

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos - ED 517

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - UMR 8607

Centre Scientifique d'Orsay, Bâtiment 200 - BP 34, 91898 Orsay CEDEX - France

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : PHYSIQUE

Spécialité : Physique des particules

soutenue le 10 septembre 2015

par

Alexis VALLIER

Measurement of the CKM angle γ in the $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ decays using the Dalitz method in the LHCb experiment at CERN and photon reconstruction optimisation for the LHCb detector upgrade

Mesure de l'angle γ de la matrice CKM dans les désintégrations $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ en utilisant la méthode de Dalitz dans l'expérience LHCb au CERN et optimisation de la reconstruction des photons pour l'upgrade du détecteur LHCb

Composition du jury :

Directeur de thèse	Frédéric MACHEFERT	Directeur de recherche (LAL)
Rapporteur	Fernando MARTÍNEZ VIDAL	Professeur (IFIC)
Rapporteur	Guy WILKINSON	Professeur (University of Oxford)
Président	Achille STOCCHI	Professeur (LAL)
Examinatrice	Isabelle WINGERTER-SEEZ	Directrice de recherche (LAPP)
Examineur	Jure ZUPAN	Professeur (University of Cincinnati)

Synthèse

Le mélange des quarks est décrit dans le modèle standard de la physique des particules par le mécanisme de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Il relie les états propres de masse des quarks à leurs états propres de l'interaction faible grâce à une matrice de rotation, la matrice CKM :

$$V_{CKM} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Chaque terme V_{ij} de la matrice correspond au couplage entre les quarks de saveur i et j . En adoptant la paramétrisation de Wolfenstein [1], qui se base sur une expansion en puissance de $\lambda \equiv V_{us} \approx 0.22$, l'ordre de grandeur de ces couplages apparaît clairement.

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

Ainsi, les transitions au sein d'une même génération de quark sont favorisées. Avec un paramètre η différent de zéro, la matrice CKM possède une phase complexe non nulle, qui explique la violation de la symétrie CP dans le modèle standard.

La matrice CKM étant une matrice de rotation, elle doit être unitaire. Cette condition peut, entre autre, se représenter dans un plan complexe par un triangle d'unitarité (Fig.1). Le sujet principal de cette thèse porte sur la mesure de l'angle γ de ce triangle d'unitarité, défini comme

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right). \quad (3)$$

À ce jour, l'angle γ du triangle d'unitarité est un des paramètres du mécanisme CKM mesuré avec la moins bonne précision. La mesure de cet angle sert de référence pour le modèle standard, puisqu'elle peut être réalisée sans effet significatif de nouvelle physique. En effet, la contribution de processus d'ordre supérieur aux diagrammes à l'arbre est négligeable. La précision actuelle de la meilleure mesure directe de γ est d'environ 10° , alors que les ajustements globaux des paramètres CKM, potentiellement sujets à une contribution de nouvelle physique, déterminent cet angle à quelques degrés près. Par conséquent, une mesure directe précise de cette quantité est nécessaire pour contraindre d'avantage le triangle d'unitarité de la matrice CKM et ainsi tester la cohérence de ce modèle.

Comme γ correspond à la différence de phase entre les termes V_{ub} et V_{cb} de la matrice CKM, sa mesure s'effectue en réalisant une interférence entre les transitions $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$. Le canal classiquement étudié est $B^\pm \rightarrow DK^\pm$. Dans cette thèse, c'est la transition neutre $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ qui

