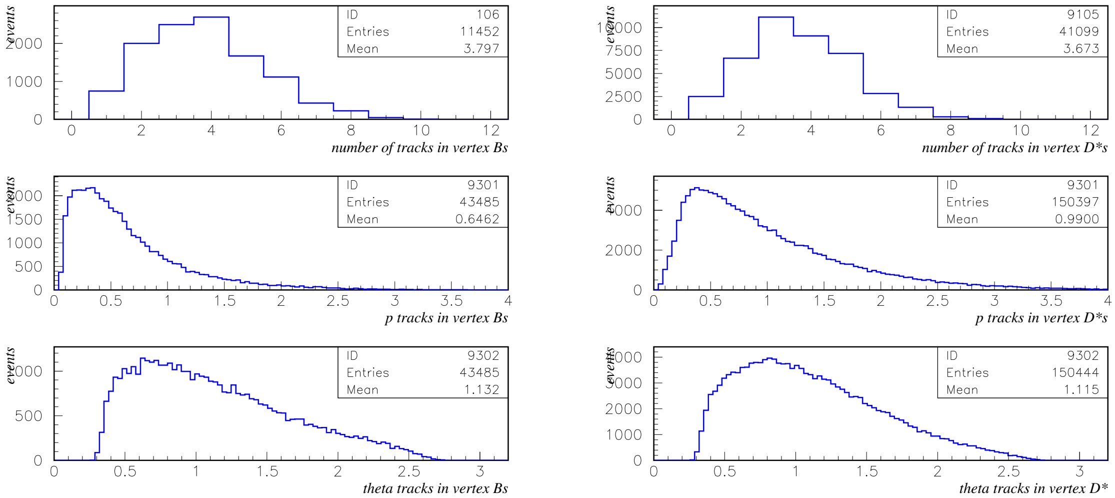


FIG. 8.7 – *Histogrammes du nombre de traces sélectionnées pour ajuster le vertex du «$B_{\rm opp}$», de l'impulsion des traces sélectionnées et de l'angle θ des traces sélectionnées par rapport à l'axe des z pour des événements $\Upsilon(4S) \to B^0\overline{B}^0$ (à gauche) et de l'échantillon de contrôle (à droite).*

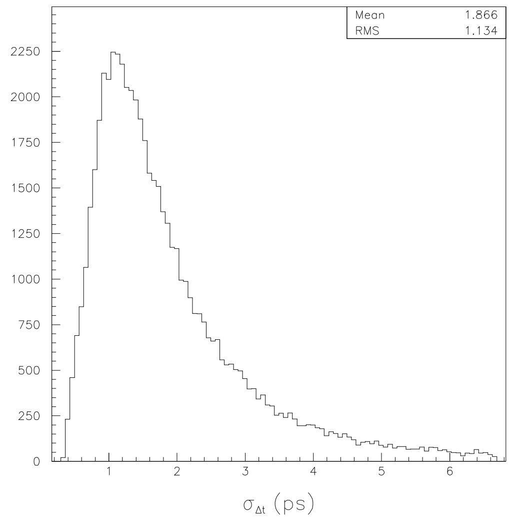


FIG. 8.8 – *Distribution de l'incertitude $\sigma_{\Delta t}$ estimée événement par événement (échantillon de contrôle sur données).*

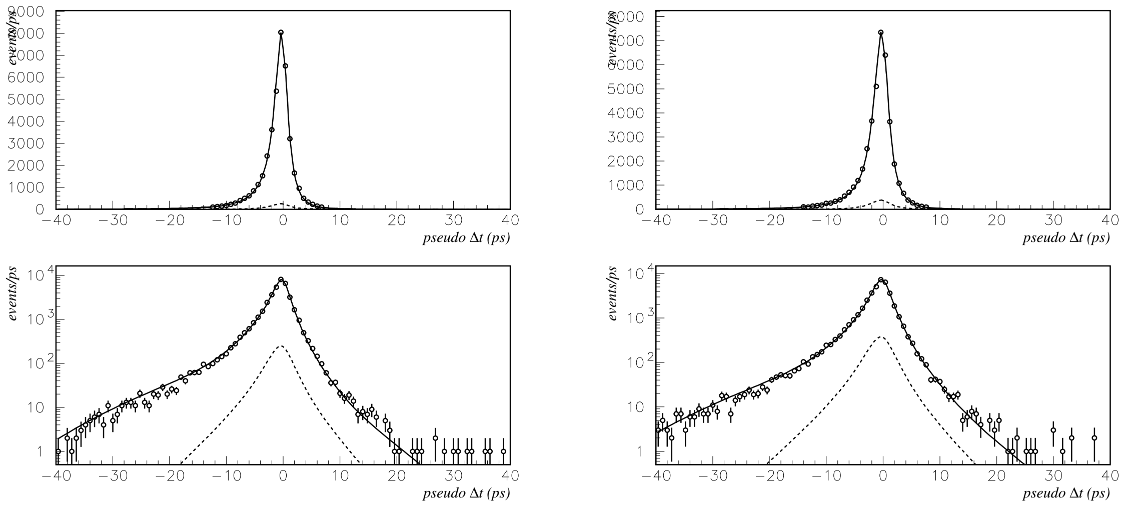


FIG. 8.9 – *Distributions de Δt pour des évenements simulés (à gauche) et données (à droite) de l'echantillon de contrôle. La ligne dans chaque histogramme représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'une fonction du type «GGsc» et d'une gaussienne large pour modéliser les* outliers*. La ligne pointillée représente la contribution du bruit de fond. La distribution de Δt du buit de fond est estimée à l'aide des événements dans les ailes de la distribution de Δm.*

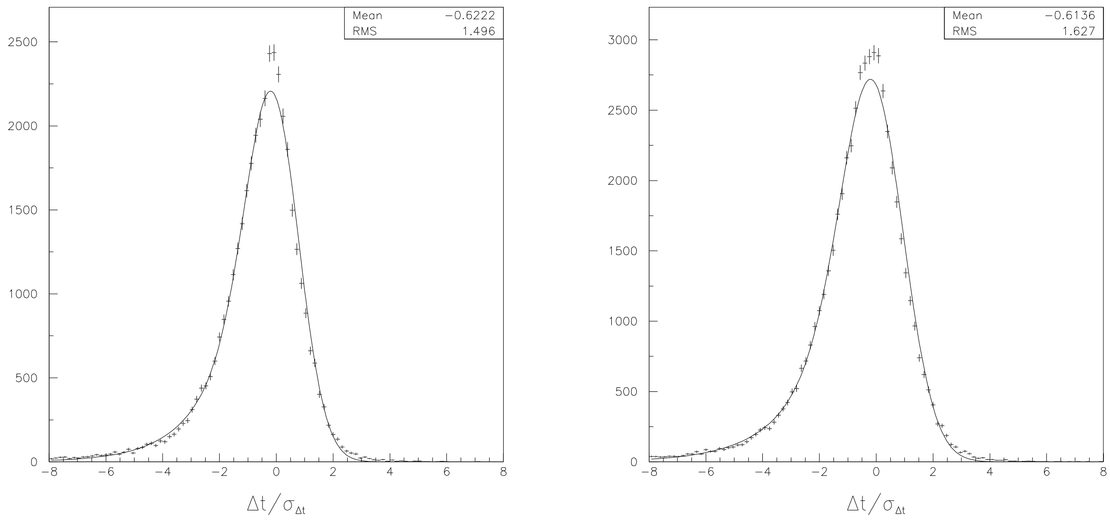


FIG. 8.10 – *Distributions du «pull» $\frac{\Delta t}{\sigma_{\Delta t}}$ pour des événements simulés (à gauche) et données (à droite) de l'échantillon de contrôle.*

Chapitre 9

Incertitudes systématiques

Dans ce chapitre nous discutons les incertitudes systématiques sur les durées de vie des mésons B neutres et chargés que nous avons ajustées au chapitre précédent. Comme illustré au paragraphe 2.3, les sources d'incertitudes systématiques dominantes sont assez différentes des mesures antérieures [120–131] de ces quantités.
Les différentes incertitudes systématiques sur les durées de vie ajustées peuvent être groupées en trois catégories : les incertitudes dues (1) aux critères de sélection utilisés pour isoler l'échantillon d'événements, (2) la reconstruction de Δt, et (3) la procédure d'ajustement des durées de vie. La première catégorie est discutée au paragraphe 9.1, la deuxième aux paragraphes 9.2-9.7, et la troisième aux paragraphes 9.8-9.10. Les différentes incertitudes systématiques sont résumées et combinées au paragraphe 9.11.

9.1 Sélection des événements

Certains critères de sélection peuvent biaiser la distribution du temps propre de désintégration des événements de signal dans l'échantillon final. Par exemple, des coupures de qualité de la reconstruction sont susceptibles de produire un tel effet si des particules signal avec un grand temps propre de désintégration atteignent des régions extérieures du détecteur où la résolution est significativement moins bonne que près de la zone d'interaction. Etant donnée la petitesse de Δz par rapport aux dimensions du détecteur, nous n'attendons pas de contribution significative de cet effet particulier pour des mésons B dans *BABAR*.

Pour étudier ces causes d'incertitude, nous appliquons la procédure complète de reconstruction et de sélection à des événements simulés. Les échantillons d'événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- simulés contiennent des $B_{\rm rec}$ dans tous les canaux de désintégration utilisés dans cette analyse. Les abondances des différents canaux ont été choisies suivant les résultats expérimentaux de l'année 2000 [9] sur les rapports d'embranchement (voir description des «super-cocktails neutre et chargé» au paragraphe 3.3). Nous vérifions si le spectre de $\Delta t_{\text{généré}}$ des événements qui passent tous les critères de sélection est distordu. Le tableau 9.1 résume les résultats d'ajustements des spectres des échantillons sélectionnés avec deux ailes exponentielles (voir équation (7.2)). Nous utilisons l'histogramme de $\Delta t_{\text{généré}}$ des événements sélectionnés et le résultat de l'ajustement avec la méthode du maximum de vraisemblance pour

Durées de vie :

		ajustement de $\Delta t_{\text{simulé}}$		ajustement de $\Delta t_{\text{reconstruit}}$	
	durée de vie simulée	durée de vie ajustée	χ^2/ndof	durée de vie ajustée (ajustements séparés)	durée de vie ajustée (ajustement combiné)
B^0	1,548 ps	$1{,}5476 \pm 0{,}0062$ ps	208,2/199	$1{,}5592 \pm 0{,}0103$ ps	$1{,}5562 \pm 0{,}0087$ ps
B^+	1,653 ps	$1{,}6521 \pm 0{,}0044$ ps	197,6/199	$1{,}6627 \pm 0{,}0071$ ps	$1{,}6647 \pm 0{,}0065$ ps

Fonction de résolution ajustée :

	ajustement des événements $B^0\overline{B}^0$	ajustement des événements B^+B^-	ajustement combiné
g	$0{,}723 \pm 0{,}027$	$0{,}723 \pm 0{,}028$	$0{,}724 \pm 0{,}019$
τ_{r}	$1{,}01 \pm 0{,}10$	$0{,}91 \pm 0{,}09$	$0{,}95 \pm 0{,}07$
s	$1{,}016 \pm 0{,}026$	$1{,}030 \pm 0{,}020$	$1{,}025 \pm 0{,}016$

TAB. 9.1 – *Vérifications avec une simulation Monte Carlo de la distribution de Δt des événements $B\overline{B}$ après la procédure de reconstruction et sélection.*

faire un test χ^2 (voir tableau 9.1). Ces tests ne montrent aucune distorsion significative du spectre de Δt.
Nous utilisons la procédure d'ajustement (voir chapitre 7) sans modélisation de bruit de fond pour extraire les durées de vie des spectres de $\Delta t_{\text{reconstruit}}$. Les résultats des ajustements sont donnés dans le tableau 9.1. Les durées de vie ajustées sont compatibles avec les durées de vie simulées. Nous considérons les limitations statistiques de ce test avec les données simulées comme incertitude systématique sur nos mesures sur les données. Nous prenons donc les incertitudes statistiques de l'ajustement combiné des échantillons simulés comme incertitude systématique (« Statistique Monte Carlo finie » dans le tableau 9.8).

9.2 Paramétrisation de la fonction de résolution

Avec la méthode de la différence de parcours, la durée de vie à mesurer est fortement corrélée aux paramètres de la fonction de résolution de Δt (voir paragraphe 2.3). Dans cette mesure, la plus grande incertitude est due à notre connaissance limitée de la résolution sur Δt atteinte sur données. Nous avons « transformé une partie de cette incertitude systématique en une contribution à l'incertitude statistique sur les durées de vie » en laissant libres dans l'ajustement des données les paramètres décrivant la fonction de résolution (voir paragraphe 7.2). Pour illustrer l'impact sur l'incertitude statistique, nous répétons l'ajustement combiné des durées de vie (chapitre 7) en fixant les valeurs des paramètres de la fonction de résolution aux valeurs extraites de l'ajustement nominal (voir tableau 8.1). L'incertitude statistique sur $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) est réduite de 0,032 ps (0,032 ps) à 0,027 ps (0,028 ps). La différence en quadrature est 0,018 ps (0,016 ps) soit 1,2 % (1,0 %) de la durée de vie.
Des incertitudes supplémentaires sont dues à la possibilité que la paramétrisation de la fonction de résolution, malgré ses paramètres libres, ne soit pas suffisamment

flexible pour reproduire exactement la «vraie» fonction de résolution. Comme discuté au paragraphe 7.7, nous avons choisi une paramétrisation («GExp») de la fonction de résolution avec un nombre restreint de paramètres, à cause de son comportement robuste dans les ajustements de distributions de Δt reconstruites. Nous faisons une étude avec une simulation Monte Carlo rapide pour estimer l'impact de la flexibilité limitée de la paramétrisation. Nous simulons 4000 échantillons de même taille que l'échantillon expérimental, en utilisant une paramétrisation plus flexible de la fonction de résolution (la paramétrisation «GGsc», voir équation (6.22) ; voir aussi la discussion au paragraphe 7.7). Les valeurs des paramètres obtenues avec la simulation Monte Carlo complète (voir tableau 6.4) sont utilisées dans la simulation rapide. Puis nous utilisons un ajustement avec la paramétrisation «GExp» pour extraire les durées de vie. En moyenne, la durée de vie $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) est surestimée de $0{,}0075 \pm 0{,}0005$ ps ($0{,}0039 \pm 0{,}0005$ ps). Nous corrigeons nos mesures pour ce biais et nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

9.3 Fonction de résolution commune

Dans l'ajustement combiné des distributions de Δt des événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-, nous faisons l'approximation d'une fonction de résolution de Δt commune pour tous les modes de désintégration du B_{rec}, indépendamment de l'espèce du méson B (neutre ou chargé).

9.3.1 Une même fonction de résolution pour tous les modes B^0 ou B^+

Nous estimons la taille d'un possible biais introduit par l'utilisation d'une fonction de résolution moyenne pour différents modes de désintégration du B_{rec} d'une espèce de méson B donnée à l'aide d'une simulation Monte Carlo rapide. Nous simulons des échantillons d'une espèce de méson B. La moitié des événements dans chaque échantillon est simulée avec un jeu de valeurs des paramètres de la fonction de résolution, et l'autre moitié est simulée avec un autre jeu. Puis nous utilisons une seule fonction de résolution pour ajuster la durée de vie sur chaque échantillon simulé. Pour la simulation, nous utilisons la paramétrisation «GExp» et les valeurs des paramètres obtenues avec la simulation complète pour le «super-cocktail neutre» et le canal $B^0 \to D^-(\to K^0_S\pi^-)a_1^+$ (voir tableau 6.5). Avec 4000 échantillons de 7000 événements chacun, nous obtenons un biais sur la durée de vie ajustée de $0{,}0006 \pm 0{,}0006$ ps. Ce biais est compatible avec zéro et l'incertitude statistique est petite. Ce résultat n'est pas surprenant : les différences entre les fonctions de résolution pour différents modes de désintégration sont petites, parce que la résolution sur Δt est dominée par la résolution sur le vertex du B_{opp}. En plus, des corrélations entre le mode de désintégration du B_{rec} et la résolution ne sont pas nécessairement une source de biais. Le mode de désintégration n'est pas une observable utilisée dans l'ajustement. Il suffit que la paramétrisation de la fonction de résolution soit suffisamment flexible pour reproduire la résolution moyennée sur tous les canaux (c'est ce que nous avons étudié au paragraphe 9.2).

9.3.2 Une même fonction de résolution pour tous les jeux de constantes d'alignement

Nos données n'ont pas toutes été reconstruites avec le même jeu de constantes d'alignement du SVT (voir paragraphe 3.3). Les différences entre les fonctions de résolution attendues pour différents jeux de constantes d'alignement du SVT (voir paragraphe 8.6, tableau 8.8) ne sont pas plus importantes que les différences entre modes de B_{rec}. Elles introduisent donc un biais négligeable sur les durées de vie ajustées.

9.3.3 Une même fonction de résolution pour les B^0 et les B^+

Contrairement au mode de désintégration du B_{rec}, l'espèce de méson B est une observable utilisée dans l'ajustement. Les valeurs des paramètres de la fonction de résolution pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et les événements B^+B^- sont légèrement différentes à cause des différents mélanges de mésons charmés produits dans les désintégrations du B_{opp} (voir paragraphe 6.4.1, tableau 6.5). Pour estimer le biais introduit par l'utilisation d'une fonction de résolution moyenne pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-, nous simulons 4000 échantillons de 7000 événements $B^0\overline{B}^0$ et 7000 événements B^+B^- chacun, avec des fonctions de résolution distinctes pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. Nous utilisons la paramétrisation «GExp» avec les valeurs des paramètres pour les «super-cocktails neutre et chargé» (voir tableau 6.5). Puis nous déterminons les deux durées de vie pour chaque échantillon avec un ajustement combiné. La valeur ajustée de $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) est biaisée de $0{,}0040 \pm 0{,}0006$ ps ($0{,}0052 \pm 0{,}0006$ ps) vers des valeurs hautes (basses). Nous corrigeons nos mesures pour ce biais et nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

9.4 Taille et position de la région lumineuse (*beam spot*)

VtxTagBtaSelFit, l'algorithme que nous utilisons pour reconstruire Δz (voir paragraphe 6.1.2), utilise notre connaissance de la position et la taille du *beam spot* pour obtenir une contrainte sur le vertex de désintégration du B_{opp}. Un éventuel biais dans la détermination des paramètres du *beam spot* (voir paragraphe 4.4) peut changer la fonction de résolution de Δt. Les paramètres de cette fonction étant libres dans l'ajustement (voir section 7.7), une grande partie de ces variations est «absorbée» par l'ajustement.
Nous utilisons nos événements simulés du «super-cocktail neutre» pour obtenir une limite sur d'éventuels effets résiduels. Nous reconstruisons le même ensemble d'événements plusieurs fois. Pour chaque reconstruction, le jeu nominal des valeurs pour les paramètres du *beam spot* est utilisé, sauf pour la position en y, qui est le

Distortion du *beam spot*	Ecart de la valeur ajustée de la durée de vie τ_B(*beam spot* distordu) $-$ τ_B(*beam spot* nominal)
étalement 10 μm	$-0{,}0008$ ps
étalement 20 μm	$-0{,}0020$ ps
décalage 10 μm	$-0{,}0009$ ps
décalage 20 μm	$+0{,}0006$ ps
décalage 50 μm	$+0{,}0010$ ps

TAB. 9.2 – *Effet de différentes distortions du* beam spot *sur la durée de vie ajustée.*

paramètre le plus contraignant pour la reconstruction de Δz (voir paragraphe 6.1.2). Nous essayons différentes manipulations de la position en y pour simuler un biais dans la reconstruction de la position du *beam spot* ou une taille du *beam spot* plus grande que prévue (voir section 6.1.2). Le tableau 9.2 contient les variations de la durée de vie ajustée selon les essais. Nous déplaçons le *beam spot* d'une distance donnée en y («décalage» dans le tableau 9.2) ou nous appliquons des déplacements aléatoires gaussiens à la position en y du *beam spot* utilisé dans la reconstruction des événements individuels pour simuler un *beam spot* de plus grande taille («étalement» dans le tableau 9.2). Un déplacement de 20 μm est plus grand que les déplacements typiques entre deux *runs* consécutifs : le RMS de la distribution des déplacements en y de la position du *beam spot* pour deux *runs* consécutifs est de 10 μm [160]. La taille réelle du *beam spot* est bien plus petite de 20 μm en y. Si le *beam spot* était aussi grand, PEP-II n'atteindrait pas la luminosité observée [139, 160]. Les mouvements du *beam spot* pendant un *run* typique ont été étudiés dans [207] et déterminés à être inférieurs à 10 μm en y. Nous attribuons 0,0020 ps comme incertitude systématique sur les durées de vie.

9.5 Δt *outliers*

Dans la méthode d'ajustement des données, de larges gaussiennes $\mathcal{O}(\Delta t; \sigma_{\text{out}}, b_{\text{out}})$ modélisent les événements *outliers* mal reconstruits (voir paragraphe 7.4). Les fractions d'événements de ce type dans les échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- sont des paramètres libres dans l'ajustement. La forme de la distribution de Δt des outliers, c'est-à-dire la moyenne b_{out} et l'écart type σ_{out} de la gaussienne, sont fixes. Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour propager les incertitudes sur cette distribution de Δt sur les durées de vie ajustées. Pour différents jeux de valeurs de b_{out} et σ_{out}, nous simulons 2000 échantillons de 6000 événements chacun. Puis nous utilisons la procédure nominale d'ajustement avec $b_{\text{out}} = 0$ ps et $\sigma_{\text{out}} = 10$ ps (voir paragraphe 7.4) pour ajuster la durée de vie pour chaque échantillon. Le tableau 9.3 montre les écarts pour différentes valeurs des paramètres utilisées pour la simulation.

Des gaussiennes avec une largeur de 15 ps ou plus sont essentiellement plates dans la région qui nous intéresse ($|\Delta t| < 18$ ps, voir paragraphe 7.4). Des *outliers* avec une distribution de Δt étroite ne biaisent pas significativement la valeur ajustée de la durée de vie, parce que leur distribution de Δt n'est pas très loin de celle du si-

		Frac = 0,2 %	Frac = 0,35 %	Frac = 0,5 %
Moyenne = 0 ps	Largeur = 15 ps	−0,0042 ps	−0,0061 ps	−0,0091 ps
	Largeur = 12 ps	−0,0012 ps	−0,0037 ps	−0,0031 ps
	Largeur = 8 ps	+0,0020 ps	+0,0059 ps	+0,0070 ps
	Largeur = 6 ps	+0,0030 ps	+0,0077 ps	+0,0114 ps
	Largeur = 4 ps	−0,0004 ps	+0,0031 ps	+0,0051 ps
Moyenne = 3 ps	Largeur = 10 ps	−0,0004 ps	−0,0003 ps	−0,0005 ps
Moyenne = -3 ps	Largeur = 10 ps	−0,0007 ps	−0,0018 ps	−0,0024 ps

TAB. 9.3 – *Ecart* $\langle\tau_B(\text{ajustée})\rangle - \tau_B(\text{simulée})$ *pour différentes distributions simulées de* Δt *des événements* outliers.

gnal. Le tableau 9.3 contient trois colonnes pour des fractions d'événements *outliers* différentes. La fraction d'*outliers* utilisée pour la dernière colonne est plus d'un σ plus grande que celle extraite des données (voir tableau 8.1).

9.6 Géométrie et alignement du détecteur

Les deux causes suivantes liées à la connaissance imparfaite de la géométrie du détecteur peuvent introduire des effets systématiques sur les durées de vie mesurées : des imperfections dans la détermination des positions relatives de différents éléments actifs du détecteur comme par exemple les plaquettes du SVT peuvent dégrader la qualité de la reconstruction de Δz. Différentes procédures d'alignement utilisent les données prises avec le détecteur pour estimer les positions relatives des éléments actifs, voir paragraphe 3.2.1 pour une brève description de l'algorithme d'alignement du SVT. Ces procédures d'alignement ne déterminent ni n'ajustent pas l'échelle absolue du détecteur. Si un «micron de *BABAR*» n'a pas la même longueur qu'un «micron du système international», les mesures de durées de vie seront biaisées.

9.6.1 Alignement du détecteur

Nous discutons d'abord les effets liés aux positions relatives. Les paramètres de la fonction de résolution sont libres dans l'ajustement, leurs valeurs sont donc extraites des données. Une grande partie des effets liés aux imperfections dans l'alignement sont pris en compte par cette procédure, voir la discussion au paragraphe 7.2. Nous utilisons notre simulation Monte Carlo pour estimer une limite sur d'éventuels effets résiduels qui ne sont pas reproduits par la paramétrisation de la fonction de résolution.
L'alignement des détecteurs reconstruisant les traces est assuré par trois algorithmes : les algorithmes d'alignement local de la DCH et du SVT ainsi que l'algorithme d'alignement global entre la DCH et le SVT. Les incertitudes dans l'alignement local du SVT et dans l'alignement global sont à l'origine des plus grands effets sur la reconstruction de Δz. Nous disposons d'estimations quantitatives des incertitudes et de quelques biais systématiques bien établis dans ces alignements. Notre

simulation Monte Carlo standard (voir paragraphe 4.2) ne tient pas compte des incertitudes dans l'alignement. Nous affinons cette simulation en y introduisant un modèle des déplacements des éléments actifs du détecteur qui correspondent à ces biais et qui sont compatibles avec ces incertitudes [199, 208–211]. Les effets systématiques incluent les deux exemples suivants. L'estimation de la position relative des deux couches extérieures du SVT par rapport aux trois couches intérieures est légèrement biaisée : l'estimation de la position en y des deux couches extérieures est «décalée» d'une distance de l'ordre de 50 μm de l'estimation de la position des couches intérieures. Un autre biais systématique dans l'alignement local du SVT est l'«effet télescope». L'algorithme d'alignement utilise des événements dimuons avec une contrainte de faisceau (voir paragraphe 3.2.1 et références). Via cette contrainte, un léger biais dans la détermination du *boost* est propagé vers l'alignement. La conséquence est un décalage apparent de toutes les couches du SVT parallèlement à l'axe z. Les comparaisons des jeux de constantes d'alignement du SVT et des résultats des mesures optiques indique que le biais sur l'impulsion moyenne des $\Upsilon(4S)$ est de l'ordre de 6 MeV/c [212]. La taille du décalage dépend de la distance de la couche à l'axe des faisceaux. L'ampleur des différents effets a, par exemple, été estimée avec des études Monte Carlo des algorithmes d'alignement (introduire une déformation dans la simulation et tester jusqu'à quel point elle est corrigée par la procédure d'alignement). Les comparaisons des constantes d'alignement déterminées sur données avec différentes variantes des algorithmes d'alignement et les comparaisons avec les résultats de mesures optiques sont également sensitives à des effets systématiques. Les échantillons de contrôle sur données, comme par exemple les événements cosmiques, sont particulièrement utiles. Les cosmiques qui ne font pas intervenir le *boost* de PEP-II permettent, par exemple, une estimation précise de l'effet télescope.

