

ÉCOLE DOCTORALE 182

UMR-7178

THÈSE présentée par :

Daniel CUESTA

soutenue le : 23 septembre 2019

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université de Strasbourg

Discipline/ Spécialité : Physique / Physique des particules

Etude du bruit de fond induit par les nano-faisceaux du collisionneur SuperKEKB et préparation de l'analyse de physique de l'expérience Belle II

THÈSE dirigée par :

Mme Ripp-Baudot Isabelle

Directrice de recherche, IPHC Strasbourg

RAPPORTEURS :

M KAJFASZ Eric

Directeur de recherche, CPPM Marseille

M ROBBE Patrick

Directeur de recherche, LAL Orsay

EXAMINATEURS :

Mme LE BIHAN Anne-Catherine

Chargée de recherche, IPHC Strasbourg

M BLANC Frédéric

Maître d'Enseignement et de Recherche, EPFL Lausanne

A ma soeur, Ana,

A mes parents, Juan Manuel et Maria del Pilar,

A mes grand-parents, Angelina, Julian, Maria del Pilar et Pedro.

Remerciements

Ce manuscrit est l'aboutissement d'une étape qui va au-delà des trois années de thèse. Le soutien de nombreuses personnes a été primordial pour la mener à bien. Je tiens donc à les remercier.

Je tiens avant toutes choses à remercier chaleureusement ma directrice de thèse Isabelle Ripp-Baudot. Elle a fait preuve d'une disponibilité et d'un soutien sans faille sur lesquels j'ai pu m'appuyer dans les moments de doute. Elle m'a témoigné une grande confiance en m'envoyant au Japon à une phase charnière de la collaboration Belle II, en plus de m'avoir permis de participer à de nombreuses conférences. Je n'oublierai pas non plus les longues discussions qui m'ont appris bien plus que des concepts de physique. Je mesure ma chance et je voudrais qu'elle le sache.

Je remercie le groupe Belle II de l'IPHC. Jérôme, merci d'avoir toujours été critique vis-à-vis de mon travail lequel a été très important pour l'approfondir (j'attends toujours la belle au ping-pong), Sviat (To our Tokyo trips), Luka (Boss), Reem et Alejandro. Les ingénieurs avec lesquels j'ai pu tout de suite me sentir à l'aise. Avoir travaillé à leurs côtés m'a permis d'en apprendre énormément sur le fonctionnement d'un détecteur et la quantité de travail nécessaire pour le mettre en place. Mathieu, merci de m'avoir emmené dans toutes tes petites adresses tant à Hambourg qu'au Japon. Michal, ta gentillesse m'a instantanément touché je voulais t'en remercier. Gilles, grâce à toi j'ai compris ce que ceinture et bretelle veut *vraiment* dire. Kimmo et Matthieu avec laquelle je n'ai pas eu la même proximité dans le travail mais dont j'ai également apprécié la compagnie.

Je remercie les secrétaires, Nadine et Fabienne de l'IPHC et Higuichi-san, Shimomurasan de KEK, qui m'ont toujours facilité la vie avec leur gentillesse et bonne humeur.

Je remercie mes compagnon de 'galère' à KEK pendant tout ces mois sur site : Aman (Liger), Alejandro, Hamza, Michel, Giovanni (Young signorino) et Leonid.

Je remercie mes amis de Strasbourg. Une pensée tout d'abord pour les anciens thésard qui nous ont permis de nous intégrer notamment grâce à ces folles parties de 'Durak'. Je voudrais aussi souhaité une thèse aussi agréable et enrichissante que la

mienne à la relève, Guillaume (Goyim, doucement sur le punch'), Clément (maître bidonier) et les petits nouveaux Tristan, Dylan, Julie et Douja (que du 'hate').

Je voudrais ensuite remercier mes deux acolytes, grâce à qui la thèse a été si agréable. Bart (a.k.a Barmolothéo), le cuistot des banquets dominicaux et bassiste de légende ('Every situation has his knife', 'I'm no Snitch, and I go back to the street where I belong'). Nicolas (mon frère, le Stackanoviste, le gendre idéal, gingseng et tellement d'autres) qui me supporte déjà depuis la deuxième année de master. Je réalise toujours pas la chance qu'on j'ai eu de t'avoir pendant ces années à Strasbourg. Tu as été plus qu'un ami, ta réflexion sur la vie m'a beaucoup fait grandir. J'aurais tellement de choses à dire mais je retiens nos 'ride' du matin en voiture avec Luca Carboni et cet inégalable voyage à New York ("on a fait ça très bien").

Je voudrais maintenant remercier ceux sans qui *littéralement* rien n'aurait été possible, mes parents, Juan Manuel et Maria del Pilar. Pour leur amour et soutien inconditionnel malgré un parcours scolaire qui ne laissais pas présager que je serais en train de les remercier au début de ma thèse. Je suis infiniment reconnaissant pour ce que vous avez pour moi. Ce manuscrit est surtout pour vous j'espère qu'il compense un peu les moments d'angoisses que je vous ai causé.

Je remercie ma soeur, Ana (bien ou bien?). Pour ces bilans psychologique aux milliers de questions, ces visites à Strasbourg tout en détente et celle inoubliable à KEK. Je suis tellement content qu'on ait pu partager un bout de l'aventure japonaise. Enfin pour sa confiance, à ses yeux j'étais capable de tout alors j'ai commencé à y croire.

Je remercie la dream team de Condorcet. Greg, Flo et Valou de m'avoir accompagné depuis ces années à la fac et ce projet légendaire de physique expérimentale.

Je remercie ceux qui m'accompagnent depuis toujours, Adrian (BBcie), Ahmed (perro), Felix (l'inestimable), Marius (le rageux), Javi 'Chulo'('Esos melocotones'), Javi 'Cuen'('Hazte uno!!'), Jeremy (tigre et dragon), Mathieu (Morti), Mazdak (poumon d'or), Myriam (Tom-Tom), Luis Mi (Mari-Ju!!), Rams (l'abominable), Susu (mon nakama) et Yoni (*NSFW*).

Enfin je voudrais remercier celle qui m'a soutenue dans les moments durs avec sa tendresse, son humour et sa cuisine, Federica (me cutie).

Table des matières

1	Contexte théorique	11
1.1	La naissance de la physique des particules	12
1.1.1	Des atomes	12
1.1.2	Au boson de Higgs	13
1.2	Le modèle standard	15
1.2.1	Symétries et théories de jauge	15
1.2.2	L'électrodynamique quantique (QED)	16
1.2.3	L'unification électro-faible	17
1.2.4	La chromodynamique quantique (QCD)	17
1.2.5	Le mécanisme de Higgs	18
1.3	La physique des saveurs	19
1.3.1	La matrice de Cabibbo	20
1.3.2	La violation de CP	21
1.3.3	La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	22
1.4	Physique au-delà du modèle standard	25
1.4.1	Les succès du modèle standard	25
1.4.2	Les limites du modèle standard et la recherche de nouvelle physique avec Belle II	27
2	L'expérience Belle II	31
2.1	Les usines à B	32
2.2	Le collisionneur SuperKEKB	33
2.2.1	Le complexe d'accélération	34
2.2.2	Les nano-faisceaux de SuperKEKB	35
2.3	Le bruit de fond induit par les nano-faisceaux	37
2.3.1	Les bruits de fond <i>Single Beam</i>	38
2.3.2	Le bruit de fond <i>Beam-Beam</i> induit par l'interaction des faisceaux	41
2.4	Le détecteur Belle II	43
2.4.1	Le système de coordonnées de Belle II	44
2.4.2	La reconstruction des trajectoires	44
2.4.3	L'identification des particules	47
2.4.4	La calorimétrie	49
2.4.5	Le détecteur de K_L^0 et de μ	50

TABLE DES MATIÈRES

2.4.6	L'acquisition des données	50
2.5	Le calendrier des opérations	51
3	BEAST II et PLUME	55
3.1	Le système de détecteurs BEAST II	55
3.1.1	Les objectifs de BEAST II	56
3.1.2	Instrumentation du volume interne de Belle II	57
3.1.3	Instrumentation additionnelle	59
3.2	Le détecteur PLUME pour BEAST II	60
3.2.1	Concept de l'échelle PLUME	60
3.2.2	Les capteurs CMOS	61
3.2.3	L'échelle PLUME dans BEAST II	66
3.2.4	Mesures de PLUME pour BEAST II	70
3.3	Test d'intégration du système BEAST II	71
3.3.1	Tests d'installation de BEAST II	71
3.3.2	Tests menés sur PLUME	72
3.3.3	Tests menés avec l'ensemble du système BEAST II	73
4	Etude du bruit de fond induit par SuperKEKB avec le détecteur PLUME	77
4.1	Etude du bruit de fond pendant la mise au point des paramètres du faisceau	78
4.1.1	Etude en fonction du courant du faisceau	78
4.1.2	Etude en fonction de la taille transverse du faisceau	80
4.1.3	Etude du bruit de fond d'injection	83
4.1.4	Etude d'un possible bruit de fond synchrotron	85
4.1.5	Observation de Beam scrapping	87
4.1.6	Etude du bruit de fond Beam Beam	89
4.1.7	Comparaison des simulations aux mesures	90
4.2	Etudes off-line du bruit de fond Beam Beam	97
4.2.1	Identification des contributions Single Beam et Beam Beam basées sur les motifs observés dans PLUME	97
4.2.2	Identification de la contribution BeamBeam basée sur l'angle ϕ mesuré par PLUME	107
5	Performances de reconstruction du méson K_S^0	113
5.1	L'algorithme V0Finder de reconstruction des V0s	114
5.2	Etude des performances du V0Finder avec des K_S^0 simulés	116
5.3	Reconstruction de K_S^0 dans les premières données de Belle II	124
5.3.1	Reconstruction du méson K_S^0	124
5.3.2	Reconstruction du $D_s \rightarrow K_S^0 K$	128
6	Conclusions et perspectives	133

Introduction

La physique des particules s'intéresse aux constituants les plus élémentaires de la matière et à leurs interactions, ceux-ci sont décrits avec une très grande précision par le modèle standard. Malgré son énorme succès, le modèle standard montre cependant des limites, à la fois du point de vue expérimental et théorique, il est donc considéré comme une théorie effective d'une théorie plus complète à plus haute énergie. Dans ce contexte de recherche de physique au-delà du modèle standard, l'expérience Belle II a pour objectif d'observer des manifestations quantiques extrêmement rares de processus de nouvelle physique, grâce à un environnement expérimental optimisé et une très grande quantité de données permettant des mesures de précision inégalée avec des mésons B et D, et des leptons τ . Pour cela, depuis février 2019, l'expérience enregistre les collisions $e^+ e^-$ délivrées par le collisionneur SuperKEKB situé au Japon à Tsukuba. Ce collisionneur vise la plus haute luminosité jamais produite de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, quarante fois supérieure au record actuel. La nouvelle stratégie de collision permettant une telle avancée est basée sur des faisceaux nanométriques. Cependant cette très haute luminosité produit aussi une quantité très importante de particules de bruit de fond, dégradant potentiellement les performances expérimentales visées.

