



Master Science, Mention Physique
Spécialité Physique Subatomique et Astroparticules

Année universitaire **2018-2019**

Güney POLAT

**RECHERCHE DE DÉSINTÉGRATIONS $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$
DANS L'EXPÉRIENCE BELLE II**

Rapport de stage de Master
sous la direction de Isabelle Ripp-Baudot

4 mars 2019 au 31 juillet 2019



Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Isabelle Ripp-Baudot de m'avoir offert la possibilité unique de faire ce stage, sur un sujet aussi passionnant que celui-ci, et d'avoir cru en moi pour le mener à bien jusqu'au bout. Ses conseils, toujours pertinents, ont été pour moi également très formateurs, aussi bien tout au long des nombreuses relectures de ce rapport de stage que lors de discussions régulières, me permettant de comprendre l'intelligence et les subtilités de la recherche de désintégrations $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$, canal si anodin à première vue.

Je veux remercier ensuite Giulio Dujany, qui a su prendre mes sollicitations d'ordre technique (surtout informatique) avec beaucoup de professionnalisme, et qui a été un guide précieux dans le déroulement du stage, de même qu'un juge attentif à chaque obtention de résultats.

L'ensemble du groupe Belle II à l'IPHC mérite également un grand merci, dont Jérôme Baudot qui, en plus d'être l'honorable mentor des étudiants du master Physique Subatomique et Astroparticules, m'a aimablement accepté comme stagiaire et introduit dans ce groupe il y a deux ans déjà, et n'a cessé depuis de me soutenir pour aller toujours plus avant.

Enfin, je ne saurais oublier Tristan Fillingier qui, durant trois longs stages dans Belle II (plus un projet informatique), a dû subir avec patience ma présence et l'ennui qui s'ensuit. Il a, probablement sans le savoir, été d'un grand soutien moral en animant avec sa bonne humeur ces espaces de travail qui seraient demeurés, sans lui, assurément trop silencieux. Merci Tristan !

Abstract

The $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ decay channel, never discovered to this day, is actively sought in the Belle II experiment: its branching ratio is in the order of magnitude of 10^{-6} and could be significantly changed if new physics occurred in the decay process. During this internship, we analysed simulations of events produced inside the experiment's collider SuperKEKB by electron-positron collisions. This analysis consists of the reconstruction of B mesons decays from simulations, in order to apply afterwards a selection optimised with the Punzi figure of merit and to retain only the events corresponding to the $B^0 \rightarrow K^{*0}\nu\bar{\nu}$ channel, while rejecting the rest. Finally, we expect 0.9 ± 0.04 signal event and 1 ± 1 background event, for a luminosity of 1 ab^{-1} . The efficiency of the signal selection procedure is $(5.31 \pm 0.27)\%$, without taking into account a first selection from the decay's reconstruction. An estimation of an upper limit on the branching ratio still has to be done, with the help of statistical methods we need to study.

Résumé

Le canal de désintégration $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$, encore jamais découvert, est activement recherché dans l'expérience Belle II : son canal d'embranchement théorique, de l'ordre de 10^{-6} , pourrait sensiblement être modifié en cas de présence d'une nouvelle physique dans le processus de désintégration. Durant ce stage, on a analysé des simulations d'événements produits lors de collisions électron-positron au sein du collisionneur SuperKEKB de Belle II. Cette analyse a consisté en une reconstruction des désintégrations de mésons B à partir des simulations, pour ensuite appliquer une sélection des données optimisée avec le critère de Punzi, afin de ne conserver au mieux que les événements contenant le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\nu\bar{\nu}$ et de rejeter tout le reste. On attend finalement $0,9 \pm 0,04$ événement de signal et 1 ± 1 événement de bruit de fond, pour une luminosité de 1 ab^{-1} . L'efficacité de la procédure de sélection du signal est de $(5,31 \pm 0,27) \%$, sans prendre en compte une première sélection due à la reconstruction des désintégrations. Il reste encore à estimer une limite supérieure sur le rapport d'embranchement via des méthodes statistiques existantes à étudier.

Table des matières

Introduction	5
1 Contexte théorique et expérimental	6
1.1 La physique au-delà du modèle standard	6
1.2 Recherche de nouvelle physique avec le changement de saveur par courant neutre	7
1.3 L'expérience Belle II	8
2 Principe de la mesure	11
2.1 Méthodologie de reconstruction du signal	11
2.2 Mesure du rapport d'embranchement	13
2.3 Production et préparation des données de l'analyse	13
3 Sélection du signal	16
3.1 Optimisation de la sélection - Critère de Punzi	16
3.2 Variables d'étude	17
3.3 Résultats de la sélection	18
4 Considérations finales et perspectives de l'expérience Belle II	22
Conclusion	23
Annexe A	24
Annexe B	25
Annexe C	27

Introduction

De nombreuses expériences, par le passé et jusqu'à très récemment, ont établi le modèle standard de la physique des particules comme la théorie donnant la meilleure description des interactions entre particules élémentaires ; la dernière prédiction à avoir été confirmée est celle de l'existence du boson de Higgs en 2012, au CERN. Il n'en demeure pas moins que le modèle standard n'est pas une "théorie du tout" et ne permet pas d'expliquer l'ensemble des phénomènes observés. C'est pourquoi d'autres théories, que l'on désigne généralement sous l'appellation de nouvelle physique, proposent d'étendre le modèle standard, le plus souvent avec l'addition de symétries ou de dimensions supplémentaires.

Le canal de désintégration $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ est une des pistes explorées pour la recherche de nouvelle physique dans l'expérience Belle II, située au Japon, et dans laquelle des mésons B sont produits à partir de collisions électron-positron au sein de son collisionneur de particules. Cette expérience implique de nombreux groupes de recherche à travers le monde, dont le groupe Belle II de l'IPHC, au sein duquel j'ai effectué mon stage.

L'objectif de ce stage est d'effectuer une mesure du rapport d'embranchement de ce canal, c'est-à-dire sa probabilité. La présence de particules de nouvelle physique dans le processus de désintégration introduirait une déviation de ce rapport d'embranchement au regard de sa valeur prédite dans le cadre du modèle standard. Notamment, un désaccord avec la prédiction par une différence de plus de cinq écarts types permettrait de clamer une découverte.

La méthode utilisée consiste à travailler sur des simulations des événements produits lors des collisions e^+e^- , en reconstruisant au mieux l'historique des désintégrations de toutes les particules. Il s'agit ensuite d'établir une série de coupures sur certaines variables d'étude afin de sélectionner les événements qui contiennent le canal recherché, c'est-à-dire le signal, et de rejeter le maximum de bruit de fond.

Afin d'expliquer pleinement l'intérêt de la recherche de désintégrations $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ dans l'expérience Belle II, nous discuterons tout d'abord de ce qui rend primordiale la quête d'une nouvelle physique pour la communauté scientifique, avec Belle II en particulier. Nous verrons ensuite en détail le principe de la mesure du rapport d'embranchement de ce canal, qui nécessitera entre autres une préparation préalable des simulations à analyser. Enfin, nous expliciterons la procédure de sélection de signal ainsi que les résultats obtenus qui sont des ingrédients essentiels pour la mesure du rapport, et suivront quelques considérations sur cette méthode puis sur le déroulement futur de l'expérience Belle II.

Chapitre 1

Contexte théorique et expérimental

1.1 La physique au-delà du modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules (MS) est la théorie décrivant actuellement les particules élémentaires et subatomiques avec la plus grande exactitude. C'est une théorie quantique relativiste des interactions électromagnétique, forte et faible.

Ce modèle a fait ses preuves depuis plusieurs décennies, de la découverte des quarks à celle plus récente du boson de Higgs, ce qui acheva de prouver l'existence de toutes les particules prédites par les théoriciens afin de donner au modèle un socle solide et une forme cohérente. On peut toutefois suspecter qu'il ne s'agit que d'une théorie effective, c'est-à-dire valable pour un certain domaine d'énergie seulement, et donc la limite à ces énergies d'une théorie plus vaste encore et qui l'engloberait. Il existe en effet quelques zones d'ombre en physique des particules que le modèle standard ne parvient pas à éclairer, parmi lesquelles l'incapacité à unifier la gravitation aux trois autres interactions fondamentales, l'existence de la matière et de l'énergie noires, la masse des neutrinos démontrée par leur oscillation, ou encore l'insuffisance de la source de violation CP actuellement connue pour expliquer la disparition de l'antimatière dans l'univers. C'est pourquoi les physiciens se penchent sur des théories pouvant étendre le modèle standard, que l'on regroupe sous l'expression générale de *nouvelle physique* (NP).

La nouvelle physique, aujourd'hui encore non découverte, consiste en l'introduction de particules hypothétiques qui remplacent ou s'ajoutent à certaines étapes des diagrammes de Feynman décrivant les interactions entre particules. Ces nouvelles particules pourraient être un boson généré par une nouvelle symétrie de jauge, des particules supersymétriques (comme des bosons de Higgs supplémentaires) ou de la matière noire. Il existe deux voies de recherche de nouvelle physique, illustrées sur la figure 1.1 : les processus correspondant à la *voie relativiste*, c'est-à-dire produisant ces particules sur leur couche de masse (diagramme à droite) sont plutôt étudiés dans les expériences ATLAS et CMS du LHC grâce aux hautes énergies des faisceaux capables de créer des particules de masses élevées, tandis que la *voie quantique* consistant à être sensible aux manifestations des particules virtuelles (diagramme à gauche) présente plus d'intérêt dans des expériences comme LHCb ou Belle II, cette dernière pouvant atteindre une très haute luminosité.



FIGURE 1.1 – Exemples de diagrammes de Feynman impliquant de la nouvelle physique : voie quantique à gauche, voie relativiste à droite.

1.2 Recherche de nouvelle physique avec le changement de saveur par courant neutre

La voie de désintégration étudiée $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ peut se réécrire au niveau des quarks qui entrent en jeu par $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$. Dans le modèle standard, un tel processus ne peut se produire que grâce à l'intervention de "boucles" ou de "boîtes", comme l'illustrent les diagrammes de Feynman en figure 1.2. En effet, il n'existe a priori pas de changement de saveur par courant neutre (*flavour-changing neutral current*, FCNC), c'est-à-dire une transition entre quarks de même charge électrique et de saveurs différentes via un boson de charge nulle. Ainsi, il n'existe que trois possibilités de changement de saveur entre quarks b et s via un ou des bosons W : $b \rightarrow u, c, t \rightarrow s$, présentées ici par ordre croissant¹ des probabilités de transition établies dans la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou CKM (cf. annexe A).

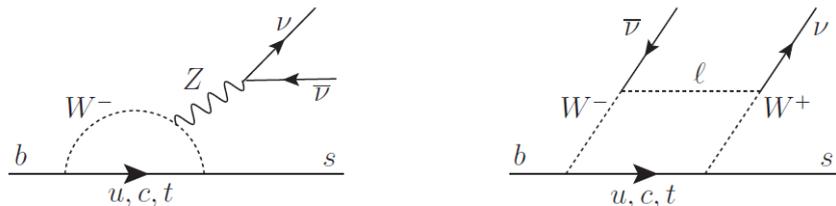


FIGURE 1.2 – Deux diagrammes de Feynman principaux pour le processus $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$.

Quel que soit le diagramme considéré ou la charge des mésons B et K , la multiplicité des conditions nécessaires pour que cette désintégration se produise entraîne qu'elle est rare et donc que son rapport d'embranchement² est faible, de l'ordre de 10^{-6} (cf. annexe A). La présence de nouvelle physique pourrait modifier sensiblement ce rapport d'embranchement, avec par exemple un boson Z' qui introduirait des FCNC ou des bosons de Higgs chargés qui deviendraient autant de moyens supplémentaires de désintégration pour le méson B . De telles variations sont plus susceptibles d'être mesurées dans des canaux rares comme celui-ci, car les effets de la nouvelle physique peuvent évaluer voire dominer ceux du modèle standard.

Le canal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ nous intéresse particulièrement car il n'a encore jamais été découvert, non seulement à cause de sa rareté mais aussi du fait de la présence de neutrinos qui n'interagissent presque pas avec la matière et ne se manifestent que par une énergie manquante dans Belle II. Celle-ci pourrait d'ailleurs être interprétée comme due à de la matière noire, où les neutrinos correspondraient par exemple à la particule supersymétrique la plus légère (*Lightest Supersymmetric Particle*) dans le cadre de la théorie de la supersymétrie. Ainsi, la mesure d'un rapport d'embranchement qui serait en désaccord avec le modèle standard mettrait en évidence une nouvelle physique, de même que l'observation de la désintégration constitue en soi un défi dans le cadre de la précision nécessaire sur la mesure et sur les prédictions théoriques.

En plus d'être une piste de recherche de nouvelle physique, la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ est particulièrement attendue par les théoriciens pour faire avancer le débat sur les mesures actuelles des processus $b \rightarrow s\bar{l}l$ par plusieurs expériences, qui montrent des désaccords significatifs avec leur valeur attendue dans le modèle standard [1]. Leur description est similaire aux diagrammes en figure 1.2, si ce n'est que les neutrinos sont remplacés par des leptons chargés et que le photon peut alors intervenir en plus du Z . Dans le

1. On pourrait s'attendre à ce que la probabilité de transition $b \rightarrow t$ soit fortement réduite du fait de la masse beaucoup plus élevée du quark top; ce n'est pas le cas ici car il s'agit d'un état virtuel.