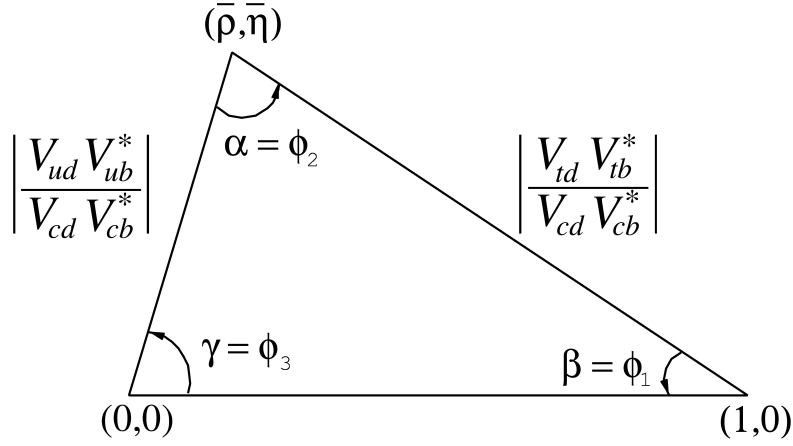


FIGURE 1 – Le triangle d'unitarité de la matrice CKM

est étudiée. Elle présente un rapport d'embranchement inférieure à la transition $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, mais l'interférence entre les désintégrations $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$ y est plus grande. Donc le canal $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ a intrinsèquement une meilleure sensibilité à γ . Les diagrammes de Feynman impliqués dans ce canal sont illustrés Fig. 2. Pour réaliser une interférence entre les diagrammes V_{ub} et V_{cb} , les mésons D^0 et \bar{D}^0 doivent être reconstruits dans le même état final. Suivant les méthodes d'analyse adoptées, plusieurs états finaux sont utilisés. Les méthodes GLW [2, 3] et ADS [4,5] sont basées sur des désintégrations à deux corps des mésons D . La méthode GGSZ [6,7] utilise quant à elle une désintégration à trois corps, comme par exemple $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Dans ce cas, la distribution sur le plan de Dalitz, construit à partir des masses invariantes carrées $m_\pm^2 \equiv m^2(K_S^0 \pi^\pm)$, est fonction de l'angle γ . Cette distribution peut s'écrire

$$\mathcal{P}_- \propto |A_D|^2 + r_{B^0}^2 |A_{\bar{D}}|^2 + 2\kappa r_{B^0} \Re \left[A_D^* A_{\bar{D}} e^{i(\delta_{B^0} - \gamma)} \right], \quad (4)$$

$$\mathcal{P}_+ \propto |A_{\bar{D}}|^2 + r_{B^0}^2 |A_D|^2 + 2\kappa r_{B^0} \Re \left[A_D A_{\bar{D}}^* e^{i(\delta_{B^0} + \gamma)} \right]. \quad (5)$$

pour les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D\bar{K}^{*0}$ et $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ respectivement. r_{B^0} est la norme du rapport entre les amplitudes $b \rightarrow u$ et $b \rightarrow c$ et δ_{B^0} la différence de phase forte entre ces transitions. Le facteur de cohérence κ prend en compte l'effet des contributions non résonantes $B^0 \rightarrow DK\pi$. Il est évalué dans cette thèse à $\kappa = 0.93 \pm 0.04$. Les amplitudes A_D et $A_{\bar{D}}$ des désintégrations $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ sont ici décrites grâce à un modèle déterminé par l'expérience BaBar. À partir d'un ajustement sur la distribution des événements dans le plan de Dalitz, les paramètres cartésiens

$$x_\pm \equiv r_{B^0} \cos(\delta_{B^0} \pm \gamma), \quad (6)$$

$$y_\pm \equiv r_{B^0} \sin(\delta_{B^0} \pm \gamma), \quad (7)$$

sont évalués. Ce qui permet dans déduire des contraintes sur r_{B^0} , δ_{B^0} et surtout γ .

Le détecteur LHCb (Fig. 3) est particulièrement bien adapté pour réaliser des mesures de précisions relatives au secteur des saveurs lourdes. D'abord il profite de la grande section efficace de production de paires $b\bar{b}$ au LHC, le collisionneur de hadrons installé au CERN (Genève, Suisse). Et par sa conception, il offre d'excellentes performances en reconstruction de vertex déplacés, en mesure d'impulsion et de paramètre d'impact, et en identification de