Dans ce contexte, mes travaux de thèse ont contribué à la mise en route de l'expérience et à préparer les futures mesures de physique dans Belle II, avec en particulier les deux aspects suivants :

- La caractérisation des bruits de fond induits par les faisceaux de SuperKEKB, dont le contrôle est nécessaire pour atteindre les objectifs de physique. En effet ceux-ci risquent de détériorer les détecteurs et de limiter la performance de reconstruction des objets de physiques et donc la précision des mesures. Ainsi la première étape de mise en route de l'expérience Belle II a entre autres été dédiée à la caractérisation de ces bruits de fond machine, étude appelée BEAST II. L'un des détecteurs y participant a été conçu et construit par le groupe Belle II de l'IPHC. Il s'agit d'un détecteur équipé de capteurs CMOS pixellisés, appelé PLUME, qui a été installé fin 2017 dans le détecteur Belle II. Des algorithmes d'analyse dédiés ont été développés, notamment basés sur la reconstruction des trajectoires des particules de bruit de fond de très faible impulsion dans la couche double-face pixellisée de PLUME.

- L'étude de la reconstruction des objets physiques, en l'occurrence le méson K_S^0 qui joue un rôle important pour de très nombreuses mesures de Belle II du fait que la transition $b \rightarrow c \rightarrow s$ est la plus probable à partir d'un quark b . Cette particule permet d'aborder plusieurs aspects de la reconstruction des particules, notamment la trajectoire, l'impulsion, la distance de vol et la masse invariante.

Le document rapportant ces travaux de thèse est organisé de la manière suivante.

Dans le premier chapitre nous donnons des éléments historiques des développements ayant mené au Modèle Standard et en présentons les notions les plus importantes avant d'aborder la physique des saveurs et le programme de physique de Belle II pour mettre en évidence la nouvelle physique. Dans le chapitre II nous présentons l'accélérateur SuperKEKB, la stratégie de collision de nano-faisceaux et les bruits de fond qui en découlent, avant de décrire les différents sous-systèmes qui forment le détecteur Belle II. Dans le chapitre III, nous présentons les objectifs du projet BEAST II ainsi que les détecteurs qui y participent et en particulier la conception, la construction et l'intégration du détecteur PLUME dans le détecteur Belle II. Dans le chapitre IV nous présentons les enjeux, la méthode et les résultats de l'étude du bruit de fond induit par les nano-faisceaux de SuperKEKB menée avec PLUME dans le contexte de BEAST II. Enfin le chapitre V rapporte les études des performances de reconstruction du méson K_S^0 , basées d'abord sur des simulations puis sur les toutes premières collisions enregistrées dans Belle II.

Chapitre 1

Contexte théorique

1.1	La naissance de la physique des particules	12
1.1.1	Des atomes ...	12
1.1.2	Au boson de Higgs	13
1.2	Le modèle standard	15
1.2.1	Symétries et théories de jauge	15
1.2.2	L'électrodynamique quantique (QED)	16
1.2.3	L'unification électro-faible	17
1.2.4	La chromodynamique quantique (QCD)	17
1.2.5	Le mécanisme de Higgs	18
1.3	La physique des saveurs	19
1.3.1	La matrice de Cabibbo	20
1.3.2	La violation de CP	21
1.3.3	La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	22
1.4	Physique au-delà du modèle standard	25
1.4.1	Les succès du modèle standard	25
1.4.2	Les limites du modèle standard et la recherche de nouvelle physique avec Belle II	27

1.1 La naissance de la physique des particules

1.1.1 Des atomes ...

Les composants les plus fondamentaux connus de la matière et leurs interactions sont décrits mathématiquement par ce qu'on appelle le modèle standard de la physique des particules. Il permet de prévoir de manière très précise le comportement des particules élémentaires, jusqu'à des gammes d'énergie très élevées correspondant aux moments primordiaux de l'univers ($\sim 10^{-10}$ s après le Big Bang). Toutes ces connaissances ont été établies suivant un long chemin de découvertes expérimentales et de développements théoriques. La matière qui nous entoure semble à la fois si diverse et pourtant si similaire. Cette intrigue a fait germer dès l'antiquité l'idée que toute cette matière était composée d'éléments simples extrêmement petits et indivisibles, les atomes. Cette notion d'atome était alors plutôt philosophique que scientifique.

C'est au 19^{ème} siècle, grâce à l'avancée des techniques expérimentales permettant de tester les théories de manière inéquivoque, que l'idée d'atome resurgit, mais cette fois-ci suivant une approche plus scientifique. L'atome est alors considéré comme une sphère uniformément chargée. En 1898, avec la découverte de l'électron comme provenant d'un atome, ce modèle est abandonné. Il a ensuite été prouvé que cette particule était la même que celle impliquée dans l'effet photoélectrique découvert par Planck (1900) [1] et Einstein (1905) [2]. Cette découverte permet de comprendre un peu plus tard le caractère discret des niveaux d'énergie de la liaison entre l'atome et l'électron, appelé modèle de Bohr (1913) [3]. A la même époque, une autre découverte majeure va être faite par Rutherford (1911), celle du noyau atomique [4]. Il estime que ce noyau ne représente qu'une infime partie du volume de l'atome et donc que celui-ci est composé à 99 % de vide. La description de l'atome commence alors à perdre son caractère déterministe, peu à peu les équations de physique traditionnelles (appelées mécanique newtonienne) vont perdre leur efficacité pour expliquer les caractéristiques de l'atome. La découverte des isotopes va définitivement bouleverser le modèle de l'atome, aboutissant à une véritable zoologie.

L'idée que la matière à l'échelle infinitésimale pourrait se comporter comme une onde va révolutionner l'approche scientifique. Cette idée, accompagnée de la mise en évidence du caractère quantique des propriétés de l'atome par Heisenberg (1925) [5], va permettre à Schrödinger (1926) d'aboutir à un modèle mathématique de l'électron au sein de l'atome [6]. L'un des postulats majeurs de ce modèle est de considérer l'électron comme une onde quantique, enterrant ainsi définitivement l'approche déterministe de l'électron.

Bien que l'électron soit de mieux en mieux décrit à cette époque, rien ne permet de comprendre la diversité des noyaux. C'est en 1932 avec la découverte du neutron,

une particule neutre similaire au proton, que la sous-structure du noyau est mise en lumière. Elle permet d'expliquer les isotopes comme ayant un nombre égal de protons que l'atome auxquels ils sont affiliés, mais avec un nombre de neutrons différent. Une fois de plus la diversité de la matière, plus précisément celle des noyaux atomiques, est expliquée par une sous-structure en éléments simples, les protons et les neutrons. C'est le début de la physique subatomique.

1.1.2 Au boson de Higgs

Bien que l'équation de Schrödinger permette de prédire l'évolution temporelle d'une particule massive telle que l'électron, elle ne prend pas en compte la relativité restreinte découverte en 1905 par Einstein. C'est Dirac qui va rendre compatible l'équation de Schrödinger avec les principes de la relativité restreinte aboutissant ainsi à une équation quantique relativiste en 1928 [7]. C'est la naissance de l'électrodynamique quantique (QED, Quantum ElectroDynamics). Les particules sont pensées comme des champs de spin 1/2 (des fermions) interagissant avec le champ électromagnétique par l'intermédiaire de photons, qui sont ici des champs de spin 1 (des bosons). Le photon devient le porteur de l'interaction électromagnétique.

De plus cette nouvelle équation permet l'existence d'une particule de charge inverse à celle de l'électron. En 1931, Dirac émet l'hypothèse que cette nouvelle particule serait un nouvel état de la matière, l'antimatière. Son existence fut démontrée quelques années plus tard.

A la même période, Pauli suggère l'existence du neutrino pour expliquer le spectre continu de la désintégration Beta. C'est idée sera reprise par Fermi dans sa théorie de l'interaction faible [8]. C'est la première théorie qui introduit les neutrinos et les changements de saveurs.

L'approche de Dirac va ouvrir la voie aux théories de champs relativistes et notamment à celle de Yang et Mills introduisant les théories de jauge en 1954 [9]. Ces théories vont être le socle du modèle standard. A la même époque, l'étude des rayons cosmiques et l'essor de nouvelles techniques permettant l'accélération et la collision de particules ont permis de découvrir de nombreuses nouvelles particules, certaines avec un comportement étrange, qu'on finira par décrire comme produites par interaction forte et se désintégrant par interaction faible. Après de nombreuses tentatives pour classer et décrire ces particules, Gell-Mann [10] a proposé, suivant une idée qui a déjà fait ses preuves, d'expliquer la diversité des futurs hadrons par le fait qu'ils étaient composés d'éléments simples, les quarks. Le modèle des quarks permet d'expliquer aussi bien la matière ordinaire (proton, neutron, pion) que la matière "étrange" (les hyperons nouvellement observés, comme les kaons). Il introduit 3 saveurs de quarks,

up, *down*, *strange*. Plus tard trois autres quarks ont été prédits théoriquement et découverts, *charm*, *bottom* et *top*. Ces quarks sont liés pour former des édifices dits hadroniques. Les deux types de hadrons les plus répandus sont les baryons et les mésons. Un édifice de deux quarks q et d'un antiquark \bar{q} forment un baryon, le proton (uud) et le neutron (udd) en sont des exemples très répandus. Un ensemble d'un quark q et d'un antiquark \bar{q} forment un méson, le pion neutre ($u\bar{d}$) ou encore le kaon neutre ($u\bar{s}$) en sont des exemples.

La force liant les quarks entre eux est l'interaction forte. Celle-ci n'est pas encore décrite dans le cadre d'une théorie quantique relativiste. C'est en 1973, avec une approche similaire à celle de la QED de Dirac, que c'est chose faite. La charge électrique intervenant en QED est ici remplacée par la notion de couleur. C'est pour cela qu'on lui donnera le nom de ChromoDynamique Quantique (QCD) [11],[12]. Les quarks sont les porteurs de charge de couleur tandis que les gluons sans masse sont les médiateurs de l'interaction forte.

Les trois interactions fondamentales sont finalement décrites par une théorie quantique relativiste reposant sur le principe d'invariance de jauge. Pourtant un problème majeur persiste : les particules d'interaction de jauge décrites par la théorie sont sans masse. Le moyen proposé pour générer la masse des particules sans briser l'invariance de jauge du lagrangien fut par l'intermédiaire de ce qu'on appelle une brisure spontanée de symétrie. Ce mécanisme fut proposé par Brout, Eglert [13] et Higgs [14] en 1964, postulant l'existence d'un champ supplémentaire généré par une nouvelle particule scalaire, le boson de Higgs. La découverte de ce dernier par le LHC en 2012, après près de 50 ans de recherche, a permis de compléter le modèle standard tel qu'on le connaît aujourd'hui.