Le tableau 9.4 résume les incertitudes identifiées. Les effets `boostZ` à `Ellips0014` concernent l'alignement local du SVT. `LA101025` modélise les incertitudes statistiques dans l'alignement du SVT dues à la taille finie des échantillons de calibration. `globY10mu` à `globRZ002murad` modélisent les incertitudes dans l'alignement global entre la DCH et le SVT. Nous utilisons un ensemble d'événements simulés avec un alignement parfait du système de reconstruction des traces, et nous reconstruisons les mêmes événements deux fois : une fois avec les bonnes valeurs des constantes d'alignement (c'est-à-dire les valeurs qui décrivent un alignement parfait), et une fois avec un jeu de constantes qui simule un des effets donnés dans le tableau 9.4. Puis nous ajustons les deux distributions de Δt ainsi obtenues pour extraire la durée de vie des mésons B. Les différences entre les deux durées de vie ajustées pour chaque effet du tableau 9.4 sont données dans le tableau 9.5. Pour réduire le nombre d'événements nécessaires pour cette étude, nous déterminons les valeurs des trois paramètres de la fonction de résolution avec un ajustement de la distribution du résidu $\delta(\Delta t)$ et nous gelons ces paramètres dans l'ajustement de la distribution de Δt correspondante. Les mêmes événements simulés sont utilisés pour l'étude de chaque effet du tableau 9.4. Le nombre d'événements sélectionnés dans l'ajustement est entre 3,91k et 4,25k dans tous les cas. Nous prenons la somme en quadrature de la valeur absolue des écarts dans le tableau 9.5 (voir discussion dans le titre de ce tableau) comme incertitude systématique due à l'alignement.

Pour les jeux D et E (voir paragraphe 3.3, tableau 3.4) des constantes d'alignement, nous disposons aussi d'un modèle qui représente la combinaison de tous ces effets [216]. Nous utilisons les méthodes décrites ci-dessus pour estimer les changements de la durée de vie ajustée avec ces deux modèles. Nous obtenons respectivement 0,0058 ps et 0,0015 ps. Ces changements sont couverts par l'incertitude systématique que nous avons attribuée plus haut. Ce sont ces modèles, combinant tous les effets, que nous avons utilisés au paragraphe 8.6 pour la comparaison entre données et la simulation Monte Carlo affinée.
La procédure pour déterminer les incertitudes systématiques dues à l'alignement du détecteur central décrite ci-dessus, initialement mise au point pour la mesure des durées de vie des B, a été adoptée pour toutes les analyses temporelles avec reconstruction complète [95, 114, 115].

9.6.2 Echelle en z du détecteur

Une façon de déterminer l'échelle absolue en z du détecteur consiste à mesurer la longueur en z d'un objet de taille connue. Une mesure de la longueur en z d'une section du tube à vide directement autour de la zone d'interaction est décrite en détail dans [213]. Cette section du tube à vide de 18 cm de long et de 28 mm de rayon, est fabriquée en béryllium et enveloppée d'une feuille de tantale (voir paragraphe 3.1 et références). L'épaisseur de la feuille est 150 μm. Dans ce matériau dense, les interactions d'électrons perdus par les faisceaux sont relativement abondantes. Elles sont reconnaissables par la présence d'au moins un baryon parmi les particules positives de l'état final. Le détecteur *BABAR* permet d'identifier de tels protons, deutons et tritons positifs avec une bonne pureté. La position de la réaction d'électroproduction peut être déterminée en cherchant d'autres traces qui forment un vertex avec la trace du baryon identifié et en ajustant ce vertex commun. Nous obtenons une «radiographie» claire de la section du tube à vide, et en particulier du tantale autour. Son profil est clairement visible dans un graphe de la moyenne de la position radiale de ces vertex versus leur position en z. Un ajustement de ce graphe permet de mesurer la longueur de cette section et de la comparer à sa taille connue. Pour les jeux C, D, et E de constantes d'alignement (c'est-à-dire pour tous les jeux sauf A), le facteur d'échelle $f = \frac{\text{longueur mesurée par le détecteur}}{\text{mesure indépendante de la longueur}}$ est compatible avec un, où l'incertitude est de l'ordre de deux pour mille. Nous n'attendons pas une différence d'un ordre de grandeur entre les déviations de un des facteurs d'échelle f pour les longueurs de segments dans la zone lumineuse et de segments à $\simeq$ 3 cm plus loin en R. Pour les jeux de constantes C, D, et E , nous prenons une incertitude systématique de 0,5 % due à l'échelle en z du détecteur.
Nous utilisons aussi un petit échantillon de données reconstruites avec le jeu A de constantes d'alignement (voir tableau 3.4). Aucune mesure du facteur d'échelle f n'est disponible pour ce jeu de constantes. Nous utilisons une limite supérieure sur les déviations de un possibles de ce facteur. Cette limite provient de simples considérations mécaniques. Pour minimiser les contraintes mécaniques sur les plaquettes liées aux déformations de la structure porteuse, un montage souple a été choisi pour les modules, qui leur permet de se déplacer les uns par rapport aux

`boostZ`:	≪Effet télescope≫ : déplacement apparent de toutes les couches du SVT parallèlement à l'axe des faisceaux. Le déplacement augmente avec la distance R entre la couche et l'axe des faisceaux. Le déplacement relatif en z entre la première et la dernière couche est de 100 μm à 120 μm.
`boostZ_setD`:	L'≪effet télescope≫ est deux fois plus grand pour le jeu D de constantes d'alignement du SVT.
`outerShiftY005`:	Déplacement apparent des deux couches extérieures du SVT par rapport aux couches intérieures (50 μm le long de l'axe y).
`ExpandZ001`:	$z \Rightarrow (1+\epsilon)z$, $\epsilon = 0{,}001$
`ExpandZ-001`:	$z \Rightarrow (1+\epsilon)z$, $\epsilon = -0{,}001$
`ExpandR0005`:	$x \Rightarrow (1+\epsilon)x$, $\epsilon = 0{,}0005$ $y \Rightarrow (1+\epsilon)y$ (augmente le rayon du SVT de 76 μm)
`TwistZ000002`:	$x = R\cos\phi \Rightarrow x = R\cos(\phi + \epsilon z)$, $\epsilon = 0{,}000002$ $y = R\sin\phi \Rightarrow y = R\sin(\phi + \epsilon z)$
`Ellips0014`:	$x = R\cos\phi \Rightarrow x = R\cos\left[(1 + \epsilon\cos(2\phi))\phi\right]$, $\epsilon = 0{,}0014$ $y = R\sin\phi \Rightarrow y = R\sin\left[(1 + \epsilon\cos(2\phi))\phi\right]$
`LA101025`:	Déplacements aléatoires non corrélés des plaquettes individuelles du SVT. Les translations en u (parallèle à l'axe des faisceaux) et en v (dans le plan de la plaquette et perpendiculaire à u) sont distribuées normalement avec un écart type $\sigma = 10$ μm. Les translations en w (perpendiculaire à u et v) sont distribuées normalement avec un écart type $\sigma = 25$ μm.
`globY10mu`:	Déplacement de 10 μm le long de l'axe y du SVT entier par rapport à la DCH.
`globZ40mu`:	Déplacement de 40 μm le long de l'axe z du SVT entier par rapport à la DCH.
`globRY002murad`:	Rotation de 2 μrad autour de l'axe y du SVT entier par rapport à la DCH.
`globRZ002murad`:	Rotation de 2 μrad autour de l'axe z du SVT entier par rapport à la DCH.

TAB. 9.4 – *Une brève description des jeux de constantes d'alignement utilisés dans cette étude pour modéliser des imperfections dans l'alignement du système de reconstruction des traces. Seules les positions du centre et les orientations des plaquettes individuelles sont changées suivant les déformations décrites ci-dessus. Les plaquettes elles-mêmes ne sont pas distordues. Nous ne donnons pas ici les résultats pour les équivalents de* `globY10mu` *et* `globRY002murad` *pour l'axe des x. L'information sur les positions en y est plus contraignante pour Δz que celle sur les positions en x (voir paragraphe 6.1.2).*

Jeu de constantes	Ecart de la durée de vie ajustée
`boostZ`	$-0{,}0016$ ps
`boostZ_setD`	$-0{,}0050$ ps
`outerShiftY005`	$-0{,}0004$ ps
`ExpandZ001`	$-0{,}0036$ ps
`ExpandZ-001`	$-0{,}0021$ ps
`ExpandR0005`	$-0{,}0003$ ps
`TwistZ000002`	$+0{,}0017$ ps
`Ellips0014`	$-0{,}0019$ ps
`LA101025`	$+0{,}0010$ ps
`globY10mu`	$+0{,}0029$ ps
`globZ40mu`	$-0{,}0012$ ps
`globRY002murad`	$+0{,}0008$ ps
`globRZ002murad`	$+0{,}0016$ ps
Somme en quadrature	$0{,}0077$ ps

TAB. 9.5 – *Ecart de la durée de vie ajustée* τ_B(avec alignement imparfait) – τ_B(avec détecteur parfaitement aligné) *pour les effets décrits dans le tableau 9.4. Exactement les mêmes événements physiques ont été utilisés pour les deux simulations. Les jeux de constantes* ***boostZ*** *et* ***boostZ_setD*** *décrivent le même effet, mais avec des amplitudes différentes. La taille du biais introduit par cet effet dépend du jeu de constantes d'alignement utilisé pour reconstruire les données (voir tableau 3.4). Ici, pour calculer la somme en quadrature, nous utilisons simplement* ***boostZ_setD****, qui a le plus grand impact sur la durée de vie ajustée. Idem pour* ***ExpandZ001*** *et* ***ExpandZ-001****.*

autres. Des mouvements relatifs d'un module par rapport aux autres sont pris en compte par la procédure d'alignement local. La taille en z des plaquettes individuelles est connue avec une précision de l'ordre de 50 μm [214]. Il est improbable que la précision du processus de production qui consiste à coller quatre à huit plaquettes individuelles sur un module soit moins précise que 1 mm sur la taille totale de $\simeq$ 10 cm [215]. Ceci correspond à une incertitude de $\simeq$ 1 mm/10 cm = 1 % sur l'échelle en z, et nous utilisons cette limite pour l'échantillon reconstruit avec le jeu A de constantes.
Nous assignons à nos mesures des durées de vie une incertitude systématique de

$$\frac{0{,}4\,\mathrm{fb}^{-1}}{19{,}5\,\mathrm{fb}^{-1}} \cdot 1{,}00\,\% \;+\; \frac{19{,}1\,\mathrm{fb}^{-1}}{19{,}5\,\mathrm{fb}^{-1}} \cdot 0{,}50\,\% = 0{,}51\,\%$$

(voir tableau 3.4 pour les luminosités intégrées) due à l'incertitude sur l'échelle en z du détecteur.

9.7 Incertitude sur le *boost* moyen

La conversion de Δz en Δt est discutée au paragraphe 6.2. Cette conversion nécessite la connaissance du *boost* de PEP-II. Si l'on néglige l'énergie libérée dans la désintégration $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, la formule de conversion est simplement

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{\beta_z \gamma c} \,, \tag{9.1}$$

voir équation (6.15), et l'incertitude relative sur τ_B due à l'incertitude sur le *boost* est égale à l'incertitude relative sur $\beta_z\gamma$. La situation est légèrement compliquée par l'énergie libérée dans la désintégration de l'$\Upsilon(4S)$ (voir paragraphe 6.2). Dans l'appliquation de la formule de conversion (6.17), le *boost* de PEP-II intervient deux fois. Nous utilisons le *boost* pour *booster* le B_{rec} dans le repère du centre de masse pour estimer $\cos\theta_{\mathrm{rec}}^{\mathrm{cms}}$ et comme paramètre dans l'équation (6.17).
Le *boost* de PEP-II est mesuré par PEP-II, et par *BABAR* en utilisant des événements 2 branches (*two-prong*). L'incertitude sur la direction du *boost* est de l'ordre de 1 mrad, et l'incertitude sur $|\vec{\beta}_{\Upsilon(4S)}|$ est inférieure à 0,3 % (voir section 4.3 et références). Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour propager ces incertitudes sur les durées de vie ajustées. Nous utilisons le logiciel `EvtGen` (voir section 4.2 et références) pour simuler les quadrivecteurs des événements $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$, c'est-à-dire que nous ne simulons pas la réponse du détecteur. Cette simulation modélise les fluctuations de l'énergie des faisceaux (voir paragraphe 3.1), l'angle fini entre l'axe des faisceaux et l'axe z de *BABAR* (voir paragraphe 3.2.8), et l'énergie libérée dans $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. Nous simulons environ un million d'événements. Pour chaque événement, nous choisisons un B au hasard et nous l'appelons B_{rec}. Nous utilisons les valeurs simulées de Δz, de l'impulsion du B_{rec}, et du *boost* moyen $\vec{\beta}_{\Upsilon(4S)}$, ainsi que l'équation (6.17) pour calculer Δt. Puis nous ajustons la distribution de ce Δt avec deux ailes exponentielles (voir équation (7.2)) pour estimer τ_B. Nous répétons ce calcul et l'ajustement en changeant $|\vec{\beta}_{\Upsilon(4S)}|$ de +0,3 % (−0,3 %). La valeur de la durée de vie ajustée change alors de −0,36 % (+0,38 %). Les écarts de la durée de vie ajustée introduits par des variations de la direction du *boost* de 1 mrad sont négligeables par rapport à 0,38 %. Nous prenons une incertitude systématique de 0,38 % due à l'incertitude sur le *boost* à nos mesures de durée de vie. Le calcul approximatif de Δt à partir de Δz introduit de légères corrélations entre la résolution sur Δt et le «vrai Δt » (voir paragraphe 6.4.2). L'impact de ces corrélations sur la durée de vie ajustée a été discuté au paragraphe 7.8.

9.8 Pureté de l'échantillon

Pour l'ajustement des données, nous attribuons une probabilité de signal à chaque événement sélectionné. Elle est basée sur la masse m_{ES} du candidat B_{rec} dans l'événement et sur le résultat d'un ajustement indépendant du spectre de m_{ES} de l'échantillon de l'espèce B (neutre ou chargé) en question par une fonction G+A (voir chapitre 7). Pour propager les incertitudes des ajustements indépendants des deux spectres de m_{ES} sur les durées de vie ajustées, nous répétons l'ajustement combiné des distributions de Δt en variant les paramètres (fixés) des spectres de m_{ES} de plus ou moins l'incertitude des ajustements indépendants.
Le changement de la valeur ajustée de la durée de vie d'une espèce de B induit par le changement d'un paramètre quelconque du spectre de m_{ES} de l'autre espèce

de B est toujours inférieur à 0,0003 ps. La variation de la fraction d'événements dans l'échantillon $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-) change la durée de vie correspondante de 0,0015 ps (0,0016 ps) ; la variation du paramètre de forme de la fonction d'Argus change la durée de vie correspondante de 0,0016 ps (0,0019 ps). La variation de tout autre paramètre change la durée de vie de moins de 0,0004 ps (0,0007 ps).
Nous reconstruisons des mésons B^0 dans des canaux de désintégration qui contiennent des résonances ρ et des mésons B^+ dans des canaux qui contiennent des π^0 mous (voir chapitre 5, tableau 5.4). La simulation Monte Carlo indique que les signaux en m_{ES} dans ces canaux tendent à avoir une petite queue vers les faibles valeurs. Pour estimer l'impact d'une possible queue dans la distribution de m_{ES} pour les deux signaux, nous répétons l'ajustement combiné des deux distributions de Δt en utilisant une autre fonction pour modéliser les spectres de m_{ES}. Au lieu de «Argus+gaussienne» nous utilisons «Argus+Johnson S_{U}». Pour certaines valeurs des paramètres, la distribution Johnson S_{U} [217] tend vers une gaussienne, mais elle peut aussi modéliser une queue qui a la forme d'une distribution de Landau. La durée de vie ajustée change de 0,0013 ps (0,0014 ps).
Nous prenons la somme en quadrature des trois contributions dominantes mentionnées ci-dessus comme incertitude systématique sur les durées de vie ajustées due à la probabilité de signal.

9.9 Modélisation du bruit de fond

Au paragraphe 5.9, nous distinguons deux types de bruit de fond dans l'échantillon de mésons B complètement reconstruits : le bruit de fond combinatoire et le bruit de fond qui *pique*. Dans le présent paragraphe nous estimons les incertitudes sur les durées de vie ajustées dues à la présence de ces bruits de fond.

9.9.1 Bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire est pris en compte dans l'ajustement des durées de vie. Une probabilité de signal est attribuée à chaque événement (voir paragraphe 7.5). La distribution de Δt des événements de bruit combinatoire est extraite essentiellement des événements dans les ailes de m_{ES} (voir paragraphe 7.3). Les différentes sources de bruit de fond dans les ailes de m_{ES} et dans la région de signal en m_{ES} sont données dans le tableau 5.13. Dans ce tableau, aucune distinction entre bruit de fond qui *pique* et bruit combinatoire n'a été faite. Le tableau 9.6 montre la composition du bruit de fond d'une façon légèrement différente. Les deux régions des ailes distinguées dans le tableau 5.13 ont été regroupées, et nous avons abandonné les distinctions entre $uds/\overline{uds}$ et $c\overline{c}$ ainsi qu'entre $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. En plus, l'estimation de la fraction du bruit de fond qui *pique* présentée au paragraphe 5.9.2 a été soustraite, en utilisant l'hypothèse que tout le bruit qui *pique* provient des événements $b\overline{b}$. Le tableau 9.6 montre donc la fraction d'événements $b\overline{b}$ parmi le bruit combinatoire dans les régions des ailes et du signal en m_{ES}. Le reste de ce bruit est dû aux événements continuum. Ce tableau montre que le bruit combinatoire dans la région du signal est enrichi en événements $b\overline{b}$. Si les distributions de Δt du bruit combinatoire dû aux événements continuum et aux événements $b\bar{b}$ ne sont pas identiques, ceci induit des effets systématiques sur les durées de vie ajustées.

Les distributions de Δt des deux contributions au bruit combinatoire ont été étudiées à l'aide de la simulation Monte Carlo «générique». Elles sont présentées à la figure 9.1 à gauche pour les mésons B neutres, et à droite pour les mésons B chargés. En haut ce sont les distributions des événements du continuum avec $m_{\mathrm{ES}} > 5{,}20\ \mathrm{GeV}/c^2$. La ligne continue dans ces graphes représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'une fonction delta de Dirac convoluée avec une fonction de résolution du type «GG» (voir équation (6.21)), et d'une distribution du type $\mathcal{O}$ pour modéliser les *outliers* (voir paragraphe 7.4). Les cinq paramètres de la fonction de résolution et la fraction d'*outliers* sont libres dans l'ajustement. En bas, ce sont les distributions des événements $b\bar{b}$ avec $5{,}20 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}26\ \mathrm{GeV}/c^2$. La ligne continue dans ces graphes représente le résultat d'un ajustement avec la somme d'une fonction de la forme $\phi(\Delta t; \tau)$ (voir équation (7.2)), convoluée avec une fonction de résolution à une gaussienne centrée sur résidu nul et d'une distribution du type $\mathcal{O}$ pour modéliser les *outliers*. Le paramètre τ de la fonction ϕ, le facteur d'échelle de la gaussienne et les fractions d'*outliers* sont libres dans l'ajustement. Les valeurs des paramètres obtenues dans ces ajustements sont données dans le tableau 9.7. Nous notons $\mathrm{CONT}(\Delta t)$ et $\mathrm{BB}(\Delta t)$ les fonctions résultant de ces ajustements qui modélisent les deux types de bruit de fond combinatoire. En toute rigueur, on attend :

$$\mathrm{COMB}_{\mathrm{ailes}}(\Delta t) = \alpha_{\mathrm{ailes}} \cdot \mathrm{BB}(\Delta t) + (1 - \alpha_{\mathrm{ailes}}) \cdot \mathrm{CONT}(\Delta t) \qquad \text{dans la région des ailes et,}$$

$$\mathrm{COMB}_{\mathrm{signal}}(\Delta t) = \alpha_{\mathrm{signal}} \cdot \mathrm{BB}(\Delta t) + (1 - \alpha_{\mathrm{signal}}) \cdot \mathrm{CONT}(\Delta t) \quad \text{dans la région du signal,}$$

où α_{ailes} et α_{signal} caractérisent la composition du bruit de fond dans les deux régions et sont donnés au tableau 9.6.

Dans la méthode employée pour déterminer les durées de vie des mésons B, le bruit de fond combinatoire dans la région du signal est modélisé par $\mathrm{COMB}_{\mathrm{ailes}}(\Delta t)$. Nous utilisons une simulation Monte Carlo rapide pour estimer l'impact de cette approximation. Dans cette simulation, $\mathrm{COMB}_{\mathrm{ailes}}(\Delta t)$ est utilisé pour le bruit combinatoire avec $m_{\mathrm{ES}} < 5{,}27\ \mathrm{GeV}/c^2$, et $\mathrm{COMB}_{\mathrm{signal}}(\Delta t)$ est utilisé pour le bruit combinatoire avec $m_{\mathrm{ES}} > 5{,}27\ \mathrm{GeV}/c^2$. Ensuite, la procédure d'ajustement nominale est utilisée pour extraire les durées de vie. La durée de vie du B^0 (B^+) ajustée est surestimée de $0{,}0043 \pm 0{,}0012$ ps ($0{,}0090 \pm 0{,}0011$ ps). Nous corrigeons nos mesures pour tenir compte de ce biais et nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

9.9.2 Bruit de fond qui *pique*

La procédure d'ajustement des durées de vie traite le bruit de fond qui *pique* comme du signal (voir paragraphe 7.3). A une bonne approximation près, le bruit de fond qui *pique* a la même distribution de Δt que le signal de l'espèce de méson B qui lui donne naissance (voir paragraphe 5.9.2). Notre «signal de B^0» contient une contamination de B^+ de l'ordre de 1 % (voir paragraphe 5.9.2) qui a une durée

		fraction α de bruit combinatoire de $b\overline{b}$
B^0 :	Ailes ($5{,}20 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}26$ GeV)	$(33{,}6 \pm 1{,}7)$ %
	Région du signal ($m_{\mathrm{ES}} > 5{,}27$ GeV)	$(53{,}3 \pm 9{,}0)$ %
B^+ :	Ailes ($5{,}20 < m_{\mathrm{ES}} < 5{,}26$ GeV)	$(19{,}0 \pm 1{,}4)$ %
	Région du signal ($m_{\mathrm{ES}} > 5{,}27$ GeV)	$(46{,}6 \pm 9{,}4)$ %

TAB. 9.6 – *Fraction d'événements $b\overline{b}$ parmi le bruit de fond dans l'échantillon de candidats B complètement reconstruits (extraite d'une simulation Monte Carlo générique). La contribution du bruit de fond qui* pique *(voir paragraphe 5.9.2) a été soustraite.*

de vie qui est approximativement 6,2 % plus grande que la durée de vie du B^0 (voir [9] ou paragraphe 8.2). La durée de vie du signal B^0 contaminé est donc de $\simeq 1$ %·6,2 % = 0,06 % plus grande que la durée de vie du B^0. Notre «signal de B^+» contient une contamination de B^0 de l'ordre de 2 % (voir paragraphe 5.9.2) qui a une durée de vie qui est approximativement 5,8 % moins grande que la durée de vie du B^+. La durée de vie du signal B^+ contaminé est donc de $\simeq 2$ % · 5,8 % = 0,12 % moins grande que la durée de vie du B^+. Nous corrigeons nos mesures pour tenir compte de ces biais et nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique. Nous attribuons une incertitude systématique supplémentaire à nos mesures pour une éventuelle déviation de la durée de vie du bruit qui *pique* par rapport à la durée de vie de l'espèce de B qui lui donne naissance. Nous identifions les canaux de désintégration des mésons B^+ qui dominent le bruit qui *pique* dans l'échantillon de candidats B^0, et nous simulons un échantillon de $350k$ événements B^+B^- où un des deux B se désintègre dans un de ces canaux [218]. Ensuite nous appliquons notre procédure de reconstruction de B^0 à ces événements simulés et nous obtenons un grand échantillon ($\simeq$ 600 événements) de bruit qui *pique*. La durée de vie mesurée sur cet échantillon est compatible avec la durée de vie du B^+, avec une incertitude statistique de 7,8 % [219]. Nous attribuons à notre mesure de $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) une incertitude systématique de 1 % · 7,8 % (2 % · 7,8 %) due à l'incertitude sur le bruit qui *pique* d'événements B^+B^- ($B^0\overline{B}^0$), et une incertitude systématique de 2 % · 7,8 % (4 % · 7,8 %) due à l'incertitude sur le bruit qui *pique* des événements $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-) (voir section 5.9.2). La somme en quadrature des trois contributions à l'incertitude systématique sur $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) dues à la présence de bruit qui *pique* est 0,0028 ps (0,0061 ps).