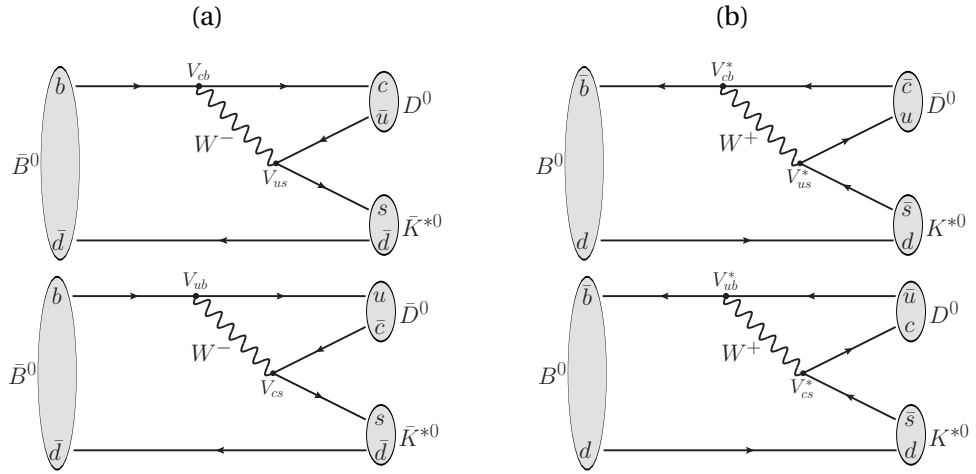


FIGURE 2 – Diagrammes de Feynman impliqués dans les désintégrations $\bar{B}^0 \rightarrow D\bar{K}^{*0}$ (a) et $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ (b). Les transitions proportionnelles au terme $|V_{cb}|^2$ figurent en haut et les transitions proportionnelles au terme $|V_{ub}|^2$ figurent au bas. Tous les diagrammes sont supprimés de couleur.

particules. Il est constitué d'un détecteur de vertex (Vertex Locator), de trajectographes placés en amont et aval de l'aimant, de deux détecteurs à effet Cherenkov (RICH1 et RICH2), d'un calorimètre électromagnétique et hadronique et de chambres à muons.

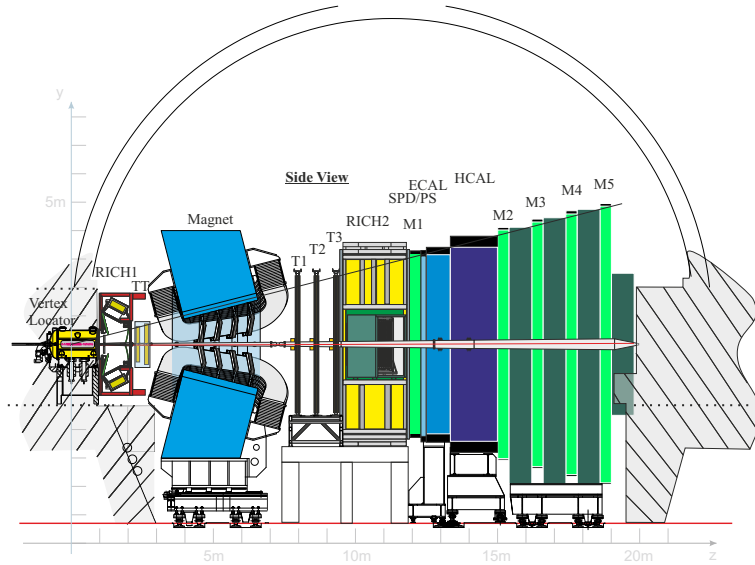


FIGURE 3 – Coupe du détecteur LHCb.

Cette thèse présente une mesure de γ par une analyse de Dalitz du canal $B^0 \rightarrow DK^{*0}$, avec une désintégration du méson D en $K_s^0 \pi^+ \pi^-$. Elle est basée sur les 3 fb^{-1} de données enregistrés par LHCb pendant le Run I du LHC, à une énergie de collision proton-proton dans le centre de masse de 7 et 8 TeV. Une sélection basée sur un algorithme d'arbre de décision

boosté (BDT) est appliquée pour sélectionner les événements de signal $B^0 \rightarrow D(K_S^0 \pi^+ \pi^-) K^{*0}$ et rejeter efficacement les bruits de fond. Les variables discriminantes utilisées par le BDT sont des impulsions transverses, des critères de bonne reconstruction des vertex et des chaînes de désintégration ainsi que des significances de distances de vol. Les efficacités d'acceptance, de reconstruction et de sélection sont déterminées à partir de la simulation, en utilisant des corrections évaluées à partir d'échantillons de calibration issus de données réelles, pour les efficacité dues au système de déclenchement et d'identification des particules. Un premier ajustement de la distribution de la masse invariante du méson B^0 reconstruite est réalisé (Fig. 4). Il permet de déterminer les niveaux de signal $B^0 \rightarrow DK^{*0}$, du bruit de fond combinatoire et des bruits de fond issus des désintégrations $B_S^0 \rightarrow D\bar{K}^{*0}$, $B_{(s)}^0 \rightarrow D^{*0}K^{*0}$ et $B^0 \rightarrow D\rho^0$.