L'ensemble des particules fondamentales du modèle standard sont représentées sur la figure 1.1. On peut observer une classification des fermions en familles, correspondant à des doublets SU(2), chaque famille a les mêmes nombres quantiques et seules les masses de leurs composantes permet de les distinguer.

Les bosons de Jauge sont les particules médiatrices des interactions fondamentales entre fermions. On a les bosons de jauge de spin 1 (vecteur). Le photon γ (sans masse) est le médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons Z et W^\pm (massifs) sont ceux de l'interaction faible et les huit gluons g (de masse nulle) sont les médiateurs de l'interaction forte. Le boson de Higgs, seul boson scalaire du modèle standard, est responsable de la masse des fermions élémentaires et des bosons Z et W^\pm .

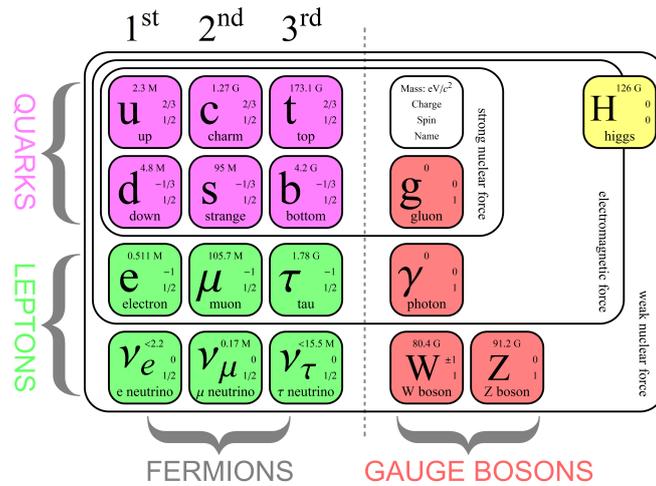


FIGURE 1.1 – Les bosons et les fermions du modèle standard de la physique des particules.

1.2 Le modèle standard

1.2.1 Symétries et théories de jauge

Il existe de nombreuses symétries couramment observées dans la nature. Noether a donné un sens physique aux observations du caractère symétrique de la nature. Elle a démontré en 1918, qu'à toute symétrie correspond une grandeur physique conservée [15]. Dans l'espace à 4 dimensions, il y a trois symétries continues faciles à appréhender, qui sont les invariances par translation et rotation dans l'espace et par déplacement dans le temps, associées respectivement aux conservations de l'impulsion, du moment angulaire et de l'énergie. Il s'agit là de transformations continues.

Une autre sorte de transformations, discrètes cette fois, sont la conjugaison de charge C, le renversement du temps T et des coordonnées spatiales P. L'hypothèse de localité et de causalité à la base du modèle standard impose que la symétrie CPT soit respectée. Cette symétrie implique que toute violation d'une des transformations C, P ou T est annulée par la transformation complémentaire, par exemple si CP est violé cela implique que T l'est aussi.

En physique des particules, l'espace est plus abstrait et les objets sont décrits par des champs quantiques relativistes et les transformations sont des transformations de jauge. Le champ décrivant un objet physique peut être exprimé par une infinité d'expressions mathématiques pour décrire la même réalité physique. Il est possible de choisir une formulation particulière parmi toutes, c'est ce qu'on appelle un choix de jauge. Le changement d'une description à l'autre est appelé une transformation de jauge et l'invariance associée, l'invariance de jauge. Le lagrangien du modèle standard

construit à partir de ce principe d'invariance de jauge est invariant sous de telles transformations. Chacune de ces transformations correspondent à un groupe de symétrie. Ce mécanisme est illustré avec l'électrodynamique quantique et le groupe $U(1)$ dans la section suivante.

1.2.2 L'électrodynamique quantique (QED)

Considérons un fermion de masse m , de spin $1/2$ et de charge q , décrit par un champ de Dirac ψ . En absence d'interaction, il est soumis à l'équation de Dirac :

$$(i\partial - m)\psi(x) = 0 \text{ avec } \partial = \partial_\mu \gamma^\mu \quad (1.1)$$

Le lagrangien correspondant s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(i\partial - m)\psi(x) \quad (1.2)$$

On peut observer que la transformation des champs par une rotation globale de phase $Q\alpha$ (transformations du groupe de symétrie $U(1)$),

$$\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha}\psi(x) \quad (1.3)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow e^{-iQ\alpha}\bar{\psi}(x) \quad (1.4)$$

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha}\partial_\mu\psi(x) \quad (1.5)$$

laisse le lagrangien invariant. Cependant une transformation locale, c'est-à-dire dépendant des coordonnées locales x de l'espace-temps, $\psi \rightarrow e^{iQ\alpha(x)}\psi$, ne laisse plus le lagrangien invariant :

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha(x)}\partial_\mu\psi(x) + iQ(\partial_\mu\alpha(x))e^{iQ\alpha(x)} \quad (1.6)$$

L'invariance peut être restaurée en remplaçant la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante, définie comme :

$$D_\mu\psi(x) = (\partial_\mu - iQA_\mu)\psi(x) \quad (1.7)$$

qui est transformée de la même façon que le champ ψ :

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \quad (1.8)$$

On remarque que la dérivée covariante introduit le champ A_μ . Pour qu'il permette de restaurer l'invariance il doit lui-même se transformer suivant :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{Q}\delta_\mu\alpha(x) \quad (1.9)$$

de manière à compenser le terme $iQ(\partial_\mu\alpha(x))e^{iQ\alpha(x)}$ responsable de la violation d'invariance. Le champ est ainsi défini par la symétrie de jauge, d'où le terme de champ de jauge, et par la suite de boson de jauge. C'est la symétrie à respecter qui donne la forme du champ de jauge.

Le lagrangien modifié de manière à conserver l'invariance locale U(1) est :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\partial - m)\psi - q\bar{\psi}A\psi \quad (1.10)$$

Ici le champ A_μ correspond au champ électromagnétique. Le fait d'imposer l'invariance du lagrangien a fait apparaître les termes d'interaction du fermion avec le champ électromagnétique : $\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$.

1.2.3 L'unification électro-faible

Les travaux de Weinberg, Salam et Glashow [15] ont permis de décrire de manière unifiée les interactions électromagnétique et faible. Les termes d'interaction sont introduits en imposant la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, avec $SU(2)_L$ l'espace des isospins faibles agissant sur les fermions de chiralité gauche et $U(1)_Y$ l'espace de l'hypercharge faible.

Pour restaurer la symétrie correspondant à un groupe de Jauge il est nécessaire d'introduire $N^2 - 1$ champs, avec N la dimension du groupe. Restaurer la symétrie $SU(2) \times U(1)$ nécessite donc l'introduction de 4 champs $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu$ générés par SU(2) et B^μ généré par U(1). Comme dans le cas de la QED, l'introduction des dérivées covariantes va faire apparaître des couplages entre fermions et les champs W^μ de constante g et des couplages avec le champ B^μ de constante g' , comme on peut le voir dans la formule 1.11 :

$$D_\mu\psi = (\partial_\mu - igT \cdot W_\mu - ig'\frac{1}{2}B_\mu)\psi \quad (1.11)$$

aboutissant au lagrangien électrofaible suivant :

$$\mathcal{L}_{EF} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu^L \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu^R \psi_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

1.2.4 La chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte responsable de la liaison des quarks entre eux dérive de l'invariance de jauge associée au groupe de symétrie $SU(3)_C$, où C désigne la couleur (rouge, bleu et vert). Huit champs de jauge, G_μ , sont nécessaires pour compenser les

1.2. LE MODÈLE STANDARD

termes additionnels dans la dérivée. Ces champs correspondent aux porteurs de charge de couleur, les gluons.

Le lagrangien associé s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum \bar{\psi}(iD - m_f \delta_{ij})\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

1.2.5 Le mécanisme de Higgs

Les bosons de jauge, vecteurs des interactions faible, électromagnétique et forte, introduits dans les paragraphes précédents, sont des bosons sans masse. En effet, leur terme de masse s'exprimerait dans le lagrangien sous la forme $M^2 W_\mu W^\mu$, qui n'est pas invariante sous une transformation de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le mécanisme de Higgs induit une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et engendre ainsi la masses des bosons de jauge.

Ce mécanisme postule l'existence d'un champ supplémentaire ne brisant pas l'invariance de jauge du lagrangien du modèle standard présenté précédemment. En 1964, Brout, Englert [13] et Higgs [14] ont introduit un doublet de $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes de la forme :

$$\phi_h = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Ce doublet introduit 4 degrés de liberté supplémentaires dans la théorie, correspondant aux masses des bosons de jauge W^+ , W^- , Z et à celle du boson de Higgs.

Le secteur du Higgs est décrit ainsi dans le lagrangien :

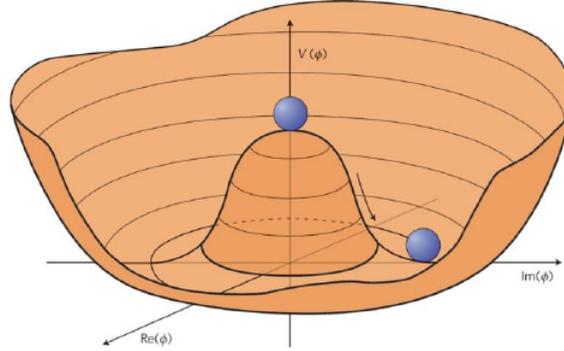
$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \psi_h)^\dagger (D^\mu \phi_h) - V(\phi_h) \quad (1.15)$$

avec le potentiel de Higgs suivant :

$$V(\phi_h) = \mu^2 \phi_h^\dagger \phi_h + \lambda (\phi_h^\dagger \phi_h)^2 \quad (1.16)$$

où D_μ est la dérivée covariante, λ est un paramètre sans dimension et μ est homogène à une masse. La forme de ce potentiel dépend du signe des paramètres μ et λ . En choisissant $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi_h)$, dont l'allure est représentée dans la Figure 1.2, possède une infinité de minima correspondant à un cercle dans le plan $(\text{Im}(\phi) - \text{Re}(\phi))$ satisfaisant :

$$|\phi_h| = \sqrt{\phi_h^\dagger \phi_h} = \frac{v}{\sqrt{2}} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.17)$$


 FIGURE 1.2 – Représentation du potentiel de Higgs lorsque $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$

La symétrie est brisée par le choix d'une valeur particulière de l'état fondamental, par exemple :

$$\phi_h = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Les termes de masse des bosons de jauge sont générés par des faibles perturbations du champ de Higgs autour de son minimum.

Par ailleurs, les termes de masse des fermions du modèle standard sont également générés par leur interaction avec le champ de Higgs. Ces termes sont de la forme $g_Y \psi \phi_h \bar{\psi}$, avec g_Y la constante de couplage de Yukawa entre le champ fermionique ψ et le champ de higgs ϕ_h .