La somme en quadrature des incertitudes systématiques sur $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$) dues à la présence de bruit de combinatoire et de bruit qui *pique* est 0,0051 ps (0,0109 ps).

9.10 Test de la procédure d'ajustement complète

Au paragraphe 7.9 nous avons présenté un test de la procédure d'ajustement complète, et compris sa mise en œuvre informatique à l'aide d'une simulation Monte Carlo rapide. Cette procédure introduit un biais de $0{,}0024 \pm 0{,}0009$ ps ($0{,}0032 \pm$

<u>B^0 :</u>

	Contribution des événements continuum (simulation Monte Carlo générique)	Contribution des événements $b\overline{b}$ (simulation Monte Carlo générique)
Fonction de résolution du type ≪GG≫ :		
f	$0{,}91 \pm 0{,}04$	
s_1	$1{,}17 \pm 0{,}05$	
b_1	$0{,}009 \pm 0{,}028$ ps	
s_2	$2{,}83 \pm 0{,}43$	
b_2	$0{,}084 \pm 0{,}236$ ps	
Fraction d'*outliers*	$0{,}25 \pm 0{,}24\,\%$	
τ		$1{,}00 \pm 0{,}13$ ps
Facteur d'échelle		$1{,}39 \pm 0{,}19$
Fraction d'*outliers*		$0{,}52 \pm 0{,}18\,\%$
Fraction d'événements $b\overline{b}$	$33{,}6 \pm 1{,}7\,\%$ (prise du tableau 9.6)	

<u>B^+ :</u>

	Contribution des événements continuum (simulation Monte Carlo générique)	Contribution des événements $b\overline{b}$ (simulation Monte Carlo générique)
Fonction de résolution du type ≪GG≫ :		
f	$0{,}87 \pm 0{,}04$	
s_1	$1{,}14 \pm 0{,}05$	
b_1	$0{,}026 \pm 0{,}029$ ps	
s_2	$3{,}16 \pm 0{,}41$	
b_2	$0{,}034 \pm 0{,}222$ ps	
Fraction d'*outliers*	$0{,}97 \pm 0{,}51\,\%$	
τ		$0{,}91 \pm 0{,}14$ ps
Facteur d'échelle		$1{,}64 \pm 0{,}25$
Fraction d'*outliers*		$0{,}97 \pm 1{,}04\,\%$
Fraction d'événements $b\overline{b}$	$19{,}0 \pm 1{,}4\,\%$ (prise du tableau 9.6)	

TAB. 9.7 – *Résultats d'ajustements des distributions de Δt du bruit de fond combinatoire extraites d'une simulation Monte Carlo générique.*

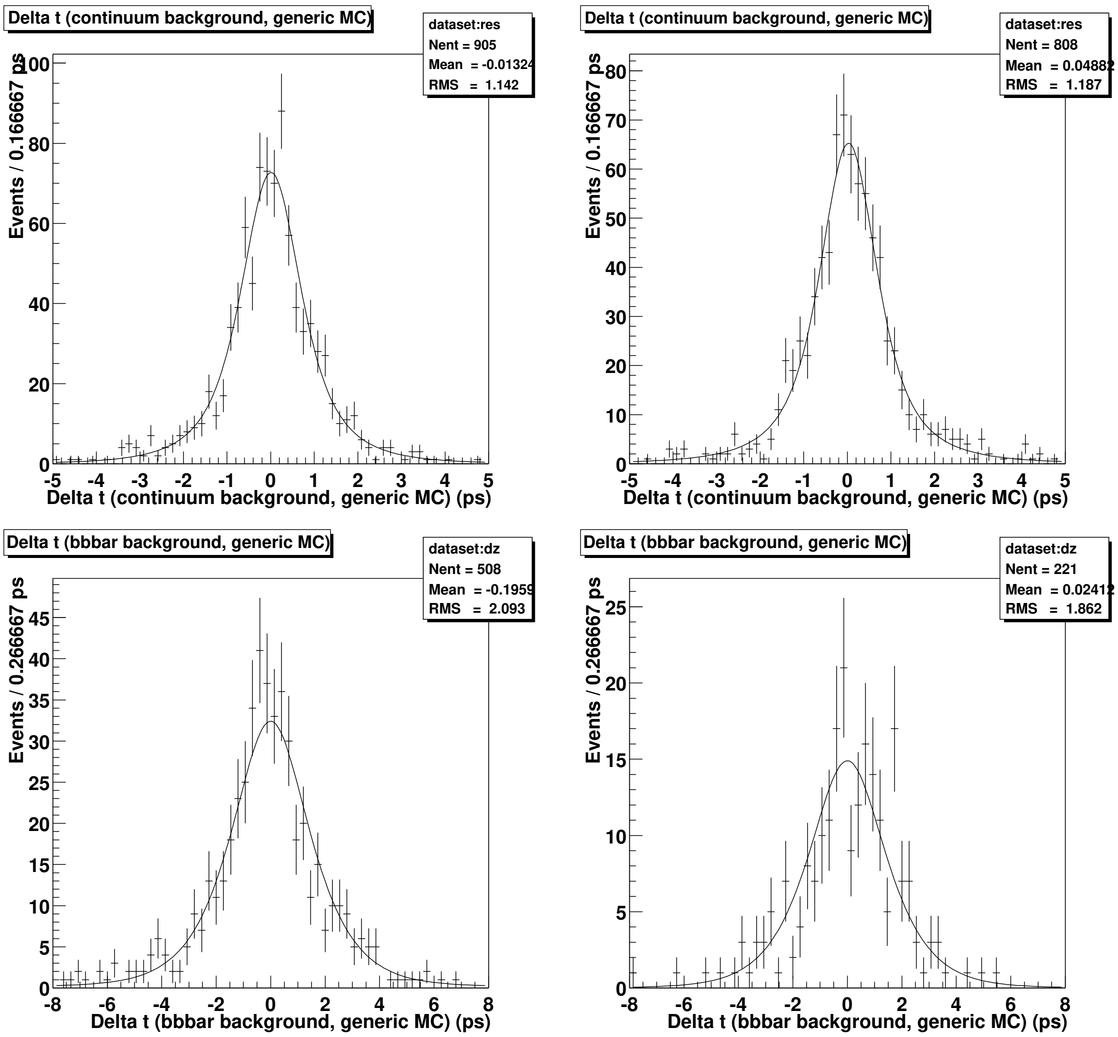


Fig. 9.1 – *Distributions de Δt du bruit de fond dû aux événements continuum (en haut) et aux événements $b\overline{b}$ (en bas) extraites d'une simulation Monte Carlo générique. A gauche : B^0, à droite : B^+.*

0,0009 ps) sur la valeur ajustée de $\tau(B^0)$ ($\tau(B^+)$). Nous corrigeons nos mesures pour ce biais. Comme ce biais est petit par rapport à l'incertitude systématique due aux limitations statistiques des tests avec la simulation Monte Carlo complète (voir paragraphe 9.1), nous n'attribuons pas d'incertitude systématique supplémentaire.

9.11 Incertitude systématique totale

Le tableau 9.8 contient un résumé de toutes les incertitudes systématiques ainsi que l'incertitude systématique totale. Les différentes incertitudes systématiques sont essentiellement non-corrélées. Pour estimer l'importance d'éventuelles corrélations entre les incertitudes dues à la paramétrisation de la fonction de résolution et à l'hypothèse d'une fonction de résolution commune, nous «combinons» les études de simulation rapide des paragraphes 9.2 et 9.3 : nous simulons des échantillons

Origine de l'incertitude	Incertitude sur $\tau(B^0)$ (ps)	Incertitude sur $\tau(B^+)$ (ps)
Statistique Monte Carlo finie	0,0087	0,0065
Paramétrisation de la fonction de résolution	0,0075	0,0039
Fonction de résolution commune	0,0040	0,0052
Beam spot	0,0020	0,0020
Δt *outliers*	0,0114	0,0114
Alignement du SVT	0,0077	0,0077
Echelle en z du détecteur	0,0079	0,0084
Boost	0,0059	0,0063
Probabilité de signal	0,0025	0,0029
Modélisation du bruit de fond	0,0051	0,0109
Total en quadrature	0,0217	0,0227

TAB. 9.8 – *Résumé des incertitudes systématiques sur les durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$.*

Origine de la correction	Correction appliquée à $\tau(B^0)$ (ps)	Correction appliquée à $\tau(B^+)$ (ps)
Paramétrisation de la fcn. de résolution	$-0{,}0075$	$-0{,}0039$
Fonction de résolution commune	$-0{,}0040$	$+0{,}0052$
Bruit de fond ≪Argus≫	$-0{,}0046$	$-0{,}0090$
Bruit de fond qui pique	$-0{,}0009$	$+0{,}0020$
Biais de la procédure d'ajustement	$+0{,}0024$	$+0{,}0032$
Total	$-0{,}0146$	$-0{,}0025$

TAB. 9.9 – *Résumé des corrections appliquées aux valeurs ajustées des durées de vie $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$.*

d'événements $B^0/\overline{B}^0$ et B^+/B^- avec deux fonctions de résolution du type «GGsc», et nous les ajustons avec une fonction de résolution commune du type «GExp». Le biais sur les deux durées de vie ajustées sont la somme des biais obtenus dans les études décrites aux paragraphes 9.2 et 9.3. Nous en déduisons que les corrélations entre les incertitudes correspondantes sont négligeables. Les corrections que nous appliquons à nos mesures sont résumées dans le tableau 9.9.
Une discussion de l'importance des différentes sources d'incertitudes systématiques et de possibles réductions de celles-ci pour des mesures avec une statistique beaucoup plus importante sera donnée au chapitre 11, après la description de la mesure du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ (chapitre suivant).

Chapitre 10

Mesure du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$

L'ajustement des durées de vie individuelles $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ a été présenté au chapitre 8, et l'estimation des incertitudes systématiques correspondantes a été discutée au chapitre 9.
Le présent chapitre présente la mesure du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ des durées de vie. Nous calculons la valeur centrale à partir des résultats sur les durées de vie individuelles après avoir appliqué les corrections discutées au chapitre 9 et résumées dans le tableau 9.9. Nous obtenons

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{(1{,}6756 - 0{,}0025)\ \mathrm{ps}}{(1{,}5604 - 0{,}0146)\ \mathrm{ps}} = 1{,}082\ .$$

L'estimation de l'incertitude statistique est donnée dans le paragraphe 10.1. L'estimation des incertitudes systématiques suit dans le paragraphe 10.2.

10.1 Incertitude statistique

Nous remplaçons, dans la fonction de vraisemblance, les paramètres $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ par $\tau(B^0)$ et $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. Puis nous évaluons la matrice de covariance pour ce nouveau jeu de paramètres. L'erreur parabolique sur r est $\pm 0{,}02560$, et l'erreur MINOS est $+0{,}02619/-0{,}02508$. Le tableau 10.1 contient les coefficients de corrélation entre r et tous les autres paramètres libres.

Le résultat de l'ajustement combiné est donc

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}082 \pm 0{,}026\,(\mathrm{stat})\ . \qquad (10.1)$$

Les corrections discutées au chapitre 9 et résumées dans le tableau 9.9 ont été appliquées.
Le résultat d'un ajustement sans l'hypothèse d'une fonction de résolution commune pour le signal $B^0\overline{B}^0$ et le signal B^+B^- peut être obtenu à partir des résultats des ajustements séparés des échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- donnés dans le tableau 8.3. Dans ce cas, la correction pour l'effet de l'hypothèse d'une fonction de résolution

Paramètre	Corrélation globale [a]	Durées de vie $\tau(B^0)$	r	Fonction de résolution g	s	τ_r
Rapport $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$	0.791	-0.645	1,000	0.001	0.091	-0.005

Paramètre	Bruit de fond (év. $B^0\overline{B}^0$) κ	Λ	g_B	s	$\tau_{r,B}$	Bruit de fond (év. B^+B^-) κ	Λ	g_B	s	$\tau_{r,B}$
Rapport $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$	-0.001	0.040	0.003	-0.002	0.004	0.003	-0.028	-0.002	-0.008	0.001

Paramètre	*Outliers* (év. $B^0\overline{B}^0$) $f_{\text{out,S}}$	$f_{\text{out,B}}$	*Outliers* (év. B^+B^-) $f_{\text{out,S}}$	$f_{\text{out,B}}$
Rapport $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$	0.295	-0.018	-0.305	0.014

TAB. 10.1 – *Coefficients de corrélation entre le rapport* $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ *et les autres paramètres libres.*

[a] La plus grande corrélation entre le paramètre en question et une combinaison linéaire quelconque de tous les autres paramètres [205].

commune ne doit pas être appliquée. Les valeurs des autres corrections restent pratiquement inchangées. Les corrections totales à appliquer à $\tau(B^0)$ et à $\tau(B^+)$ sont donc respectivement $-0{,}0106$ et $-0{,}0077$, et nous obtenons $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}107$. Dans ce cas, $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ ne sont pas corrélés et l'incertitude statistique sur $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ est simplement

$$\frac{1{,}698}{1{,}538} \cdot \sqrt{\left(\frac{0{,}036}{1{,}538}\right)^2 + \left(\frac{0{,}036}{1{,}698}\right)^2} = 0{,}035 \ ,$$

ce qui donne

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1{,}107 \pm 0{,}035\,(\text{stat}) \ . \tag{10.2}$$

La différence entre les valeurs centrales dans (10.1) et (10.2) correspond à 1,1 fois la différence en quadrature des deux incertitudes statistiques. Les deux résultats sont donc compatibles.

Il y a donc un gain substantiel en erreur sur le rapport des durées de vie dû à l'hypothèse d'une fonction de résolution commune pour les échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. Le rapport des durées de vie est assez peu corrélé aux paramètres de la fonction de résolution (voir tableau 10.1), contrairement aux durées de vie individuelles (voir tableau 8.2). Cela traduit l'effet physique suivant : Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et les événements B^+B^- est mesuré avec le même système de reconstruction de traces et en particulier avec le même alignement du SVT. Si la résolution sur Δt est mauvaise (ou bonne) pour les événements $B^0\overline{B}^0$, elle est aussi mauvaise (ou bonne) pour les événements B^+B^-. Le rapport des durées de vie est donc moins sujet aux incertitudes dues à notre connaissance limitée de la résolution sur Δt que les durées de vie individuelles (voir aussi la discussion au chapitre 2).

10.2 Incertitudes systématiques

Nous propageons les incertitudes systématiques sur les durées de vie individuelles $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ déterminées au chapitre 9 sur le rapport $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$. Les différentes incertitudes sont discutées aux paragraphes 10.2.1 à 10.2.10. Le paragraphe 10.2.11 contient un résumé de toutes les incertitudes systématiques sur le rapport r ainsi que l'incertitude systématique totale.

10.2.1 Sélection des événements

Nous répétons, en utilisant le nouveau jeu de variables $\tau(B^0)$ et $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$, l'ajustement combiné des distributions de Δt reconstruites pour les événements signal simulés, discuté au paragraphe 9.1. Le résultat $r = 1{,}0697 \pm 0{,}0063$ est compatible avec la valeur simulée du rapport $r = 1.0678$. Nous prenons 0,0063 comme incertitude systématique associée à la sélection des événements.

10.2.2 Paramétrisation de la fonction de résolution

Nous propageons le biais sur les deux durées de vie individuelles estimé au paragraphe 9.2 sur le rapport des durées de vie. Ce biais résulte en une sous-estimation du rapport de $\frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}} - \frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}+0{,}0039\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}+0{,}0075\ \mathrm{ps}} = 0{,}0026$. La correction évoquée au début de ce chapitre tient compte de ce biais. Nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

10.2.3 Fonction de résolution commune

Nous propageons le biais sur les deux durées de vie individuelles dû à l'approximation d'une fonction de résolution commune pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et les événements B^+B^- (voir paragraphe 9.3) sur le rapport. Ce biais résulte en une sous-estimation du rapport de $\frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}} - \frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}-0{,}0052\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}+0{,}0040\ \mathrm{ps}} = 0{,}0061$. La correction évoquée au début de ce chapitre tient compte de ce biais. Nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

10.2.4 Taille et position de la région lumineuse (*beam spot*)

Un biais systématique éventuel dans la détermination des paramètres du *beam spot* affecte la reconstruction de Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- d'une façon similaire. D'éventuels effets qui ne sont pas reproduits par la paramétrisation de la fonction de résolution s'annulent approximativement quand le rapport des durées de vie est calculé. Au niveau de précision actuel, nous négligeons d'éventuels effets résiduels.

Largeur $\sigma_{\text{out}}(B^0)$ (*outliers* B^0)	Largeur $\sigma_{\text{out}}(B^+)$ (*outliers* B^+)	Frac = 0,2 %	Frac = 0,35 %	Frac = 0,5 %
15 ps	12 ps	+0,0021	+0,0018	+0,0043
12 ps	15 ps	−0,0019	−0,0014	−0,0037
12 ps	10 ps	+0,0008	+0,0026	+0,0021
10 ps	8 ps	+0,0013	+0,0038	+0,0045
8 ps	6 ps	+0,0006	+0,0009	+0,0025
6 ps	4 ps	−0,0018	−0,0033	−0,0045

TAB. 10.2 – *Biais* $\langle r(\text{ajusté})\rangle - r(\text{simulé})$ *sur la valeur ajustée du rapport* r *des durées de vie pour différentes distributions* $\mathcal{O}(\Delta t;\sigma_{\text{out}},b_{\text{out}}=0)$ *simulées.*

10.2.5 Δt *outliers*

L'effet des événements *outliers* sur la valeur ajustée de r est petit si les propriétés des *outliers* dans les échantillons d'événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- sont proches, c'est-à-dire si les fractions d'outliers et les distributions de Δt des *outliers* sont semblables. Les fractions d'*outliers* dans les échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- sont des paramètres libres indépendants (voir paragraphe 7.5) et l'incertitude due à une possible différence entre les deux fractions d'*outliers* est inclue dans l'incertitude statistique sur r.
Etant donnés les résultats du paragraphe 9.5, nous négligeons les effets d'une possible différence dans la valeur moyenne des distributions de Δt des événements *outliers* dans les échantillons $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. Pour estimer l'incertitude due à une possible différence dans la largeur de ces deux distributions de Δt, nous propageons les biais donnés dans le tableau 9.3 sur le rapport r. Le tableau 10.2 montre le biais sur le rapport r pour différentes combinaisons de valeurs pour les deux largeurs. Dans les ajustements des distributions de Δt des *outliers* dans une simulation Monte Carlo (voir paragraphe 6.4.1) nous obtenons des largeurs de $7{,}2 \pm 0{,}9$ ps et de $7{,}2 \pm 0{,}9$ ps. Les deux largeurs concordent au niveau de 2 ps, et nous prenons 0,0045 (biais maximum dans le tableau 10.2) comme incertitude systématique.

10.2.6 Géométrie et alignement du détecteur

Les incertitudes sur l'échelle en z du détecteur s'annulent approximativement quand le rapport des durées de vie est calculé. Des imperfections dans l'alignement du système de reconstruction des traces ont un impact similaire sur la reconstruction de Δt pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et les événements B^+B^-. D'éventuels effets qui ne sont pas reproduits par la paramétrisation de la fonction de résolution s'annulent approximativement quand le rapport des durées de vie est calculé. Au niveau de précision actuel, nous négligeons d'éventuels effets résiduels.

10.2.7 Incertitude sur le *boost* moyen et calcul approximatif de Δt

Un éventuel biais dans la détermination du *boost* de PEP-II (voir discussion dans le paragraphe 9.7) affecte la conversion de Δz en Δt quasiment de la même façon pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-. L'effet s'annule donc approximativement quand le rapport des deux durées de vie est calculé. De la même façon, les effets des corrélations entre la résolution sur Δt et le «vrai Δt» discutés dans les paragraphes 6.4.2 et 7.8 - déjà petits pour les durées de vie individuelles - s'annulent approximativement dans le calcul du rapport. Au niveau de précision actuel, nous négligeons d'éventuels effets résiduels.

10.2.8 Pureté de l'échantillon

Nous répétons l'étude des variations de la probabilité de signal décrite dans le paragraphe 9.8, en ajustant le rapport des durées de vie. La variation de la fraction d'événements signal dans l'échantillon $B^0\overline{B}^0$ (B^+B^-) change la valeur ajustée du rapport de 0,0012 (0,0012) ; et la variation du paramètre de forme de la fonction d'Argus change la valeur ajustée du rapport de 0,0013 (0,0014). Les variations des autres paramètres changent la valeur ajustée du rapport de moins de 0,0005. Nous prenons la somme en quadrature de ces quatre contributions dominantes comme incertitude systématique sur le rapport r due à la probabilité de signal.

10.2.9 Modélisation du bruit de fond

Nous propageons le biais sur les deux durées de vie individuelles dû aux différentes compositions du bruit de fond combinatoire dans les régions des ailes et du signal en m_{ES} (voir paragraphe 9.9) sur le rapport des durées de vie. Ce biais résulte en une surestimation du rapport r de $\frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}+0{,}0090\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}+0{,}0043\ \mathrm{ps}} - \frac{1{,}6530\ \mathrm{ps}}{1{,}5480\ \mathrm{ps}} = 0{,}0028$. La correction évoquée au début de ce chapitre tient compte de ce biais. Nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique.

Les variations de la composition du bruit combinatoire avec m_{ES} biaisent les mesures de $\tau(B^0)$ et de $\tau(B^+)$ dans la même direction : le bruit de fond combinatoire dans la région du signal est enrichi en événements $b\overline{b}$ et a donc une distribution de Δt plus large que le bruit de fond dans les ailes. Cet effet entraîne une surestimation des deux durées de vie, et les deux surestimations s'annulent partiellement quand le rapport des deux durées de vie est calculé. La présence de bruit de fond qui *pique*, par contre, «tire» les deux durées de vie ajustées l'une vers l'autre, et les effets s'ajoutent pour le rapport r. De cela résulte une sous-estimation du rapport de 0,06 % + 0,12 % = 0,0018. La correction évoquée au début de ce chapitre tient compte de ce biais. Nous prenons la taille de la correction comme incertitude systématique. Nous propageons sur le rapport r les deux incertitudes sur chaque durée de vie individuelle dues à la durée de vie du bruit qui *pique*. La somme en quadrature des cinq contributions à l'incertitude sur le rapport r est 0,0044.

L'incertitude systématique totale sur le rapport r due à la présence de bruit combinatoire et bruit qui *pique* est $\sqrt{0{,}0028^2 + 0{,}0044^2} = 0{,}0052$.

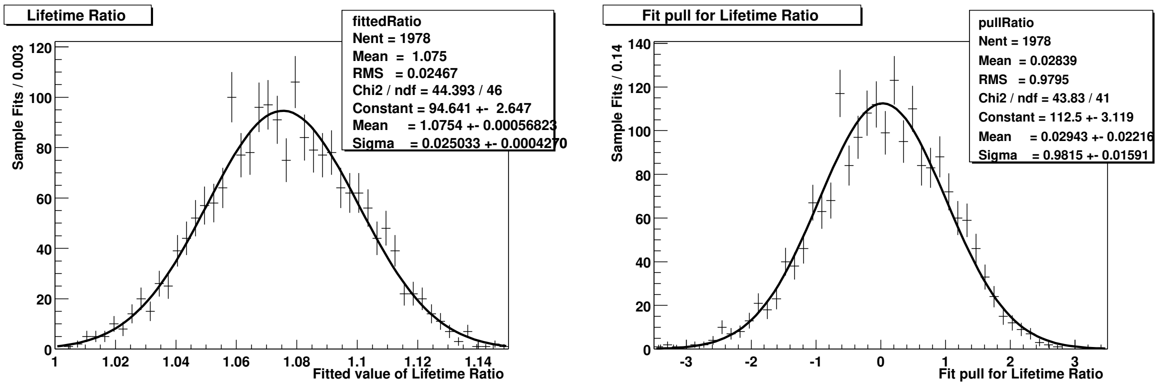


FIG. 10.1 – *Résultats du test de l'ajustement combiné avec une simulation Monte Carlo rapide: distributions de la valeur ajustée du rapport r des durées de vie (à gauche) et du* pull *correspondant (à droite). La valeur simulée de r est* 1,0738.

10.2.10 Test de la procédure d'ajustement complète

Nous répétons l'étude Monte Carlo décrite dans les paragraphes 9.10 et 7.9 de la procédure d'ajustement et de sa mise en œuvre informatique. La figure 10.1 montre les résultats obtenus pour le paramètre r. La valeur ajustée de r est biaisée de $0{,}0016 \pm 0{,}0006$. Ce résultat est compatible avec celui obtenu pour les deux durées de vie individuelles dans le paragraphe 7.9. Nous utilisons les résultats du paragraphe 7.9 pour corriger notre mesure du rapport r afin de prendre en compte ce biais. Comme ce biais est très petit par rapport à l'incertitude systématique due aux limitations statistiques des tests avec la simulation Monte Carlo complète (voir paragraphe 10.2.1), nous n'assignons pas d'incertitude systématique supplémentaire. L'écart type de la distribution de *pull* est compatible avec un, ce qui indique que l'incertitude statistique sur r est raisonnablement bien estimée.

10.2.11 Incertitude systématique totale

Un résumé de toutes les incertitudes systématiques sur le rapport des durées de vie ainsi que l'incertitude systématique totale sont donnés dans le tableau 10.3. Les différentes incertitudes systématiques sont essentiellement non-corrélées (voir paragraphe 9.11) et nous les ajoutons donc en quadrature.
Une discussion de l'importance des différentes sources d'incertitudes systématiques et de possibles réductions de celles-ci pour des mesures avec une statistique beaucoup plus importante se trouve au chapitre suivant.