2. Le rapport d'embranchement d'un canal de désintégration donné est la proportion de désintégrations dans ce canal par rapport à l'ensemble des canaux accessibles.

canal $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$, l'absence de photon dans l'état intermédiaire de la désintégration, qui n'interagit pas avec des particules non chargées comme les neutrinos, facilite une vérification des calculs théoriques concernant le boson Z seulement. S'il est important d'étudier $b \rightarrow s\bar{l}l$, c'est parce que la mesure du rapport des rapports d'embranchement suivant :

$$R_{K^{(*)}} = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)} \cong 1 \text{ (MS)} \quad (1.1)$$

peut constituer un test de l'universalité leptonique, à savoir que le couplage des bosons W aux leptons est le même dans le modèle standard quelle que soit la nature du lepton. Si l'on ne prend pas en compte les considérations relatives à l'espace des phases des électrons et des muons concernant leur différence de masse, le boson W a la même probabilité de se désintégrer dans la saveur électronique que dans la saveur muonique et $R_{K^{(*)}}$ doit être égal à 1. La nouvelle physique pourrait faire dévier $R_{K^{(*)}}$ de sa valeur prédite du fait de nouveaux couplages avec les leptons et établir ainsi une violation de l'universalité leptonique.

1.3 L'expérience Belle II

L'expérience Belle II ([2], [3]), située à Tsukuba au Japon, est dédiée à l'étude avancée du modèle standard et à la recherche de nouvelle physique. Le programme de physique inclut la recherche de canaux rares sensibles aux contributions de physique au-delà du modèle standard, la recherche de sources de violation CP supplémentaires dans le secteur des quarks, de désintégrations de leptons chargés violant la saveur leptonique, ou encore une mesure plus précise des paramètres de la matrice CKM et l'analyse de l'interaction forte dans les quarkonia. L'expérience se divise en deux éléments principaux : le collisionneur SuperKEKB et le détecteur Belle II.

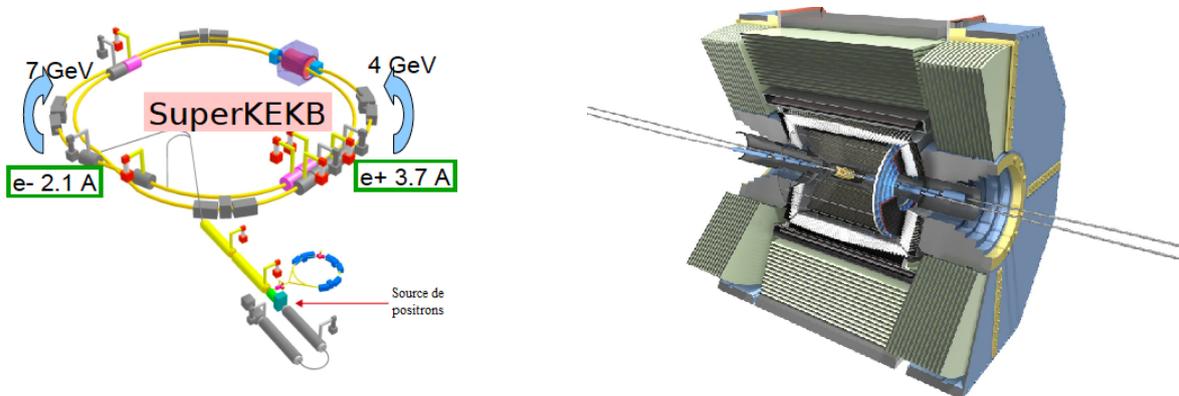


FIGURE 1.3 – Schéma de SuperKEKB (à gauche) et vue en coupe du détecteur Belle II (à droite) [4].

SuperKEKB est une amélioration du précédent collisionneur KEKB utilisé de 1998 à 2010 dans le cadre de l'expérience Belle, qui a précédé Belle II. Sa fonction est de faire entrer en collision des faisceaux d'électrons et de positrons ; il est ainsi composé de deux anneaux circulaires, *Low Energy Ring* (LER) et *High Energy Ring* (HER), le premier accélérant les positrons à 4 GeV et le second les électrons à 7 GeV (cf. fig. 1.3). Cette différence en énergie permet de donner un "boost" aux particules produites durant une collision, c'est-à-dire de les propulser vers une direction donnée (la direction de propagation des électrons) dans le référentiel du détecteur et donc de mieux les séparer spatialement grâce à leur temps de vol mesurable. L'avancée majeure avec SuperKEKB est que les deux faisceaux ont un aspect semblable à un ruban d'une hauteur

de 50 nm et forment entre eux un angle de 83 mrad, ce qui a pour but de restreindre à un volume plus petit leur zone d'interaction suivant l'axe bissecteur et de les éloigner le plus rapidement possible pour limiter le bruit de fond produit par l'interaction des particules entre les faisceaux. Ce procédé de collision permettra d'atteindre une luminosité instantanée de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ d'ici quelques années et 50 ab^{-1} en valeur intégrée en 2027, offrant aux chercheurs un nombre important d'événements à analyser, ce qui est primordial dans le cas d'un canal aussi rare que celui qu'on étudie (cf. fig. 1.4). Une telle luminosité instantanée représente une augmentation par un facteur 40 de la plus haute luminosité jamais délivrée, record détenu déjà par KEKB.

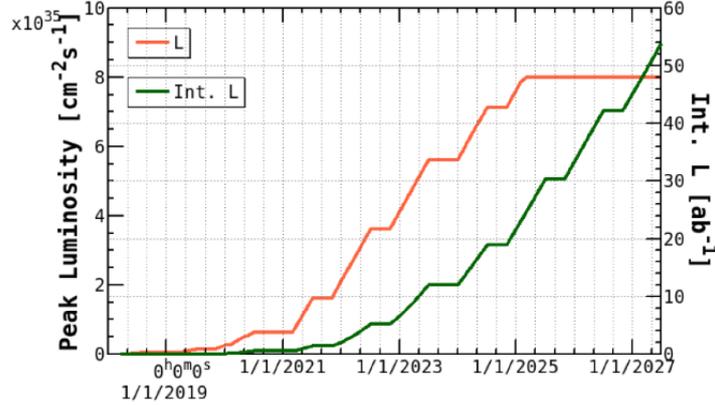


FIGURE 1.4 – Luminosités instantanée et intégrée de SuperKEKB prévues jusqu'à 2027 [5].

Le collisionneur crée des paires de mésons B à 96% [6] ou des paires de fermions ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, ce qu'on appelle le *continuum*³), tandis que le détecteur doit permettre de reconstruire les particules issues de leur désintégration à l'aide des traces et des dépôts d'énergie laissés dans les différentes couches qui le constituent. Ces mésons B sont produits par paires de particule-antiparticule à l'issue d'une collision e^+e^- , via une résonance $\Upsilon(4S)$ (méson $b\bar{b}$) dont la masse correspond exactement à la masse invariante \sqrt{s} du système e^+e^- dans le référentiel du centre de masse. L' $\Upsilon(4S)$ se désintègre immédiatement en une paire de mésons $B^0\bar{B}^0$ ou B^+B^- (cf. fig. 1.5). Les deux particules, qui ont chacune la moitié de la masse invariante de l' $\Upsilon(4S)$ dans le référentiel du centre de masse, restent quantiquement corrélées (le B^0 et le \bar{B}^0 notamment oscillent en phase) jusqu'à la désintégration de l'une d'entre elles.

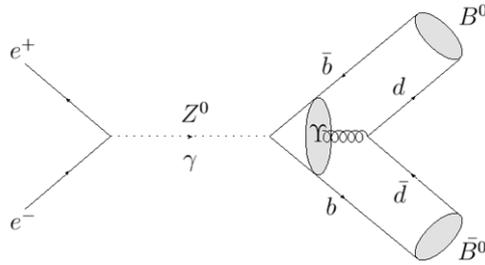


FIGURE 1.5 – Diagramme de Feynman de la production de deux mésons B et \bar{B} (ici dans le cas B^0) dans les collisions e^+e^- .

Le détecteur Belle II, qui succède lui aussi au précédent détecteur Belle, entoure le point

3. Les paires e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ sont facilement reconnaissables dans l'expérience : les électrons et les muons ne se désintègrent pas et ne laissent qu'une seule trace par particule dans le détecteur. On les négligera donc par la suite.

de collision des faisceaux de SuperKEKB (cf. fig. 1.3). Par rapport à la précédente expérience, la taille nanométrique des faisceaux augmente ici le "bruit de fond machine" (*beam-induced background*) et par là même le taux d'occupation du détecteur. Les différents constituants du détecteur, permettant de reconstruire l'impulsion, l'énergie et d'identifier les particules, ont été adaptés à ces conditions expérimentales plus ardues qu'auparavant. Ces constituants sont :

- le détecteur de vertex en silicium (VXD), qui se divise lui-même en deux couches pixellisées (*Pixel Detector*, PXD) et quatre couches double-face à pistes (*Silicon Vertex Detector*, SVD), les premières étant plus proche des faisceaux que les secondes. La fonction du VXD est de reconstruire les vertex, c'est-à-dire les points de production des particules, et il participe d'autre part à la reconstruction des trajectoires (avec la CDC et le champ magnétique), voire éventuellement à l'identification des particules (avec la mesure du dépôt d'énergie) ;
- la chambre à dérive centrale (CDC), une chambre à dérive cylindrique contenant du gaz, qui se divise en petites "cellules" seulement délimitées par des fils disposés suivant un réseau. Lorsqu'une particule chargée traverse une cellule, elle ionise le gaz et les électrons arrachés créent un signal dans les fils. La CDC permet ainsi de reconstruire les traces des particules qui traversent le détecteur de même que leur impulsion grâce au champ magnétique de 1.5 T, ou encore de donner des informations sur la nature d'une particule en mesurant sa perte d'énergie dans le gaz ;
- le système d'identification des particules, qui consiste en un compteur de temps de propagation (TOP) dans la partie cylindrique ainsi qu'un détecteur Tcherenkov (*Aerogel Ring-Imaging Cherenkov detector*, ARICH) dans la partie avant du détecteur (dans la direction du boost). Les photons émis par effet Tcherenkov forment un cône (ou un anneau en deux dimensions) et traversent le TOP avec un temps de propagation qui donne indirectement la masse invariante de la particule émettrice. Le détecteur ARICH, composé d'aérogel, va quant à lui mesurer l'angle d'ouverture de l'anneau dont il reconstruit l'image et qui est unique pour chaque type de particule. Ces deux appareils permettent par conséquent de différencier, entre autres, les kaons des pions. Cela est très utile pour notre canal, qui consiste soit simplement en un kaon, soit un K^* qui se désintègre en un kaon et un pion ;
- le calorimètre électromagnétique (ECL), dont l'utilité est de détecter les photons qui peuvent représenter une part importante de l'énergie dégagée dans les collisions, ainsi que les électrons qu'il peut donc séparer des autres hadrons chargés, de même que de mesurer leur énergie ;
- le détecteur de K_L^0 et de muons (KLM), constitué de scintillateurs permettant d'identifier ces particules lorsqu'elles les atteignent, contrairement aux autres particules qui s'arrêtent pour la plupart aux couches inférieures.

Les atouts de l'expérience Belle II, notamment sa luminosité, font que c'est l'unique expérience au monde capable de découvrir la désintégration $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$. En effet, nous allons voir dans le chapitre suivant que l'observation de cette désintégration est une tâche compliquée, que l'on peut toutefois mettre en œuvre avec un algorithme d'apprentissage par arbre de décision développé par la collaboration internationale Belle II, ainsi qu'une méthode de sélection du signal et de réjection du bruit de fond qui fut l'objet principal de mon travail lors de ce stage.

Chapitre 2

Principe de la mesure

2.1 Méthodologie de reconstruction du signal

Dans l'expérience Belle II, on appelle un *événement* la production d'une paire fermion-antifermion lors d'une collision e^+e^- , dont les informations dues aux interactions avec le détecteur sont enregistrées par le système d'acquisition. Les événements qui nous intéressent particulièrement sont évidemment ceux qui mènent à la création d'une paire de mésons B , dont l'un d'eux se désintègre suivant notre canal.

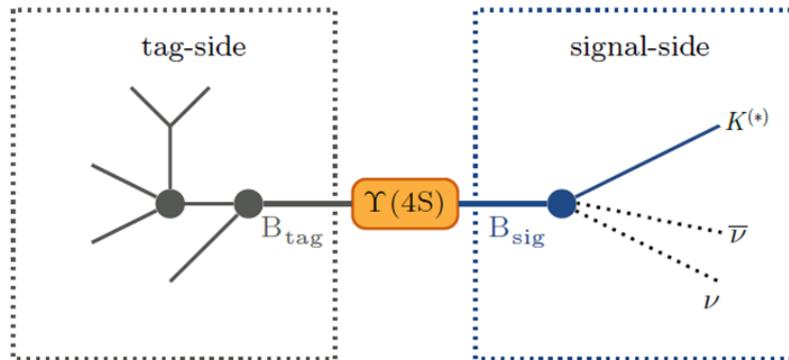


FIGURE 2.1 – Schéma de la production de deux mésons B et de leurs produits de désintégration, dont l'un suivant le canal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$, et séparés en *tag-side* et *signal-side* dans le référentiel de repos du $\Upsilon(4S)$.