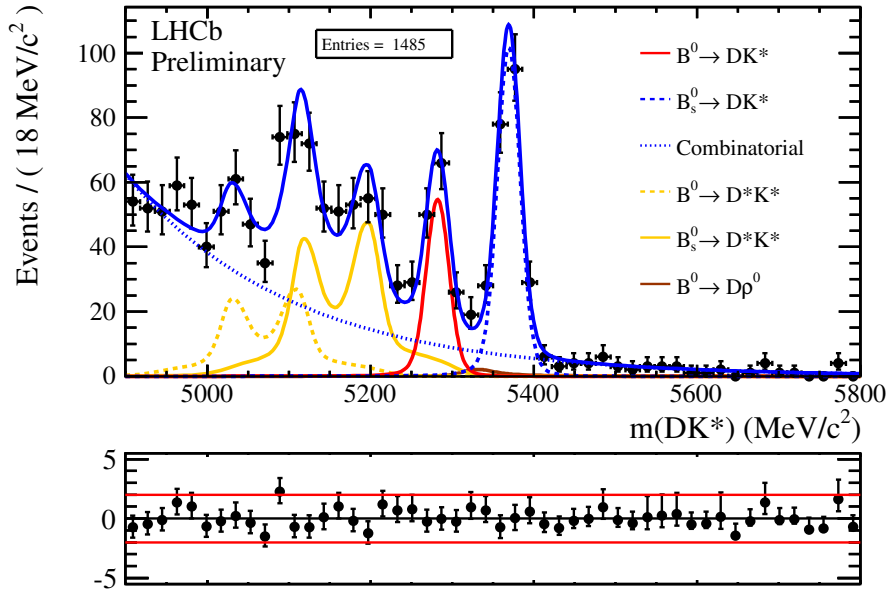


FIGURE 4 – Ajustement de la distribution de la masse du méson B^0 des événements $B^0 \rightarrow DK^{*0}$.

Une fois ces niveaux fixés, un ajustement de la distribution des événements sur le plan de Dalitz est fait (Fig. 5). Il permet la mesure des observables de violation de CP

$$\begin{aligned}
 x_- &= -0.09_{-0.13}^{+0.13} \pm 0.09 \pm 0.01, \\
 x_+ &= -0.10_{-0.26}^{+0.27} \pm 0.06 \pm 0.01, \\
 y_- &= 0.23_{-0.16}^{+0.15} \pm 0.04 \pm 0.01, \\
 y_+ &= -0.74_{-0.26}^{+0.23} \pm 0.07 \pm 0.01,
 \end{aligned}$$

où la première incertitude est statistique, la deuxième est l'incertitude systématique expérimentale et la troisième est l'incertitude systématique venant du modèle utilisé pour décrire la désintégration $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Pour déduire une contrainte sur r_{B^0} , δ_{B^0} et γ à partir des mesures de (x_{\pm}, y_{\pm}) , une interpréta-