En résumé, le modèle standard est construit comme une théorie quantique relativiste reposant sur le principe d'invariance de jauge sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le lagrangien ainsi construit dépend de 18 paramètres libres qui doivent être déterminés par des mesures. Ces paramètres libres sont par exemple la masse des 9 fermions et du boson de Higgs, les 3 angles de mélange de CKM et la phase de violation de CP dans le secteur des quarks ainsi que les constantes de couplages des bosons de jauge des trois symétries $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ et enfin la constante d'auto-couplage du Higgs.

1.3 La physique des saveurs

Les composants les plus fondamentaux de la matière (quarks, leptons et neutrinos) existent sous différents états qu'on appelle saveur. L'étude des transitions entre les différents saveurs est communément appelée physique des saveurs. De nombreuses questions fondamentales se posent en physique des saveurs. Notamment l'origine de

la hiérarchie des masses des fermions, l'absence de changement de saveur par courant neutre ou encore l'asymétrie matière-antimatière actuel de l'Univers. Pour étudier toutes ces questions, de nombreuses expériences ont été faites parmi lesquelles figure Belle, qui a établi avec BaBar que la phase de la matrices CKM était la source principale de la violation de CP dans le secteur des quarks. Belle II est la génération suivante d'expériences. Elle se focalise sur la recherche de physique au-delà du modèle standard dans le secteur des quarks et leptons lourds.

1.3.1 La matrice de Cabibbo

Dans les années 1940, de nombreuses nouvelles particules ont été découvertes, certaines au comportement particulier. Celles-ci étaient toujours produites par paire par interaction forte et se désintégraient par interaction faible. Pour expliquer leur nature, Gell-Mann introduit un nouveau nombre quantique appelé étrangeté S [21], qui est conservé par interaction forte mais pas par l'interaction faible. L'introduction du nombre quantique S s'accompagne d'une particule associée le quark étrange s . Suivant un postulat d'universalité, on fait l'hypothèse que les doublets d'isospin faible de quarks interagissent de la même manière que les doublets de leptons de la même génération :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Ainsi, par courant chargé, l'électron ne peut interagir qu'avec le neutrino électronique, et de même le quark up n'interagira qu'avec le down. Cette hypothèse explique bien la désintégration faible du pion en muon suivante :

$$\pi^+(u\bar{d}) \longrightarrow \mu^+\nu_\mu \quad (1.20)$$

où un quark up interagit avec un quark down. Cependant elle n'explique pas la désintégration du kaon en muon suivante :

$$K^+(u\bar{s}) \longrightarrow \mu^+\nu_\mu \quad (1.21)$$

Celle-ci est pourtant observée et signifie que le quark up peut interagir avec le quark étrange. Plutôt que de remettre en cause l'universalité de l'interaction faible, Cabibbo postule que les états propres physiques de l'interaction faible ne sont pas les quarks d et s , mais des combinaisons linéaires de ces derniers, introduisant ainsi la notion de mélange de saveurs [17] :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Une autre observation à laquelle le mélange de saveurs de Cabibbo a fait écho est la suppression des transitions ne conservant pas le nombre quantique de l'étrangeté. En effet les transitions avec $\Delta S = 0$ comme celle vue en 1.20 sont vingt fois plus probables que celles avec $\Delta S = 1$ comme celle décrite par 1.21. Avec le mélange (1.22) les transitions $\Delta S = 0$ sont proportionnelles à $\cos^2\theta_c$ et les transitions $\Delta S = 1$ à $\sin^2\theta_c$, ce qui reproduit la suppression par un facteur 20 avec $\theta_c=13^\circ$.

Cependant cette description permet aussi des changements de saveur de quarks par courant neutre, appelés FCNC (Flavour Changing Neutral Current), alors que ceux-ci n'ont jamais été observés. Pour rendre compte de cette suppression, Glashow, Illiopoulos et Maiani [18] ont postulé en 1970, l'existence d'un 4^{ème} quark, appelé charme. Ce mécanisme a été nommé le mécanisme de GIM. En formant un deuxième doublet (c,s) à l'image du doublet (u,d) , les quarks d et s étant orthogonaux dans SU(2), la transition $d \rightarrow s$ ne peut se faire directement par courant neutre. Pour cela il faut passer par un quark u ou c par échange de bosons chargés, éliminant ainsi les transitions de type FCNC direct. Un diagramme de Feynmann associé à ce type de transition est représenté sur la figure 1.3.

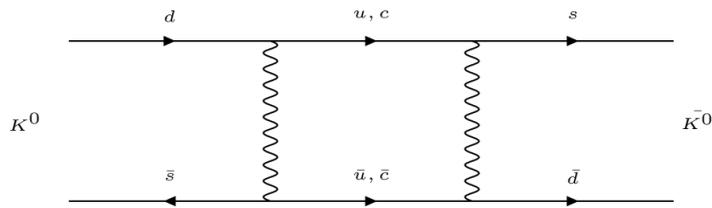


FIGURE 1.3 – Diagramme de Feynmann en boîte permettant une transition $d \rightarrow s$.

L'existence du quark charme sera démontrée par la découverte en 1974 du méson J/ψ composé d'un quark c et d'un antiquark \bar{c} [19],[20].

Avec ces deux familles de quarks, on peut faire une représentation graphique de l'angle de Cabibbo comme illustré sur la figure 1.4, avec A l'amplitude et A^2 la probabilité de transition.

1.3.2 La violation de CP

En 1965 Cronin et Fitch [22] font une nouvelle découverte bousculant le modèle des quarks de l'époque. Ils montrent que le kaon récemment découvert viole une des symétries fondamentales, la symétrie CP.

Le kaon neutre a deux états fondamentaux, K^0 et \bar{K}^0 , états propres de l'interaction faible (ou encore états propres de saveur), constitués de quarks s et d . Suivant

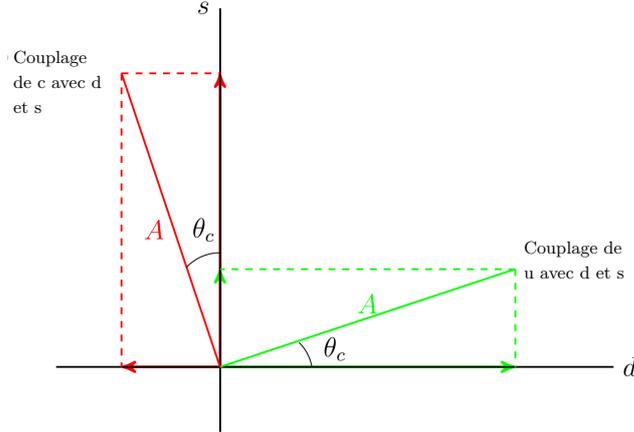


FIGURE 1.4 – Angle de Cabibbo.

l'hypothèse de Cabibbo, les états propres physiques K_1 et K_2 sont une combinaison linéaire des états propres d'interaction faible, tels que :

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \text{ et } K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \quad (1.23)$$

Pour que la symétrie CP soit respectée, tous les états finals de K_1 ou K_2 doivent avoir les mêmes valeurs propres de CP que K_1 et K_2 qui sont :

$$CP|K_1 \rangle = +1|K_1 \rangle, \quad CP|K_2 \rangle = -1|K_2 \rangle \quad (1.24)$$

Cependant $CP|\pi\pi \rangle = +1|\pi\pi \rangle$ et la transition $K_2 \rightarrow \pi\pi$ devrait être interdite si la symétrie CP était conservée. L'observation de cette transition en 1964 par Cronin et Fitch démontre que l'interaction faible viole CP.

Il en résulte que les états propres physiques ne sont pas K_1 et K_2 mais sont mélangés par le paramètre ϵ de violation de CP :

$$K_S = K_1 + \epsilon K_2 \text{ et } K_L = K_2 + \epsilon K_1 \quad (1.25)$$

1.3.3 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Le mécanisme de la violation de CP par l'interaction faible mise en évidence par Cronin et Fitch est expliqué dans le cadre du modèle standard par Kobayashi et Maskawa en 1973 [23]. Ils généralisent à 3 familles de quarks la matrice de Cabibbo :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Avec l'introduction d'une troisième famille de quarks, la matrice devient de dimension 3×3 . Chacun des 9 éléments est un nombre complexe de la forme $V_{ij}e^{i\theta_{ij}}$, impliquant 18 paramètres nécessaires pour décrire l'ensemble de la matrice, avec V_{ij} l'amplitude de probabilité de la transition d'un quark i à un quark j et θ_{ij} l'angle de mélange. Ces 18 paramètres ne sont pas tous indépendants. Le caractère unitaire de cette matrice de changement de base, $UU^\dagger = 1$, implique 9 relations d'unitarité, reliant les paramètres de la matrice CKM. De plus, parmi les 6 phases correspondant aux 6 saveurs de quarks, 5 peuvent être éliminées par un changement de phase adéquat. On aboutit ainsi à un total de 4 paramètres indépendants nécessaires pour décrire la matrice CKM, qui sont 3 angles réels de rotation et une phase complexe. Cette phase introduit un nombre complexe dans le lagrangien, lequel n'est plus invariant selon la transformation T. Comme la symétrie CPT est conservée, la violation de la symétrie T implique celle de CP.

La paramétrisation de Wolfenstein

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97434^{+0.00011}_{-0.00012} & 0.22506 \pm 0.00050 & 0.00357 \pm 0.00015 \\ 0.22492 \pm 0.00050 & 0.97351 \pm 0.00013 & 0.0411 \pm 0.0013 \\ 0.00875^{+0.00032}_{-0.00033} & 0.0403 \pm 0.0013 & 0.99915 \pm 0.00005 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Une forte hiérarchie des probabilités des transitions possibles entre les quarks est observée expérimentalement, ce qui se traduit par une matrice CKM proche de la matrice Identité, comme on peut le voir dans 1.27 [27]. Wolfenstein a ainsi proposé une paramétrisation de la matrice CKM sous la forme d'une expansion en série de puissances de $\lambda = |V_{us}|$. Il introduit le paramètre A et suppose également que $|V_{cb}| = A\lambda^2$. Il introduit également deux autres paramètres libres ρ et η , pour aboutir aux 4 paramètres nécessaires à l'écriture de la matrice CKM. L'équation 1.28 représente un développement à l'ordre 3 en λ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\sqrt{\rho^2 + \eta^2}e^{-i\delta}\lambda^3 \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A(1 - \sqrt{\rho^2 + \eta^2}e^{i\delta})\lambda^3 & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.28)$$

avec :

$$\rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos(\delta), \quad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin(\delta) \quad (1.29)$$

δ étant la phase de violation de CP.

La précision des calculs effectués avec cette paramétrisation dépend de l'ordre du développement limité en puissances de λ . Pour correspondre aux précision expérimentales de Belle II et LHCb, un développement à l'ordre λ^6 est utilisé. Une reformulation de la paramétrisation de Wolfenstein est faite en utilisant deux autres paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, fonctions de ρ et η , permettant de simplifier l'écriture de la matrice.