On désigne couramment les deux mésons B créés par désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ sous les noms de B_{sig} et B_{tag} : le premier, qui a ici comme particules filles $K^{(*)}$, ν et $\bar{\nu}$, forme avec elles l'ensemble appelé *signal-side*, tandis que le second constitue le *tag-side* avec ses produits de désintégration (cf. fig. 2.1). Un certain nombre d'obstacles se dressent cependant contre la détection du signal dans Belle II :

1. Les neutrinos émis au cours de la désintégration n'interagissent pas avec le détecteur et ne peuvent donc pas être décelés de façon conventionnelle ; le signal se manifestera alors seulement par la présence d'un méson K ou $K^{(*)}$ et la présence des neutrinos devra être établie indirectement. En sachant que l'énergie totale du système d'une paire de mésons B est connue (car ils proviennent d'une collision de particules ponctuelles) et conservée comme l'impulsion totale, la reconstruction des particules issues du B_{tag} est un moyen d'inférer toute énergie manquante imputable aux neutrinos. Il est donc nécessaire de savoir reconstruire le *tag-side* en amont de la détection du signal.

2. Le canal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ étant très rare, une grande majorité de paires de mésons B se désintègrent suivant d'autres canaux et constituent une part du bruit de fond qu'il faut éliminer.
3. L'autre contribution au bruit de fond provient du continuum. En effet, les paires fermion-antifermion différentes de $b\bar{b}$ et issues des collisions e^+e^- s'hadronisent et produisent des états finals parfois semblables aux désintégrations des B . Par ailleurs, certains canaux peuvent particulièrement mimer le signal, par exemple un hadron charmé émettant un boson W qui se désintégrerait lui-même en un lepton et un neutrino.

La méthode permettant de pallier ces difficultés consiste premièrement à combiner les particules finales produites après la désintégration des mésons B de façon à reconstruire le B_{tag} , en veillant à respecter sa masse invariante, égale à la moitié de celle du $\Upsilon(4S)$ dans le centre de masse de la collision.

La seconde étape, décrite au chapitre 3, est la sélection des événements de signal et la réjection de ceux du bruit de fond, que j'ai réalisées durant ce stage en utilisant le code général de reconstruction et d'analyse de Belle II. Cela a requis au préalable la production et la préparation des données de l'analyse, ce qui fait l'objet de la section 2.3.

La première tâche est dévolue à un algorithme d'intelligence artificielle conçu dans le cadre de l'expérience Belle II, le *Full Event Interpretation* (FEI) dont le but est de reconstruire des mésons B à partir des particules terminant les chaînes de désintégrations, c'est-à-dire constituant les états finals, et traversant le détecteur en laissant des traces ou des points d'impact. Il s'agit des particules e^\pm , μ^\pm , K^\pm , π^\pm , K_L^0 et γ . Elles sont combinées en particules intermédiaires J/ψ , π^0 , K_S^0 , D et D^* afin de former finalement un B . On appelle ceci l'*approche hiérarchique* (cf. fig. 2.2).

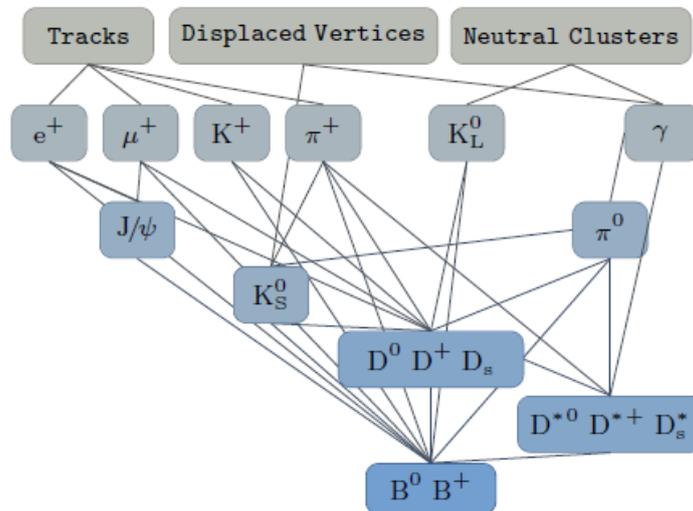


FIGURE 2.2 – Vue schématique de l'approche hiérarchique du FEI. L'algorithme combine les particules d'états finals identifiées par le détecteur Belle II à partir de la reconstruction de traces (*tracks*), de vertex (*displaced vertices*) et de groupements de points d'impact (*neutral clusters*), afin de reconstruire également un méson B en passant par des particules intermédiaires (J/ψ , π^0 , K_S^0 , D , D^*) [7].

Retrouver l'historique de la désintégration d'un B seulement avec les particules d'états finals ainsi que les traces et vertex associés n'est pas une tâche aisée. En effet, il peut arriver que les particules aient été mal identifiées, par exemple en confondant un kaon chargé avec un pion chargé. Ensuite, les traces de toutes les particules filles issues d'une même particule mère ne

mènent pas toujours à un vertex ; c'est ce qui arrive avec les mésons B qui se désintègrent trop rapidement et n'atteignent pas les premières couches du détecteur. Il est possible de prolonger ces traces par extrapolation, toutefois la précision n'est pas parfaite. Enfin, une particule chargée peut effectuer des boucles au sein du détecteur, à cause du fort champ magnétique et d'une faible impulsion, en passant une ou plusieurs fois à travers la zone interne proche du point de collision où les couches de détection sont absentes ; cela produira plusieurs traces distinctes que l'on risque de considérer comme provenant de différentes particules.

Ce sont les raisons pour lesquelles il a été nécessaire de mettre en place un algorithme tel que le FEI, capable d'évaluer efficacement la probabilité qu'une particule a bien été reconstruite, en se basant sur plus de dix mille voies différentes de désintégrations des mésons B . Pour ce faire, il utilise des arbres de décision grâce auxquels il apprend à classer toutes les possibilités de combinaisons des particules. Plus de détails sur la notion d'arbre de décision sont donnés dans l'annexe B. Toutes ces combinaisons, qu'on qualifie de *candidats* B_{tag} reconstruits, se voient attribuer une *probabilité de signal*¹ à l'issue du FEI qui quantifie leur fiabilité et sont classées selon ce critère.

2.2 Mesure du rapport d'embranchement

Le rapport d'embranchement d'un canal de désintégration est mesuré à partir d'un comptage des événements qui contiennent ce canal, combiné à la connaissance de la luminosité du collisionneur.

La luminosité instantanée \mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) d'un collisionneur de particules est une propriété qui représente la quantité de collisions produites par unité de surface et de temps. Elle permet d'exprimer le nombre d'événements N produits par unité de temps et contenant le canal de désintégration considéré :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma\epsilon\mathcal{B} \quad (2.1)$$

où σ est la section efficace de production des particules initiales du canal de désintégration étudié (en cm^2 , généralement exprimée en barn : $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), ϵ l'efficacité de reconstruction du canal et \mathcal{B} son rapport d'embranchement. Si l'on intègre cette expression sur le temps de fonctionnement du collisionneur, on obtient simplement le nombre d'événements produits sur cette période :

$$N = L\sigma\epsilon\mathcal{B} \quad (2.2)$$

où L est la luminosité intégrée (cm^{-2}). Il arrive parfois que l'on parle abusivement de section efficace pour désigner $\sigma\mathcal{B}$, \mathcal{B} étant sans dimension.

La mesure du rapport d'embranchement \mathcal{B} du canal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ repose donc sur le dénombrement des événements susceptibles de correspondre au signal et passant un ensemble de critères de sélection dont l'efficacité est connue. L'établissement de cette sélection découle de l'analyse de données simulées, qui ont nécessité une préparation préliminaire.

2.3 Production et préparation des données de l'analyse

Les données de l'analyse proviennent de simulations de l'ensemble des processus intervenant au cours d'une collision e^+e^- dans SuperKEKB, c'est-à-dire principalement la création de paires fermion-antifermion, la production de mésons B , les désintégrations jusqu'aux particules d'états finals qui traversent finalement le détecteur, ce qui inclut également les traces, impacts et dépôts d'énergie laissés dans les différentes couches. Les simulations sont réalisées avec l'infrastructure

1. "Signal" qualifie ici le B_{tag} , à ne pas confondre avec le signal de notre canal de désintégration.

logicielle `basf2`, spécifique à l'expérience Belle II ; les langages de programmation communément utilisés sont Python et C++. Les données sont traitées avec le logiciel ROOT développé au CERN.

Les simulations sont créées par la collaboration Belle II et produites par échantillons de données qui se répartissent selon la nature des événements. Pour ces travaux ont été utilisés :

- un échantillon de simulation de signal qui contient quarante millions d'événements impliquant une désintégration $B^0 \rightarrow K^{*0}\nu\bar{\nu}$, le canal sur lequel mon stage s'est concentré ² ;
- les événements du bruit de fond venant des paires de mésons B chargés et neutres qui ne se désintègrent pas suivant notre canal ;
- les paires quark-antiquark $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ qui forment une part du continuum ;
- les paires quark-antiquark $c\bar{c}$, mises à part car leur contribution au continuum est presque aussi importante que la précédente ;
- les paires lepton-antilepton $\tau^+\tau^-$, dont la contribution au bruit de fond total se révéla au cours du stage extrêmement faible (les paires e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ ont été négligées d'entrée) ;
- enfin, un lot de données test appelé *data challenge*, dont la composition nous est inconnue (bien que produit par simulation), ce qui permet de le traiter comme un échantillon de données qui proviendraient directement des collisions dans SuperKEKB.

Tous les échantillons de bruit de fond (les paires de B sans signal et le continuum) ont été produits pour correspondre à une luminosité intégrée de 1 ab^{-1} (*attobarn inverse*, ou 10^{18} b^{-1}). En approximant le rapport d'embranchement théorique du canal à 10^{-6} , il faudrait en réalité $4 \times 10^7 / 10^{-6} = 4 \times 10^{13}$ événements de bruit de fond afin de correspondre à la même luminosité que l'échantillon de signal dans le cadre du modèle standard, soit quarante mille fois plus que ce que l'on a. La disproportion du volume de l'échantillon de signal est toutefois nécessaire du fait de la grande rareté du canal et que très peu d'événements survivent à la fin de la sélection, ce qui accroît d'autant plus l'incertitude statistique.

Les données sont préparées par un chercheur du groupe Belle II à l'IPHC, avec des méthodes d'analyse communément utilisées dans la collaboration. Cette préparation est la reconstruction des événements du *signal-side* et du *tag-side* pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0}\nu\bar{\nu}$ et les fonctions utilisées dans ce but sont incluses dans `basf2`.

1. Quelques filtrages (*skim* en anglais) sont appliqués aux données afin d'éliminer une partie des détections qui ont peu de chance de provenir des paires de B ; on supprime notamment les traces qui ont une origine trop proche du point de collision, sachant que les mésons B ont un certain temps de vol avant de se désintégrer ; de même, on enlève les événements qui ont plus de douze traces, ce qui est la moyenne pour deux B et sachant que notre signal est de très faible multiplicité car principalement composé de neutrinos.
2. On sélectionne ensuite les kaons et les pions dont l'identification est certaine à 95 % et 85 % respectivement, ce qui est une préconisation venant de la collaboration Belle II.
3. On reconstruit des mésons K^{*0} suivant le canal $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ dont le rapport d'embranchement est d'environ 100 % [8]. Le programme assemble donc des kaons positifs et des pions négatifs (et vice-versa) parmi ceux qui ont été identifiés dans le point précédent, avec toutefois la contrainte que la masse invariante du K^{*0} reconstruit se situe entre

2. Il serait possible de faire la même étude sur les canaux chargés $B^\pm \rightarrow K^{*\pm}\nu\bar{\nu}$.

0,6 et 1,3 GeV/c², ce qui encadre sa vraie valeur (environ 0,9 GeV/c² [8]). On s'assure également que les traces du kaon et du pion forment bien un vertex en un point où le K^{*0} se serait désintégré. Enfin, on vérifie que la reconstruction du méson est correcte d'après l'historique connu de la simulation (*truth matching*). Cependant, si aucun K^{*0} n'est trouvé, la reconstruction s'interrompt et l'événement est rejeté.

4. On reconstruit des mésons B^0 avec des K^{*0} seulement ; ils deviendront par conséquent des candidats au signal, ce que l'on pourra examiner en connaissant la composition et l'énergie du B_{tag} , et c'est pourquoi on impose à la masse invariante du B^0 de se situer entre 0 et 6 GeV/c², un intervalle très large pour une particule à 5,279 GeV/c² [8]. On vérifie également que le méson a bien été reconstruit (*truth matching*).
5. On exécute le FEI afin de reconstruire les B_{tag} . Il se concentre dans notre étude seulement sur les mésons neutres et sur leurs canaux de désintégrations hadroniques : ainsi on se prémunit contre la présence de neutrinos dans le *tag-side* qui contrarieraient la mesure de l'énergie manquante dans le *signal-side*. On impose au FEI de ne laisser au maximum que trois traces disponibles pour le *signal-side*, sachant que deux sont suffisantes pour reconstruire un K^{*0} . On demande enfin à ce que la masse contrainte du faisceau (par la connaissance de la quadri-impulsion initiale) :

$$M_{bc} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_{beam}^{*2} - |\vec{p}_{tag}^*|^2} c^2 \quad (2.3)$$

où $E_{beam}^* = \sqrt{s}/2$ est l'énergie du faisceau et \vec{p}_{tag}^* est l'impulsion du B_{tag} dans le référentiel du centre de masse du $\Upsilon(4S)$, soit supérieure à 5,24 GeV/c², une coupure proche de la masse du B^0 . On demande encore que la valeur absolue de :

$$\Delta E = E_{B_{tag}}^* - E_{beam}^* \quad (2.4)$$

où $E_{B_{tag}}^*$ est l'énergie du B_{tag} dans le référentiel du centre de masse, soit inférieure à 0,2 GeV, afin de s'assurer que les énergies des deux mésons d'une paire soient à peu près égales dans ce référentiel, comme on peut s'y attendre pour une désintégration de $\Upsilon(4S)$ en deux particules de même masse. Pour finir, on impose que la probabilité de signal des candidats B_{tag} soit supérieure à 0,001, ce qui élimine les candidats très peu raisonnables.