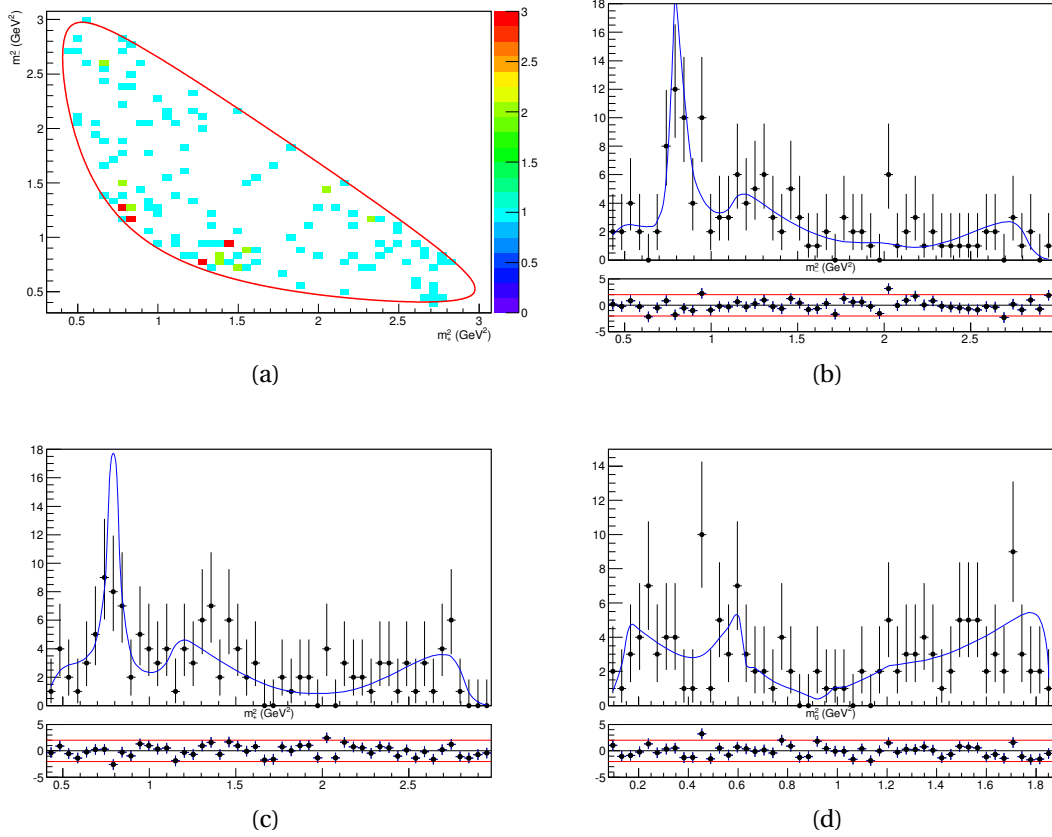
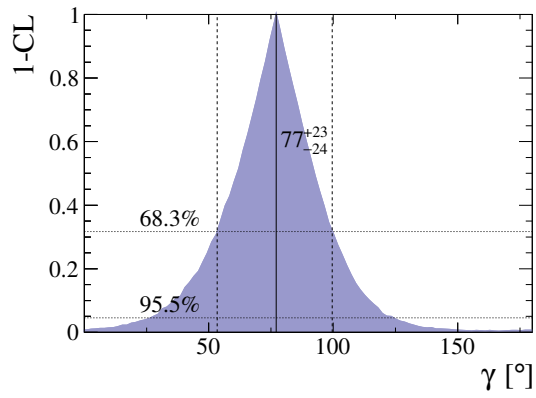


FIGURE 5 – Diagramme de Dalitz (a) et ses projections sur m_-^2 (b), m_+^2 (c) and m_0^2 (d) faits à partir des événements $B^0 \rightarrow DK^{*0}$ sélectionnés dans les données. La ligne bleue superposée aux projections correspond au résultat de l'ajustement.

tion statistique fréquentiste de ces observables est menée. Elle donne

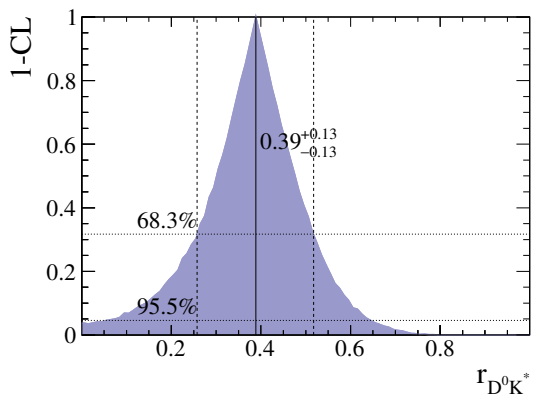
$$\begin{aligned}
 r_{B^0} &= 0.39 \pm 0.13, \\
 \delta_{B^0} &= \left(186_{-23}^{+24}\right)^\circ, \\
 \gamma &= \left(77_{-24}^{+23}\right)^\circ.
 \end{aligned}$$

Les courbes correspondantes de niveaux de confiance sont illustrées Fig. 6 et 7. Les contraintes obtenues dans les plans à deux dimensions (γ, r_{B^0}) et (γ, δ_{B^0}) sont aussi illustrées Fig. 8 et 9. La mesure de γ réalisée dans cette thèse avec le canal $B^0 \rightarrow D(K_s^0 \pi^+ \pi^-) K^{*0}$ est comparée sur la Fig. 10 avec les combinaisons des mesures directes faites par BaBar, Belle et LHCb, les moyennes faites par les collaborations CKMfitter et UFit et la mesure individuelle la plus précise, obtenue avec des désintégration $B^\pm \rightarrow DK^\pm$. Malgré une statistique réduite par rapport au canal $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, le résultat de cette thèse montre la grande sensibilité à γ de la désintégration $B^0 \rightarrow DK^{*0}$. Ce canal est donc très prometteur pour réaliser une mesure précise de γ avec les données collectées lors du Run II du LHC.