Les triangles d'unitarité

Les 6 relations d'unitarité hors diagonales de la matrice de CKM sont de la forme suivante, par exemple pour l'une d'entre elle :

$$V_{ud}^*V_{ub} + V_{cd}^*V_{cb} + V_{td}^*V_{tb} = 0 \quad (1.30)$$

Elles peuvent être représentées par un triangle dans le plan complexe (ρ, η) grâce aux paramètres introduits dans la paramétrisation de Wolfenstein. Un exemple de représentation est montré sur la figure 1.5.

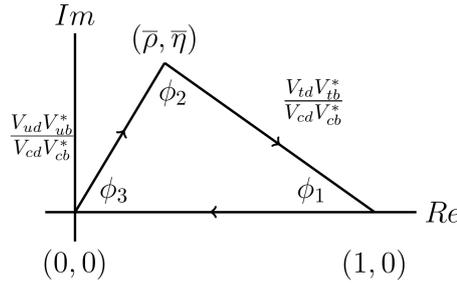


FIGURE 1.5 – Un triangle d'unitarité représenté dans le plan complexe.

Les angles de ce triangle sont $\phi_1 = \pi - \arg\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)$, $\phi_2 = \arg\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right)$ et $\phi_3 = \arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)$ ¹.

Comme les longueurs des côtés et les angles du triangle sont liés à des observables physiques, un ensemble d'expériences se sont concentrées sur leurs mesures, notamment les usines à B, Babar et Belle.

L'ajustement de l'ensemble de ces mesures dans le cadre du formalisme de CKM est effectué par les collaborations UTFit [24] et CKMFitter [25]. Une illustration est montrée sur la figure 1.6.

1. ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 sont aussi appelés respectivement β , α et γ .

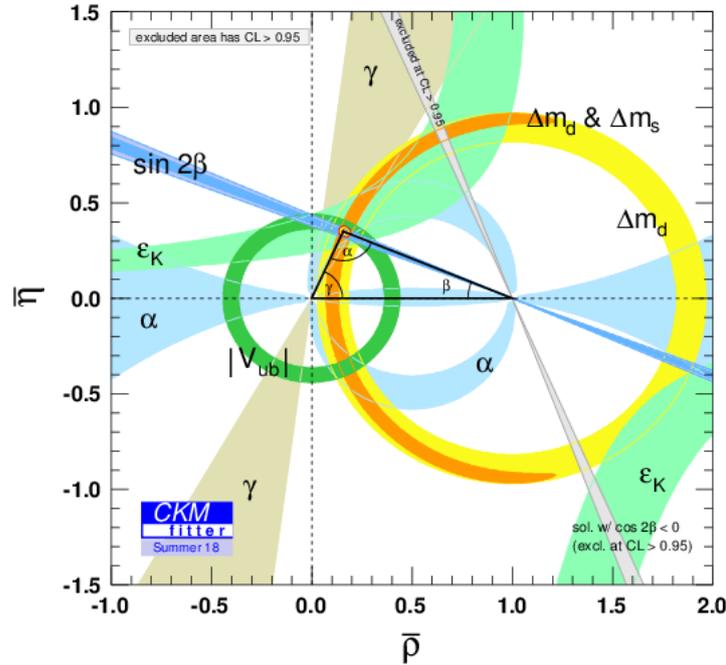


FIGURE 1.6 – Contraintes actuelles sur les paramètres du triangle d'unitarité [26]

A ce jour, les mesures liées au triangle d'unitarité ont permis de contraindre avec une très grande précision globale (de l'ordre de 10%) les paramètres du modèle standard dans le secteur de la physique des saveurs. Dans les années à venir, Belle II et LHCb vont améliorer encore la précision sur les observables liées aux triangles d'unitarité dans le but d'observer d'éventuelles déviations par rapport aux prédictions du modèle standard, qui seraient induites par de la nouvelle physique.

1.4 Physique au-delà du modèle standard

1.4.1 Les succès du modèle standard

Le modèle standard ainsi construit a été confirmé de façon très précise par de très nombreuses mesures, que ce soit dans le secteur des bosons de jauge ou encore dans le secteur des saveurs de quarks comme on l'a vu avec les mesures du triangle d'unitarité. L'excellente cohérence du modèle standard est illustrée par exemple par la figure 1.7 représentant les déviations entre les mesures et leur prédiction, compilées par la collaboration GFitter [29].

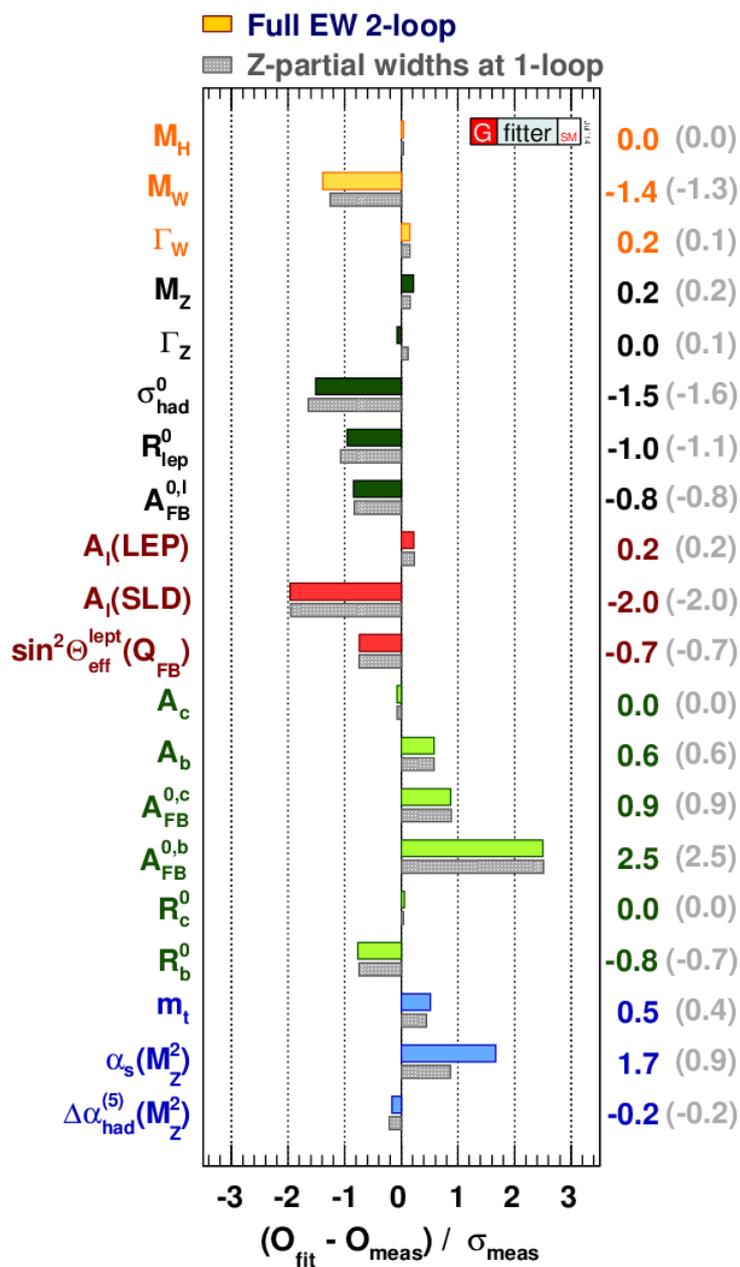


FIGURE 1.7 – Déviations entre mesures expérimentales et prédictions théoriques (en unité d'incertitude expérimentale) obtenues par un ajustement global dans le cadre du modèle standard [29].

1.4.2 Les limites du modèle standard et la recherche de nouvelle physique avec Belle II

Malgré son énorme succès, le modèle standard montre cependant des limites, à la fois du point de vue expérimental et théorique. Par exemple, la force gravitationnelle n'est à ce jour pas incluse dans le modèle standard. Bien que son amplitude soit négligeable aux échelles accessibles actuellement expérimentalement, ce n'est plus le cas à l'échelle de Planck. D'autre part la mesure de la phase violant CP dans le secteur des quarks, qui a permis à Kobayashi et Maskawa d'obtenir le prix Nobel en 2008, ne permet pas d'expliquer la disparition totale de l'anti-matière observée dans l'Univers. On sait aujourd'hui que le secteur des neutrinos est lui aussi mal décrit, puisque l'observation de leurs oscillations implique qu'ils sont massifs. Enfin les études cosmologiques ont également mis en évidence l'existence d'un nouveau type de matière gravitationnelle non baryonique, appelée la matière noire, pour expliquer la vitesse de rotation des galaxies. On estime que la matière noire représenterait de l'ordre de 30% de l'énergie totale de l'Univers alors que les particules de matière du modèle standard n'en représentent que 5%. Plus récemment on a découvert que près de 3/4 de l'énergie de l'univers était de nature inconnue appelée énergie noire, elle aussi absente du modèle standard.

D'un point de vu conceptuel le modèle standard n'explique pas pourquoi il a trois familles de particules élémentaires, ni pourquoi les quarks et les fermions ont des masses si différentes. Un autre problème concerne la divergence de la masse du boson de Higgs calculée lorsque l'on somme les corrections. L'annulation de ces divergences implique un ajustement extrêmement précis des paramètres du modèle à chaque ordre de correction (on parle de fine-tuning), ce qui n'est pas satisfaisant. Ce problème pourrait être résolu par l'existence de particules partenaires scalaires pour tout les fermions du modèle standard. Leurs masses devraient être assez proches de celles des particules standards, ne dépassant par l'échelle de TeV, pour éliminer la divergence dans le calcul de la masse du Higgs.

Toutes ces considérations font envisager le modèle standard comme une théorie valide à l'échelle d'énergie testée, mais qui doit être remplacée par une théorie plus complète à plus haute énergie. Pour résoudre les problèmes du modèle standard, plusieurs extensions ont été proposées. Elles supposent généralement l'existence de nouvelles symétries ou dimensions, impliquant de nouvelles interactions et particules. La supersymétrie (SUSY) introduit de telles nouvelles particules, mais elle n'a pas été découverte au LHC, suivant une approche qui consiste à produire des collisions de plus en plus énergétiques dans le but de créer de nouvelles particules sur leur couche de masse. De plus, la découverte du boson de Higgs ainsi que la précision actuelle des mesures a repoussé à l'échelle du TeV la potentielle découverte de nouvelles particules, éliminant par la même occasion certains des scénarii de nouvelle physique et

notamment l'expression la plus simple de la SUSY. Il se peut donc que la physique au-delà du modèle standard n'apparaisse qu'à des énergies très élevées, non produisables dans les collisionneurs de particules.