6. On opère la reconstruction de particules $\Upsilon(4S)$ avec les candidats B_{sig} et B_{tag} . On requiert qu'il n'y ait finalement plus aucune trace restante, ni aucun dépôt d'énergie dans le calorimètre qui n'ait été utilisé pour le B_{sig} ou le B_{tag} .
7. L'étape finale consiste à collecter les distributions d'un grand nombre de variables, certaines spécifiques à chaque particule et d'autres plus générales concernant tous les produits d'une collision. Ces distributions reconstruites, aussi bien pour l'échantillon de signal que ceux de bruit de fond, sont rassemblées sous forme de données que l'on peut analyser par la suite afin d'affiner la sélection du signal.

Ce dernier point est le sujet du chapitre suivant, où l'on établira les coupures sur un nombre donné de variables permettant de sélectionner le maximum d'événements de signal tout en rejetant au mieux le bruit de fond.

Chapitre 3

Sélection du signal

3.1 Optimisation de la sélection - Critère de Punzi

Une sélection d'événements de signal et de réjection de bruit de fond est illustrée en figure 3.1, basée sur la coupure sur une variable x , dont les deux distributions sont représentées par de simples gaussiennes que l'on peut distinguer aisément l'une de l'autre. Comme on peut s'y attendre, la réalité est plus complexe pour le canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu}$, les distributions suivant les variables pertinentes ayant des formes plus variées et le signal étant noyé dans le bruit de fond (par un facteur cinquante environ) ; c'est pourquoi la question de l'optimisation de la sélection se pose.

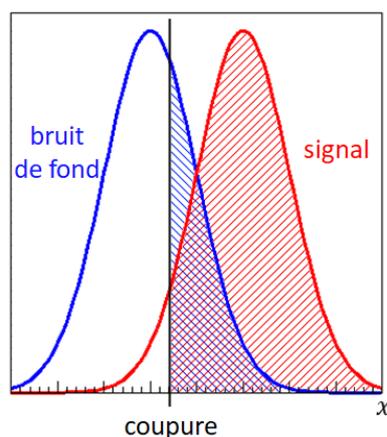


FIGURE 3.1 – Illustration des distributions d'une variable x pour les événements de signal (en rouge) et de bruit de fond (en bleu). On applique sur x une coupure qui sélectionne les parties hachurées et rejette le reste.

L'optimisation d'une sélection suppose qu'il existe un critère qui spécifie où la coupure sépare "au mieux" le signal du bruit de fond. Ce critère est souvent de la forme :

$$\text{a) } \frac{S}{\sqrt{B}} \quad \text{ou} \quad \text{b) } \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (3.1)$$

où S est le nombre d'événements de signal et B celui du bruit de fond. Ces deux expressions ont toutefois chacune un inconvénient :

- l'expression a) diverge lorsque B tend vers zéro, la maximisation de ce critère aura donc tendance à réduire l'efficacité de sélection du signal. Par exemple, un tel critère

préférerait un nombre d'événements attendu de signal de 0,1 et de bruit de fond de 10^{-5} ($10^{-1}/\sqrt{10^{-5}} = 10^{3/2}$), plutôt que 10 événements de signal et 1 de bruit de fond ($10/\sqrt{1} = 10$), alors que le second cas est évidemment plus avantageux ;

- l'expression b) nécessite que l'on connaisse le rapport d'embranchement du signal : en effet, on ne peut pas sommer les nombres d'événements de signal et bruit de fond restants sans connaître au préalable leur proportion initiale, qui est pourtant la quantité recherchée dans cette étude.

Le critère de Punzi [9], choisi pour l'optimisation de la sélection de notre canal, s'exprime comme :

$$\frac{\varepsilon(t)}{a/2 + \sqrt{B(t)}} \quad (3.2)$$

où ε est l'efficacité de sélection du signal, c'est-à-dire le rapport des nombres d'événements de signal après sélection et avant sélection, a le niveau de confiance souhaité exprimé en écarts types, B le nombre d'événements de bruit de fond conservés après sélection et enfin t la valeur de la coupure. On peut se rendre compte facilement que ce critère ne comporte aucune des deux difficultés soulevées précédemment et donc qu'il est adapté pour la recherche d'un canal jamais encore découvert, c'est-à-dire dont le rapport d'embranchement expérimental est inconnu.

3.2 Variables d'étude

Ainsi qu'on l'a expliqué au chapitre précédent, une grande quantité de variables, plus précisément leurs distributions reconstruites à partir des différents échantillons de simulations, ont été collectées à l'issue de la préparation des données de l'analyse. L'optimisation de la sélection avec le critère de Punzi a été appliquée sur quelques unes d'entre elles, qu'il a fallu choisir selon leur pouvoir discriminant entre le signal et le bruit de fond. Pour bien comprendre la suite, quelques explications doivent être données sur les spécificités spatiales des événements du continuum.

Les paires de fermion-antifermion $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ et $\tau^+\tau^-$ que désigne le continuum sont produites occasionnellement mais ne forment pas un méson, au contraire des paires $b\bar{b}$ qui constituent un $\Upsilon(4S)$, du fait de la résonance entre la masse invariante de ce dernier et celle du système e^+e^- dans le référentiel du centre de masse. Dans ce référentiel, les deux quarks d'une paire du continuum sont produits dos-à-dos puis s'hadronisent. En revanche, les produits de désintégrations des mésons B , eux-mêmes provenant de la désintégration de $\Upsilon(4S)$, se distribuent de façon aléatoire dans l'espace, c'est-à-dire de façon sphérique (cf. fig. 3.2).

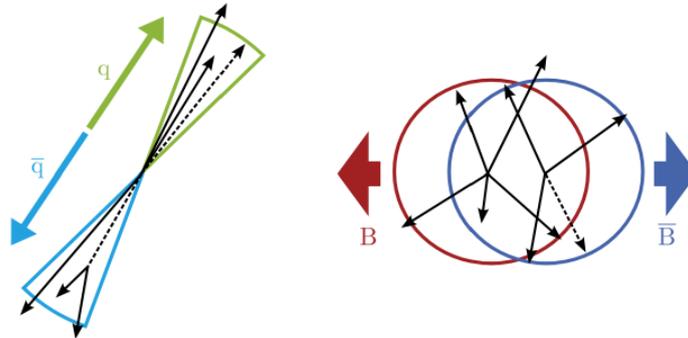


FIGURE 3.2 – Schéma des distributions spatiales de deux quarks du continuum (à gauche) et d'une paire de mésons B (à droite) produits à la suite de collisions e^+e^- dans SuperKEKB. Les flèches représentent des directions de propagation [10].

Il existe certaines variables qui permettent de séparer les événements du continuum de ceux des paires de B , parmi lesquelles j'en ai étudié deux particulièrement discriminantes. La première est $\cos \theta_{thrust}$, le cosinus de l'angle formé entre l'axe du faisceau et l'axe de poussée \vec{n}_T (*thrust axis*) du méson B_{sig} . \vec{n}_T est l'axe qui maximise la quantité :

$$T = \max_{\vec{n}_T} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (3.3)$$

où \vec{p}_i est l'impulsion d'une particule de l'état final i issue de la désintégration du B_{sig} .

La seconde variable est $R_2 = H_2/H_0$, où H_2 et H_0 sont les *moments de Fox-Wolfram* H_l d'ordre 2 et 0 respectivement :

$$H_l = \sum_{i,j} m_i m_j P_l(\cos \phi_{ij}) \quad \text{avec} \quad m_i = \frac{|\vec{p}_i|}{\sqrt{s}} \quad (3.4)$$

où P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l , ϕ_{ij} l'angle entre les impulsions de deux particules d'état final i et j issues de la désintégration du B_{sig} .

Ces deux variables font partie des huit que j'ai choisies pour l'étude de l'optimisation du continuum¹ ; il s'agit donc de trouver les coupures optimales pour chacune des variables avant de passer à la suivante. Ainsi, il a fallu que je définisse l'ordre des variables à analyser :

1. La masse contrainte du faisceau M_{bc} et ΔE , qui sont corrélées car dépendant toutes deux de l'énergie du faisceau E_{beam}^* comme on peut le voir dans les équations 2.3 et 2.4. Leurs sélections sont donc optimisées conjointement.
2. $\cos \theta_{thrust}$ et R_2 , que l'on analyse à nouveau en même temps du fait de leur rapport avec la distribution dans l'espace du continuum.
3. $E_{miss}^* + p_{miss}^* c$, où E_{miss}^* et p_{miss}^* sont respectivement l'énergie et l'impulsion (dans le référentiel du centre de masse) du système des deux neutrinos provenant du B_{sig} .
4. m_{K^*0} , la masse invariante reconstruite du méson K^*0 . En pratique, c'est plutôt la variable translaturée $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$ qui est utilisée, où $m_{K^*0}^{PDG}$ est la moyenne mondiale mesurée [8] (de même, précédemment, pour la masse contrainte du faisceau à laquelle on peut soustraire $m_{B^0}^{PDG}$).
5. $\cos \theta_{miss}^*$, où θ_{miss}^* est l'angle, dans le référentiel du centre de masse, de l'énergie manquante provenant des neutrinos.
6. E_{ECL} , l'énergie supplémentaire laissée dans le calorimètre électromagnétique et qui n'est pas associée aux particules incluses dans la reconstruction de B_{sig} ou B_{tag} (*ECL : Extra Clusters*).

Les variables des points 1 et 2 sont étudiées avant les autres car elles concernent directement les mésons B , tandis que les variables suivantes s'attachent au signal lui-même. L'ordre des coupures séquentielles sur les variables 3 à 6 a été défini comme ceci après optimisation.

3.3 Résultats de la sélection

L'optimisation de la sélection a été réalisée "en cascade" par un algorithme que j'ai mis au point : deux coupures sont trouvées pour chacune des variables et correspondent à un intervalle de valeurs. Pour chaque variable, un événement est conservé seulement si la valeur de la variable correspondant à cet événement se situe à l'intérieur de l'intervalle ; dans le cas contraire,

1. Les distributions de ces variables (pour le signal et le bruit de fond) sont données dans l'annexe C.

l'événement est éliminé. Ensuite, à chaque étape de la sélection, les coupures sont directement appliquées. Par exemple, à la première étape, on commence par chercher les quatre coupures (deux bornes maximale et minimale pour M_{bc} ainsi que pour ΔE) qui maximisent le critère de Punzi à deux dimensions (configuration à deux variables) ; cette première sélection est appliquée avant de passer à l'étape suivante, qui consiste à trouver les meilleures coupures pour $\cos \theta_{thrust}$ et R_2 ; ainsi de suite.

Un exemple d'une sélection est donné dans les figures 3.3, 3.4 et 3.5, où l'on travaille sur la variable $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$. Les figures 3.3 et 3.4 montrent respectivement les distributions de cette variable pour l'échantillon de signal ainsi que les échantillons de bruit de fond, en unités arbitraires (U.A.). Les sélections sur les variables des étapes 1 à 3 sont déjà appliquées (cf. section précédente). Les coupures sur $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$, représentées par des traits tiretés verticaux, sont choisies avec le critère de Punzi, dont la valeur en fonction des coupures inférieure et supérieure sur la variable est donnée en figure 3.5. Ici, les coupures optimales sont les coordonnées du point le plus jaune, c'est-à-dire le point où le critère prend sa valeur maximale. Si l'on revient à la définition du critère de Punzi dans l'équation 3.2, on peut constater que la figure 3.3 illustre la quantité ϵ qui est le nombre d'événements de signal dans l'intervalle de coupure divisé par le nombre total d'événements de signal. La figure 3.4 illustre quant à elle B qui est le nombre d'événements de bruit de fond dans l'intervalle de coupure. C'est en faisant varier les valeurs de ces coupures que la figure 3.5 a été produite.

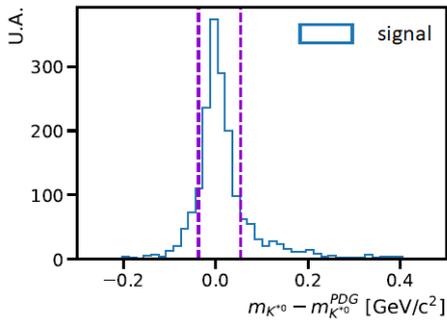


FIGURE 3.3 – Distribution de $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$ pour l'échantillon de signal (après application des sélections précédentes) et coupures optimales d'après le critère de Punzi.