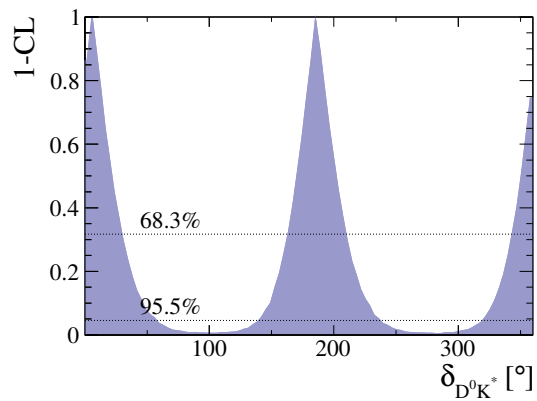


(a)

FIGURE 6 – Courbe de niveau de confiance sur l'angle γ .



(a)



(b)

FIGURE 7 – Courbes de niveau de confiance sur les paramètres r_{B^0} (a) et δ_{B^0} (b).

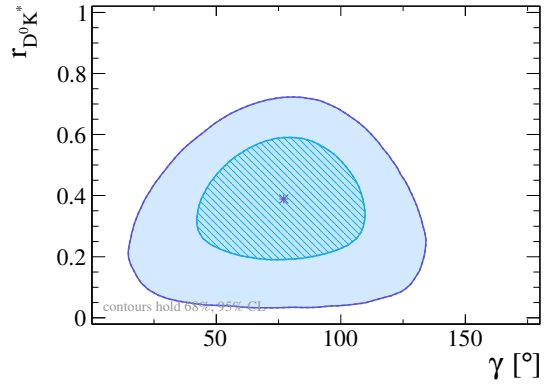
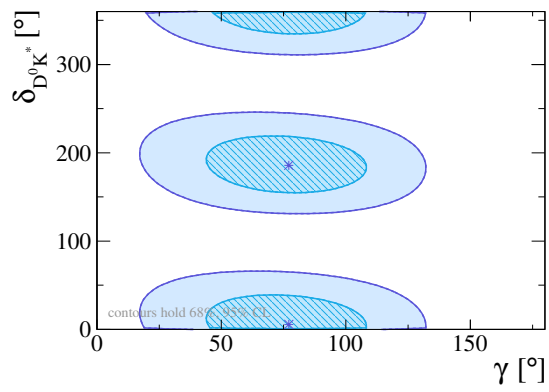


FIGURE 8 – Niveau de confiance de r_{B^0} en fonction de γ . Les contours correspondent à 1σ et 2σ de déviation standard. L'étoile représente le résultat de l'ajustement, correspondant au maximum de vraisemblance.



(a)

FIGURE 9 – Niveau de confiance de δ_{B^0} en fonction de γ . Les contours correspondent à 1σ et 2σ de déviation standard. L'étoile représente le résultat de l'ajustement, correspondant au maximum de vraisemblance.