Une autre voie pour mettre en évidence la physique au-delà du modèle standard est de comparer une mesure expérimentale à sa prédiction théorique, sensible à la manifestation de toutes les particules existantes au travers des corrections quantiques. Ainsi il existe des tensions expérimentales, par exemple avec la mesure $R(D^{(*)})$ qui compare le rapport d'embranchement de $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu$ à celui de $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$. Les mesures faites par BaBar, Belle et LHCb semblent s'écarter de la prédiction du modèle standard de l'ordre de 3-4 écarts standards. Si cette déviation venait à être confirmée cela pourrait être interprété comme un signe de la violation de l'universalité leptonique. Un autre exemple de tension concerne la mesure de V_{ub} entre sa détermination de manière exclusive et inclusive par désintégration semi-leptonique $b \rightarrow u\ell\nu$.

Cette seconde voie de recherche dite à la frontière de l'intensité, nécessite de produire le plus grand nombre de collisions possibles dans le but d'observer des désintégrations extrêmement rares, et être sensible à de potentiels processus de nouvelle physique. La sensibilité nécessaire à cette approche implique une précision toujours plus grande sur les prédictions et sur les mesures. Cette approche donne accès à des échelles d'énergie de la nouvelle physique potentiellement beaucoup plus élevées qu'en recherche directe, cela dépend de l'intensité du couplage entre les particules de nouvelle physique et celles du modèle standard comme on peut le voir sur la figure 1.8.

Plusieurs aspects sont à considérer pour améliorer la sensibilité à des processus rares. Cette voie de recherche de nouvelle physique est basée sur la comparaison d'une mesure à sa prédiction théorique. Il faut donc améliorer les deux parties, la précision de la mesure et celle du calcul théorique. Expérimentalement, cela peut être réalisé en particulier avec des collisions e^+e^- , particules non composites, et par la plus haute luminosité possible. L'expérience Belle II auprès du collisionneur SuperKEKB emprunte cette voie.

Le grand atout de Belle II est que seuls les 2 mésons B sont produits dans les collisions $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, et la reconstruction d'un B permet de connaître la quadri-impulsion de l'autre via la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Cette approche va permettre à Belle II d'avoir une sensibilité unique pour certaines mesures, en particulier toutes celles impliquant de l'énergie manquante (neutrinos, et donc toutes les désintégrations de leptons τ), des particules neutres (γ , π^0 , K_S^0) et les mesures inclusives.

Les problématiques de nouvelle physique auxquelles Belle II peut apporter sa contribution sont multiples. L'une concerne la recherche de sources supplémentaires

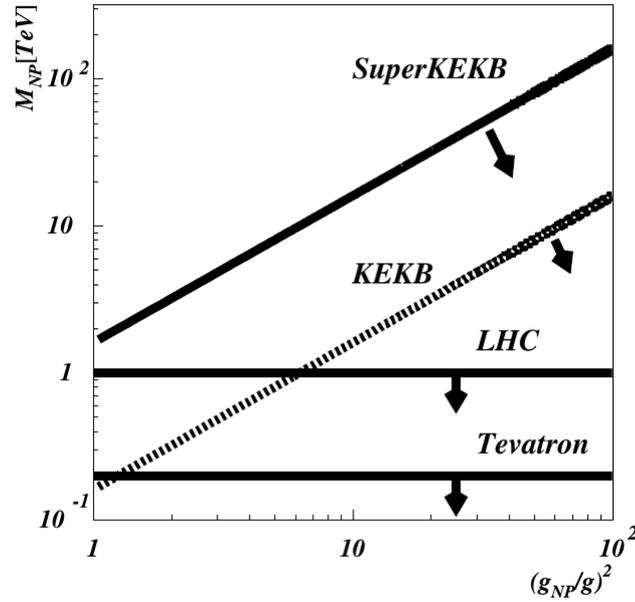


FIGURE 1.8 – Illustration de l’échelle de masse de la nouvelle physique à laquelle sont sensibles les recherches indirectes auprès de KEKB et SuperKEKB et les recherches directes auprès du Tevatron et du LHC. Cette sensibilité dépend du couplage entre la nouvelle physique et les particules standard.

de violation de CP dans le secteur des quarks, en améliorant la précision sur les paramètres de la matrice CKM. Un autre secteur auquel contribuera Belle II est la recherche de violation de la saveur leptonique dans les désintégrations du lepton τ . Des désintégrations du type $\tau \rightarrow \mu\gamma$ sont possibles dans le cadre du MS à cause de l’oscillation des neutrinos, mais avec des rapports d’embranchement extrêmement faibles, de l’ordre de $10^{-40} - 10^{-50}$, on les considère donc comme inexistantes. Cependant, certaines théories au-delà du MS prédisent des rapports d’embranchement bien plus élevés, de l’ordre de 10^{-10} , ce qui les rendrait accessibles à la sensibilité de Belle II. Le programme de physique de Belle II ne se cantonne pas à la physique des saveurs. Les usines à B peuvent également apporter une contribution unique à la recherche de matière noire de faible masse, comme des bosons introduits par des symétries additionnelles U(1) (dark photon, axion-like particles,...). Enfin Belle II contribuera aussi dans le secteur de l’interaction forte avec l’étude des particules exotiques du type X,Y,Z constituées de plus de 2 ou 3 quarks.

Chapitre 2

L'expérience Belle II

2.1	Les usines à B	32
2.2	Le collisionneur SuperKEKB	33
2.2.1	Le complexe d'accélération	34
2.2.2	Les nano-faisceaux de SuperKEKB	35
2.3	Le bruit de fond induit par les nano-faisceaux	37
2.3.1	Les bruits de fond <i>Single Beam</i>	38
2.3.2	Le bruit de fond <i>Beam-Beam</i> induit par l'interaction des faisceaux	41
2.4	Le détecteur Belle II	43
2.4.1	Le système de coordonnées de Belle II	44
2.4.2	La reconstruction des trajectoires	44
2.4.3	L'identification des particules	47
2.4.4	La calorimétrie	49
2.4.5	Le détecteur de K_L^0 et de μ	50
2.4.6	L'acquisition des données	50
2.5	Le calendrier des opérations	51

Dans ce chapitre nous présentons dans une première section l'intérêt des usines à B et expliquons les motivations pour une super usine à B comme SuperKEKB [33]. Nous décrivons ensuite le complexe d'accélération de SuperKEKB et la stratégie mise en place pour atteindre la très haute luminosité, ainsi que les processus de bruit de fond induits par le collisionneur dans la 3^{ème} section. La 4^{ème} section est consacrée à la description du détecteur Belle II et la dernière section présente le calendrier de l'expérience.

2.1 Les usines à B

De même que pour le système du kaon, il est prévu par le modèle standard que le système des mésons B viole également la symétrie CP. Cependant, dans ce système l'amplitude de la violation de CP est trop faible pour être mesurée de manière directe comme Cronin et Fitch l'ont fait avec le kaon. Un effort particulier va ainsi être porté sur l'étude de la violation indirecte de la symétrie CP, induite par l'interférence entre les voies de désintégration avec et sans mélange B^0 - \bar{B}^0 , dont la mesure est basée sur l'étude de l'évolution temporelle de l'asymétrie de CP dans les désintégrations des B^0 .

Considérant une transition $B^0 \rightarrow f$ avec f un état propre de CP, si la symétrie CP est conservée le taux de désintégrations vers f devrait être identique au cours du temps pour le méson B et l'anti-méson \bar{B} . Pour mener à bien l'étude de ces taux de transition, deux aspects sont primordiaux. Le premier est de connaître précisément la saveur du méson produit, et l'autre est de connaître son temps de vol. Les usines à B, comme BaBar et Belle, sont des expériences conçues pour produire des paires de méson et d'anti-méson B et pouvoir déterminer ces deux quantités précisément. La paire de méson B est obtenue par la désintégration d'un $\Upsilon(4S)$ produit par la collision e^+e^- avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4S)}$. Les deux mésons B ainsi produits le sont en cohérence quantique. Ils oscillent en phase vers leur anti-particule et déterminer la saveur de l'un permet de connaître la saveur de l'autre. La saveur du B est déterminée à partir du signe de la charge électrique de certaines particules issues de sa désintégration. Pour pouvoir mesurer l'intervalle de temps entre les deux désintégrations il faut que le système des mésons B soit boosté dans le référentiel du détecteur. Pour cela l'énergie des faisceaux est asymétrique.

BaBar et Belle

Deux usines à B ont été construites à la toute fin des années 90, BaBar et Belle, formant la première génération des expériences de ce genre.

L'expérience BaBar [30] était située à SLAC aux Etats-Unis. Son accélérateur PEP II a fonctionné de 1999 à 2008. La plus haute luminosité instantanée atteinte

était de $1.21 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Au cours de ses 9 ans de fonctionnement elle a enregistré 530 fb^{-1} de données e^+e^- , dont 433 fb^{-1} à l' $\Upsilon(4S)$.

L'expérience Belle [31] était quant à elle située à KEK au Japon. L'accélérateur associé KEKB a délivré des collisions de 1998 à 2010 avec une luminosité instantanée maximale de $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui est toujours le record mondial. Belle a enregistré 966 fb^{-1} de données e^+e^- autour des résonances de l' Υ , dont 711 fb^{-1} à l' $\Upsilon(4S)$.

Le tableau 2.1 résume l'ensemble des données de CLEO, BaBar et Belle disponibles.

Exp.	Scans / Off-res. fb^{-1}	$\Upsilon(5S)$		$\Upsilon(4S)$		$\Upsilon(3S)$		$\Upsilon(2S)$		$\Upsilon(1S)$	
		10876 MeV fb^{-1}	0.1 10^6	10580 MeV fb^{-1}	17.1 10^6	10355 MeV fb^{-1}	5 10^6	10023 MeV fb^{-1}	10 10^6	9460 MeV fb^{-1}	21 10^6
CLEO	17.1	0.4	0.1	16	17.1	1.2	5	1.2	10	1.2	21
BaBar	54	R_b scan		433	471	30	122	14	99	–	
Belle	100	121	36	711	772	3	12	25	158	6	102

TABLE 2.1 – Echantillons de données e^+e^- disponibles aux énergies de collision près des résonances de l' Υ .

BaBar et Belle ont fait des découvertes majeures dans le domaine de la physique des saveurs. Notamment l'observation de la violation de CP dans le système du méson B, mais aussi par de nombreuses mesures qui ont permis de contraindre les paramètres de CKM avec une précision de l'ordre de $\sim 10\%$ [26].

2.2 Le collisionneur SuperKEKB

Suite à la précision atteinte sur les paramètres du modèle standard, il a été estimé que pour être sensible à des manifestations de nouvelle physique dans le domaine de la physique des saveurs il fallait collecter au moins 50 ab^{-1} de données. Pour atteindre cet objectif en un temps raisonnable il a fallu imaginer une nouvelle génération d'usine à B, à très haute luminosité. C'est SuperKEKB, un collisionneur circulaire e^+e^- asymétrique, qui remplace KEKB. Le faisceau d'électrons a une énergie de 7 GeV et celui de positrons de 4 GeV. L'énergie au centre de masse est de 10.58 GeV, équivalente à la masse de l' $\Upsilon(4S)$. L'objectif de la jouvence de KEKB est d'augmenter la luminosité instantanée de $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [32].