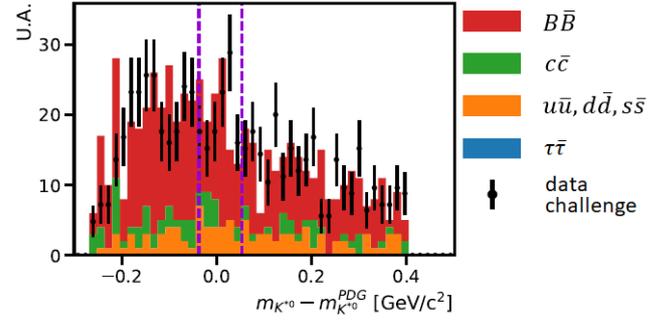


FIGURE 3.4 – Distribution de $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$ pour les échantillons de bruit de fond et du *data challenge* (après application des sélections précédentes) et coupures optimales d'après le critère de Punzi.

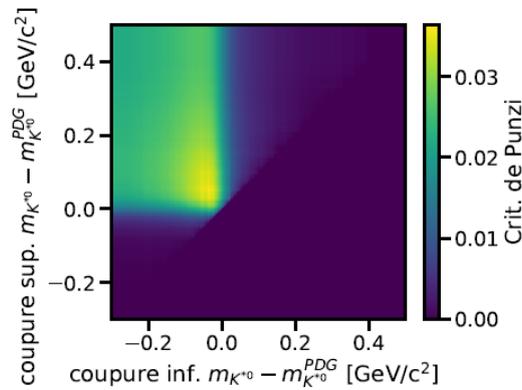


FIGURE 3.5 – Critère de Punzi en fonction des coupures inférieure et supérieure sur $m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$ (après application des sélections précédentes).

Variables	Intervalles de coupures
$M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE	$-6,2 - 5,4 \text{ MeV}/c^2$ et $-0,2 - 0,053 \text{ GeV}$
$\cos \theta_{thrust}$ et R_2	$0 - 0,87$ et $0 - 0,19$
$E_{miss}^* + p_{miss}^* c$	$4,4 - 8,9 \text{ GeV}$
$m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$	$-38 - 54 \text{ MeV}/c^2$
$\cos \theta_{miss}^*$	$-0,68 - 0,88$
E_{ECL}	$0,18 - 0,39 \text{ GeV}$

TABLE 3.1 – Table des coupures sur les huit variables d’étude. Seuls les événements pour lesquels les valeurs des variables satisfont le critère sont conservés.

Étape	Eff. signal [%]	Eff. b.d.f. [%]	Eff. <i>data challenge</i> [%]
Reconstruction + présélection	$0,01665 \pm 0,00020$	–	–
$M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE	$75,8 \pm 0,5$	$17,91 \pm 0,07$	$17,77 \pm 0,06$
$\cos \theta_{thrust}$ et R_2	$46,5 \pm 0,7$	$19,15 \pm 0,16$	$18,43 \pm 0,14$
$E_{miss}^* + p_{miss}^* c$	$77,4 \pm 0,9$	$5,76 \pm 0,22$	$5,85 \pm 0,20$
$m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$	$71,6 \pm 1,1$	$18,4 \pm 1,5$	$18,3 \pm 1,4$
$\cos \theta_{miss}^*$	$90,2 \pm 0,8$	68 ± 4	$79,4 \pm 3,4$
E_{ECL}	$30,2 \pm 1,3$	$1,3 \pm 1,3$	$4,5 \pm 2,0$
Total sélection	$5,31 \pm 0,27$	$0,00031 \pm 0,00031$	$0,0012 \pm 0,0006$
Total	$0,00089 \pm 0,00005$	–	–

TABLE 3.2 – Table des efficacités de sélection en pourcentage de l’échantillon de signal, de l’échantillon total de bruit de fond et du *data challenge* au cours des différentes étapes de l’optimisation de la sélection. La reconstruction et la présélection désignent l’étape de préparation des données décrite dans la partie 2.3. La partie supérieure de la table donne les efficacités non cumulées; la ligne ”Total sélection” donne les efficacités cumulées aux étapes qui suivent la reconstruction et la présélection; la ligne ”Total” donne, pour l’échantillon de signal, l’efficacité cumulée à toutes les étapes.

Etape	Rendement signal	Rendement b.d.f.	Rendement <i>data challenge</i>
Reconstruction + présélection	6661	319194	402501
$M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE	5051	57172	71540
$\cos \theta_{thrust}$ et R_2	2348	10946	13187
$E_{miss}^* + p_{miss}^* c$	1818	631	772
$m_{K^*0} - m_{K^*0}^{PDG}$	1301	116	141
$\cos \theta_{miss}^*$	1174	79	112
E_{ECL}	354	1	5

TABLE 3.3 – Table des rendements (nombres d’événements conservés après sélection) de l’échantillon de signal, de l’échantillon total de bruit de fond et du *data challenge* au cours des différentes étapes de l’optimisation de la sélection.

On peut constater sur la figure 3.4 que la simulation du bruit de fond décrit correctement² les données test du *data challenge*, par une comparaison entre leurs distributions (cf. l’annexe C pour les autres variables). En effet, bien que le *data challenge* contienne a priori des événements

2. Les incertitudes demeurent élevées du fait du faible nombre d’événements.

de signal, ceux-ci sont assez minoritaires au vu du rapport d'embranchement théorique, ce qui permet de tenir cette comparaison avec seulement les échantillons simulés de bruit de fond.

Toutes les sélections sont illustrées avec les distributions de chacune des variables dans l'annexe C, ainsi que les histogrammes à deux dimensions du critère de Punzi pour les variables sans corrélation aux autres. Les trois tables 3.1, 3.2 et 3.3 détaillent les résultats numériques obtenus suite à cette optimisation de la sélection du signal recherché $B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu}$.

La table 3.1 donne les coupures optimales pour chacune des variables, en prenant donc toujours en compte les sélections qui précèdent. On peut vérifier, avec les figures 3.3 et 3.4, ainsi que dans l'annexe C, que ces coupures conservent bien une grande partie du signal et rejettent une quantité élevée d'événements de bruit de fond pour chaque variable.

La table 3.2 donne les efficacités de sélection non cumulées pour l'échantillon de signal, de bruit de fond et enfin le *data challenge*, sur lequel j'ai simplement réalisé les coupures définies par l'étude du signal et du bruit de fond avec le critère de Punzi. La table précise enfin le total cumulé des efficacités, avec ou sans l'étape de préparation des données. On peut remarquer qu'il n'y a pas d'efficacité pour le bruit de fond et le *data challenge* à cette première étape : pour le premier, le nombre d'événements initial n'est pour le moment pas connu précisément (environ un milliard par échantillon) ; pour le second, ce nombre est inconnu. Le résultat essentiel qui ressort est que l'efficacité de sélection du signal ($5,31 \% \pm 0,27 \%$) est environ mille fois plus importante que celle du bruit de fond ($0,00031 \% \pm 0,00031 \%$) : on peut en conclure que la sélection est performante. L'efficacité du signal est, comme on l'a vu dans la section 2.2, un ingrédient nécessaire pour la mesure du rapport d'embranchement.

La table 3.3 donne le nombre d'événements conservés après chaque sélection (rendement), pour le signal, le bruit de fond et le *data challenge*. 354 événements de signal sont attendus dans le cadre du modèle standard si l'on a un nombre initial de quarante millions d'événements. En réalité, les membres du groupe Belle II à l'IPHC et moi-même avons vérifié que ce rendement est artificiellement sous-estimé par un facteur cent par l'exigence de *truth matching* (expliqué en section 2.3). Sachant qu'il faut redimensionner l'échantillon de signal par un facteur 40 000 pour correspondre à une luminosité intégrée de 1 ab^{-1} (cf. section 2.3), on attend finalement ³ :

$$\frac{35\,400}{40\,000} \approx 0,9 \pm 0,04$$

événement de signal pour 1 ab^{-1} de données de collisions dans SuperKEKB. Ce résultat est encourageant, bien qu'il reste encore 1 ± 1 événement de bruit de fond à l'issue de la sélection. Ce nombre est également nécessaire pour la mesure du rapport d'embranchement du canal $B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu}$.

3. Les incertitudes sont égales à $\frac{L_{data}}{L_{sim}} \times \sqrt{N_{sim} \times \epsilon(1-\epsilon)}$, où L_{data} est la luminosité intégrée voulue (1 ab^{-1}), L_{sim} la luminosité intégrée utilisée dans la simulation pour l'échantillon étudié, N_{sim} le nombre d'événements initial dans l'échantillon étudié et ϵ l'efficacité totale de sélection (ligne "Total sélection" dans la table 3.2).

Chapitre 4

Considérations finales et perspectives de l'expérience Belle II

La méthode de calcul de l'incertitude sur le nombre d'événements de signal attendu est simple et ne repose pas sur une répétition de la sélection sur plusieurs simulations. Par ailleurs, par souci de comparaison avec la valeur du nombre d'événements de bruit de fond attendu, l'incertitude ne prend pas en compte l'efficacité de reconstruction et de présélection. C'est pourquoi ce calcul devrait être perfectionné et qu'il est difficile d'effectuer une comparaison avec les résultats provenant du *data challenge*.

Par ailleurs, un biais est introduit dans le procédé : on applique la sélection sur les mêmes simulations à partir desquelles les coupures ont été définies. Il en ressort que la sélection sera naturellement très performante sur ces données-là, mais peut-être moins sur d'autres. Il faut donc considérer les résultats du chapitre précédent avec quelques précautions.

Au cours de la durée de fonctionnement de SuperKEKB, il sera nécessaire de réoptimiser la sélection, parallèlement aux nouvelles données qui seront collectées. En effet, le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés B dans le critère de Punzi (cf. équation 3.2) dépend de la luminosité du collisionneur.

L'expérience devrait d'abord récolter environ 1 ab^{-1} de données de collisions d'ici un an. Selon nos résultats, il n'y aura pas de signal attendu dans le cadre du modèle standard ; en revanche, le canal $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ pourrait déjà se manifester si la nouvelle physique intervenait dans son taux.

Dans trois ans, les physiciens pourront analyser 4 ab^{-1} de données. Des études réalisées sur les précédentes expériences BABAR et Belle ont prédit qu'une première mesure du rapport d'embranchement serait possible avec une incertitude d'environ 30 % de la valeur mesurée [3], dans le cadre du modèle standard.

La luminosité intégrée maximale de 50 ab^{-1} sera atteinte en 2027 (cf. fig. 1.4). Cela permettrait une mesure très précise du rapport d'embranchement et de trancher le débat sur la manifestation d'une nouvelle physique dans le canal de désintégration. Si celle-ci venait à se confirmer, une comparaison des distributions du signal pour certaines variables (par exemple, les impulsions ou les distributions angulaires des produits de désintégration du B_{sig}) avec les prédictions des modèles théoriques de nouvelle physique permettrait de rejeter ceux dont les prévisions se révéleraient inexacts.

Si en revanche les résultats apparaissent en accord avec le modèle standard, ils serviraient toutefois à mieux comprendre les canaux similaires et les divergences observées comme nous l'avons discuté dans la section 1.2.

Conclusion

Le travail effectué durant ce stage, qui s'inscrit dans la recherche de désintégrations $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ dans l'expérience Belle II, jamais découvert et potentiellement sensible à une nouvelle physique, a permis l'analyse de simulations d'événements produits dans des collisions e^+e^- au sein du collisionneur SuperKEKB de l'expérience.

Il ressort que $0,9 \pm 0,04$ événement correspondant à ce canal est attendu pour des données issues de l'expérience à une luminosité intégrée de 1 ab^{-1} , contre 1 ± 1 événement pour le bruit de fond ; ce résultat est encourageant dans l'optique d'une observation future de la désintégration. Nous avons constaté, néanmoins, que des biais encore à évaluer ont pu être introduits à travers cette étude ; par ailleurs, le calcul de l'incertitude sur le nombre attendu d'événements de signal doit être approfondi, ce qui n'a pas permis pour le moment l'estimation d'une limite supérieure sur le rapport d'embranchement du canal.

Préparant le diplôme du Magistère de Physique Fondamentale à Strasbourg et étant membre de l'école universitaire de recherche QMat, il me reste encore quelques semaines pour poursuivre ce stage, offrant quelques perspectives pour des études dans la continuité de ce qui a été fait.

Notamment, il existe certaines méthodes de calcul de rapport d'embranchement et de section efficace basées sur les statistiques fréquentiste et bayésienne que j'ai déjà commencé à approfondir afin d'arriver à l'estimation d'une limite sur le rapport d'embranchement.

D'autre part, j'envisage d'établir une analyse multivariée de suppression du continuum, qui consisterait en l'ajout dans la sélection de variables supplémentaires discriminant le continuum, autres que $\cos \theta_{thrust}$ et R_2 . Les variables potentielles sont nombreuses, certaines par exemple se basent sur les autres moments de Fox-Wolfram que H_2 , mais elles ne sont pas toutes aussi utiles les unes que les autres pour caractériser le continuum ; l'objectif d'une telle analyse multivariée est de les confronter afin de les classer ensuite.

Enfin, sur le long terme, le groupe Belle II de l'IPHC pourrait travailler à la réoptimisation de la sélection, en parallèle de la collecte de données de collisions dans l'expérience qui a déjà débuté cette année. Il serait également important d'étudier plus en profondeur l'algorithme *Full Event Interpretation*, afin de mieux comprendre son fonctionnement et de l'adapter davantage à l'étude du canal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$.