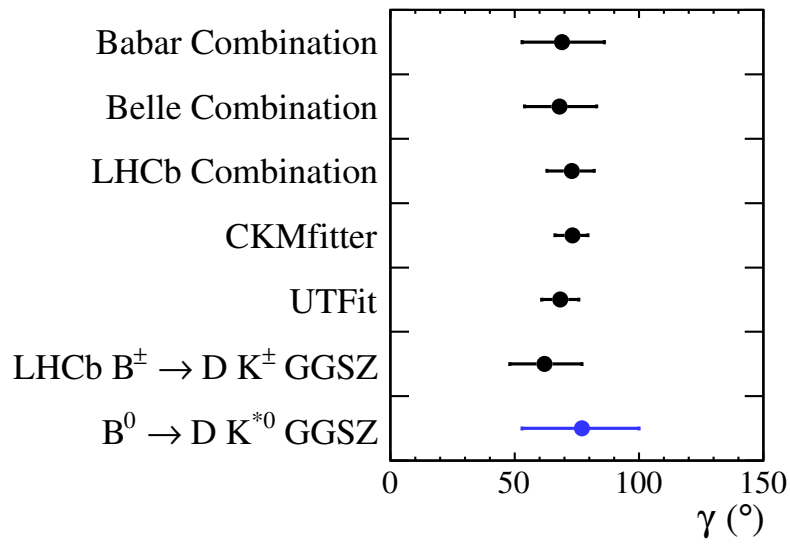


FIGURE 10 – Comparaison entre la mesure de γ reportée dans cette thèse (en bleue) avec les combinaisons des mesures directes faite par BaBar [8], Belle [9] et LHCb [10]; les moyennes obtenues par les collaborations CKMfitter [11] et UTFit [12]; et la mesure seule actuellement la plus précise, obtenue avec des désintégrations $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ [13].

Par ailleurs, un travail sur l'optimisation de la reconstruction des photons pour la mise à niveau du détecteur LHCb est aussi présenté. Il est basé sur la simulation d'événements $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ dans les conditions prévues pour le Run III du LHC. Lors du Run III, la luminosité instantanée reçue par LHCb sera augmentée d'un facteur cinq, générant un plus grand recouvrement entre les cascades se développant dans le calorimètre électromagnétique. Ce recouvrement crée un empilement des énergies déposées dans les cellules. Ainsi, comme le montre la Fig. 11, la distribution de la résolution en énergie $(E_{\text{true}} - E_{\text{rec}})/E_{\text{true}}$, où E_{true} est la vraie énergie du photon et E_{rec} son énergie reconstruite, présente une importante queue non gaussienne quand $E_{\text{rec}} > E_{\text{true}}$ (empilement). Cette queue non gaussienne est plus petite pour des clusters 2×2 et croix, qui sont plus petits que les clusters 3×3 actuels. La taille de cette queue non gaussienne est mesurée par un ajustement des distributions de la résolution en énergie par une fonction Crystal Ball

$$f(x; \alpha, n, \mu, \sigma) \equiv N \cdot \begin{cases} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} & \text{for } \frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha, \\ A\left(B - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n} & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (8)$$

On remarque (Fig. 12) que les clusters à taille réduite ont toujours un paramètre α de la Crystal Ball bien supérieur à ceux obtenus avec les clusters 3×3 . Cela signifie que la queue non gaussienne due à l'empilement est plus petite avec les clusters de taille réduite. Ainsi l'effet du recouvrement entre les gerbes électromagnétiques est limité en réduisant la taille des clusters utilisés pour la mesure de l'énergie des photons. Malgré une taille réduite, les clusters 2×2 ont même une résolution gaussienne (paramètre σ de la Crystal Ball) similaire aux clusters 3×3 (Fig. 12).

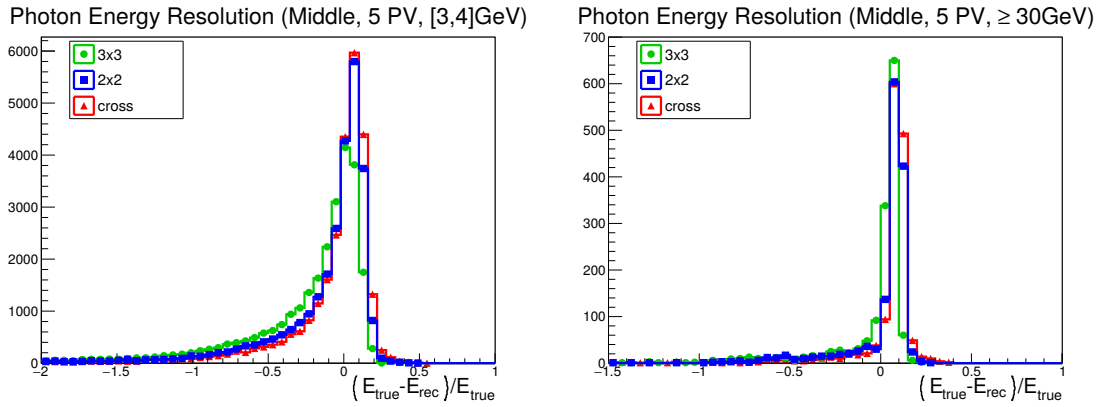


FIGURE 11 – Résolution en énergie dans la zone “middle” du calorimètre électromagnétique, pour deux intervalles d'énergie [3,4] GeV (gauche) et ≥ 30 GeV (droite) pour 5 vertex primaires et pour les clusters 3×3 (vert), 2×2 (bleu) et croix (rouge). L'effet de l'empilement est particulièrement visible à basse énergie.