Origine de l'incertitude	Incertitude sur r	Commentaire
Statistique Monte Carlo finie	0,0063	
Paramétrisation de la fonction de résolution	0,0026	
Fonction de résolution commune	0,0061	
Beam spot	-	s'annule
Δt *outliers*	0,0045	
Alignement du SVT	-	s'annule
Echelle en z du détecteur	-	s'annule
Boost	-	s'annule
Probabilité de signal	0,0026	
Modélisation du bruit de fond	0,0052	
Total en quadrature	0,0117	

TAB. 10.3 – *Résumé des incertitudes systématiques sur le rapport des durées de vie* $r = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$.

Chapitre 11

Discussion des résultats

Nous commençons ce chapitre avec un bilan des résultats expérimentaux. Ensuite nous comparons ces résultats aux prédictions théoriques. Nous terminons avec quelques perspectives.

11.1 Bilan des résultats expérimentaux

Nous résumons les valeurs centrales et les incertitudes des mesures détaillées dans les trois chapitres précédents. Le résultat final est:

$$\boxed{\begin{array}{rcl} \tau(B^0) & = & 1{,}546 \pm 0{,}032 \text{ (stat)} \pm 0{,}022 \text{ (syst) ps ,} \\ \tau(B^+) & = & 1{,}673 \pm 0{,}032 \text{ (stat)} \pm 0{,}023 \text{ (syst) ps ,} \\ \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} & = & 1{,}082 \pm 0{,}026 \text{ (stat)} \pm 0{,}012 \text{ (syst) .} \end{array}}$$

L'incertitude totale de nos mesures (statistique et systématique) sur $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ est pratiquement la même que celle de la moyenne globale de l'année 2000.
Ces résultats sont compatibles avec les moyennes globales publiées dans l'édition 2000 du *Review of Particle Physics* [9] :

$$\begin{array}{rcl} \tau(B^0) & = & 1{,}548 \pm 0{,}032 \text{ (stat et syst) ps ,} \\ \tau(B^+) & = & 1{,}653 \pm 0{,}028 \text{ (stat et syst) ps ,} \\ \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} & = & 1{,}062 \pm 0{,}029 \text{ (stat et syst) ,} \end{array}$$

qui résument les résultats expérimentaux décrits au paragraphe 1.4, ainsi qu'avec les derniers résultats préliminaires de Belle [220] :

$$\begin{array}{rcl} \tau(B^0) & = & 1{,}50 \pm 0{,}05 \text{ (stat)} \pm 0{,}07 \text{ (syst) ps ,} \\ \tau(B^+) & = & 1{,}70 \pm 0{,}06 \text{ (stat)}^{+0{,}11}_{-0{,}10} \text{ (syst) ps ,} \\ \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} & = & 1{,}14 \pm 0{,}06 \text{ (stat)}^{+0{,}06}_{-0{,}05} \text{ (syst) .} \end{array}$$

Comme discuté au paragraphe 1.4, équation (1.74), une mesure de $\frac{\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)}{\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)}$ est aussi une mesure indirecte de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$:

$$\frac{\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)}{\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)} = \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} \; .$$

Le résultat préliminaire de *BABAR* [165, 166],

$$\frac{\mathrm{Br}(B^+ \to Xl\nu)}{\mathrm{Br}(B^0 \to Xl\nu)} = 0{,}99 \pm 0{,}10 \text{ (stat)} \pm 0{,}03 \text{ (syst)} \; ,$$

est compatible avec le résultat de notre mesure directe.

Il existe d'importantes corrélations entre les incertitudes de différentes mesures qui interviennent dans la moyenne globale de l'année 2000 [221, 222]. Elles sont essentiellement dues à l'utilisation des mêmes modèles et des mêmes mesures dans les simulations Monte Carlo des différentes expériences. En particulier sont communes la description de la fragmentation des quarks b en différents hadrons à l'énergie du Z, et la modélisation de l'impulsion des mésons B produits dans ce processus pour des mesures qui reconstruisent les B partiellement. Notre mesure des durées de vie est la première effectuée à l'$\Upsilon(4S)$. Les sources d'incertitudes systématiques sont différentes de celles d'expériences antérieures (voir la discussion au paragraphe 2.3). Par conséquent, nos incertitudes sont essentiellement non-corrélées à celles des expériences antérieures. Notre mesure apporte donc de l'information nouvelle à la moyenne globale. Nous l'avons inclue en collaboration avec le *LEP B lifetimes working group* [223]. Les faibles corrélations entre nos résultats et quelques-uns des résultats antérieurs viennent d'un même traitement en simulation des propriétés des mésons charmés. Nous mettons en œuvre ce traitement d'une part pour estimer les incertitudes liées à l'emploi d'une fonction de résolution unique pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-, et, d'autre part, pour estimer l'effet des différences de composition du bruit de fond combinatoire en fonction de m_{ES}. D'autres expériences utilisent les propriétés des mésons charmés dans les corrections Monte Carlo de leurs mesures avec méthodes topologiques. Pour combiner les résultats, nous procédons de manière conservatrice en supposant une corrélation complète entre ces deux de nos incertitudes systématiques et les incertitudes liées aux propriétés des mésons charmés dans les mesures topologiques.
Les figures 11.1 et 11.2 présentent les moyennes globales mises à jour en incluant les résultats de *BABAR*. Une mise à jour des mesures avec reconstruction de vertex D^*l de Aleph [122] et une nouvelle mesure de $\tau(B^0)$ à l'aide d'une technique inclusive pour reconstruire les vertex D^*l par OPAL [129] (toutes les deux publiées en 2000) ont également été prises en compte. Il ne s'agit pas de valeurs officielles du *LEP B lifetimes working group*. Je les ai calculées en utilisant leurs outils [224]. Les valeurs officielles paraîtront dans l'édition 2002 du *Review of Particle Physics*.

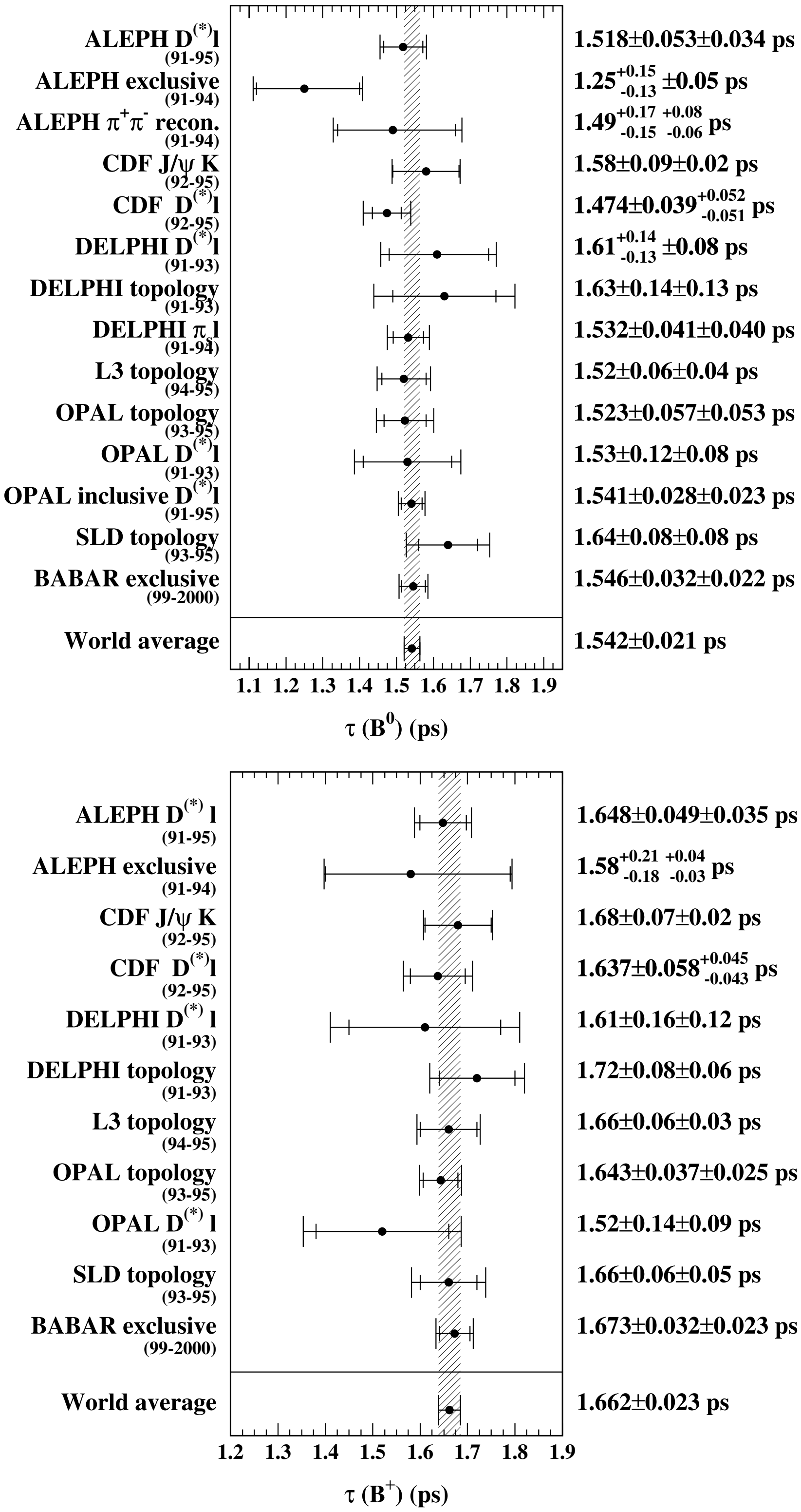


FIG. 11.1 – *Les nouvelles moyennes expérimentales pour $\tau(B^0)$ et $\tau(B^+)$ qui incluent les résultats de BABAR. La barre d'erreur interne pour chaque mesure représente l'erreur statistique, et la barre externe l'incertitude totale (incertitudes statistique et systématique combinées en quadrature). Il ne s'agit pas de moyennes officielles du* LEP B lifetimes working group, *voir texte.*

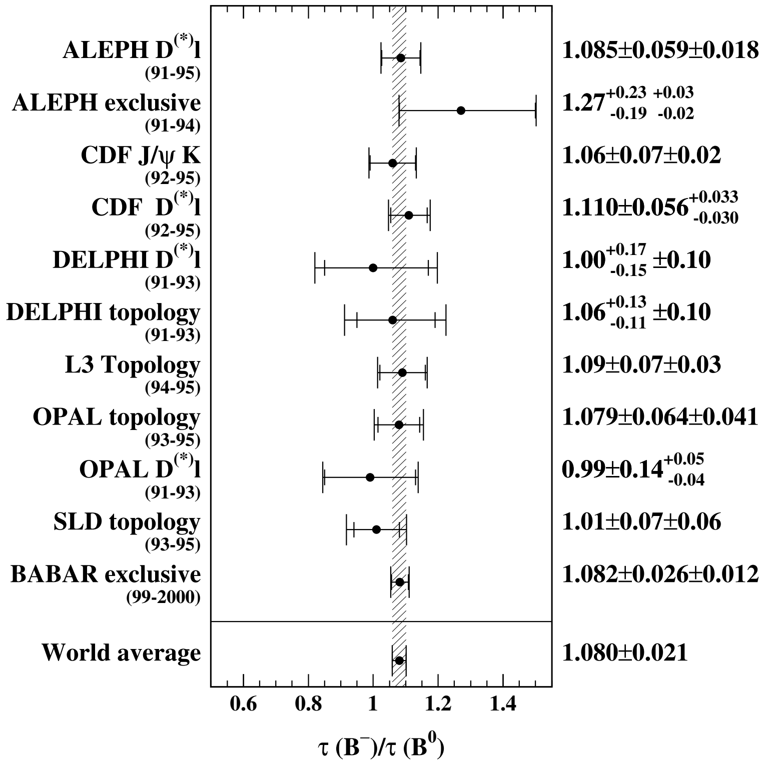


FIG. 11.2 – *La nouvelle moyenne expérimentale pour* $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ *qui inclut le résultat de BABAR. La barre d'erreur interne pour chaque mesure représente l'erreur statistique, et la barre externe l'incertitude totale (incertitudes statistique et systématique combinées en quadrature). Il ne s'agit pas d'une moyenne officielle du* LEP B lifetimes working group, *voir texte.*

11.2 Comparaison avec la théorie

Les prédictions théoriques, obtenues avec les derniers résultats de QCD sur réseau sur les *bag parameters*, présentées cet été sont (voir paragraphe 1.4 et références) :

$$\left.\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}\right|_{\mathrm{LO}} = 1{,}01 \pm 0{,}03 \ ,$$

$$\left.\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}\right|_{\mathrm{NLO}} = 1{,}07 \pm 0{,}03 \ .$$

La première valeur correspond aux calculs à l'ordre le plus bas (LO) des coefficients de Wilson, et la deuxième valeur correspond aux calculs à l'ordre suivant (NLO). Ces derniers résultats ont été présentés pour la première fois cet été [82,83]. L'accord entre notre mesure (ainsi que la nouvelle moyenne globale) et ces nouveaux calculs théoriques est remarquable.

11.3 Perspectives

Comme nous l'avons souligné au paragraphe 1.4, les recherches théoriques dans ce domaine continuent. Il existe un grand potentiel pour la réduction des incertitudes sur les prédictions théoriques. La mesure de *BABAR* va également s'améliorer puisque les incertitudes, en particulier celle sur le rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$, sont dominées par les erreurs statistiques. L'objectif pour la campagne de prise de données actuellement en cours jusqu'à juillet 2002 est d'enregistrer 80 fb^{-1} supplémentaires sur la résonance $\Upsilon(4S)$, c'est-à-dire de multiplier la taille de l'échantillon de données par cinq. Cette quantité de données donnera une mesure précise du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ avec des erreurs statistiques et systématiques comparables.
A moyen terme, l'ambition de PEP-II et *BABAR* est d'intégrer $\simeq 500$ fb^{-1} avant la fin 2004. De telles quantités de données peuvent être mises au profit par l'analyse présentée ici avec un peu de travail supplémentaire. Trois contributions dominent l'incertitude systématique sur le rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ (voir tableau 10.3) : l'approximation d'une fonction de résolution commune pour les événements $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^-, la statistique Monte Carlo finie et la modélisation du bruit de fond. L'approximation d'une fonction de résolution commune pour $B^0\overline{B}^0$ et B^+B^- peut tout simplement être abandonnée le jour où l'incertitude systématique sera plus grande que l'incertitude statistique. La quantité de données simulées va augmenter au même rythme que la prise (et la reconstruction) des données expérimentales. Grâce aux études de plus en plus détaillées du détecteur, et aux développements dans le domaine de la simulation (une nouvelle simulation encore plus détaillée du détecteur basée sur `Geant4` est en cours de déploiement), l'accord entre données expérimentales et simulées continue également à progresser. Notre compréhension du bruit de fond, et par conséquent les incertitudes systématiques liées à la modélisation de ce bruit, bénéficieront de la taille accrue des échantillons de données simulées «génériques» (voir paragraphe 3.3). Une mesure à un pour cent près du rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ est donc à la portée des usines à B.
Ces futures améliorations vont également amener une réduction des incertitudes systématiques sur les durées de vie individuelles (voir tableau 9.8). L'impact des incertitudes liées aux événements *outliers* est plus grand sur les mesures des durées de vie individuelles que sur leur rapport. Ces incertitudes peuvent être réduites en utilisant de plus en plus les données pour déterminer leurs propriétés, c'est-à-dire en laissant libres dans l'ajustement des données les paramètres qui décrivent leur distribution de Δt.

Conclusion

Avec la statistique correspondant à la luminosité de 20,7 fb^{-1} intégrée à la résonance $\Upsilon(4S)$ par *BABAR* en 1999 et 2000, nous avons reconstruit de façon complète des échantillons purs de mésons B neutres et chargés. Nous avons reconstruit un total de 33 chaînes de désintégration comportant un méson charmé ou charmonium. Les échantillons finals contiennent 6967 ± 95 mésons $B^0/\overline{B}^0$ et 7266 ± 94 mésons B^+/B^- reconstruits et sont purs à 90 %. Nous obtenons une bonne séparation entre mésons B neutres et chargés : la contamination de chaque échantillon par des mésons B de l'autre espèce est de $1 - 2$ %. Il s'agit du plus grand échantillon de mésons B complètement reconstruits au monde. Les outils sophistiqués que nous avons développés pour la reconstruction des mésons B ont été intégrés aux procédures de reconstruction rapide en temps quasi réel. Les mésons B reconstruits sont disponibles quelques jours après la prise des données.

Un tel échantillon de mésons B reconstruits est fondamental pour les analyses temporelles essentielles du programme expérimental de *BABAR*. Elles consistent à étudier l'évolution temporelle des mésons B pour déterminer les grandeurs physiques associées à la violation de CP ($\sin 2\beta$, $\sin 2\alpha_{\text{eff}}$, d'autres asymétries), la fréquence Δm des oscillations $B^0\overline{B}^0$ et les durées de vie des mésons B. La première observation de la violation de CP dans le système $B^0/\overline{B}^0$ a utilisé notre échantillon de mésons B neutres complètement reconstruits pour démêler les effets de la violation de CP et les imperfections de l'étiquetage de la saveur. Pour les mesures de Δm et des durées de vie, cet échantillon constitue le signal.
La mesure des durées de vie était l'objectif principal de cette thèse. Nous avons obtenu les résultats suivants:

$$
\begin{aligned}
\tau(B^0) &= 1{,}546 \pm 0{,}032\ (\text{stat}) \pm 0{,}022\ (\text{syst})\ \text{ps}\ , \\
\tau(B^+) &= 1{,}673 \pm 0{,}032\ (\text{stat}) \pm 0{,}023\ (\text{syst})\ \text{ps}\ , \\
\tfrac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} &= 1{,}082 \pm 0{,}026\ (\text{stat}) \pm 0{,}012\ (\text{syst})\ .
\end{aligned}
$$

La précision de ces résultats est sensiblement la même que celle des résultats combinés de toutes les expériences antérieures publiés dans l'édition 2000 du *Review of Particle Physics*. Nos résultats sont compatibles avec les valeurs moyennes de l'année 2000. L'accord des dernières prédictions théoriques présentées pendant l'été 2001 avec nos mesures est excellent. Les effets non-spectateurs des mécanismes de désintégration des mésons B commencent à être décelés expérimentalement.
C'est la première fois que les durées de vie des mésons B sont mesurées à l'$\Upsilon(4S)$. Les conditions expérimentales à cette résonance et, de ce fait, les sources d'incer-

titudes systématiques sont assez différentes de celles des expériences antérieures. Les analyses temporelles de *BABAR* utilisent une nouvelle observable pour suivre l'évolution temporelle des mésons B : la différence Δz de parcours des deux mésons B dans un événement $\Upsilon(4S) \to B\overline{B}$. La résolution sur Δz est du même ordre que la moyenne de $|\Delta z|$. L'imprécision dans la reconstruction de cette observable et dans la modélisation de la résolution correspondante sont à l'origine des incertitudes systématiques dominantes sur les mesures de sin 2β et des durées de vie. La détermination et la réduction des incertitudes systématiques sur les durées de vie représentent une grande partie du travail de cette thèse. Nous contrôlons les incertitudes systématiques sur le rapport $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ au niveau d'un pour cent. Les incertitudes globales restent dominées par l'erreur statistique. Avec les données supplémentaires que PEP-II et *BABAR* prévoient d'accumuler avant la fin 2004, une mesure de $\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}$ à un pour cent près est à la portée de cette usine à B. Différentes méthodes développées pour la détermination des incertitudes systématiques sur les durées de vie ont été reprises pour les mesures de Δm et sin 2β.
La mesure de sin 2β de *BABAR* est en train de devenir une mesure de précision. L'été prochain, l'incertitude sur ce paramètre sera de l'ordre de 0,08. Les incertitudes systématiques commencent à peser sur l'incertitude totale. Une erreur de 0,04 pourrait être atteinte avant la fin 2004. Ce niveau de précision permet des tests expérimentaux du modèle standard qui consistent à comparer les asymétries CP dans différents canaux de désintégration et qui sont, dans le cadre de ce modèle, toutes données par sin 2β. Une première mesure de l'asymétrie CP dans $B^0/\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$, liée à l'angle α du triangle d'unitarité, a été présentée par *BABAR*. L'incertitude sur cette asymétrie devrait atteindre le niveau de 0,1 en 2004. Les premières mesures de l'angle γ sont en préparation.
Puisqu'à l'$\Upsilon(4S)$ les mésons B sont produits par paires particule-antiparticule, les échantillons de mésons B complètement reconstruits constituent également des populations bien purifiées de mésons $\overline{B}$ non biaisées dont l'impulsion est connue. Ces échantillons vont donc permettre d'étudier avec un bruit de fond réduit des canaux inaccessibles jusqu'ici : désintégrations leptoniques ou semileptoniques sans charme, etc.

L'autre usine à B, KEK-B et le détecteur Belle, suit un rythme d'acquisition des données comparable à celui de PEP-II et *BABAR*. Les résultats des usines à mésons B ont une marge de progression significative pendant les prochaines années. Les expériences CDF et D0 viennent de reprendre au Tevatron à haute luminosité. Elles sont équipées de nouveaux détecteurs de vertex et donc à même de contribuer à la physique des mésons B. Les hadrons B_s, B_c et Λ_b^0 sont accessibles à ces machines, et une image plus complète de la hiérarchie des temps de vie des hadrons B devrait émerger. Les oscillations $B_s\overline{B}_s$ pourraient être détectées au Tevatron. A plus long terme, une nouvelle génération d'expériences dédiées (LHCb au CERN et BTeV à FNAL) ou non (ATLAS et CMS au CERN) disposeront d'énormes statistiques de hadrons B. Les tests de validité du modèle standard dans le secteur des B atteindront une grande précision.

Annexe A

Composition Tools

Au chapitre 5 nous avons vu que nous avons besoin de reconstruire un grand nombre de canaux de désintégration, par exemple $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ ou $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$. La reconstruction des différents canaux suit toujours le même schéma général. Il faut :

- Faire la combinatoire : dans le cas de $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ il faut, à partir d'un ensemble de candidats pions, trouver l'ensemble de toutes les paires de traces de charges opposées. Pour $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ il faut, en plus, combiner de telles paires avec tous les candidats K_S^0 et assurer qu'une trace donnée n'est pas utilisée plusieurs fois dans un même candidat D^0.
- Appliquer des coupures de présélection sur les combinaisons.
- Ajuster les candidats géométriquement et/ou cinématiquement.
- Appliquer des coupures sur les quantités ajustées.

Pour les coupures, il faut souvent calculer les mêmes quantités, comme par exemple la masse invariante d'un candidat à partir des énergies et impulsions des particules stables dans l'état final.

L'idee des Composition Tools [225] est de mettre en œuvre cette procédure et le code nécessaire une fois pour toutes. L'objectif était donc d'écrire un code général qui permet de traiter tous les canaux de désintégration plutôt que de «réinventer la roue» pour chaque canal. La technique de programmation appelée *héritage* dans le jargon de la programmation orientée objet est adaptée à cet objectif. Voici le code (une classe C++, appelée *sélecteur* de candidats K_S^0) qui utilise les Composition Tools pour la reconstruction du canal $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$:

```
#include "CompositionFactory/CompV0Selector.hh"

class CompKsToPiPiSelector : public CompV0Selector
{

public:

  // constructeur
  CompKsToPiPiSelector::CompKsToPiPiSelector( AppModule* aModule )
    : CompV0Selector( "K_S0 -> pi+ pi-", aModule )

  // destructeur
  virtual ~CompKsToPiPiSelector() {}

  // nom de ce nouveau selecteur de mesons K_short
  static RWCString factoryName() { return "SelecteurKStoPiPi"; }

};
```

Ce code contient trois informations essentielles. La ligne

```
class CompKsToPiPiSelector : public CompV0Selector
```

signifie que la nouvelle classe `CompKsToPiPiSelector` que nous sommes en train d'implémenter hérite de la classe `CompV0Selector`. Cette dernière classe fait partie des Composition Tools et elle contient tout le code qui est néccessaire pour faire la combinatoire, utiliser les outils d'ajustement géométrique et cinématique comme *GeoKin* (voir paragraphe 6.1.1) pour ajuster les candidats, et pour appliquer les coupures habituelles. Nous verrons plus tard comment définir le type d'ajustement et les valeurs pour les coupures. Les lignes

```
  CompKsToPiPiSelector::CompKsToPiPiSelector( AppModule* aModule )
    : CompV0Selector( "K_S0 -> pi+ pi-", aModule )
```

définissent le canal de désintégration que nous souhaitons reconstruire (`"K_S0 -> pi+ pi-"`). Les symboles `K_S0` et `pi+` sont définis dans le code *BABAR* et représentent respectivement un candidat K^0_S et π^+. Les classes des Composition Tools contiennent un code général qui est capable de faire la combinatoire pour tous les canaux possibles. La chaîne de caractères `"K_S0 -> pi+ pi-"` est interprétée par ce code et elle contient toute l'information nécessaire pour faire la combinatoire. La ligne

```
  static RWCString factoryName() { return "SelecteurKStoPiPi"; }
```

donne un nom (`SelecteurKStoPiPi`) à notre sélecteur. Ce nom sera utilisé plus tard pour identifier le sélecteur et pour le configurer, c'est-à-dire définir les critères de sélection utilisés par ce sélecteur.