2.2.1 Le complexe d'accélération

Les sources d'électrons et de positrons

Les électrons sont produits par effet photo électrique grâce à l'interaction d'un laser avec une cathode. Les électrons sont ensuite stockés dans un condensateur électrique pour former des paquets. Le réglage du condensateur va permettre de contrôler le nombre de particules dans un paquet, avant de l'injecter dans un accélérateur linéaire appelé LINAC. Une partie des électrons va être utilisée pour produire des positrons en les faisant interagir avec une cible en tungstène. Ces positrons vont également être accélérés par le LINAC pour atteindre leur énergie nominale avant d'être injectés dans l'anneau.

Le LINAC

Une fois dans le LINAC, les paquets sont accélérés jusqu'à leur énergie nominale et enfin injectés dans les 2 tubes de faisceau de SuperKEKB. Les e^- dans le HER (High Energy Ring) et les e^+ dans le LER (Low Energy Ring). L'accélération dans le LINAC est faite en changeant la polarité du champ électrique. Les électrons entrent dans une série de cavités, ou ils sont attirés vers le centre. Une fois ce centre atteint, la polarité du champ E est échangée de manière à repousser les particules vers la cavité suivante. Ceci est reproduit de nombreuses fois jusqu'à atteindre l'énergie souhaitée. La configuration nominale correspond à un stockage de 2500 paquets de 789 électrons (ou positrons) dans l'anneau de 3 km [33].

L'acceptance

Une fois dans SuperKEKB, les faisceaux sont maintenus sur une orbite stable grâce à un ensemble d'aimants situés à intervalles réguliers. Ces aimants garantissent la stabilité des particules pour une gamme d'énergies définie, appelée acceptance. Quand l'énergie d'une particule du faisceau est modifiée au-delà de l'acceptance, la particule perd son orbite stable et sort généralement du faisceau. A SuperKEKB, l'acceptance est de $[1,1.5] \%$ [32], ainsi si l'énergie d'un positron varie de 0.06 GeV ou celle d'un électron de 0.1 GeV il sera perdu. Il existe plusieurs sources d'instabilités des faisceaux, qui seront amplement détaillées dans la section 2.3. Pour éviter que les particules qui s'échappent du faisceau ne polluent le signal étudié dans le détecteur ou encore n'endommagent l'électronique, des collimateurs sont placés tout le long de l'anneau.

Les collimateurs

Ces collimateurs font office d'écran pour limiter la distance de vol des particules quittant le faisceau. La taille de l'ouverture des collimateurs est modifiable horizon-

talement et verticalement. Si les collimateurs sont totalement ouverts, ils n'écrantent pas les particules hors orbite nominale. S'ils sont trop fermés, ils empêchent la circulation des particules en orbite stable et détériorent le temps de vie du faisceau. Un effort important d'optimisation des collimateurs est nécessaire pour trouver le bon compromis.

Une fois stables, les faisceaux sont fortement focalisés à des tailles transverses nanométriques par un ensemble de quadrupoles avant d'effectuer les collisions. La stratégie de focalisation et de collision est abordée plus en détail dans la section suivante.

2.2.2 Les nano-faisceaux de SuperKEKB

$$L = \frac{f N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

Si l'on se réfère à l'équation 2.1 qui définit de manière simple la luminosité, avec f la fréquence des collisions, N_1 et N_2 le nombre de particules dans chaque paquet et σ_x , σ_y les dimensions horizontale et verticale du faisceau, plusieurs scénarios sont envisageables pour augmenter la luminosité. L'une des solutions est d'augmenter le courant ($\propto f N_1 N_2$). C'est la première voie qui avait été envisagée au démarrage du projet pour Belle II, mais elle est limitée par le rayonnement synchrotron et les processus Touscheck, qui augmentent aussi avec le courant, ainsi que par l'augmentation de la température dans le tube à vide. La luminosité atteignable avec cette stratégie n'est que de l'ordre de $2 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour atteindre l'objectif des 50 ab^{-1} avec une telle luminosité, il faudrait fonctionner durant près de 20 ans. Une autre manière d'augmenter la luminosité est de réduire davantage la taille transverse du faisceau au niveau de la région d'interaction, par exemple σ_y au niveau de quelques dizaines de nm. Cela a été rendu envisageable suite aux travaux de Raimondi pour le projet SuperB, qui a mis au point une stratégie de collisions de nano-faisceaux [34].

En théorie, pour définir la taille d'un paquet, il faudrait être capable de suivre individuellement la trajectoire de chaque particules. En raison de leur nombre il est très difficile de modéliser l'ensemble des interactions auxquelles chaque particule participe. On utilise ainsi plutôt la notion d'enveloppe, illustrée sur la figure 2.1. En effet une particule chargée accélérée dans un champ magnétique va osciller autour de l'orbite nominale, l'amplitude de cette oscillation est par extension associée à la taille du faisceau.

Considérons le cas d'une trajectoire non couplée où chaque dimension transverse peut être décrite par l'équation de Hill [35] à une dimension, sa position par rapport

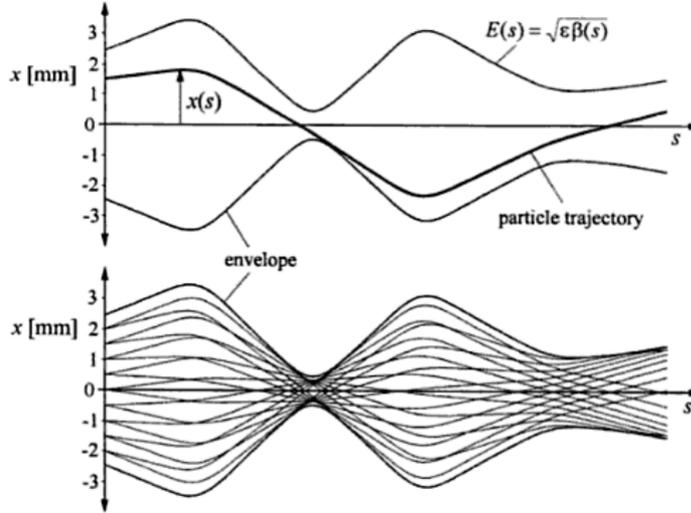


FIGURE 2.1 – Illustration de la trajectoire des particules au sein du faisceau, $x(s)$ et de l'enveloppe, $A\sqrt{\beta(s)}$.

à cette orbite peut alors être définie telle que :

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)}\cos(\Psi(s)) \quad (2.2)$$

A décrit la dépendance de l'amplitude aux conditions initiales du faisceau (Courant, Nombre de paquets,...), alors que $\sqrt{\beta(s)}$, décrit la dépendance de l'amplitude à la configuration optique locale du faisceau.

La grandeur A dans l'équation de Hill peut dans le cas d'un accélérateur de particules être reliée à la notion d'émittance. Celle-ci est définie comme l'aire dans l'espace des phases (par exemple (x, px)) décrivant la trajectoire d'une particule d'amplitude $\sigma = A\sqrt{\beta(s)}$, autour de son orbite nominale à une position donnée s le long de l'anneau. Dans le plan communément utilisé pour définir l'émittance, l'émittance est une ellipse d'aire $\epsilon = \pi A^2$. La taille du faisceau est finalement définie telle que :

$$\sigma = \sqrt{\epsilon \beta} \quad (2.3)$$

Réduire l'enveloppe est donc équivalent à réduire la taille du faisceau, σ . L'émittance est, comme on l'a vu, une grandeur invariante pour une configuration initiale donnée, A . En revanche β dépend de la focalisation du faisceau à une position donnée, s . C'est entre autre par une forte réduction de la composante verticale de la fonction β au point d'interaction ($\beta_y^* = \beta_y(s_{IP})$) que sont obtenus les nano-faisceaux. Elle est pourtant limitée par l'effet dit du sablier. Cet effet réduit fortement la luminosité lorsque $\beta_y^* < d_z$, avec d_z la projection selon l'axe du faisceau (axe z) de la région d'interaction.

La réduction de β_y^* étant ainsi limitée par d_z , la solution mise en œuvre pour réduire d_z est d'augmenter l'angle de croisement des faisceaux à 83 mrad, soit 4 fois plus qu'à KEKB, voir figure 2.2. Finalement, la réduction de β_y^* et l'augmentation de l'angle de croisement est ce qui constitue la stratégie des nano-faisceaux.

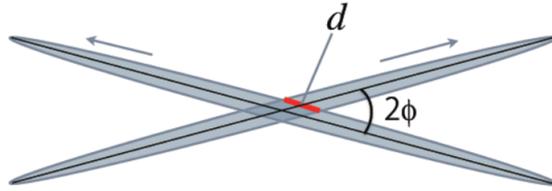


FIGURE 2.2 – Illustration de la diminution de d_z par l'augmentation de l'angle de croisement des faisceaux au point de collision.

En conclusion, la très forte réduction de la dimension transverse à l'échelle nanométrique (1/20 KEKB) et l'augmentation modérée du courant ($2 \times$ KEKB) va permettre d'atteindre la luminosité instantanée de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($40 \times$ KEKB). Le tableau 2.2 synthétise ces paramètres de SuperKEKB.

(LER/HER)	KEKB achieved	SuperKEKB
Energy [GeV]	3.5/8.0	4.0/7.007
Beam current [A]	1.637/1.188	3.6/2.62
Number of bunch	1584	2503
σ_y^* [nm]	940/940	48/63
β_y^* [mm]	5.9/5.9	0.27/0.30
σ_x^* [μm]	147/170	10/10
β_x^* [mm]	1200/1200	32/25
Luminosity [$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	2.108	80

TABLE 2.2 – Paramètres du collisionneur SuperKEKB comparés à ceux de KEKB pour les deux faisceaux LER et HER.

2.3 Le bruit de fond induit par les nano-faisceaux

Il existe de nombreuses sources d'instabilité des trajectoire des particules circulant dans l'accélérateur. Celles-ci peuvent provoquer à terme la perte de particules du faisceau. Certaines particules s'échappant du tube à vide ainsi que celle produites par interaction des faisceaux (hors collisions) vont atteindre directement

le détecteur, tandis que les autres vont traverser les matériaux entourant la région d'interaction et produire principalement des gerbes électromagnétiques pouvant atteindre le détecteur. Ces particules risquent de dégrader des composants électroniques par des dépôts d'énergie de particules ionisantes ou non-ionisantes, elles augmentent également le taux d'occupation dans les détecteurs, dégradant la reconstruction des particules issues de la collision. C'est ce qu'on appelle le bruit de fond machine. Il est donc primordial de pouvoir contrôler ce bruit de fond pour assurer la pérennité des composants mais aussi les performances expérimentales. Les processus produisant du bruit de fond machine peuvent être classés suivant deux catégories : les processus intervenant au sein d'un faisceau sont dits *Single Beam* et ceux générés par l'interaction entre les deux faisceaux sont dits *Beam-Beam*.