Annexe A

Matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Matrice CKM V exprimée en amplitudes de probabilité de transition V_{ij} entre deux quarks i et j par l'interaction faible chargée, ainsi que les valeurs des modules $|V_{ij}|$ [8].

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.97446 & 0.22452 & 0.00365 \\ 0.22438 & 0.97359 & 0.04214 \\ 0.00896 & 0.04133 & 0.999105 \end{pmatrix}$$

Rapports d'embranchement

- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \nu \bar{\nu}) = (4.5 \pm 0.7) \times 10^{-6}$ [11]
- $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^{*+} \nu \bar{\nu}) = \mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu}) = (6.8_{-1.1}^{+1.0}) \times 10^{-6}$ [11]

Annexe B

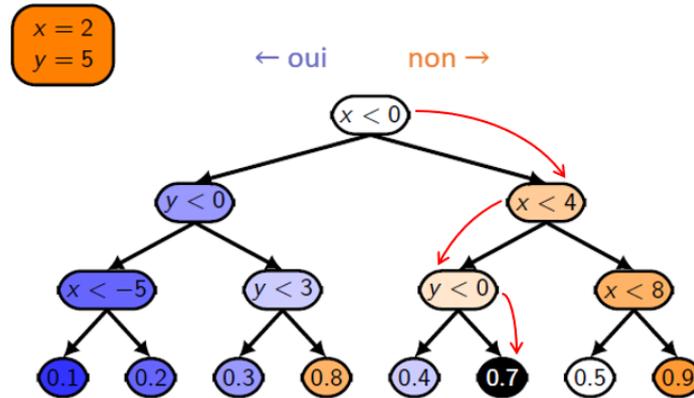


FIGURE 1 – Exemple schématique d’un arbre de décision entraîné sur deux variables x et y et appliqué sur le point $(x = 2 ; y = 5)$. Pour chacune des propositions encadrées, si celle-ci est correcte la sous-branche à gauche est sélectionnée et celle à droite rejetée, ou vice-versa si la proposition est incorrecte. Les nombres qui terminent l’arbre représentent des probabilités de signal. Adapté de [12].

Le FEI a tout d’abord subi un *entraînement* sur des données de simulations Monte-Carlo des collisions dans SuperKEKB. La composition de ces données simulées est connue, c’est-à-dire que l’historique des désintégrations et des particules produites dans chaque événement est connue. En s’appuyant sur ces simulations, on pousse le FEI à ”apprendre” ce qui caractérise chaque canal de désintégration par rapport aux autres afin de l’appliquer ensuite sur de véritables données ; c’est pourquoi l’on parle d’entraînement.

Prenons par exemple deux variables x et y (qui peuvent être des variables cinématiques ou décrivant la distribution spatiale d’un événement, ou encore une masse). Chaque particule (d’état final, intermédiaire ou d’état initial) peut se distribuer dans le plan (x, y) selon les valeurs de ces variables qui lui correspondent. On peut chercher à reconstruire une particule quelconque, par exemple un D^0 qui s’est désintégré en un K^- et un π^+ ; chaque D^0 qui a suivi ce canal de désintégration est alors considéré comme du signal (à ne pas confondre avec notre signal $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$), tandis que les autres particules sont considérées comme du bruit de fond : le plan (x, y) contient alors un ensemble de points représentant les particules signal et les particules bruit de fond. On découpe ce plan en différentes zones plus ou moins nombreuses (ce qui correspond aux coupures encadrées sur x et y dans la figure 1). Chacune des zones, ou succession de coupures, comporte un nombre n_S de points de signal et n_B de points de bruit de fond ; le rapport n_S/n_B est donc la *probabilité de signal*, c’est-à-dire la probabilité que dans le cas du signal, les variables x et y aient des valeurs comprises entre ces coupures.

Ici, après qu’ils aient été entraînés, les arbres de décision sont appliqués sur des données de test et évaluent la probabilité que plusieurs particules aient été combinées correctement en une particule mère qu’on appelle un *candidat*. Par exemple, si l’on a un K^- et deux π^+ , un candidat

pour la reconstruction serait $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, tandis qu'un autre serait $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Les particules d'états finals sont aussi qualifiées de candidat, dans la mesure où leur identification peut être erronée comme on l'a dit dans la section 2.1. À l'issue de cette évaluation, les candidats sont classés selon la probabilité de signal qui leur correspond.

Un arbre de décision seul n'est pourtant pas nécessairement très performant et peut se tromper une fois sur deux lorsqu'il s'agit de classer un candidat comme étant correct ou incorrect, c'est-à-dire bien reconstruit ou pas. Il est préférable d'utiliser plusieurs arbres de décision en parallèle et de les combiner en un *classifieur*. Dans le cadre du FEI, des classifieurs existent pour chacun des canaux de désintégration possibles des mésons B , de même pour les particules intermédiaires éventuellement produites, et enfin pour les particules d'états finals. Afin d'améliorer leurs performances, ces classifieurs sont entraînés de nombreuses fois, ce qui affine les coupures, et chaque candidat reçoit un "poids" après être passé à travers un arbre, qui est plus élevé pour les candidats sur lesquels le classement s'est trompé. Cela accroît leur importance afin que les coupures soient mieux ajustées. Pour ce type de classifieurs, on parle d'arbres de décisions boostés (*Boosted Decision Trees*, BDT).

Un problème récurrent que soulèvent les entraînements successifs est le surajustement ou surapprentissage : les coupures deviennent excessivement précises et, bien qu'elles décrivent parfaitement les données simulées, ne laissent aucune marge de manœuvre aux fluctuations naturelles dans tout processus physique et sont ainsi inadaptées aux autres ensembles de données. Il est donc nécessaire de modérer les entraînements en limitant leur nombre.

Pour finir cette annexe sur le FEI, il reste un dernier point à considérer concernant ce qu'on appelle le *combinatoire*. Supposons que l'on ait un événement ayant laissé dix traces dans le détecteur, la moitié provenant de particules chargées positivement et l'autre moitié de particules chargées négativement, sans aucune autre information sur leur nature. Si l'on souhaite reconstruire le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, il faut retirer deux particules positives et deux particules négatives parmi les deux groupes qui leur correspondent, ce qui donne :

$$\binom{5}{2}^2 = 100$$

combinaisons possibles. À présent, si l'on souhaite reconstruire un méson B^+ avec ce D^0 et suivant le canal $B^+ \rightarrow (D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) \pi^+$, il nous reste à piocher une particule positive parmi les trois restantes ; on obtient :

$$\binom{3}{1} \times 100 = 300$$

combinaisons au total permettant de reconstruire cette désintégration. Il faut ajouter également qu'il y a environ dix mille canaux de désintégrations chez les mésons B en allant jusqu'aux états finals. Cet exemple simple montre donc que le combinatoire, c'est-à-dire l'ensemble des combinaisons de particules que l'on peut tirer à partir des états finals de désintégrations, est un paramètre à prendre en compte si l'on souhaite que le FEI fonctionne sur un temps relativement convenable.

C'est pourquoi, à chaque étape de reconstruction d'une particule, des coupures sur une variable facile à calculer (l'énergie ou la masse invariante par exemple), qui demeurent peu contraignantes, sont appliquées afin de supprimer les candidats peu raisonnables. Les candidats restants sont ensuite rangés du meilleur au plus mauvais relativement à cette variable, et seule une dizaine ou vingtaine d'entre eux sont retenus. Après avoir procédé à l'exécution du BDT qui attribue une probabilité de signal à chaque candidat, de nouvelles coupures cette fois-ci plus contraignantes sont appliquées et on effectue à nouveau une sélection des meilleurs candidats. Cette procédure permet de réduire considérablement le temps de calcul du FEI et de le répartir de façon égale entre les différents canaux de désintégrations possibles.

Annexe C

Sont données ici les distributions des différentes variables, leur sélection optimisée et le critère de Punzi pour les variables non corrélées aux autres. Les contributions des différents échantillons de simulation sont explicitées (voir légende ci-contre). On remarquera que la contribution des paires $\tau\bar{\tau}$ est extrêmement faible et presque toujours invisible. Les barres d'erreurs des points du *data challenge* sont calculées comme la racine carrée de la valeur en unité arbitraire (U.A., qui correspond à un nombre d'événements). Le *data challenge* n'est pas seulement du bruit de fond, mais le signal y est négligeable, c'est pourquoi il est comparé au bruit de fond.

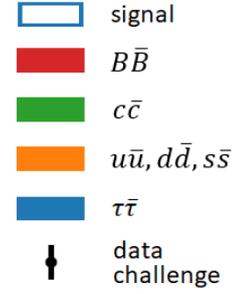


FIGURE 2 – Légende.

Distributions

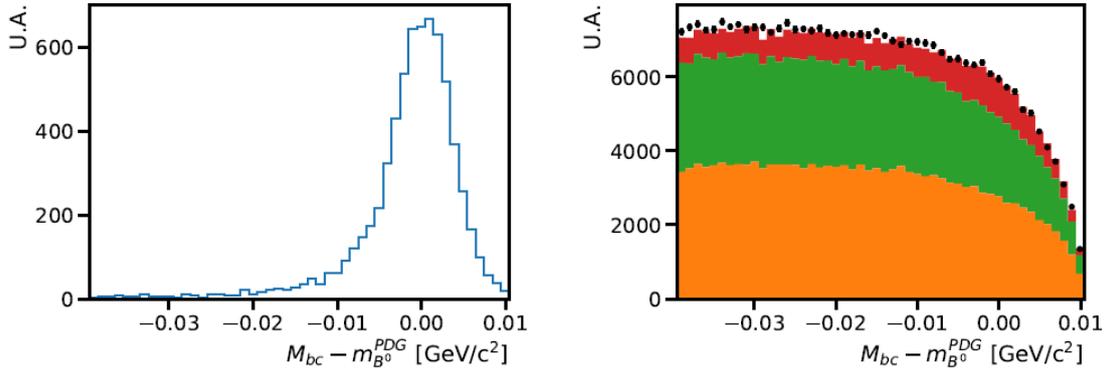


FIGURE 3 – Distributions de $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$.

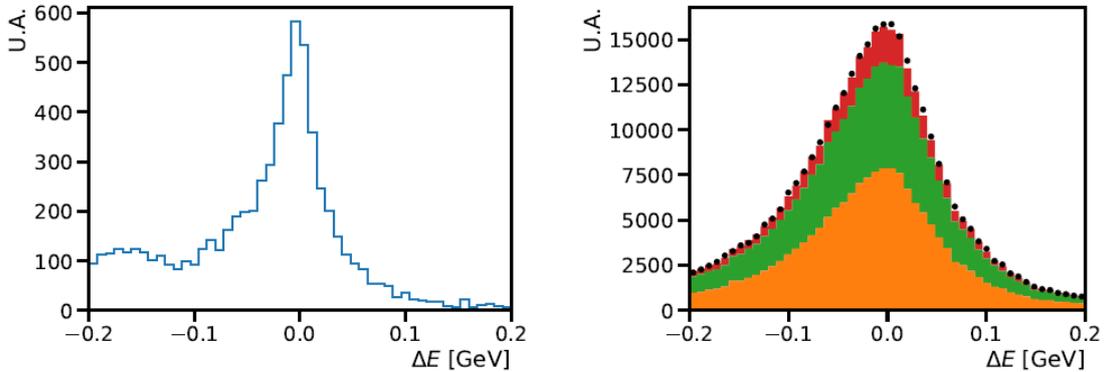


FIGURE 4 – Distributions de ΔE .

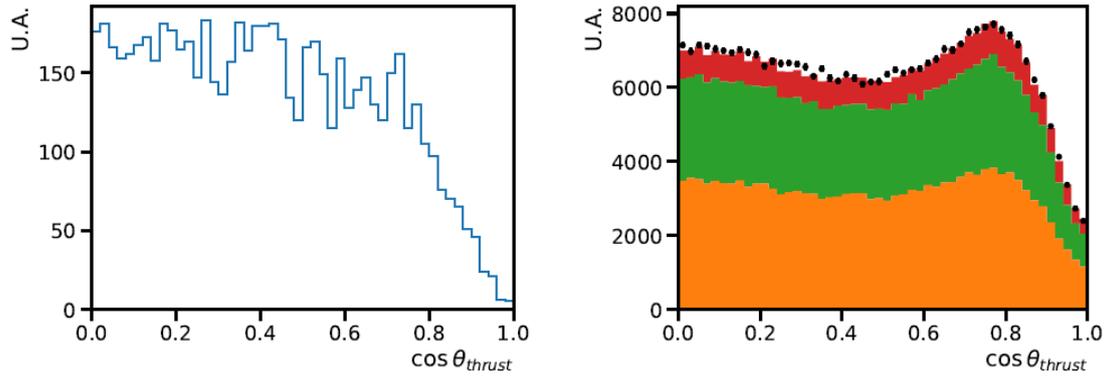


FIGURE 5 – Distributions de $\cos \theta_{thrust}$.