Nous utilisons le langage TCL [226] pour configurer notre nouveau sélecteur de candidats K_S^0 :

```
talkto SelecteurKStoPiPi {
    inputList0         set ChargedTracks
    inputList1         set ChargedTracks
    outputList         set ListeKs
    doVertex           set true
    doMass             set false
    pChi2Cut           set 0.001
    massCut            set 0.025
}
```

`ChargedTracks` est une liste qui contient toutes les traces reconstruites dans un événement. Ce code dit à notre sélecteur de prendre les traces dans cette liste comme candidats pour les deux pions dans l'état final. Tous les candidats K_S^0 sélectionnés seront ensuite mis dans la liste `ListeKs`. Les critères de sélection définis par ce code sont les suivants : nous demandons un ajustement purement géométrique des candidats K_S^0 sans contraindre leur masse à la masse nominale [9] (la valeur de `doVertex` est mise à vrai, mais la valeur de `doMass` est mise à faux). Nous demandons que la probabilité de χ^2 de l'ajustement soit supérieure à 0,001 et que la masse du candidat ajusté soit à moins de 0,025 GeV/c^2 de la masse nominale [9].

A l'aide du langage TCL, différents sélecteurs peuvent être enchaînés dans une *séquence*. Ces sélecteurs sont alors executés l'un après l'autre et le résultat d'un des sélecteurs (par exemple la liste de candidats K_S^0 sélectionnés par notre sélecteur) peut être utilisé à l'entrée d'un autre sélecteur (par exemple un sélecteur pour le canal $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$).

Les Composition Tools contiennent le code de toutes les coupures habituelles. Pour couper sur une nouvelle variable, il suffit de rajouter le code approprié au sélecteur. Grâce aux techniques d'héritage, il n'est pas nécessaire de connaître ou de modifier le code des Composition Tools. Il suffit d'écrire dans le sélecteur une *méthode*[1] qui a un des deux noms suivants :

```
// Simples coupures preliminaires
virtual bool applyRoughCuts( const BtaCandidate* );

// Coupures sur le candidat ajuste
virtual bool applyFinalCuts( );
```

selon que l'on code une coupure de présélection ou une coupure finale.

1. une sorte de *subroutine*

Les Composition Tools sont devenus une partie fondamentale du code de la collaboration *BABAR*. Ils sont utilisés par de nombreuses analyses et aussi dans le logiciel de reconstruction des données de l'expérience *BABAR* (voir paragraphe 4.1) pour présélectionner les événements. Ce logiciel contient, par exemple, une séquence de sélecteurs qui fait la reconstruction complète des mésons B dans, parmi d'autres, les canaux utilisés dans cette thèse. Des critères de sélection relâchés sont utilisés qui visent à avoir une efficacité de 100 % pour le signal. Immédiatement après la reconstruction des données, nous disposons d'un petit sous-ensemble d'événements présélectionnés (quelques pour cent de tous les événements enregistrés) enrichi en mésons B dans les canaux qui nous intéressent.
Le projet des Composition Tools dans leur forme actuelle a été lancé par Gautier Hamel de Monchenault[2] [227], utilisant quelques éléments écrits auparavant par d'autres collaborateurs. J'étais, avec Fernando Martinez-Vidal (qui est depuis un certain temps le coordinateur du projet Composition Tools), Riccardo Faccini et Shahram Rahatlou et d'autres, un des premiers utilisateurs des Composition Tools. C'était au début du développement des Composition Tools. J'ai contribué du code pour ce projet, et j'ai contribué de façon majeure à la mise au point des Composition Tools en faisant des tests systématiques de ces outils pendant lesquels j'ai trouvé et éliminé une grande collection d'erreurs dans ce code complexe.

2. Gautier Hamel de Monchenault est basé au CEA Saclay et membre de la collaboration *BABAR*.

Annexe B

Distributions de masse des candidats B observées sur données

Les figures B.1 à B.11 montrent les distributions de m_{ES} et ΔE obtenues sur les données pour chacune des chaînes de désintégration reconstruites.

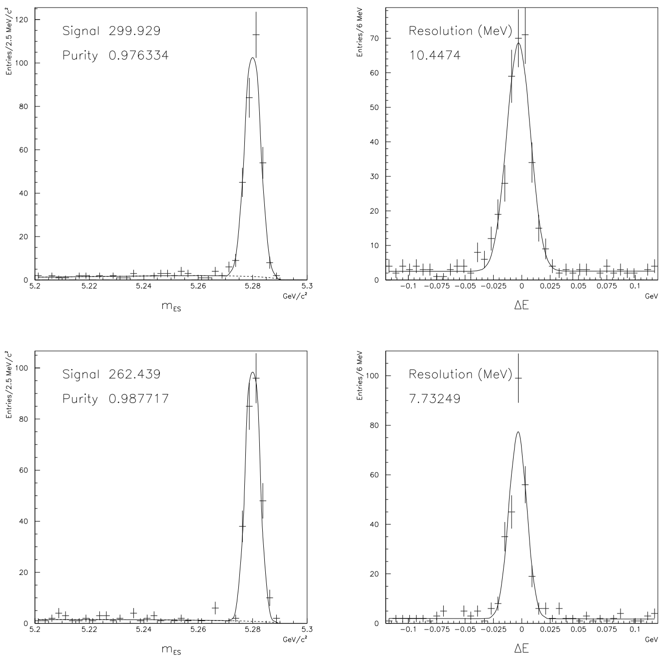


FIG. B.1 – *Masse substituée* m_{ES} *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* $B^0/\overline{B}^0$ *dans le mode de désintégration* $\overline{B}^0 \rightarrow J/\psi\,\overline{K^{*0}}$*. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du* J/ψ *reconstruits :* $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ *(en haut) et* $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ *(en bas).*

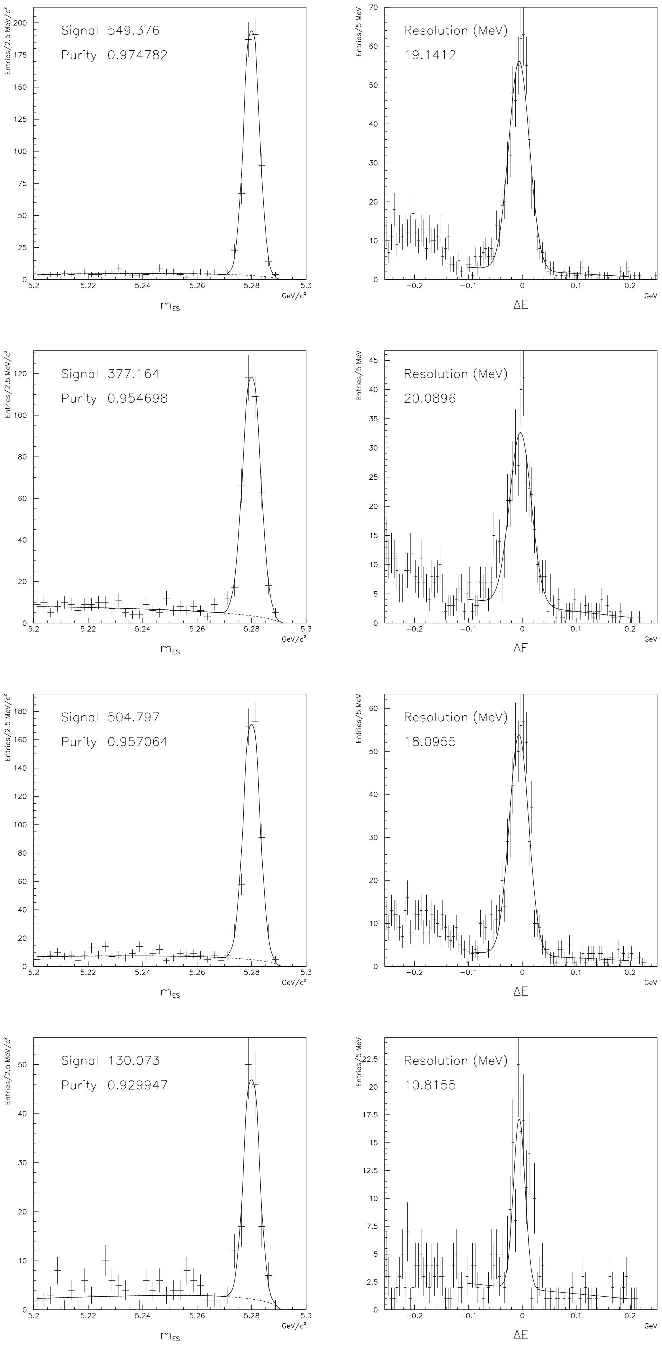


FIG. B.2 – *Masse substituée m_{ES} (à gauche) et ΔE (à droite) des candidats $B^0/\overline{B}^0$ dans le mode de désintégration $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^0\pi^+)\pi^-$. Les quatre jeux de distributions correspondent aux quatre modes de désintégration du D^0 reconstruits : $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^0_S\pi^+\pi^-$ (dans cet ordre du haut vers le bas).*

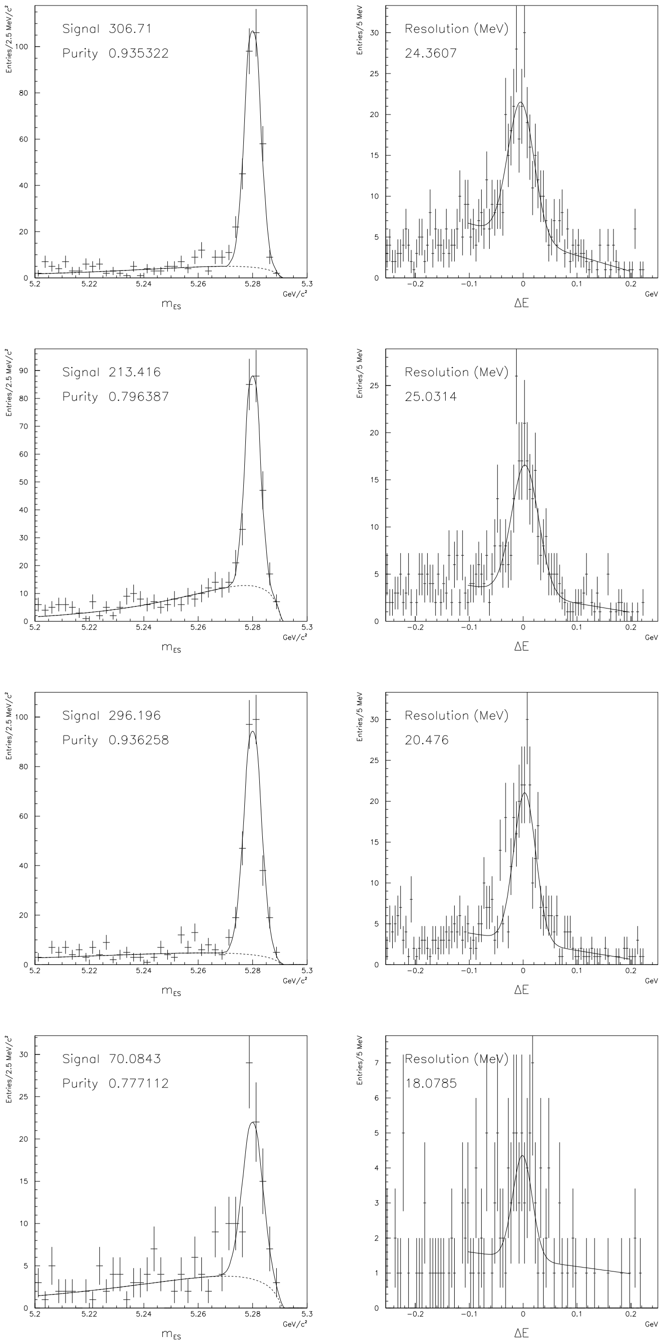


FIG. B.3 – *Masse substituée* m_{ES} *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* $B^0/\overline{B}^0$ *dans le mode de désintégration* $\overline{B}^0 \to D^{*+}(\to D^0\pi^+)\rho^-$. *Les quatre jeux de distributions correspondent aux quatre modes de désintégration du* D^0 *reconstruits :* $D^0 \to K^-\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ *et* $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ *(dans cet ordre du haut vers le bas).*

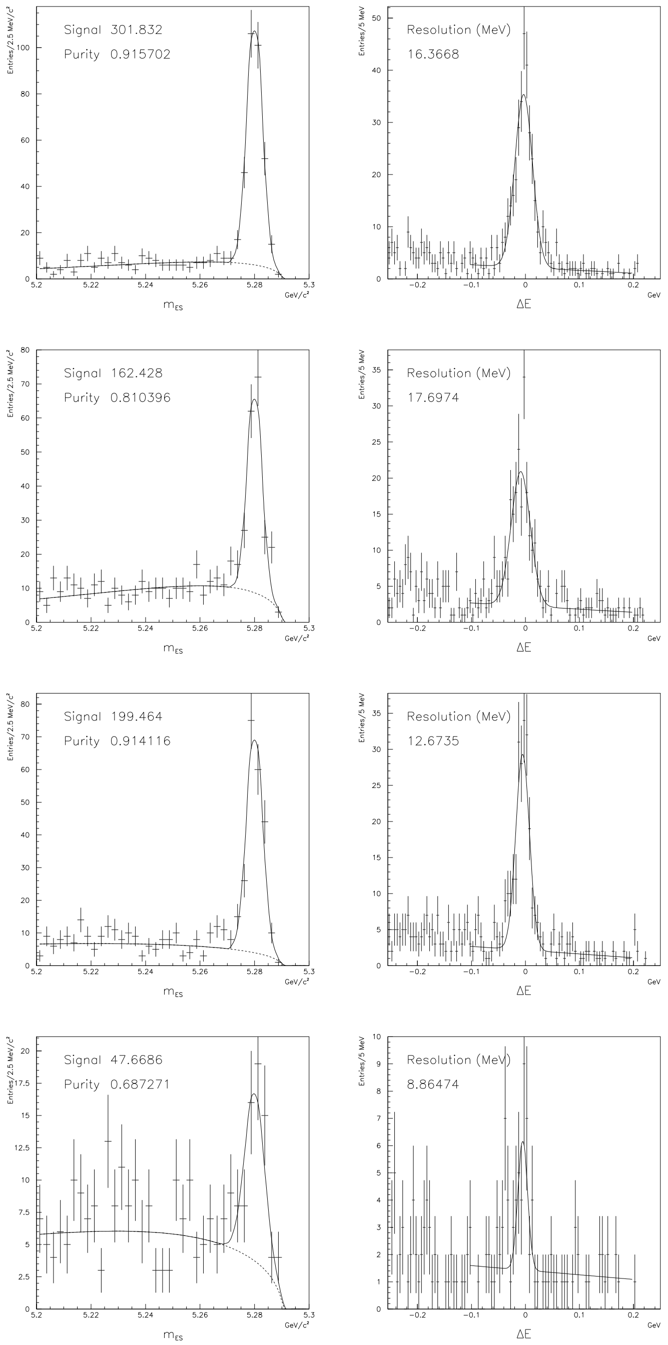


FIG. B.4 – *Masse substituée m_{ES} (à gauche) et ΔE (à droite) des candidats $B^0/\overline{B}^0$ dans le mode de désintégration $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^0\pi^+)a_1^-$. Les quatre jeux de distributions correspondent aux quatre modes de désintégration du D^0 reconstruits : $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ et $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ (dans cet ordre du haut vers le bas).*

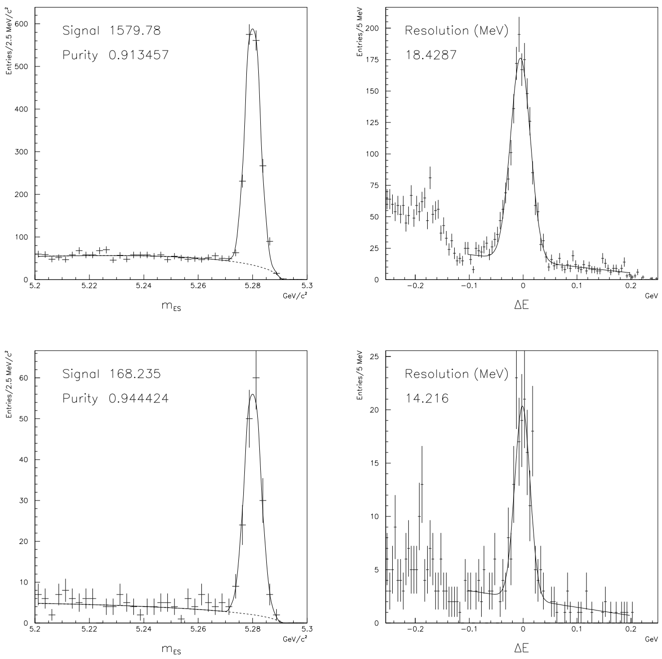


FIG. B.5 – *Masse substituée* m_{ES} *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* $B^0/\overline{B}^0$ *dans le mode de désintégration* $\overline{B}^0 \to D^+\pi^-$*. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du* D^+ *reconstruits :* $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ *(en haut) et* $D^+ \to K^0_S\pi^+$ *(en bas).*

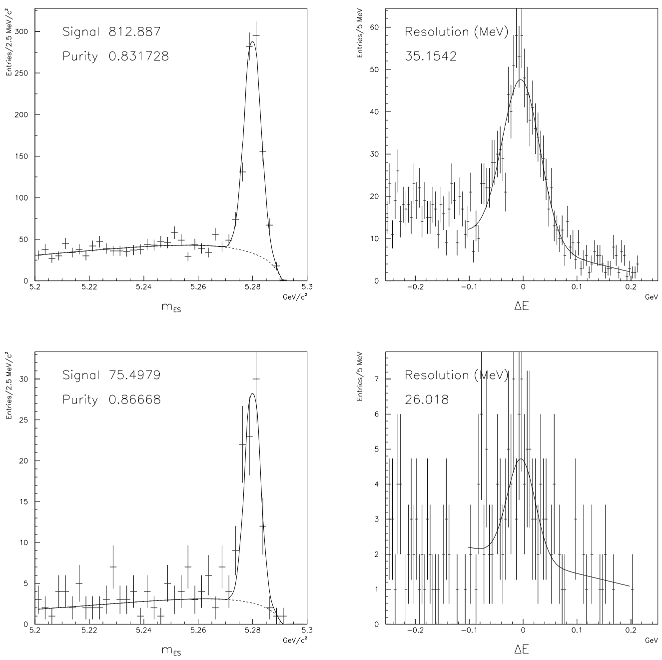


FIG. B.6 – *Masse substituée* m_{ES} *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* $B^0/\overline{B}^0$ *dans le mode de désintégration* $\overline{B}^0 \to D^+\rho^-$*. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du* D^+ *reconstruits :* $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ *(en haut) et* $D^+ \to K^0_S\pi^+$ *(en bas).*

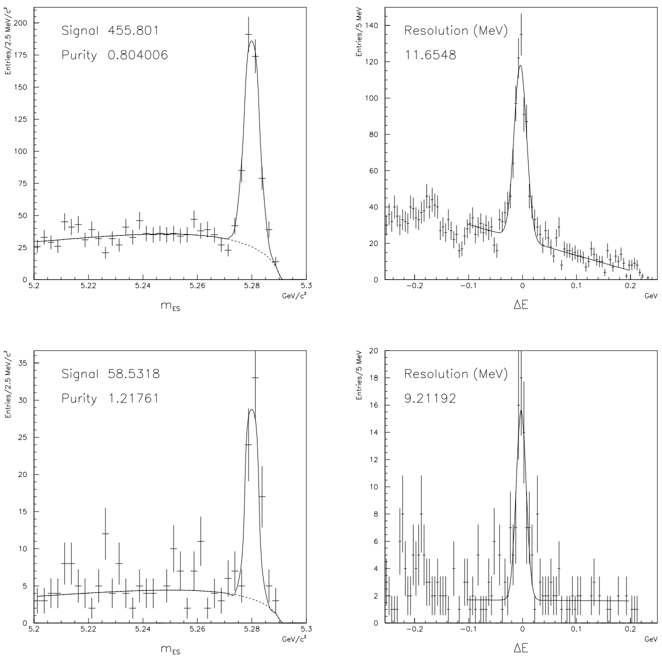


Fig. B.7 – *Masse substituée m_{ES} (à gauche) et ΔE (à droite) des candidats $B^0/\overline{B}^0$ dans le mode de désintégration $\overline{B}^0 \to D^+ a_1^-$. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du D^+ reconstruits : $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ (en haut) et $D^+ \to K_S^0\pi^+$ (en bas).*

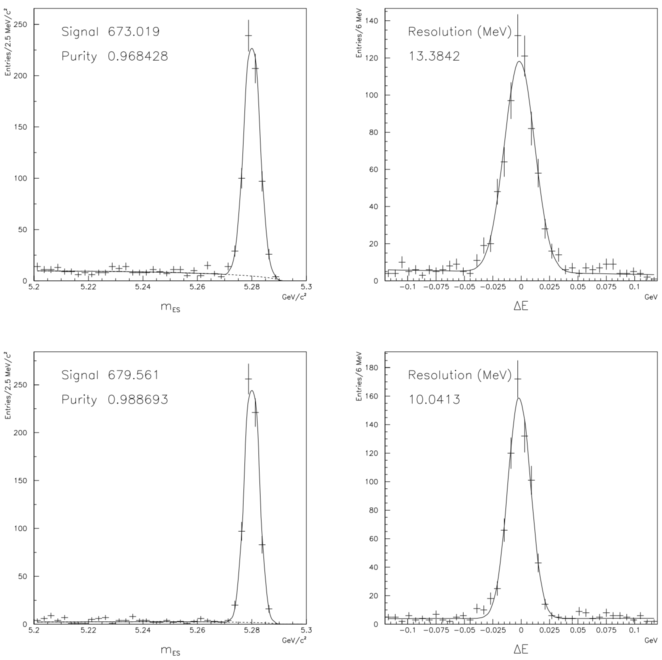


Fig. B.8 – *Masse substituée m_{ES} (à gauche) et ΔE (à droite) des candidats B^+/B^- dans le mode de désintégration $B^- \to J/\psi K^-$. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du J/ψ reconstruits : $J/\psi \to e^+e^-$ (en haut) et $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ (en bas).*

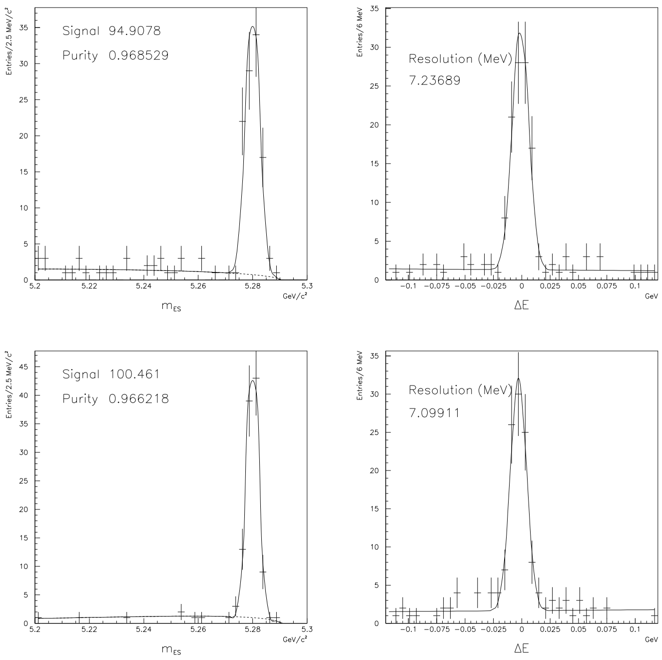


FIG. B.9 – *Masse substituée m_{ES} (à gauche) et ΔE (à droite) des candidats B^+/B^- dans le mode de désintégration $B^- \to \psi(2S)K^-$ avec $\psi(2S) \to l^+l^-$ ou $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$. Les deux jeux de distributions correspondent aux deux modes de désintégration du ψ reconstruits : $\psi \to e^+e^-$ (en haut) et $\psi \to \mu^+\mu^-$ (en bas).*

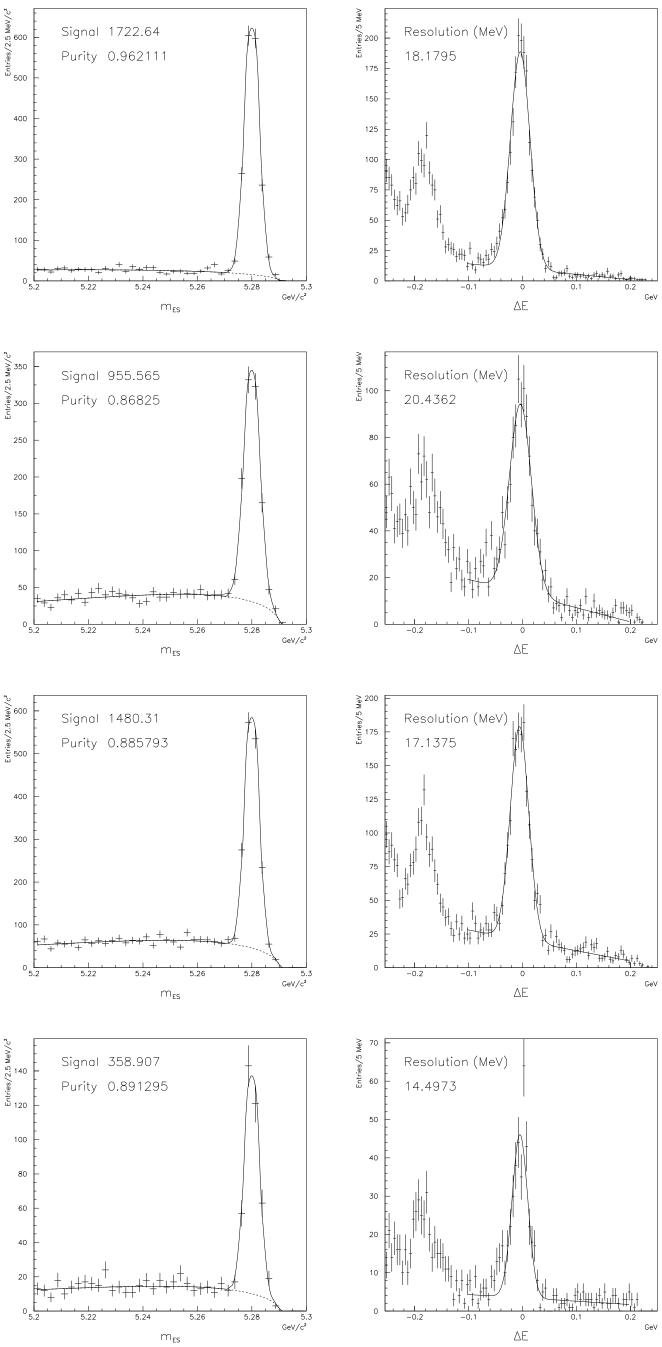


FIG. B.10 – *Masse substituée* $m_{\rm ES}$ *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* B^+/B^- *dans le mode de désintégration* $B^- \to D^0\pi^-$*. Les quatre jeux de distributions correspondent aux quatre modes de désintégration du* D^0 *reconstruits :* $D^0 \to K^-\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ *et* $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ *(dans cet ordre du haut vers le bas).*