Pour la mesure de la position des photons, les clusters 2×2 ne sont pas adaptés. En revanche, les clusters en croix fonctionnent très bien, et avec les corrections adaptées, la nouvelle reconstruction développée améliore la résolution en position de 15 à 20% (Fig. 13) et en masse de 7 à 12%, suivant la région du calorimètre considérée et pour des photons issus d'une désintégration $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$.

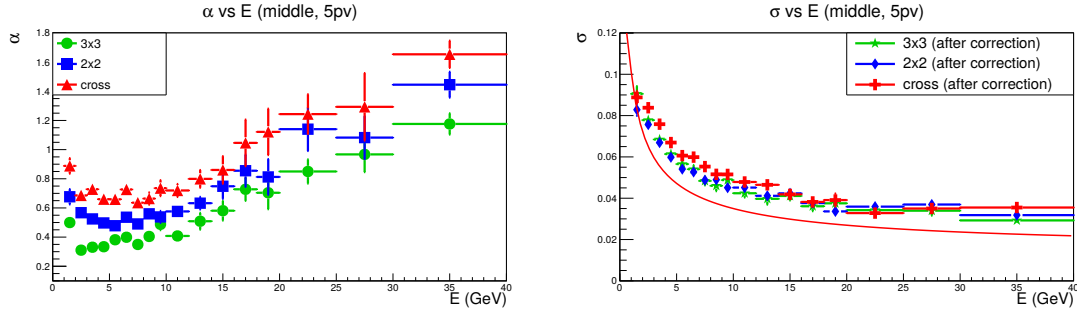


FIGURE 12 – Valeurs ajustées des paramètres α (gauche) et σ (droite) de la fonction Crystal Ball décrivant la résolution en énergie des photons, en fonction de l'énergie du photon, dans la zone "middle" de l'ECAL, pour 5 vertex primaires et pour les clusters 3×3 (vert), 2×2 (bleu) et croix (rouge). La courbe rouge est une approximation de la résolution du calorimètre $\sigma(E) = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\%$.

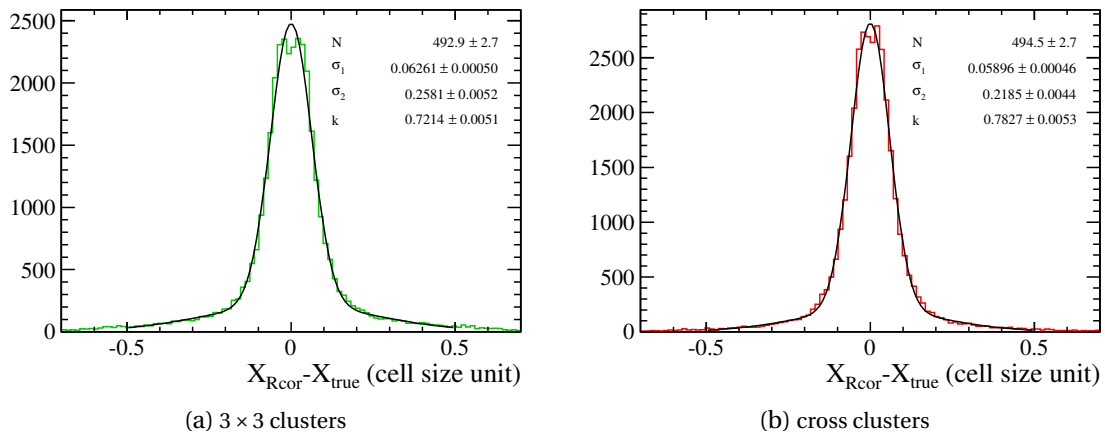


FIGURE 13 – Résolution sur la position reconstruite du photons pour des clusters 3×3 (a) et croix (b), dans la region "outer" de l'ECAL.