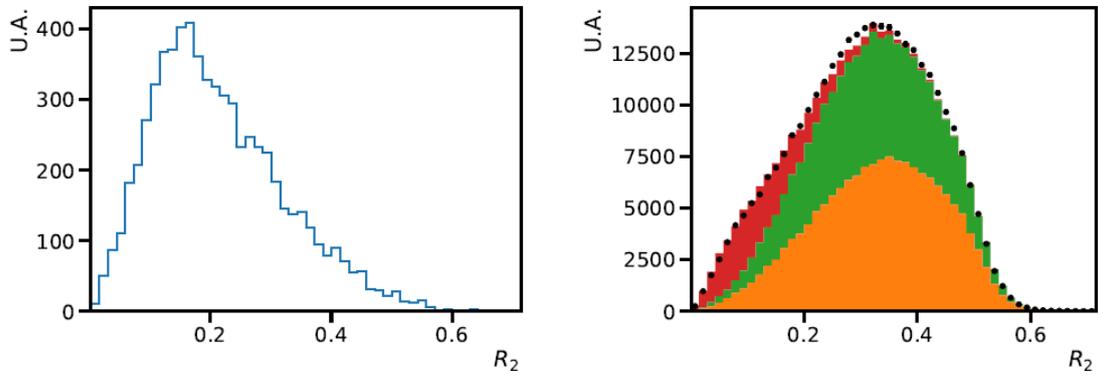


FIGURE 6 – Distributions de R_2 .

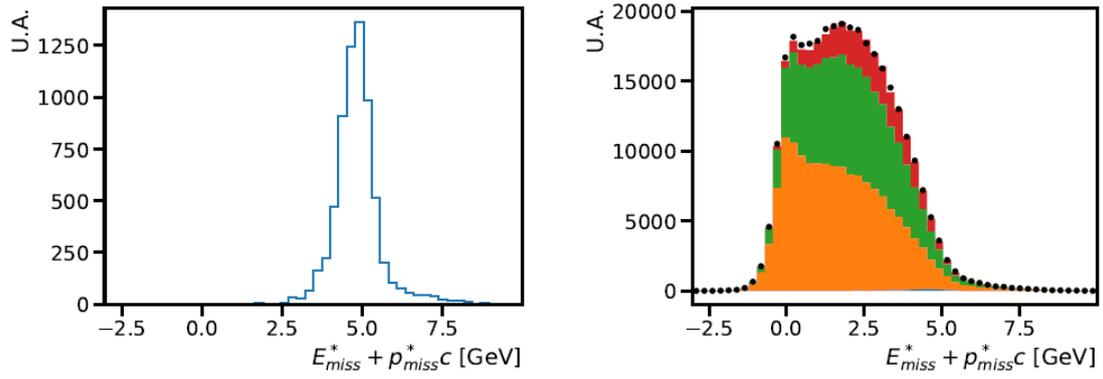


FIGURE 7 – Distributions de $E_{miss}^* + p_{miss}^*c$.

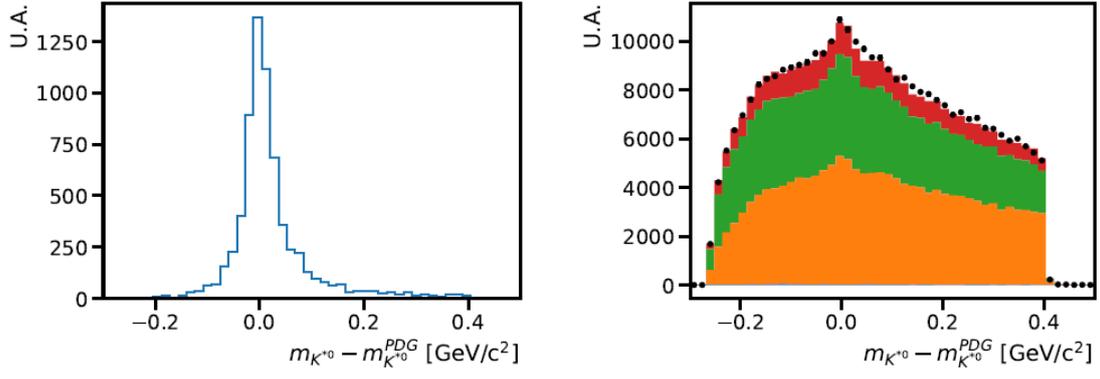


FIGURE 8 – Distributions de $m_{K^{*0}} - m_{K^{*0}}^{PDG}$.

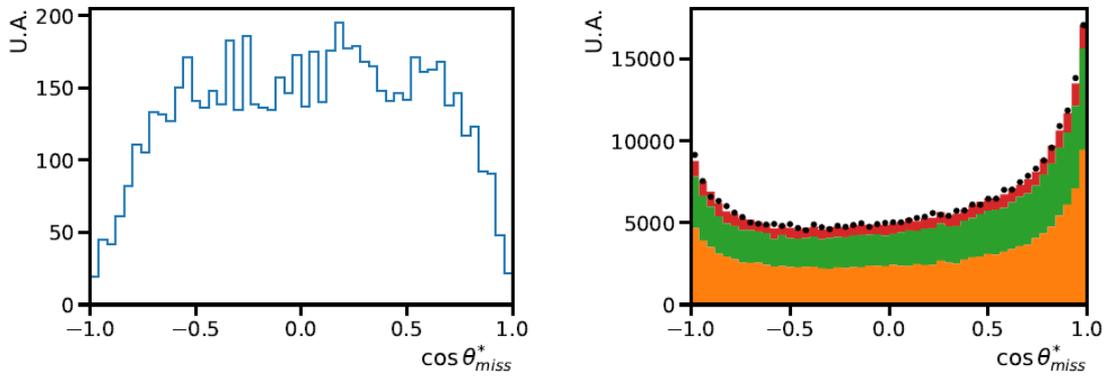


FIGURE 9 – Distributions de $\cos \theta_{miss}^*$.

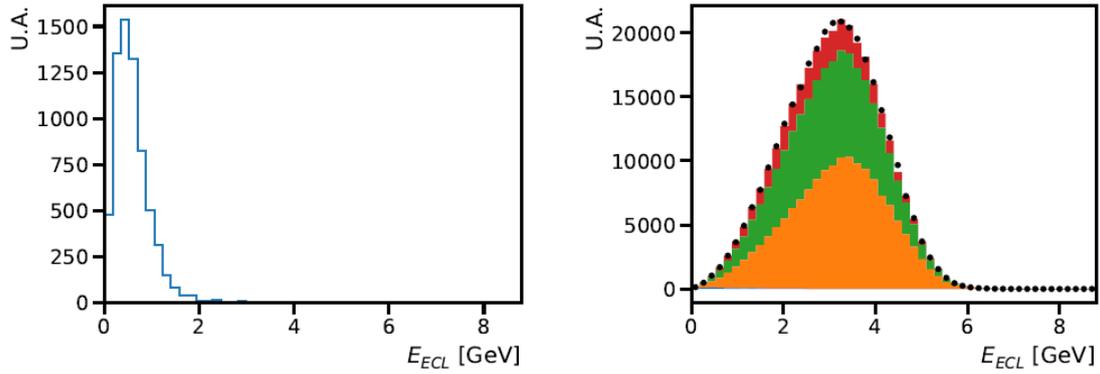


FIGURE 10 – Distributions de E_{ECL} .

Sélection

Les coupures optimales sur les variables d'étude sont superposées ici aux distributions des différents échantillons sur lesquels les sélections des étapes précédentes sont déjà appliquées, comme décrit dans la section 3.3.

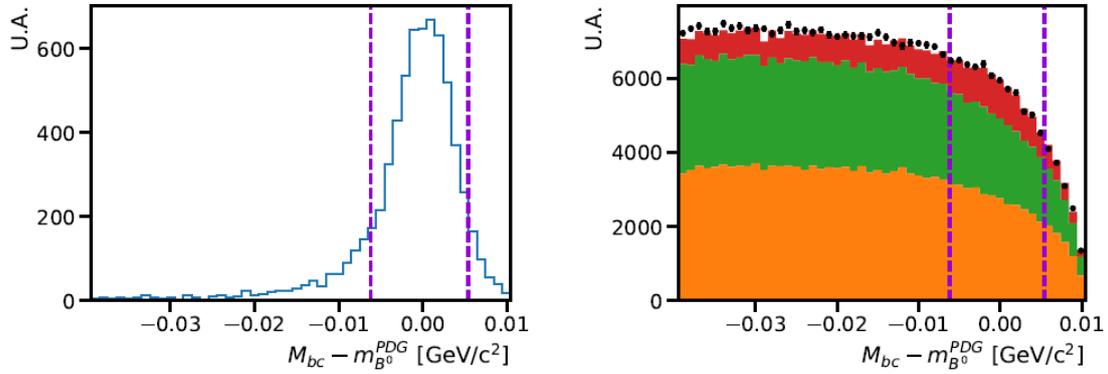


FIGURE 11 – Coupures optimales sur $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$.

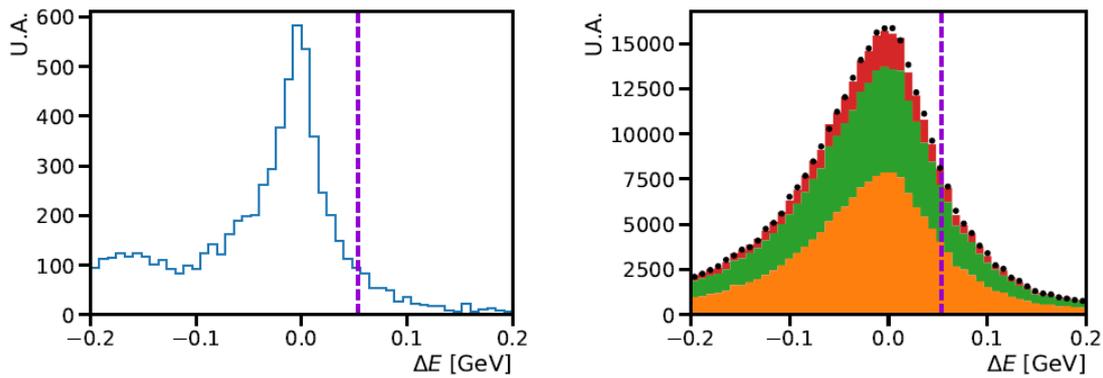


FIGURE 12 – Coupures optimales sur ΔE (borne inférieure à l'extrémité gauche).

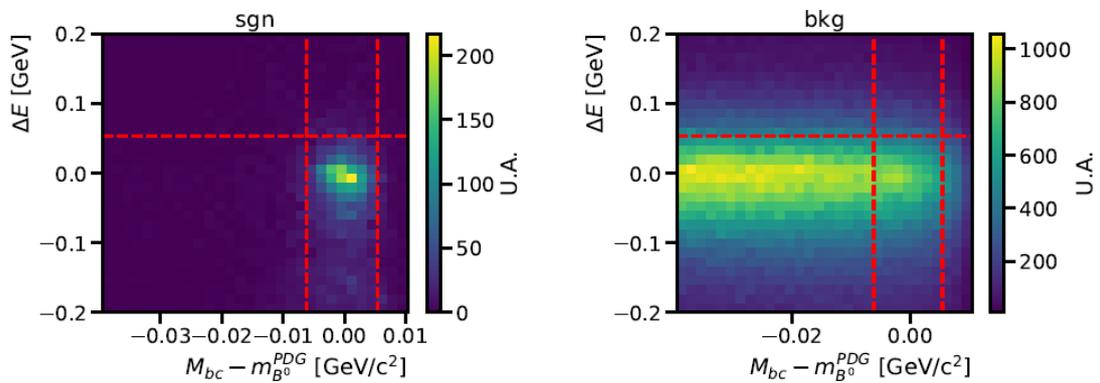


FIGURE 13 – Distribution à deux dimensions de $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ en fonction de ΔE et coupures optimales en deux dimensions sur ces variables.

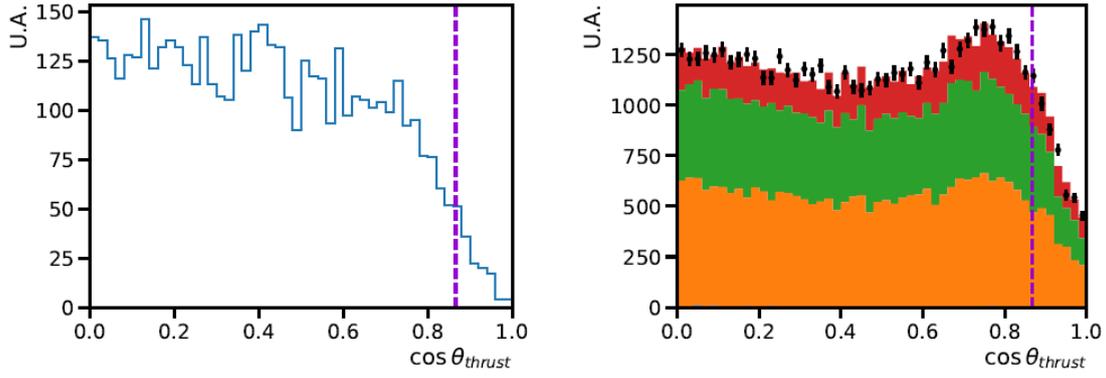


FIGURE 14 – Coupures optimales sur $\cos \theta_{thrust}$ (après application des sélections sur $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE ; borne inférieure à l'extrémité gauche).