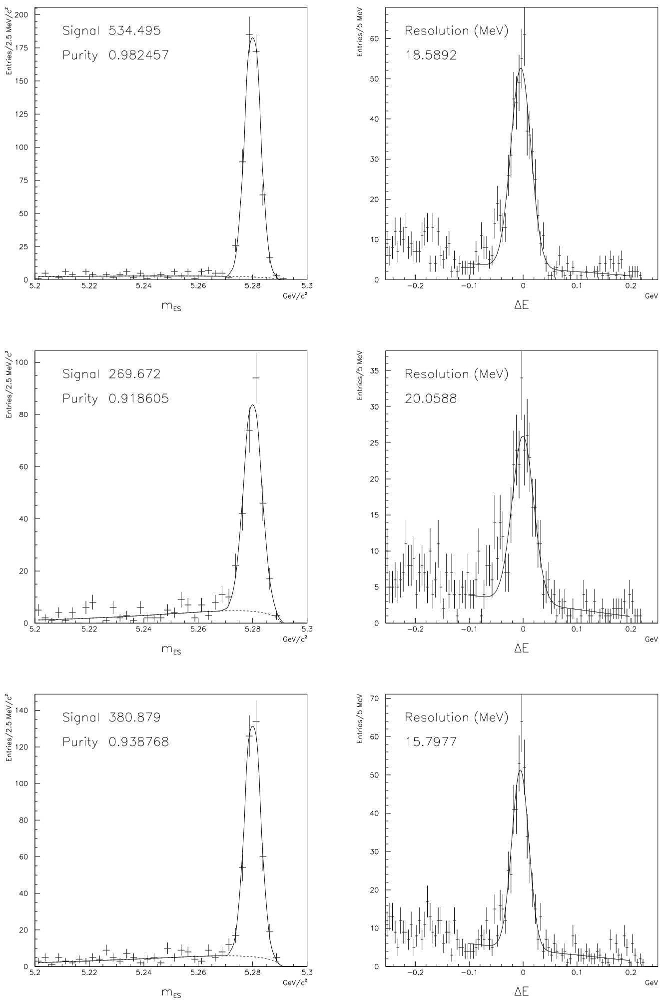


FIG. B.11 – *Masse substituée* m_{ES} *(à gauche) et* ΔE *(à droite) des candidats* B^+/B^- *dans le mode de désintégration* $B^- \to D^{*0}(\to D^0\pi^0)\pi^-$*. Les trois jeux de distributions correspondent aux trois modes de désintégration du* D^0 *reconstruits :* $D^0 \to K^-\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ *et* $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ *(dans cet ordre du haut vers le bas).*

Annexe C

RooFitTools

Le logiciel `RooFitTools` [228] est une *boîte à outils* pour réaliser facilement des ajustements complexes avec la méthode du maximum de vraisemblance. Dans la présente annexe, nous décrivons les idées de base et le principe de cet outil.

Les ajustements de données avec la méthode du maximum de vraisemblance sont un outil statistique standard. Souvent les calculs sur les fonctions de vraisemblance rencontrées sont compliqués, et leur maximum doit être recherché sur ordinateur avec des méthodes numériques. Pour la mise en œuvre d'un logiciel d'ajustement, on a besoin de deux ingrédients majeurs : une représentation informatique de la fonction de vraisemblance et un programme traduisant un algorithme pour la maximiser. `RooFitTools` fournit le premier ingrédient et permet d'appeler Minuit [202] (deuxième ingrédient).
`RooFitTools` est un emsemble de classes C++ qui permettent de construire des fonctions de densité de probabilité *fdp* complexes à partir de quelques éléments fondamentaux. Cet ensemble contient une classe pour représenter des variables d'entrée et des paramètres qui peuvent être laissés libres ou fixés dans l'ajustement. Cet ensemble contient également des classes qui représentent des *fdp* fondamentales comme par exemple une gaussienne ou une fonction d'Argus. D'autres classes encore permettent de combiner des *fdp* pour construire d'autres *fdp* plus complexes comme, par exemple, la somme ou le produit de deux *fdp*. L'utilisateur peut facilement ajouter de nouvelles classes de *fdp*. Il existe une grande collection de classes qui correspondent à des *fdp* rencontrées dans la physique de *BABAR*, comme des distributions de Δt théoriques pour des événements étiquetés ou non, et des paramétrisations de la fonction de résolution.

Les quelques lignes de code C++ sur la page suivante sont un exemple opérationnel d'un ajustement avec `RooFitTools`. Ce code permet d'ajuster la somme d'une fonction d'Argus et d'une gaussienne à une distribution mesurée de masse substituée m_{ES} (voir figure 7.1).

```
void ExampleFit() {

  // Definir les variables d'entree de notre ajustement

  RooRealVar  // Un objet du type RooRealVar peut representer
              // une variable d'entree ou un parametre libre.
    mreco("mreco","Beam-Energy Substituted B Mass", 5.20,5.30,"GeV");
                        // Nous ajustons le spectre de masse substituee
                        // entre 5,2 GeV et 5,3 GeV


  // Definir les parametres libres de notre ajustement
  // Le premier argument numerique est une estimation initiale
  // de la valeur utilisee pour demarrer l'ajustement numerique.
  // Les deux autres arguments numeriques representent des limites
  // sur la valeur du parametre.

  RooRealVar
    endpt("endpt","Endpoint of Argus function",5.29,5.28,5.30,"GeV"),
    bmass("bmass","B0 Mass", 5.28, 5.26, 5.30,"GeV"),
    bresn("bresn","B0 Mass Resolution", 0.003, 0.0, 0.01, "GeV"),
        c("c","Argus Shape Parameter", -34.5,-300,300),
        f("f","Signal Fraction", 0.5, 0.0, 1.0);


  // Lire depuis un fichier ASCII la masse m_ES reconstruite
  // pour chaque evenement. Les donnees a ajuster sont stockees
  // dans un objet du type RooDataSet.

  RooDataSet *data=RooDataSet::read("SubstitutedMass.txt",mreco);


  // Definir la FDP a ajuster

  RooArgusBG bg("bg","ARGUS Background Shape",mreco,endpt,c);
       // Une fonction d'Argus pour le bruit de fond
  RooGaussian signal("signal","Signal Gaussian",mreco,bmass,bresn);
       // Une gaussienne pour le signal
  RooAddPdf Masse("Masse","Signal+Background Distribution",signal,bg,f);
       // Notre FDP finale: la somme de la fonction d'Argus et la
       //                   gaussienne definies precedemment.


  // Lancer Minuit pour maximiser la fonction de vraisemblance

  Masse.fitTo(data);
```

```
  // Faire un graphe avec la distribution des donnees et le
  // resultat de l'ajustement

  TH1F *dataplot= data->Plot(mreco, "", 40);  // D'abord les donnees
  dataplot->Draw("e");                        // en 40 bins

  TH1F *massmodel=Masse.Plot(mreco,dataplot); // Superposer le resultat
  massmodel->Draw("samec");                   // de l'ajustement

}
```

Ce code est très compact et lisible. On note aussi la simplicité de l'appel à Minuit et du code qui fait le graphe. Les *scripts* d'ajustement comme l'exemple ci-dessus sont exécutés dans Root [229]. L'utilisateur peut ainsi bénéficier de quelques avantages de Root, comme par exemple son *interpréteur* de C++ intégré qui permet de développer du code sans compiler ni linker [1] et ses outils performants pour produire des graphes complexes. Les graphes des figures 8.1 et 8.2 ont été obtenus avec `RooFitTools`/Root.
En plus, `RooFitTools` contient des classes pour exécuter, de façon hautement automatisée, des études avec des simulations Monte Carlo rapides telles que nous les avons présentées dans les paragraphes 7.7 à 7.9.

Le projet `RooFitTools` a été lancé par David Kirkby [2]. J'étais un des premiers utilisateurs de `RooFitTools` dans une phase où sa structure était encore en pleine évolution et j'ai été à l'origine de nombreux développements du code, concernant en particulier la structure générale et les distributions de Δt. J'ai aussi écrit le code de quelques *fdp*. La mesure préliminaire des durées de vie présentée à la conférence ICHEP 2000 à Osaka [1, 2] était la première analyse d'une distribution de Δt avec `RooFitTools`.
Bien que développé dans *BABAR*, `RooFitTools` n'est pas spécifique à la physique de cette expérience et ne dépend pas du reste du code de cette collaboration. Il existe un projet [230] pour inclure `RooFitTools` dans la distribution de base de Root, disponible auprès du CERN [229].

1. comme COMIS, l'interpréteur de FORTRAN intégré dans PAW
2. David Kirkby est basé à l'Université de Stanford et membre de la collaboration *BABAR*.

Annexe D

Formalisme du modèle «GExp»

Les distributions de Δt attendues (voir paragraphe 2.2 et chapitre 7) dans les analyses temporelles discutées dans cette thèse convoluent une distribution théorique avec une fonction de résolution. Les distributions théoriques font intervenir des exponentielles qui peuvent être modulées par un sinus ou un cosinus. Les paramétrisations de la fonction de résolution que nous utilisons font intervenir des gaussiennes et des gaussiennes convoluées avec une exponentielle. Dans cette annexe, nous discutons quelques aspects calculatoires de ces convolutions. Nous donnons, en particulier, les formules analytiques qui sont utilisées dans la mise en œuvre du modèle «GExp» (voir paragraphe 6.4.1, équation (6.24)) dans `RooFitTools` (voir annexe C).

Nous notons que les distributions théoriques des équations (2.2), (2.5), (2.7) et (2.9) [1] sont toutes du type

$$f_0(\Delta t\,;\tau_B,\vec{p}) = \frac{1}{2\tau_B}\exp(-|\Delta t|/\tau_B)\,g(\Delta t\,;\vec{p})\ , \tag{D.1}$$

où $g(\Delta t\,;\vec{p})$ est une combinaison linéaire de trois fonctions de base :

$$\{1, \sin(\Delta m \Delta t), \cos(\Delta m \Delta t)\}\ . \tag{D.2}$$

Si $\mathcal{R}(\delta(\Delta t);\vec{q})$ dénote la fonction de résolution, nous devons calculer les intégrales de convolution

$$f_\pm(\Delta t\,;\tau_B,\omega,\vec{q}) = \frac{1}{2\tau_B}\int_0^\infty dk\ \exp(-k/\tau_B)\ \exp(\pm i\omega k)\,\mathcal{R}(\Delta t \mp k;\vec{q})\ . \tag{D.3}$$

L'intégrale f_+ correspond à l'aile exponentielle à Δt positifs de f_0 (voir équation (D.1)), et l'intégrale f_- correspond à l'aile exponentielle à Δt négatifs de f_0. Après avoir calculé ces intégrales complexes, nous pouvons prendre $\omega = 0$ pour $g = 1$, et nous pouvons prendre respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de $f_\pm$ pour $g = \cos(\omega\Delta t)$ et $g = \sin(\omega\Delta t)$. Les équations que nous utilisons pour les distributions de Δt théoriques et pour les paramétrisations de la fontion de résolution

1. Nous avons $\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right) = \frac{1}{2}\left(\exp\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right) - \exp\left(-\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right)\right)$ et $\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right) = \frac{1}{2}\left(\exp\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right) + \exp\left(-\frac{\Delta\Gamma}{2}\cdot\Delta t\right)\right)$, ce qui permet d'écrire l'équation (2.9) comme somme d'exponentielles du type $\exp\left\{\left(\pm\frac{1}{\tau_B}\pm\frac{\Delta\Gamma}{2}\right)\Delta t\right\}$.

sont normalisées à un pour $-\infty \leq \Delta t \leq \infty$. Pour tenir compte d'une éventuelle coupure sur Δt, nous avons besoin de calculer l'intégrale

$$F_{\pm}((\Delta t)_1,(\Delta t)_2\,;\tau_B,\omega,\vec{q}) = \int_{(\Delta t)_1}^{(\Delta t)_2} d(\Delta t)\, f_{\pm}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,\vec{q}) \ . \tag{D.4}$$

Nous considérons d'abord le cas où $\mathcal{R}(\delta(\Delta t);\vec{q})$ est une gaussienne avec une moyenne de m et un écart type de σ :

$$\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\delta(\Delta t)\,;m,\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\ \exp(-(\delta(\Delta t)-m)^2/(2\sigma^2)) \ . \tag{D.5}$$

Nous obtenons

$$f_{\pm}^{\mathrm{G}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,m,\sigma) = \frac{1}{4\tau_B}\ \exp\left(z\left(\lambda_{\pm}+c^2 z\right)\right)\ \mathrm{erfc}\left(\frac{\lambda_{\pm}}{2c}+cz\right) \tag{D.6}$$

et

$$\begin{aligned} F_{\pm}^{\mathrm{G}}((\Delta t)_1,(\Delta t)_2\,;\tau_B,\omega,m,\sigma) = \mp\frac{\exp(c^2z^2)}{4z}\ &[\mathrm{erf}(y_2/2c)-\mathrm{erf}(y_1/2c)+ \\ &\exp(zy_2)\,\mathrm{erfc}\left(\frac{y_2}{2c}+cz\right)-\exp(zy_1)\,\mathrm{erfc}\left(\frac{y_1}{2c}+cz\right)\Big] \end{aligned} \tag{D.7}$$

avec

$$\mathrm{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_x^{\infty} \exp\left(-t^2\right) dt \tag{D.8}$$

et

$$z \equiv 1 \mp i\omega\tau_B \quad , \quad \lambda_{\pm} \equiv \mp\frac{\Delta t - m}{\tau_B} \quad , \quad y_k \equiv \mp\frac{\Delta t_k - m}{\tau_B} \quad , \quad c \equiv \frac{\sigma}{\sqrt{2}\tau_B} \ . \tag{D.9}$$

Pour le modèle «GExp» nous avons

$$\mathcal{R}^{\mathrm{GExp}}(\delta(\Delta t); g,s,\tau_r) = g\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\delta(\Delta t); m=0,\sigma=s) + (1-g)\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{Exp}}(\delta(\Delta t); s,\tau_r) \tag{D.10}$$

avec

$$\mathcal{R}^{\mathrm{Exp}}(\delta(\Delta t); s,\tau_r) = \int_{-\infty}^{\infty} du\, e(u;\tau_r)\,\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\delta(\Delta t)-u; m=0,\sigma=s) \tag{D.11}$$

et

$$e(t;\tau_r) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_r}\exp\left(\frac{t}{\tau_r}\right) & t \leq 0 \\ 0 & t > 0 \ . \end{cases} \tag{D.12}$$

Nous venons d'évaluer les intégrales nécessaires pour la partie $\mathcal{R}^{\mathrm{G}}$. Les intégrales pour la deuxième contribution $\mathcal{R}^{\mathrm{Exp}}$ peuvent être exprimées en fonction des intégrales que nous venons de calculer. Nous devons évaluer

$$f_{\pm}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = \frac{1}{2\tau_B}\int_0^{\infty} dk\,\exp\left(-\frac{k}{\tau_B}\right)\cdot\exp\left(\pm i\omega k\right)\cdot\int_{-\infty}^{0} du\,\frac{1}{\tau_r}\exp\left(\frac{u}{\tau_r}\right)\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t\mp s-u;m=0,\sigma=s)\,. \tag{D.13}$$

Nous remplaçons la variable d'intégration u par $T = u \pm s$ et nous échangeons l'ordre des deux intégrations. Cette procédure donne

$$\begin{aligned} f_{+}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = {} & \frac{1}{2\tau_B}\int_{-\infty}^{0} dT\,\frac{1}{\tau_r}\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t-T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left(\frac{T}{\tau_r}\right)\int_0^{\infty} dk\,\exp\left\{\left(-\frac{1}{\tau_B}+i\omega-\frac{1}{\tau_r}\right)k\right\} \\ & + \frac{1}{2\tau_B}\int_{0}^{\infty} dT\,\frac{1}{\tau_r}\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t-T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left(\frac{T}{\tau_r}\right)\int_T^{\infty} dk\,\exp\left\{\left(-\frac{1}{\tau_B}+i\omega-\frac{1}{\tau_r}\right)k\right\} \end{aligned} \tag{D.14}$$

et

$$f_{-}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = \frac{1}{2\tau_B}\int_{-\infty}^{0} dT\,\frac{1}{\tau_r}\cdot\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t-T;\delta=0,\sigma=s)\cdot\exp\left(\frac{T}{\tau_r}\right)\int_0^{-T} dk\,\exp\left\{\left(-\frac{1}{\tau_B}-i\omega+\frac{1}{\tau_r}\right)k\right\}\,. \tag{D.15}$$

Les trois intégrales sur k sont triviales à calculer et nous obtenons

$$\begin{aligned} f_{+}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = {} & \frac{1}{\frac{1}{\tau_r}+\frac{1}{\tau_B}-i\omega}\cdot\frac{1}{2\tau_B\tau_r}\cdot \\ & \left[\int_0^{\infty} dT\,\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t-T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left\{\left(-\frac{1}{\tau_B}+i\omega\right)T\right\}\right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} dT\,\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t+T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left(-\frac{T}{\tau_r}\right)\right] \end{aligned} \tag{D.16}$$

et

$$\begin{aligned} f_{-}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = {} & \frac{1}{\frac{1}{\tau_r}-\frac{1}{\tau_B}-i\omega}\cdot\frac{1}{2\tau_B\tau_r}\cdot \\ & \left[\int_0^{\infty} dT\,\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t+T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left\{\left(-\frac{1}{\tau_B}-i\omega\right)T\right\}\right. \\ & \left. - \int_0^{\infty} dT\,\mathcal{R}^{\mathrm{G}}(\Delta t+T;m=0,\sigma=s)\cdot\exp\left(-\frac{T}{\tau_r}\right)\right]\,. \end{aligned} \tag{D.17}$$

Ces deux expressions peuvent être exprimées en fonction de $f_{\pm}^{\mathrm{G}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,m,\sigma)$:

$$\begin{aligned} f_{\pm}^{\mathrm{Exp}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,s,\tau_r) = {} & \frac{1}{\frac{1}{\tau_r}\pm\frac{1}{\tau_B}-i\omega}\cdot\left[\frac{1}{\tau_r}f_{\pm}^{\mathrm{G}}(\Delta t\,;\tau_B,\omega,m=0,\sigma=s)\right. \\ & \left.\pm\frac{1}{\tau_B}f_{-}^{\mathrm{G}}(\Delta t\,;\tau_r,\omega=0,m=0,\sigma=s)\right]\,. \end{aligned} \tag{D.18}$$

Pour $\omega = 0$ et $\tau_r \simeq \tau_B$, f_-^{Exp} exhibe une pathologie mathématique. A la fois le dénominateur de la fraction devant expression entre crochets dans (D.18) et la différence à l'intérieur des crochets tendent vers zéro. Pour $|\frac{\tau_B-\tau_r}{\tau_B}| < \frac{1}{260}$ nous remplaçons τ_B et τ_r par $\tau_m = \frac{\tau_B+\tau_r}{2}$ et $\epsilon = \frac{\tau_B-\tau_r}{2}$, et nous développons f_-^{Exp} en une série de Taylor en $\frac{\epsilon}{\tau_m}$ autour de $\epsilon = 0$. Les termes en puissances impaires de $\frac{\epsilon}{\tau_m}$ sont zéro par construction. Le terme de l'ordre le plus bas est

$$\frac{1}{2\sqrt{2\pi}\tau_m^2} \cdot \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau_m} + \frac{s^2}{2\tau_m^2}\right) \cdot \left[s \cdot \exp\left(-\frac{1}{2s^2} \cdot \left(\frac{s^2}{\tau_m} + \Delta t\right)^2\right) - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \left(\frac{s^2}{\tau_m} + \Delta t\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mathrm{s}}{\sqrt{2}\tau_\mathrm{m}} + \frac{\Delta \mathrm{t}}{\sqrt{2}\mathrm{s}}\right)\right]$$

et le terme non-nul suivant est

$$\begin{aligned}
&\frac{\epsilon^2}{\tau_m^2} \cdot \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau_m} + \frac{s^2}{2\tau_m^2}\right) \cdot \frac{1}{4\tau_m} \cdot \\
&\quad \left\{ \exp\left(-a(\Delta t)^2\right) \cdot \left[\frac{\sqrt{2}s}{\sqrt{\pi}\tau_m} - \frac{2s^2 \cdot a(\Delta t)}{\sqrt{\pi}\tau_m^2} + \frac{1}{3\sqrt{\pi}} \cdot \left(4a(\Delta t)^2 - 2\right) \cdot \left(\frac{s}{\sqrt{2}\tau_m}\right)^3 \right.\right. \\
&\qquad\qquad + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{s^2}{\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m}\right) \cdot \left(\frac{s}{\sqrt{2}\tau_m} - \frac{a(\Delta t) \cdot s^2}{2\tau_m^2}\right) \\
&\qquad\qquad \left. + \frac{2s}{\sqrt{2\pi}\tau_m} \cdot \left(\frac{3s^2}{2\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{s^2}{\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m}\right)^2\right)\right] \\
&\quad \left. - \operatorname{erfc}\left(a(\Delta t)\right) \cdot \left[\frac{2s^2}{\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m} + \left(\frac{s^2}{\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m}\right) \cdot \left(3 \cdot \frac{s^2}{2\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m}\right) + \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{s^2}{\tau_m^2} + \frac{\Delta t}{\tau_m}\right)^3\right]\right\}
\end{aligned}$$

avec

$$a(\Delta t) = \frac{s}{\sqrt{2}\tau_m} + \frac{\Delta t}{\sqrt{2}s} .$$

Partant de l'équation (D.18), nous pouvons exprimer $F_\pm^{\text{GExp}}((\Delta t)_1,(\Delta t)_2;\tau_B,\omega,g,s,\tau_r)$ en fonction de $F_\pm^{\text{G}}((\Delta t)_1,(\Delta t)_2;\tau_B,\omega,m,\sigma)$.

Annexe E

Moyenne et RMS des paramétrisations de la fonction de résolution

Nous calculons la moyenne et le RMS de la paramétrisation «GExp» du résidu $\delta(\Delta t)$ (voir équation (6.24)). Les premier et second moments de la distribution du résidu $\delta(\Delta t)$ sont donnés par

$$\langle \delta(\Delta t) \rangle = -(1-g)\tau_{\rm r} \cdot \langle \sigma_{\Delta t} \rangle \tag{E.1}$$

et

$$\left\langle (\delta(\Delta t))^2 \right\rangle = (s^2 + 2(1-g)\tau_{\rm r}^2) \cdot \left\langle (\sigma_{\Delta t})^2 \right\rangle \ , \tag{E.2}$$

où $\langle \sigma_{\Delta t} \rangle$ et $\langle (\sigma_{\Delta t})^2 \rangle$ dénotent respectivement le premier et le second moment de la distribution de $\sigma_{\Delta t}$. La double intégrale qui intervient dans le calcul du second moment se calcule aisément après un changement de l'ordre des deux intégrations. Le RMS de la distribution du résidu est donc donné par

$$\begin{aligned}
({\rm RMS})^2 &= \left\langle (\delta(\Delta t))^2 \right\rangle - \langle \delta(\Delta t) \rangle^2 \\
&= (s^2 + 2(1-g)\tau_{\rm r}^2) \cdot \left\langle (\sigma_{\Delta t})^2 \right\rangle - (1-g)^2\tau_{\rm r}^2 \cdot \langle \sigma_{\Delta t} \rangle^2 \ .
\end{aligned} \tag{E.3}$$

Les équivalents des équations (E.1) et (E.3) pour le modèle «GGsc» (voir équation (6.22)) sont :

$$\langle \delta(\Delta t) \rangle = (f b_1 + (1-f) b_2) \cdot \langle \sigma_{\Delta t} \rangle \ , \tag{E.4}$$

et

$$(RMS)^2 = (f(s_1^2 + b_1^2) + (1-f)(s_2^2 + b_2^2)) \cdot \left\langle (\sigma_{\Delta t})^2 \right\rangle - (f b_1 + (1-f) b_2)^2 \cdot (\langle \sigma_{\Delta t} \rangle)^2 \ . \tag{E.5}$$

Annexe F

Contribution au suivi de la qualité des données du DIRC

Cette annexe décrit très brièvement ma contribution au suivi de la qualité des données du détecteur Cherenkov de *BABAR* (le DIRC, voir paragraphe 3.2.3). L'objectif est l'identification rapide d'éventuels problèmes dans le détecteur ou dans la procédure de reconstruction des données. J'ai mis au point et intégré dans le logiciel de reconstruction des données de la Collaboration *BABAR* un outil qui fournit les histogrammes qui aident les physiciens à juger de la qualité des données reconstruites.

Un jeu standard d'histogrammes est produit pour chaque *run* (voir paragraphe 3.3) qui montre certaines quantités qui sont particulièrement sensibles à d'éventuels problèmes dans le détecteur ou dans la reconstruction des données, et qui sont relativement simples à interpréter pour aider à identifier l'origine d'un problème trouvé. Des échantillons de contrôle qui contiennent des événements bien définis et dont la composition varie peu avec les conditions de bruit de fond sont utilisés. La figure F.1 montre deux des histogrammes standard pour un *run* donné obtenus avec un échantillon d'événements Bhabha ($e^+e^- \to e^+e^-$) identifiés cinématiquement. Le premier montre la distribution du résidu $(\theta_C)_{\text{reconstruit}} - (\theta_C)_{\text{attendu}}$ pour les électrons et positrons Bhabha, et le deuxième montre la distribution du nombre de photons reconstruits associés à un électron ou positron Bhabha. Ces histogrammes permettent de surveiller la résolution et le biais sur l'angle Cherenkov obtenus sur données.
La figure F.2 montre deux autres exemples d'histogrammes : le nombre moyen de photons par trace et le résidu moyen de θ_C en fonction du numéro de la barre de quartz traversée par la particule. Ces histogrammes sont sensibles à l'alignement du DIRC. L'histogramme du nombre moyen de photons a également permis d'identifier et d'étudier l'évolution au cours du temps d'une fuite d'eau de la zone d'expansion de l'image (SOB) vers une des boîtes qui contiennent les barres de quartz. De l'eau sur les surfaces d'une barre change les propriétés optiques de celle-ci et conduit à une réduction de l'efficacité de la propagation par réflexion totale des photons le long de la barre en question.

Outre les distributions pour un *run* donné, l'évolution au cours du temps (d'un *run* à l'autre) de certaines quantités est surveillée. Par exemple, la moyenne et la

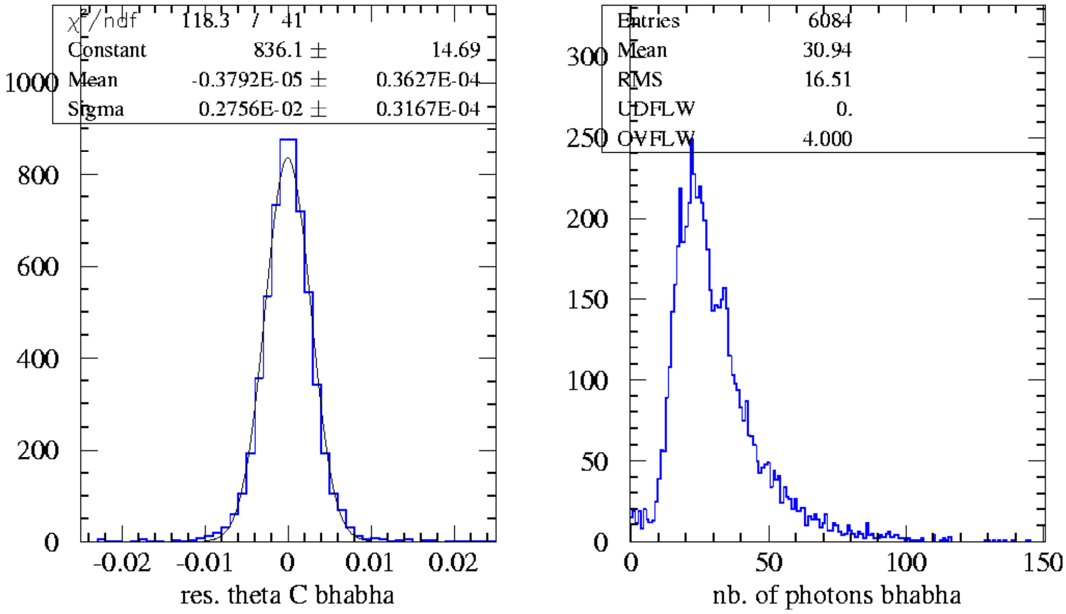


FIG. F.1 – *Les distributions du résidu* $(\theta_C)_{reconstruit} - (\theta_C)_{attendu}$ *(à gauche) et du nombre de photons Cherenkov par trace (à droite) pour des électrons et positrons issus d'événements Bhabha pour un* run *donné.*

largeur de la distribution du résidu de θ_C (voir figure F.1) sont respectivement une estimation du biais et de la résolution de θ_C pour un *run* donné. La figure F.3 montre ces estimations en fonction du numéro de *run*. Des changements du biais ou de la résolution d'un *run* à l'autre sont particulièrement faciles à identifier sur cette figure. Les changements autour du *run* numéro 18000 correspondent à des modifications du logiciel de reconstruction qui, comme le montre la figure, améliorent légèrement la résolution sur θ_C et réduisent significativement le biais. Les *runs* pour lesquels la résolution ou le biais sont loin de la valeur attendue sont facilement identifiables à l'aide de cette figure et sont étudiés plus en détail par les physiciens.

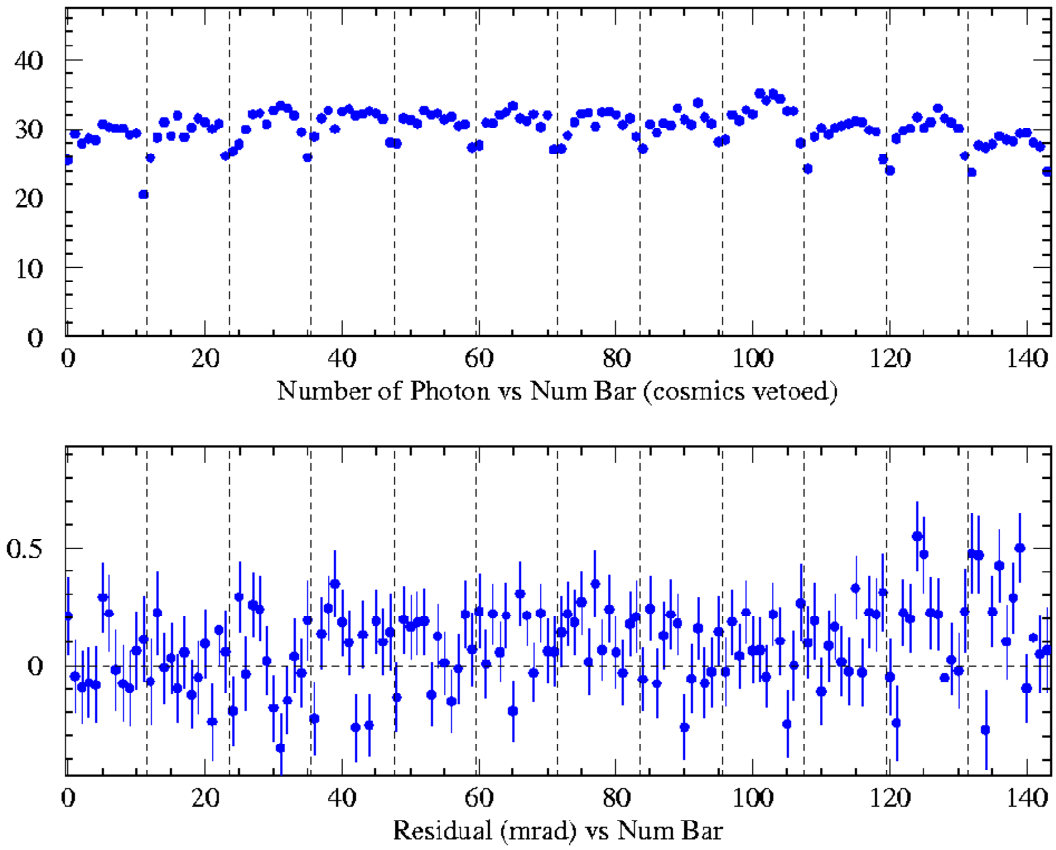


FIG. F.2 – *Nombre moyen de photons par trace (en haut) et résidu* $(\theta_C)_{reconstruit} - (\theta_C)_{attendu}$ *moyen (en bas) en fonction du numéro de la barre de quartz traversée par la trace en question pour un* run *donné.*

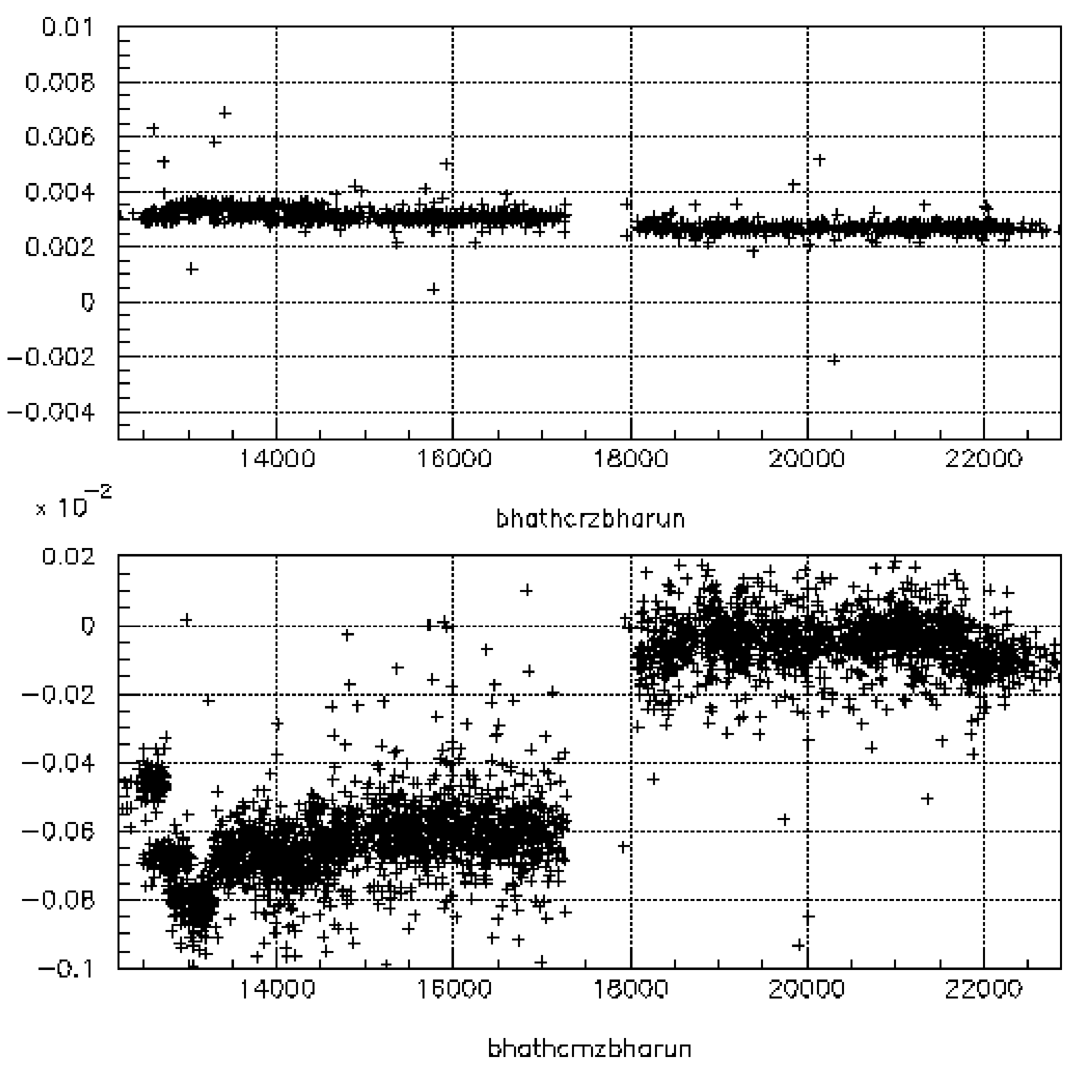


FIG. F.3 – *Résolution (en haut) et biais (en bas) dans la reconstruction de* θ_C *en fonction du numéro de* run.

Bibliographie

[1] J. Chauveau, F. Martinez-Vidal et J. Stark, "B lifetime measurement using exclusively reconstructed hadronic B decays", *BABAR* analysis document 37 (2000).

[2] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "A measurement of the charged and neutral B meson lifetimes using fully reconstructed decays", *BABAR*-CONF-00/07 et `hep-ex/0008060`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[3] J. Chauveau, F. Martinez-Vidal et J. Stark, "Measurement of the charged and neutral B meson lifetimes using fully reconstructed B decays", *BABAR* analysis document 144 (2001).

[4] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "Measurement of the B^0 and B^+ meson lifetimes with fully reconstructed hadronic final states", Phys. Rev. Lett. **87**, 201803 (2001).

[5] R.D. Peccei, "The strong CP problem", dans
C. Jarlskog, éditeur, "CP violation", World Scientific (1989).

[6] S.M. Barr et W.J. Marciano, "Electric dipole moments", dans
C. Jarlskog, éditeur, "CP violation", World Scientific (1989).

[7] S. Weinberg, "A model of leptons", Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[8] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, "Weak interactions with lepton-hadron symmetry", Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).

[9] Particle Data Group, D.E. Groom *et al.*, "Review of particle physics", Eur. Phys. J. **C15**, 1 (2000).

[10] F. Halzen et A.D. Martin, "Quarks & leptons", John Wiley & Sons (1984).

[11] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[12] N. Cabibbo, "Unitary symmetry and leptonic decays", Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).

[13] L.-L. Chau et W.-Y. Keung, "Comments on the parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix", Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984).

[14] L. Wolfenstein, "Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix", Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).

[15] C. Jarlskog, "A basis independent formulation of the connection between quark mass matrices, CP violation and experiment", Z. Phys. **C29**, 491 (1985).

[16] C. Jarlskog et R. Stora, "Unitarity polygons and CP violation areas and phases in the standard electroweak model", Phys. Lett. **B208**, 268 (1988).

[17] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, "Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson", Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[18] C.S. Wu *et al.*, "Experimental test of parity conservation in beta decay", Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

[19] *BABAR* collaboration, D. Boutigny *et al.*, "Letter of intent for the study of CP-violation and heavy flavor physics at PEP-II", SLAC-R-443 (1994).

[20] *BABAR* collaboration, D. Boutigny *et al.*, "*BABAR* technical design report", SLAC-R-95-457 (1995).

[21] P.F. Harrison et H.R. Quinn, editeurs, "The *BABAR* physics book", SLAC-R-504 (1998).

[22] UA1 collaboration, C. Albajar *et al.*, "Search for B^0-$\overline{B}^0$ oscillations at the CERN proton-antiproton collider", Phys. Lett. **B186**, 247 (1987).

[23] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, "Observation of B^0-$\overline{B}^0$ mixing", Phys. Lett. **B192**, 245 (1987).

[24] H. Schröder, "$B\overline{B}$ mixing", dans [101] (1994).

[25] O. Schneider, "B^0-$\overline{B}^0$ mixing", dans [9] (2000).

[26] C. Gay, "B mixing", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 577 (2000).

[27] K. Landé, E.T. Booth, J. Impeduglia, L.M. Lederman et W. Chinowsky, "Observation of long-lived neutral V particles", Phys. Rev. **103**, 1901 (1956).

[28] CLEO collaboration, B.H. Behrens *et al.*, "Precise measurement of B^0-$\overline{B}^0$ mixing parameters at the $\Upsilon(4S)$", Phys. Lett. **B490**, 36 (2000).

[29] A.J. Buras, W.Slominski et H. Steger, "B^0-$\overline{B}^0$ mixing, CP violation and the B meson decay", Nucl. Phys. **B245**, 369 (1984).

[30] S.W. Herb *et al.*, "Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400− GeV proton-nucleus collisions", Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).

[31] MAC collaboration, E. Fernandez *et al.*, "Lifetime of particles containing b quarks", Phys. Rev. Lett. **51**, 1022 (1983).

[32] MARK II collaboration, N.S. Lockyer *et al.*, "Measurement of the lifetime of bottom hadrons", Phys. Rev. Lett. **51**, 1316 (1983).

[33] JADE collaboration, W. Bartel *et al.*, "Upper limit on beauty lifetime and lower limit on weak mixing angles", Phys. Lett. **B114**, 71 (1982).

[34] V. Barger, W.F. Long et S. Pakvasa, "Lifetimes and branching fractions of mesons with heavy-quark constituents", J. Phys. **G5**, L147 (1979).

[35] CUSB collaboration, C. Klopfenstein *et al.*, "Semileptonic decay of the B meson", Phys. Lett. **B130**, 444 (1983).

[36] CLEO collaboration, A. Chen *et al.*, "Limit on the $b \to u$ coupling from semileptonic B decay", Phys. Rev. Lett. **52**, 1084 (1984).

[37] A. Ali, "B decays - introduction and overview", dans [101] (1994).

[38] N. Cabibbo et L. Maiani, "The lifetime of charmed particles", Phys. Lett. **B79**, 109 (1978).

[39] M. Suzuki, "Gluon corrections to semileptonic decays of heavy quarks", Nucl. Phys. **B145**, 420 (1978).

[40] G. Corbò, "Semileptonic b-quark decay in quantum chromodynamics", Nucl. Phys. **B212**, 99 (1983).

[41] R.E. Behrends, R.J. Finkelstein et A. Sirlin, "Radiative corrections to decay processes", Phys. Rev. **101**, 866 (1956).

[42] E.C. Poggio, H.R. Quinn et S. Weinberg, “Smearing method in the quark model”, Phys. Rev. **D13**, 1958 (1976).

[43] M.A. Shifman, “Quark-hadron duality”, `hep-ph/0009131`, publié dans M.A. Shifman, éditeur, “At the frontier of particle physics / Handbook of QCD”, World Scientific (2001).

[44] M. Girone et M. Neubert, “Test of the running of α_s in τ decays”, Phys. Rev. Lett. **76**, 3061 (1996).

[45] J.D. Bjorken, “Topics in B physics”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **11**, 325 (1989).

[46] A.J. Buras, J.-M. Gérard et R. Rückl, “$1/N$ expansion for exclusive and inclusive charm decays”, Nucl. Phys. **B268**, 16 (1986).

[47] M. Bauer, B. Stech et M. Wirbel, “Exclusive non-leptonic decays of D-,D_s- and B-mesons”, Z. Phys. **C34**, 103 (1987).

[48] A. Ali *et al.*, “QCD, $\gamma\gamma$ and heavy quark physics at LEP”, dans J. Ellis et R. Peccei, éditeurs, “Physics at LEP”, CERN 86-02 (1986).

[49] R. Rückl, “Weak decays of heavy flavours”, Habilitationsschrift, Universität München (1983).

[50] CLEO collaboration, J. Bartelt *et al.*, “Measurement of charmless semileptonic decays of B mesons”, Phys. Rev. Lett. **71**, 4111 (1993).

[51] CLEO collaboration, B.H Behrens *et al.*, “Measurement of $B \to \rho l \nu$ decay and $|V_{ub}|$”, Phys. Rev. **D61**, 052001 (2000).

[52] A. Manohar, “Quark masses”, dans [9] (2000).

[53] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “A model independent determination of the inclusive semileptonic decay fraction of B mesons”, Phys. Lett. **B318**, 397 (1993).

[54] CLEO collaboration, B. Barish *et al.*, “Measurement of the B semileptonic branching fraction with lepton tags”, Phys. Rev. Lett. **76**, 1570 (1996).

[55] D. Abbaneo *et al.*, “Combined results on b-hadron production rates, lifetimes and semileptonic decays”, SLAC-PUB-8492, CERN-EP-2000-096 (2000).

[56] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbò, L. Maiani et G. Martinelli, “Leptonic decay of heavy flavors: a theoretical update”, Nucl. Phys. **B208**, 365 (1982).

[57] C.W. Bernard, “Heavy quark physics on the lattice”, `hep-lat/0011064`, publié dans Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94**, 159 (2001).

[58] M. Bander, D. Silverman et A. Soni, “Mechanism for the difference in lifetimes of charged and neutral D mesons”, Phys. Rev. Lett. **44**, 7 (1980).

[59] B. Guberina, S. Nussinov, R.D. Peccei et R. Rückl, “D-meson lifetimes and decays”, Phys. Lett. **B89**, 111 (1979).

[60] T.E. Browder, K. Honscheid et S. Playfer, “A review of hadronic and rare B decays”, dans [101] (1994).

[61] E. Bagan *et al.*, “Next-to-leading order radiative corrections to the decay $b \to ccs$”, Phys. Lett. **B351**, 546 (1995).

[62] K.G. Wilson, “Non-lagrangian models of current algebra”, Phys. Rev. **179**, 1499 (1969).

[63] K.G. Wilson, “Renormalization group and strong interactions”, Phys. Rev. **D3**, 1818 (1971).

[64] G. Buchalla, A.J. Buras et M.E. Lautenbacher, "Weak decays beyond leading logarithms", Rev. Mod. Phys. **68** (1996).

[65] C.T. Sachrajda, "Flavour physics", `hep-ph/9801343`, dans CERN 98-03 (1998).

[66] M.E. Peskin et D.V. Schroeder, "An introduction to quantum field theory", Perseus Books (1995).

[67] M.A. Shifman et M.B. Voloshin, "Preasymptotic effects in inclusive weak decays of charmed particles", Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 120 (1985).

[68] C. Cohen-Tanoudji, B. Diu et F. Laloë, "Mécanique quantique", Hermann (1977).

[69] M.A. Shifman et M.B. Voloshin, "On production of D and D^* mesons in B meson decays", Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 511 (1988).

[70] N. Isgur et M.B. Wise, "Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation", Phys. Lett. **B232**, 113 (1989).

[71] N. Isgur et M.B. Wise, "Weak transition form factor between heavy mesons", Phys. Lett. **B237**, 527 (1990).

[72] T. Mannel, "Thirteen years of heavy quark expansion: examples for its progress and its problems", Acta Phys. Polon. **B32**, 1857 (2001).

[73] A.F. Falk, H. Georgi et B. Grinstein, "Heavy meson form factors from QCD", Nucl. Phys. **B343**, 1 (1990).

[74] T. Mannel, W. Roberts et Z. Ryzak, "A derivation of the heavy quark effective lagrangian from QCD", Nucl. Phys. **B368**, 204 (1992).

[75] I.I. Bigi, "The QCD perspective on lifetimes of heavy flavour hadrons", UND-HEP-95-BIG02, `hep-ph/9508408` (1995).

[76] I.I. Bigi, "Lifetimes of heavy-flavour hadrons - whence and whither?", Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **109A**, 713 (1996).

[77] G. Bellini, I.I. Bigi et P.J. Dorjan, "Lifetimes of charm and beauty hadrons", Physics Reports **289**, 1 (1997).

[78] A.J. Buras, M. Jamin, M.E. Lautenbacher et P.H. Weisz, "Two-loop anomalous dimension matrix for $\Delta S = 1$ weak non-leptonic decays (I). $\mathrm{O}(\alpha_s^2)$", Nucl. Phys. **B400**, 37 (1993).

[79] A.J. Buras, M. Jamin et M.E. Lautenbacher, "Two-loop anomalous dimension matrix for $\Delta S = 1$ weak non-leptonic decays. (II) $\mathrm{O}(\alpha\alpha_s^2)$", Nucl. Phys. **B400**, 75 (1993).

[80] M. Ciuchini, E. Franco, G. Martinelli et L. Reina, "The $\Delta S = 1$ effective hamiltonian including next-to-leading order QCD and QED corrections", Nucl. Phys. **B415**, 403 (1994).

[81] M. Neubert et C.T. Sachrajda, "Spectator effects in inclusive decays of beauty hadrons", Nucl. Phys. **B483**, 339 (1997).

[82] D. Becirevic, "Theoretical progress in describing the B meson lifetimes", `hep-ph/0110124`, publié dans les *proceedings* de la conférence EPS 2001, Budapest (2001).

[83] M. Ciuchini, E. Franco, V. Lubicz et F. Mescia, "Next-to-leading order QCD corrections to spectator effects in inclusive decays of beauty hadrons", RM3-TH-01-7, `hep-ph/0110375` (2001).

[84] J.B. Kogut, “A review of the lattice gauge theory approach to quantum chromodynamics”, Rev. Mod. Phys. **55**, 775 (1983).

[85] E.V. Shuryak, “Theory and phenomenology of the QCD Vacuum”, Physics Reports **115**, 151 (1984).

[86] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein et V.I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147**, 385 (1979).

[87] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein et V.I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147**, 488 (1979).

[88] L.J. Reinders, “QCD sum rules, an introduction and some applications”, cours donné à la $23^{\text{ème}}$ école de physique théorique de Cracow, CERN-TH-3701 (1983).

[89] S. Narison, “QCD spectral sum rules”, World Scientific Lecture Notes in Physics Vol. 26, World Scientific (1990).

[90] M.A. Shifman, “ITEP lectures on particle physics and field theory”, World Scientific Lecture Notes in Physics Vol. 62, World Scientific (1999).

[91] D. Becirevic *et al.*, “B-meson lifetime ratios: lattice QCD estimate of $\Delta B = 0$ operators”, en préparation.

[92] M.S. Baek, J. Lee, C. Liu et H.S. Song, “Four-quark operators relevant to B meson lifetimes from QCD sum rules”, Phys. Rev. **D57**, 4091 (1998).

[93] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “Measurement of the decay $B^- \to D^{*0} l^- \overline{\nu}$”, Phys. Lett. **B275**, 195 (1992).

[94] CLEO collaboration, M. Artuso *et al.*, “Study of the B^0 semileptonic decay spectrum at the $\Upsilon(4S)$ resonance”, Phys. Lett. **B399**, 321 (1997).

[95] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Observation of CP violation in the B^0 meson system”, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).

[96] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, “Observation of large CP violation in the neutral B meson system”, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[97] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of branching fractions for exclusive B decays to charmonium final states”, `hep-ex/0107025`, envoyé à Phys. Rev. D (2001).