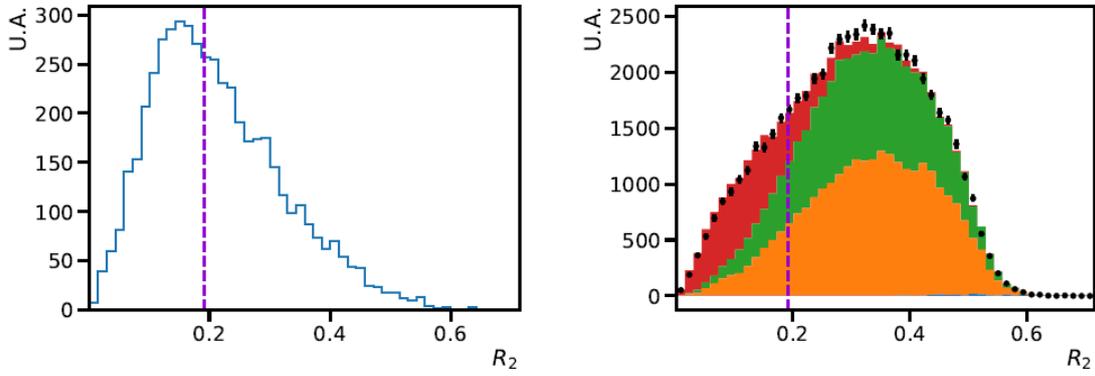


FIGURE 15 – Coupures optimales sur R_2 (après application des sélections sur $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE ; borne inférieure à l'extrémité gauche).

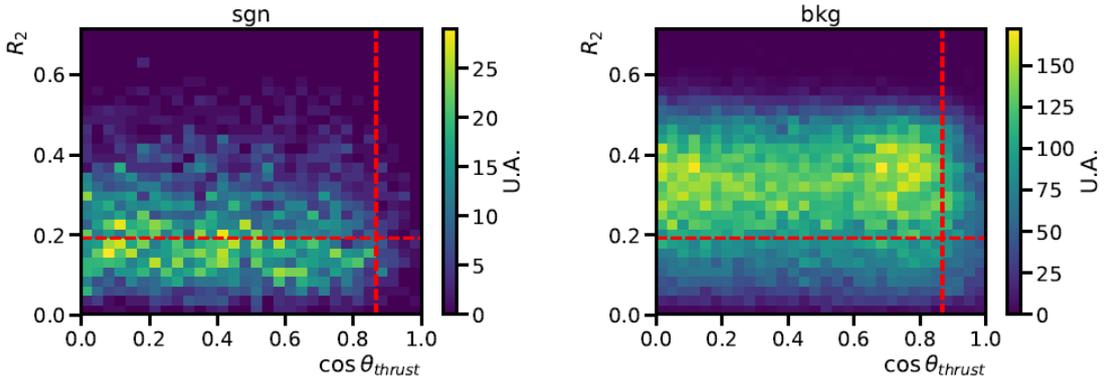


FIGURE 16 – Distribution à deux dimensions de $\cos \theta_{thrust}$ en fonction de R_2 et coupures optimales en deux dimensions sur ces variables (après application des sélections sur $M_{bc} - m_{B^0}^{PDG}$ et ΔE).

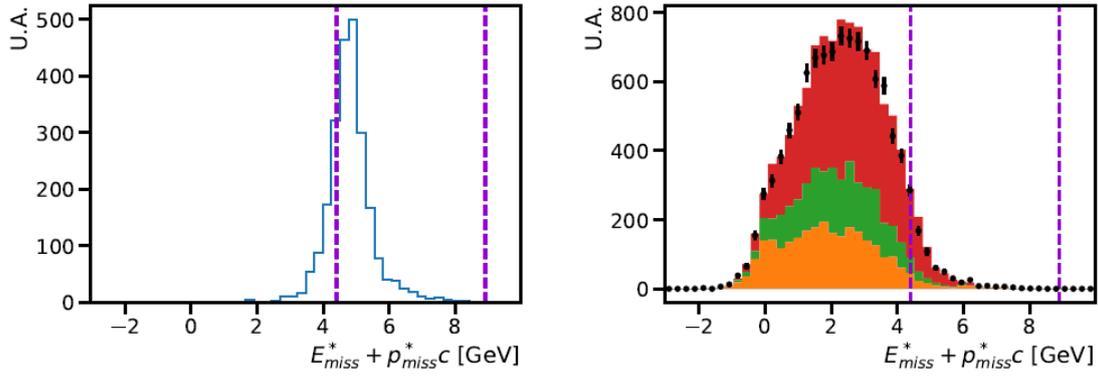


FIGURE 17 – Coupures optimales sur $E_{miss}^* + p_{miss}^*c$ (après application des sélections précédentes).

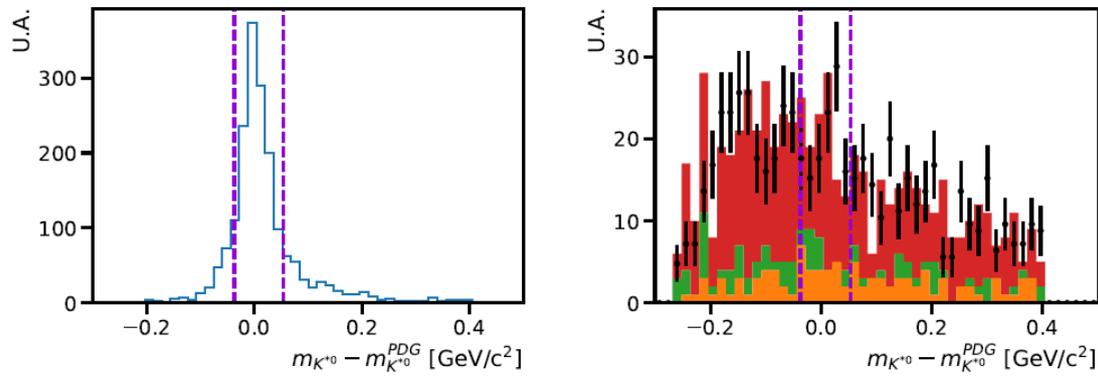


FIGURE 18 – Coupures optimales sur $m_{K^{*0}} - m_{K^{*0}}^{PDG}$ (après application des sélections précédentes).

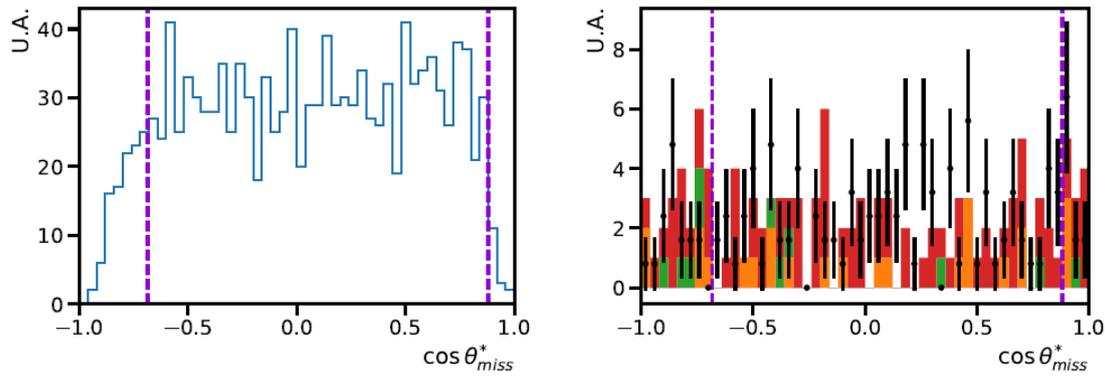


FIGURE 19 – Coupures optimales sur $\cos \theta_{miss}^*$ (après application des sélections précédentes).

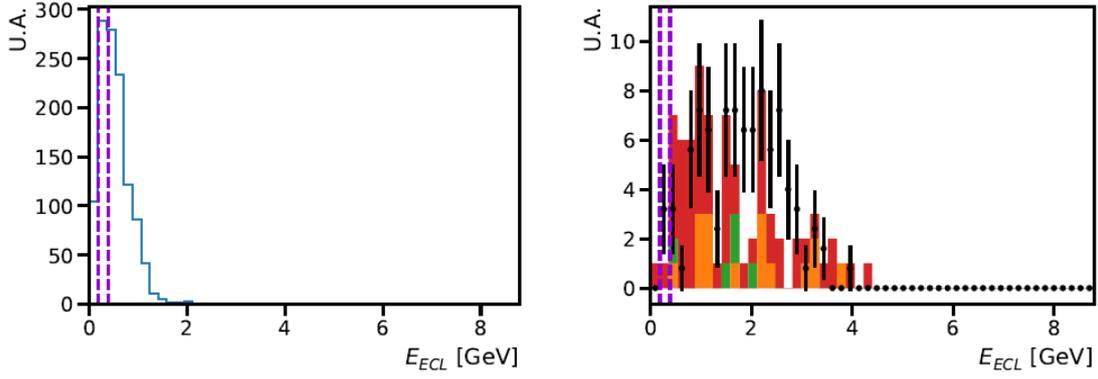


FIGURE 20 – Coupures optimales sur E_{ECL} (après application des sélections précédentes).

Critère de Punzi

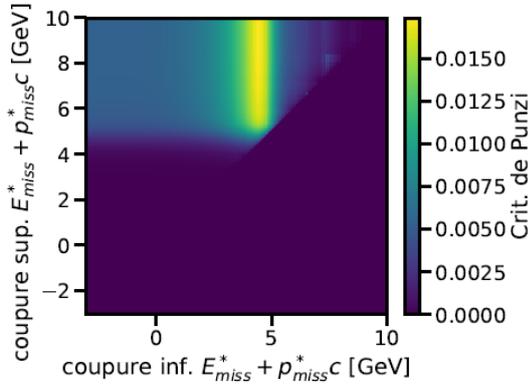


FIGURE 21 – Valeur du critère de Punzi en fonction des coupures inférieure et supérieure sur $E_{miss}^* + p_{miss}^*c$ (après application des sélections précédentes).

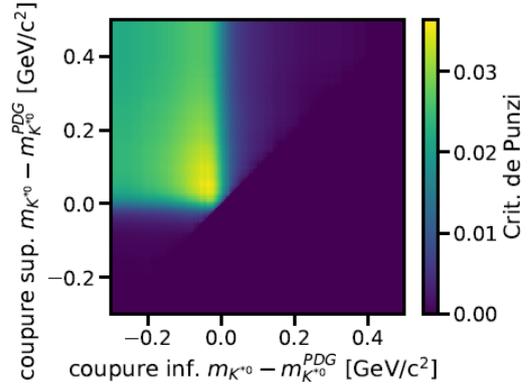


FIGURE 22 – Valeur du critère de Punzi en fonction des coupures inférieure et supérieure sur $m_{K^{*0}} - m_{K^{*0}}^{PDG}$ (après application des sélections précédentes).

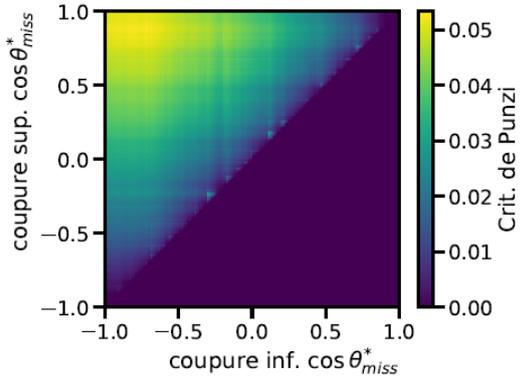


FIGURE 23 – Valeur du critère de Punzi en fonction des coupures inférieure et supérieure sur $\cos\theta_{miss}^*$ (après application des sélections précédentes).

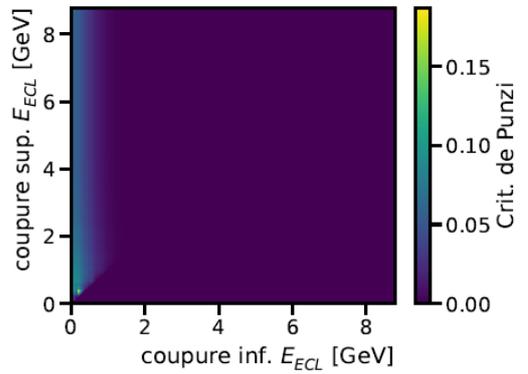


FIGURE 24 – Valeur du critère de Punzi en fonction des coupures inférieure et supérieure sur E_{ECL} (après application des sélections précédentes).

Bibliographie

- [1] B. Capdevila *et al.*, *Patterns of New Physics in $b \rightarrow sl^{+l^{-}}$ transitions in the light of recent data*, *JHEP* **1801** (2018) 093, [arXiv:1704.05340].
- [2] T. Abe *et al.*, *Belle II Technical Design Report* (2010), [arXiv:1011.0352].
- [3] E. Kou *et al.*, *The Belle II Physics Book* (2018), [arXiv:1808.10567].
- [4] https://www.belle2.org/project/super_kekb_and_belle_ii.
- [5] <http://www-superkekb.kek.jp/>.
- [6] J. Beringer *et al.*, *Review of Particle Physics (RPP)*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 010001.
- [7] T. Keck *et al.*, *The Full Event Interpretation - An exclusive tagging algorithm for the Belle II experiment* (2018), [arXiv:1807.08680].
- [8] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D98** (2018) 030001.
- [9] G. Punzi, "Sensitivity of searches for new signals and its optimization" (2003), [arXiv:physics/0308063v2].
- [10] U. Tamponi (2018), Istituto nazionale di fisica nucleare.
- [11] W. Altmannshofer, A. J. Buras, D. M. Straub, and M. Wick, *JHEP* **0904** (2009) 022.
- [12] W. Sutcliffe, *Full Event Interpretation at Belle II* (2018), Karlsruhe Institut für Technologie.