[98] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of branching fractions and search for CP-violating charge asymmetries in charmless two-body B-decays into pions and kaons”, à paraître dans Phys. Rev. Lett. (2001).

[99] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “ARGUS: a universal detector at DORIS II”, Nucl. Instr. and Meth. **A275**, 1 (1989).

[100] CLEO collaboration, Y. Kubota *et al.*, “The CLEO II detector”, Nucl. Instr. and Meth. **A320**, 66 (1992).

[101] S. Stone, éditeur, “B decays”, deuxième édition, World Scientific (1994).

[102] CLEO collaboration, B. Barish *et al.*, “Measurement of the B semileptonic branching fraction with lepton tags”, Phys. Rev. Lett. **76**, 1570 (1996).

[103] CLEO collaboration, J.P. Alexander *et al.*, “Measurement of the relative branching fraction of $\Upsilon(4S)$ to charged and neutral B-meson pairs”, Phys. Rev. Lett. **86**, 2737 (2001).

[104] CLEO collaboration, C. Bebek *et al.*, “Exclusive decays and masses of the B mesons”, Phys. Rev. **D36**, 1289 (1987).

[105] P. Oddone, dans “Proceedings of the UCLA workshop: linear collider $B\overline{B}$ factory conceptual design”, édité par D. Stork, World Scientific (1987).

[106] P. Oddone, “Notes on scaling relations for asymmetric collisions at a modified PEP storage ring”, note interne TPC LBL 87-21 (1987).

[107] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “Determination of the branching ratio for the decay $B^0 \to D^{*-}\pi^{+}$”, Phys. Lett. **B182**, 95 (1986).

[108] “PEP-II, an asymmetric B factory: a conceptual design report”, SLAC-R-418 (1993).

[109] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of the B^0 meson properties using partially reconstructed B^0 to $D^{*-}\pi^+$ and B^0 to $D^{*-}l^+\nu$ decays with the *BABAR* detector”, *BABAR*-CONF-00/09 et `hep-ex/0008053`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[110] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of the time dependence of $B^0\overline{B}^0$ oscillations using inclusive dilepton events”, *BABAR*-CONF-00/10 et `hep-ex/0008054`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[111] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Study of T and CP violation in $B^0\overline{B}^0$ mixing with inclusive dilepton events”, *BABAR*-CONF-01/17 et `hep-ex/0107059`, contribué à , Lepton-Photon 2001, Rome (2001).

[112] C. Borean *et al.*, “A precise measurement of B meson lifetimes with inclusive dilepton events”, *BABAR* analysis document 282 (2001).

[113] J. Beringer *et al.*, “B tagging in *BABAR*: status for the $\sin(2\beta)$ journal publication”, *BABAR* analysis document 119 (2001).

[114] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of CP-violating asymmetries in B^0 decays to CP eigenstates”, Phys. Rev. Lett. **86**, 2515 (2001).

[115] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Measurement of the $B^0\overline{B}^0$ oscillation frequency in hadronic B^0 decays”, `hep-ex/0107036`, contribué à EPS 2001 (Budapest) et Lepton-Photon 2001, Rome (2001).

[116] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, “Study of CP-violating asymmetries in $B \to \pi^{\pm}\pi^{\mp}, K^{\pm}\pi^{\mp}$ decays”, `hep-ex/0107074`, contribué à Lepton-Photon 2001, Rome (2001).

[117] I.I. Bigi et al., “The question of CP nononvariance - as seen through the eyes of neutral beauty”, dans
C. Jarlskog, éditeur, “CP violation”, World Scientific (1989).

[118] S. Petrak, “Impact of a lifetime difference $\Delta\Gamma$ of B^0 mesons on *BABAR* measurements”, *BABAR* note 472 (1998).

[119] S. Petrak, “Reach of $\Delta\Gamma$ measurements for B^0_d and B^0_s at $\Upsilon(4S)$ and at $\Upsilon(5S)$”, *BABAR* note 496 (1999).

[120] SLD collaboration, K. Abe *et al.*, “Measurement of the B^+ and B^0 lifetimes using topological reconstruction of inclusive and semileptonic decays”, Phys. Rev. Lett. **79**, 590 (1997).

[121] Aleph collaboration, D. Buskulic *et al.*, “Improved measurement of the B^0 and B^+ meson lifetimes”, Z. Phys. **C71**, 31 (1996).

[122] Aleph collaboration, R. Barate *et al.*, “Measurement of the $\overline{B}^0$ and B^- meson lifetimes”, Phys. Lett. **B492** 275, (2000).

[123] Delphi collaboration, P. Abreu *et al.*, "A measurement of B^+ and B^0 lifetimes using $\overline{D}\ell^+$ events", Z. Phys. **C68**, 13 (1995).

[124] Delphi collaboration, W. Adam *et al.*, "Lifetime of charged and neutral B hadrons using event topology", Z. Phys. **C68**, 363 (1995).

[125] Delphi collaboration, P. Abreu *et al.*, "A precise measurement of the B_d^0 meson lifetime using a new technique", Z. Phys. **C74**, 19 (1997), voir aussi l'erratum dans Z. Phys. **C75**, 579 (1997).

[126] L3 collaboration, M. Acciarri *et al.*, "Upper limit on the lifetime difference of short- and long-lived B_s^0 mesons", Phys. Lett. **B438**, 417 (1998).

[127] Opal collaboration, R. Akers *et al.*, "Improved measurements of the B^0 and B^+ meson lifetimes", Z. Phys. **C67**, 379 (1995).

[128] Opal collaboration, G. Abbiendi *et al.*, "Measurement of the B^+ and B^0 lifetimes and search for $CP(T)$ violation using reconstructed secondary vertices", Eur. Phys. J. **C12**, 609 (2000).

[129] Opal collaboration, G. Abbiendi *et al.*, "Measurement of the B^0 lifetime and oscillation frequency using $\overline{B}^0 \to D^{*+}\ell^-\overline{\nu}$ decays", Phys. Lett. **B493**, 266 (2000).

[130] CDF collaboration, F. Abe *et al.*, "Measurement of B hadron lifetimes using J/ψ final states at CDF", Phys. Rev. **D57**, 5382 (1998).

[131] CDF collaboration, F. Abe *et al.*, "Measurement of the B^- and $\overline{B}^0$ meson lifetimes using semileptonic decays", Phys. Rev. **D58**, 092002 (1998).

[132] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "Search for a lifetime difference in D^0 decays", *BABAR*-CONF-01/29 et `hep-ex/01090068`, contribué au 9ème symposium international sur la physique des saveurs lourdes, Passadena (2001).

[133] M.C. Bañuls, J. Bernabéu, "Studying indirect violation of CP, T and CPT in a B factory", Nucl. Phys **B590**, 19 (2000).

[134] M. Artuso, "Experimental facilities for b-quark physics", dans [101] (1994).

[135] T. LeCompte et H.T. Diehl, "The CDF and D0 upgrades for run II", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 71 (2000).

[136] Blind Analysis Task Force et *BABAR* Publications Board, "Draft guidelines for blind analyses in *BABAR*", *BABAR* analysis document 91 (2000).

[137] J. Seeman *et al.*, "The PEP-II storage rings", SLAC-PUB-8786, envoyé à Nucl. Instr. and Meth. (2001).

[138] N. Toge, éditeur, "KEKB B-factory design report", KEK report 95-7 (1995).

[139] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "The *BABAR* detector", `hep-ex/0105044`, à paraître dans Nucl. Instr. and Meth. **A** (2001).

[140] B. Gobbo, "The *BABAR* experiment and its silicon vertex tracker", Nucl. Instr. and Meth. **A386**, 52 (1997).

[141] C. Bozzi *et al.*, "The *BABAR* silicon vertex tracker", Nucl. Instr. and Meth. **A435**, 25 (1999).

[142] C. Bozzi *et al.*, "The *BABAR* silicon vertex tracker", Nucl. Instr. and Meth. **A453**, 78 (2000).

[143] P. Billoir, "Track fitting with multiple scattering: a new method", Nucl. Instr. and Meth. **225**, 352 (1984).

[144] I. Adam *et al.*, "The DIRC detector at *BABAR*", Nucl. Instr. and Meth. **A433**, 121 (1999).

[145] A. Höcker pour le groupe DIRC, "DIRC - a particle identification system for *BABAR*", Nucl. Instr. and Meth. **A446**, 310 (2000).

[146] A. Ryd, "Radiative penguin decays at *BABAR*", présenté au $9^{ème}$ symposium sur les saveurs lourdes, Caltech, Passadena, septembre 2001.

[147] R. Santonico et R. Cardarelli, "Development of resistive plate counters", Nucl. Instr. and Meth. **187**, 377 (1981).

[148] R. Kerth, V. Lüth, T. Mattison et N.A. Roe, "The *BABAR* coordinate system and units", *BABAR* note 230 (1995).

[149] E. Robutti *et al.*, "*BABAR* datasets", http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/BaBarData/GoodRuns/dataSets.html (2000).

[150] C. Touramanis et P. Wang, "Luminosity measurement for the Run1 data", *BABAR* analysis document 229 (2001).

[151] C. Hearty, "Measurement of the number of $\Upsilon(4S)$ mesons produced un Run1 (B counting)", *BABAR* analysis document 134 (2001).

[152] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "The first year of the *BABAR* experiment at PEP-II", *BABAR*-CONF-00/17 et `hep-ex/0012042`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[153] A. Ryd et al., "EvtGen: a Monte Carlo generator for B physics", dans le *package* `EvtGen` (2001).

[154] T. Sjöstrand, "High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", Computer Physics Communications **82**, 74 (1994).

[155] CERN Application software group, "GEANT. Detector description and simulation tool", CERN program library long writeup W5013 (1994).

[156] R. Dubitzky et al., "GHit based association", présenté à la semaine software d'avril (2000).

[157] J. Blouw, S. Dong et A. Soffer, "Measuring the PEP-II boost", *BABAR* analysis document 14 (2000).

[158] A. Soffer, "Boost using two-prongs", présenté à la réunion *forum*, le 16 mai 2000.

[159] C.-H. Cheng *et al.*, "Beam spot determination and use in *BABAR*", *BABAR* analysis document 13 (2001).

[160] M. Carpinelli, C.-H. Cheng, R. Faccini, F. Martinez-Vidal, S. Plaszczynski, P. Robbe, A. Soffer, J. Stark et C. Touramanis, "The *BABAR* vertexing", *BABAR* analysis document 102 (2000).

[161] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "Exclusive B decays to charmonium final states", *BABAR*-CONF-00/05 et `hep-ex/0008050`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[162] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "Measurement of the branching fractions for $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ and $B^0 \to D^{*-}\rho^+$", *BABAR*-CONF-00/06 et `hep-ex/0008051`, contribué à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[163] *BABAR* collaboration, B. Aubert *et al.*, "Measurement of the decays $B \to \phi K$ and $B \to \phi K^*$", Phys. Rev. Lett. **87**, 15801 (2001).

[164] CLEO collaboration, T.E. Browder *et al.*, “Search for $B \to \tau\nu$ and $B \to K\nu\overline{\nu}$”, Phys. Rev. Lett. **86**, 2950 (2001).

[165] U. Langenegger, “Inclusive semileptonic B decays at *BABAR*”, présenté à EPS HEP 2001, Budapest (2001).

[166] U. Langenegger, “Measurement of semileptonic branching fractions of charged and neutral B mesons”, *BABAR* analysis document 218 (2001).

[167] S. Robertson, “Some issues for analyses using the recoil of reconstructed Bs”, présenté à la réunion commune des groupes de travail BReco, B&C leptonique et SL inclusif, le 27 juin 2001.

[168] S. Plaszczynski et M.H. Schune, “D meson production in B^0 decays”, *BABAR* analysis document 236 (2001).

[169] BReco AWG, “Exclusive hadronic B reconstruction to open charm final states”, *BABAR* analysis document 40 (2000).

[170] BReco AWG, “Exclusive reconstruction of hadronic B decays to open charm”, *BABAR* analysis document 150 (2001).

[171] Charmonium AWG, “Exclusive B reconstruction into charmonium final states: status report”, *BABAR* analysis document 12 (2000).

[172] Charmonium AWG, “Measurement of exclusive charmonium branching ratios using data from *BABAR*'s first run”, *BABAR* analysis document 113 (2001).

[173] CLEO collaboration, G. Brandenburg *et al.*, “Charged track multiplicity in B meson decay”, Phys. Rev. **D61**, 072002 (2000).

[174] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, “Measurement of inclusive production of neutral pions from $\Upsilon(4S)$ decays”, Phys. Rev. **D64**, 072001 (2001).

[175] G. Mancinelli et S. Spanier, “Kaon selection at the *BABAR* experiment”, *BABAR* analysis document 116 (2001).

[176] Y. Karyotakis *et al.*, “PID performance plots”, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/official/PID/index.html` (2001).

[177] A. Drescher *et al.*, “The Argus electron-photon calorimeter”, Nucl. Instr. and Meth. **A237**, 464 (1985).

[178] Electron identification AWG, “Cut-based electron identification”, *BABAR* analysis document 90 (2001).

[179] Muon identification AWG, “Muon identification in the *BABAR* experiment”, *BABAR* analysis document 60 (2000).

[180] Neutrals reconstruction and identification AWG, “Studies on π^0 reconstruction: status report”, *BABAR* analysis document 20 (2000).

[181] C. Jessop *et al.*, “EMC performance plots”, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/official/EMC/index.html` (2001).

[182] E691 collaboration, J.C. Anjos *et al.*, “Dalitz plot analysis of $D \to K\pi\pi$ decays”, Phys. Rev. **D48**, 56 (1993).

[183] F.Martinez-Vidal et J.Stark, “Update on $D^{*+} \to D^0\pi^{+}$”, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/official/Dstar/ds.ps`, (2000).

[184] R. Faccini, “Micro ‘realistic’ simulation: proposal/status/results”, présenté à la réunion commune des groupes de travail Charmonium, BReco et Tracking, le 21 avril 2000.

[185] J.Stark et F.Martinez-Vidal, “D^* signals using four D^0 decay channels”, Authoritative & Approved Plots, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/official/approved.html`, (2000).

[186] BES collaboration, J.Z. Bai *et al.*, “$\psi(2S) \to \pi^+\pi^- J/\psi$ decay distributions”, Phys. Rev. **D62**, 032002 (2000).

[187] G.C. Fox et S. Wolfram, “Observables for the analysis of event shapes in e^+e^- anihilation and other processes”, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).

[188] J.D. Bjorken et S. Brodsky, “Statistical model for electron-positron annihilation into hadrons”, Phys. Rev. **D1**, 1416 (1970).

[189] G. Hanson *et al.*, “Evidence for jet structure in hadron production by e^+e^- annihilation”, Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975).

[190] S.L. Wu et G. Zobernig, “A method of three-jet analysis in e^+e^- annihilation”, Z. Phys. **C2**, 107 (1979).

[191] J. Smith, A. Soffer et R. Waldi, “Recommendation for exclusive B reconstruction”, *BABAR* note 497 (1999).

[192] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “Reconstruction of B mesons”, Phys. Lett. **B185**, 218 (1987).

[193] Argus collaboration, H. Albrecht *et al.*, “Exclusive hadronic decays of B mesons”, Z. Phys. **C48**, 543 (1990).

[194] J.P. Lees *et al.*, “Investigation of $B \to D^{(*)}D^{(*)}K$ decays in *BABAR*”, *BABAR* analysis document 173 (2001).

[195] H. Tajima, “B and D meson lifetime measurements will Belle”, présenté à ICHEP 2000, Osaka (2000).

[196] CLEO collaboration, M.S. Alam *et al.*, “Exclusive hadronic B decays to charm and charmonium final states”, Phys. Rev. **D50**, 43 (1994).

[197] P. Robbe, “Breco modes - background studies”, présenté à la réunion du groupe de travail BReco, le 16 novembre 2000.

[198] Ch. de la Vaissière, H. Briand et N. Regnault, “Lifetimes with full B reconstruction”, *BABAR* note 436 (1998).

[199] R. Faccini, D. Kirkby, S. Levy, F. Martinez-Vidal, A. Snyder et J. Stark, “Vertexing performances and systematic checks with fully reconstructed B events”, *BABAR* analysis document 130 (2001).

[200] C.-H. Cheng, R. Faccini, S. Levy, F. Martinez-Vidal, S. Rathalou, P. Robbe, A. Snyder et J. Stark, “Vertexing supporting document for summer 2001 conferences”, *BABAR* analysis document 254 (2001).

[201] T. Skwarnicki, “A study of the radiative cascade transitions between upsilon-prime and upsilon resonances”, DESY F31-86-02 (thesis, unpublished) (1986).

[202] F. James, “Minuit. Function minimization and error analysis”, CERN program library long writeup D506 (1994).

[203] J. Stark, “Re: Special meetings to review lifetime results”, message électronique numéro 214/3 du 5 mars dans le *forum* “B^0-B^0 Mixing Analysis” (2001).

[204] G. Raven, “Some more checks on the difference in lifetimes between lifetime/mixing analyses”, présenté à la réunion du groupe de travail Lifetime/Mixing, le 15 mars 2001.

[205] W.T. Eadie, D. Drijard, F. James, M. Roos et B. Sadoulet, “Statistical methods in experimental physics”, North-Holland, p. 23 (1971).

[206] B. Dunwoodie, C. Hast, S. Levy, F. Martinez-Vidal, E. Pagan, E. Paoloni, A. Pompili, G. Raven, P. Robbe, F. Simonetto, J. Stark et J. Stroili, “Vertexing control samples”, *BABAR* analysis document 183 (2001).

[207] C.-H. Cheng, “Beam spot variation within a run (14459)”, message électronique numéro 210 dans le *forum* “Sin(2β)” (2001).

[208] J. Stark, “Misalignement effects in the Δz measurement”, présenté à la réunion du groupe de travail *vertexing*, le 26 juin 2000.

[209] J. Stark, “Impact of SVT misalignment on Δz reconstriction”, présenté à la réunion du groupe de travail *vertexing*, le 16 octobre 2000.

[210] A. V. Gritsan, “SVT local alignment systematics”, message électronique numéro 1023 dans le *forum* “Physics analysis” (2001).

[211] A. V. Gritsan, “SVT local alignment systematics for Run1 data”, présenté à la réunion de collaboration de février (2001).

[212] D. Roberts, communication privée (2001), voir aussi [211].

[213] W. Dunwoodie, C. Hast, J.-P. Lees, P. Robbe, “Study of material interactions with gamma conversions and protons”, *BABAR* analysis document 106 (2001).

[214] E. Charles, communication privée (2000).

[215] C. Hast, communication privée (2000).

[216] S. Wagner, “Svt 'misalignment' files for estimating systematic errors in 2000 data”, message électronique numéro 1082 dans le *forum* “Physics analysis” (2001).

[217] N. L. Johnson, “Systems of frequency curves generated by methods of translation”, Biometrika **36**, 149 (1949).
La définition de la distribution Johnson S_{U} est

$$J(x;\xi,\lambda,\gamma,\delta) = \frac{\delta}{\lambda\sqrt{2\pi}\sqrt{1+\left(\frac{x-\xi}{\lambda}\right)^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\gamma + \delta\,\mathrm{Argsh}\left(\frac{\mathrm{x}-\xi}{\lambda}\right)\right]^2\right\}.$$

Les paramètres ξ, λ, γ et δ sont libres dans nos ajustements de spectres de masse m_{ES}.

[218] J. Stark, “The evil B+/- $\rightarrow$ D(*)0 rho/a1/(some 4pi) cocktail”, intégré dans les logiciels de simulation de *BABAR*(dans le *package* `ProdDecayFiles`) (2001).

[219] B. Brau, private communication (2001).

[220] H. Tajima pour la collaboration Belle, “Measurements of heavy meson lifetimes with Belle”, `hep-ex/0102016`, publié dans les *proceedings* de la conférence ICHEP 2000, Osaka (2001).

[221] L. Di Ciaccio *et al.*, "Averaging lifetimes for B hadron species", disponible sur le site web [223].

[222] J. Alcaraz *et al.*, "Averages of B hadron lifetimes for PDG 2000", disponible sur le site web [223].

[223] Le site web du groupe de travail se trouve à `http://claires.home.cern.ch/claires/lepblife.html`.

[224] Je remercie Lucia Di Ciaccio pour son aide avec ces outils.

[225] F. Martinez-Vidal *et al.*, "CompositionTools user's guide", `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Vertex/CompGuide/index.html` (2000).

[226] J.K. Ousterhout, "TCL: an embeddable command language", dans "Proceedings of the 1990 winter USENIX conference".
Voir aussi le site web `http://www.scriptics.com`.

[227] G. Hamel de Monchenault, "Composite Selectors: recent developments", présenté à la semaine software d'avril (1999).

[228] J. Back, A. Bevan, C.-H. Cheng, U. Egede, D. Kirkby, A. Kurup, G. Raven, C. Roat, T. Schietinger, A. Sarti, M. Serra, A. Soffer, J. Stark, M. Turri, W. Verkerke et C. Voena, "A user's guide to the `RooFitTools` package for unbinned maximum likelihood fitting", *BABAR* analysis document 18 (2001).

[229] R. Brun, F. Rademakers *et al.*, "Root user's guide" (2001), disponible sur le site web de Root:
`http://root.cern.ch`.

[230] D. Kirkby et W. Verkerke, "`RooFitTools`, a general purpose toolkit for data modeling, developed in *BABAR*", présenté au ROOT2001 workshop, FNAL, 13-15 juin 2001,
`http://www-root.fnal.gov/root2001/presentations/session5/verkerke.pdf`.

Reconstruction of B meson decays for a measurement of their lifetimes and to establish CP violation in the *BABAR* experiment at SLAC.

Summary:

Using data which correspond to 20,7 fb^{-1} integrated at the $\Upsilon(4S)$ resonance by the *BABAR* experiment, we have fully reconstructed samples of 6967 ± 95 $B^0/\overline{B}^0$ mesons and 7266 ± 94 B^+/B^- mesons which are 90 % pure. This is the world's largest sample of fully reconstructed B mesons.
This sample is a fundamental ingredient of time-dependent analyses which are an essential part of *BABAR*'s physics programme. In these analyses, the temporal evolution of B mesons is studied to determine the physical quantities which are associated with CP violation, the frequency Δm of $B^0/\overline{B}^0$ oscillations and the lifetimes of B mesons. The first observation of CP violation in the $B^0/\overline{B}^0$ system has used our sample of neutral B mesons to disentangle the effects of this phenomenon from those of the imperfections of the experimental determination of the B mesons' flavour. Our sample constitutes the signal for the measurements of Δm and the lifetimes.
The lifetime measurements were the primary goal of this thesis. We have obtained the following results:

$$\begin{aligned} \tau(B^0) &= 1{,}546 \pm 0{,}032 \text{ (stat)} \pm 0{,}022 \text{ (syst) ps} , \\ \tau(B^+) &= 1{,}673 \pm 0{,}032 \text{ (stat)} \pm 0{,}023 \text{ (syst) ps} , \\ \tfrac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} &= 1{,}082 \pm 0{,}026 \text{ (stat)} \pm 0{,}012 \text{ (syst)} . \end{aligned}$$

The precision is approximately the same as that of the combined results from all previous experiments published in 2000. This is the first measurement of B meson lifetimes at the $\Upsilon(4S)$ energy. We have established a new experimental technique which is optimised for this experimental environment. Our results are compatible with the combined results of the year 2000. The most recent theoretical predictions presented during the summer of 2001 are in excellent agreement with our measurements.

Keywords:

BABAR
SLAC
q quark
B meson
decay
lifetime
CP violation
CKM matrix

Résumé :

Avec la statistique correspondant à la luminosité de 20,7 fb^{-1} intégrée à la résonance $\Upsilon(4S)$ par l'expérience *BABAR*, nous avons reconstruit de façon complète des échantillons purs à 90 % de 6967 ± 95 mésons $B^0/\overline{B}^0$ et 7266 ± 94 mésons B^+/B^-. Il s'agit du plus grand échantillon de mésons B complètement reconstruits au monde. Cet échantillon est fondamental pour les analyses temporelles essentielles du programme expérimental de *BABAR*. Elles consistent à étudier l'évolution temporelle des mésons B pour déterminer les grandeurs physiques associées à la violation de CP, la fréquence Δm des oscillations $B^0\overline{B}^0$ et les durées de vie des mésons B. La première observation de la violation de CP dans le système $B^0/\overline{B}^0$ a utilisé notre échantillon de mésons B neutres pour séparer l'effet recherché de ceux des imperfections de la détermination expérimentale de la saveur des mésons B. Pour les mesures de Δm et des durées de vie, cet échantillon constitue le signal.
La mesure des durées de vie était l'objectif principal de cette thèse. Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$\begin{aligned}
\tau(B^0) &= 1{,}546 \pm 0{,}032\ (\text{stat}) \pm 0{,}022\ (\text{syst})\ \text{ps}\ , \\
\tau(B^+) &= 1{,}673 \pm 0{,}032\ (\text{stat}) \pm 0{,}023\ (\text{syst})\ \text{ps}\ , \\
\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} &= 1{,}082 \pm 0{,}026\ (\text{stat}) \pm 0{,}012\ (\text{syst})\ .
\end{aligned}$$

La précision est sensiblement la même que celle des résultats combinés de toutes les expériences antérieures publiés en 2000. Il s'agit de la première mesure des durées de vie des mésons B effectuée à l'énergie de l'$\Upsilon(4S)$. Nous avons mis au point une nouvelle méthode de mesure optimisée pour ces conditions expérimentales. Nos résultats sont compatibles avec les valeurs moyennes de l'année 2000. Les prédictions théoriques les plus récentes présentées pendant l'été 2001 sont en excellent accord avec nos mesures.

Mots clés :

BABAR
SLAC
quark b
méson B
désintégration
durée de vie
violation de CP
matrice CKM