2.3.1 Les bruits de fond *Single Beam*

Le processus Touschek

Ce bruit de fond est produit par une diffusion coulombienne entre les particules d'un même paquet du faisceau. Elle intervient entre des particules de vitesse non nulle dans le référentiel du paquet. L'interaction par diffusion provoque un échange d'énergies transverse et longitudinale. Si l'énergie d'une des particules n'est plus dans la zone de stabilité (définie en 2.2.1), alors la particule quitte le paquet. Si cela arrive près du point d'interaction, la particule émise peut atteindre le détecteur. L'amplitude de ce processus au sein d'un paquet est proportionnelle à sa densité d'interaction et à l'inverse du cube de l'énergie du faisceau [36], telle que :

$$Touschek_{SingleBunch} \propto \frac{N_{part}(N_{part} - 1)}{\sigma_{xyz}^{bunch} E^3} \quad (2.4)$$

Avec N_{part} le nombre de particules au sein d'un paquet, σ_{xyz}^{bunch} le volume du paquet et E l'énergie du faisceau. Comme $N_{part} \gg 1$, l'amplitude du processus Touschek le long de l'anneau peut être définie telle que :

$$Touschek \propto n_b \frac{N_{part}^2}{\sigma_{xyz}^{bunch} E^3} = \frac{(n_b N_{part})^2}{n_b \sigma_{xyz}^{bunch} E^3} \sim \frac{I^2}{\sigma_{xyz}^{beam} E^3} \quad (2.5)$$

avec n_b , le nombre de paquets circulant dans SuperKEKB et I le courant du faisceau. On note que l'amplitude de ce processus est proportionnelle au carré du courant et inversement proportionnelle au volume du paquet et au cube de l'énergie. L'énergie du LER a ainsi été augmentée de 15 % pour limiter l'augmentation de ce processus due à de l'augmentation du courant et à la diminution de la taille transverse du faisceau dans SuperKEKB. L'énergie du HER a quant à elle été diminuée pour garder $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4s)}$. Il en résulte que le boost est au final 2/3 de celui de KEKB.

On estime que malgré tout, ce processus sera 20 fois plus important à SuperKEKB qu'à KEKB. La solution la plus efficace pour mitiger le bruit de fond Touschek est de placer des collimateurs le long de l'anneau. Une étude approfondie de ce processus pendant la mise en route de l'expérience permettra d'optimiser leur ouverture et leur positionnement.

Le processus Beam Gas

Cette source de bruit de fond est produite par la collision d'une particule du faisceau avec un atome de gaz résiduel dans le tube à vide. La collision peut être élastique, le lepton est alors dévié par diffusion coulombienne sans perdre d'énergie, mais aussi inélastique par transfert d'énergie à l'atome ou par émission Bremsstrahlung d'un photon. Ces deux effets n'interviennent pas aux mêmes énergies. A l'énergie de SuperKEKB on s'attend à une pré-pondérance de la diffusion élastique. L'amplitude de ce processus dépend principalement du courant I du faisceau, de la pression P au sein du tube à vide et de la composition du gaz :

$$BeamGas \propto IP_{beam}Z_{gas}^2 \quad (2.6)$$

avec Z_{gas} le numéro atomique effectif des composants du gaz présent dans le tube à vide.

Cependant le rayonnement synchrotron émis tout le long de l'anneau chauffe les composants du tube à vide ainsi que les molécules qui y sont capturées. Ces molécules vont s'évaporer et venir dégrader la qualité du vide dans le tube, engendrant un terme dynamique, $p'I$, dans la définition de la pression au sein du tube à vide, ainsi :

$$P_{beam} = P_0 + p'I \quad (2.7)$$

Avec P_0 la pression au sein du tube à vide sans circulation de faisceau.

On aboutit finalement à la dépendance suivante :

$$BeamGas \propto (I^2p' + IP_0)Z_{gaz}^2 \quad (2.8)$$

On note que finalement le processus Beam Gas est tout comme Touschek dépendant du carré du courant.

Notons que la pression nominale P_0 est restée la même à SuperKEKB qu'à KEKB, aux alentours de 10^{-7} Pa. En revanche 92 % du LER de KEKB a été remplacé pour construire SuperKEKB, et donc un grand nombre de molécules sont présentes. Pour éviter un dégazage pendant les runs, qui viendrait augmenter localement la pression et donc dégrader le faisceau, des campagnes de nettoyage doivent être menées au

démarrage de l'expérience. Pour cela les faisceaux sont defocalisés pour râcler l'enveloppe du tube à vide (*vacuum scrubbing*). On s'attend à ce que le processus Beam Gas dans le LER soit dominant tant que le niveau de vide n'a pas atteint celui du HER. On s'attend cependant à ce que ce processus soit finalement de même amplitude qu'à KEKB après nettoyage. Les collimateurs devraient efficacement minimiser l'impact de ce bruit de fond machine, comme nous l'avons déjà vu pour le bruit de fond Touscheck.

Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est émis lorsque une particule chargée est déviée dans un champ magnétique. Le spectre en énergie des photons synchrotron s'étend de quelques keV à quelques dizaines de keV. Cette source de bruit de fond peut être problématique pour différentes raisons. En effet, les photons de basse énergie sont très ionisants et donc très dangereux pour l'électronique du détecteur. Par exemple le premier détecteur de vertex de Belle, composé de capteurs silicium, a été endommagé très rapidement et de manière fatale par des rayons X de $E \sim 2$ keV. Pour éviter que cela ne se reproduise, un nouveau tube à vide a été conçu avec des structures autour de la région d'interaction pour écranter les photons d'incidence directe. Une couche d'or de $10 \mu\text{m}$ a de plus été appliquée à l'intérieur de l'enveloppe du tube à vide dans la région d'interaction, pour absorber les photons synchrotron résiduels. Durant la phase de mise en route de l'expérience la couche d'or appliquée n'était que de $6.6 \mu\text{m}$ pour ne pas écranter tout le spectre en énergie du rayonnement synchrotron et ainsi permettre une étude statistique pertinente.

Le bruit d'injection

La qualité des faisceaux nanométriques se détériore beaucoup plus rapidement que les faisceaux usuels des collisionneurs de particules. En quelques minutes, le faisceau est perdu, principalement à cause du bruit de fond Touscheck. Pour augmenter la durée de vie des faisceaux, plutôt que de recréer et ré-injecter un faisceau complet toutes les quelques minutes, un nouveau paquet de particules est injecté continuellement toutes les 40 ms [33]. Ce processus est appelé injection *Top-Up* ou continue et est représenté sur la figure 2.3.

Lorsque un nouveau paquet est injecté au sein du faisceau (à la fréquence de 25 Hz), les paramètres de l'orbite des particules sont perturbés induisant une augmentation de la probabilité de quitter l'acceptance de l'accélérateur, résultant en une forte augmentation du bruit de fond. L'orbite tend à se stabiliser en quelques millisecondes et le niveau de bruit de fond retrouve sa valeur nominale. La simulation de ce bruit de fond étant très difficile, des mesures sur place sont nécessaires. De plus, le bruit de fond induit est si élevé qu'il saturerait complètement l'électronique de lecture du détecteur de pixels de Belle II (PXD). Ce détecteur fonctionne donc avec un système

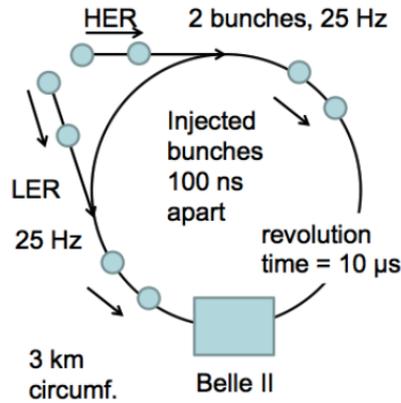


FIGURE 2.3 – Représentation de la stratégie d’injection continue de Belle II.

de véto, déclenché par un signal d’arrivée du paquet bruyant injecté, qui garde le PXD aveugle jusqu’à ce que le bruit de fond induit soit en-deça d’un niveau acceptable.

2.3.2 Le bruit de fond *Beam-Beam* induit par l’interaction des faisceaux

Les processus dits *Beam Beam* sont tous régis par la QED. Issus de l’interaction entre les deux faisceaux, leur amplitude augmente linéairement avec la luminosité instantanée.

Le processus Bhabha radiatif

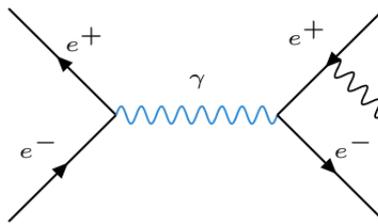


FIGURE 2.4 – Un des diagramme de Feynman dominants du processus Bhabha radiatif.

Un des diagrammes de Feynman principaux de ce processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ est représenté sur la figure 2.4. La section efficace de ce processus domine largement celle des autres processus de bruit de fond machine. Cependant le photon est émis préférentiellement dans le prolongement du faisceau et l’acceptance du détecteur

réduit fortement son impact. Notons que le photon étant émis soit par l'électron, soit par le positron, on distingue un processus LER et un processus HER, bien qu'il s'agisse d'un processus *Beam-Beam*. Les photons produits peuvent interagir avec le fer des aimants et générer une grande quantité de neutrons et de rayons X de faible énergie. La production de neutrons fait de ce processus la principale source de bruit de fond pour les détecteurs les plus éloignés du point d'interaction. Des écrans ont donc été installés pour réduire leur impact. Les photons vont quant à eux être problématiques pour la chambre à dérive (CDC) et le détecteur Čerenkov (TOP).

Le processus *Two-photons*

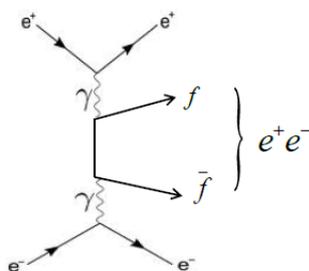


FIGURE 2.5 – Diagramme de Feynman dominant du processus 2-photon.

Le diagramme de Feynman dominant de ce processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ est représenté sur la figure 2.5. Les paires de leptons produites sont de basse énergie et s'enroulent autour du champ magnétique, traversant éventuellement plusieurs fois une même couche des détecteurs les plus internes, augmentant significativement leur taux d'occupation.

En plus des paires $e^+ e^-$ créées, les particules du faisceau qui ont perdu suffisamment d'énergie pour quitter l'acceptance du faisceau et celles diffusées à grand angle peuvent aussi atteindre le détecteur, à l'image du processus Bhabha radiatif. De même que pour le processus Bhabha radiatif, leur angle d'émission reste néanmoins faible par rapport à l'axe du faisceau et la probabilité que ces particules de quelques GeV atteignent le détecteur est faible.

Il est prévu qu'à la haute luminosité ce processus devienne le plus problématique pour les couches les plus internes du détecteur de vertex, jusqu'à un rayon de l'ordre de 5 cm.

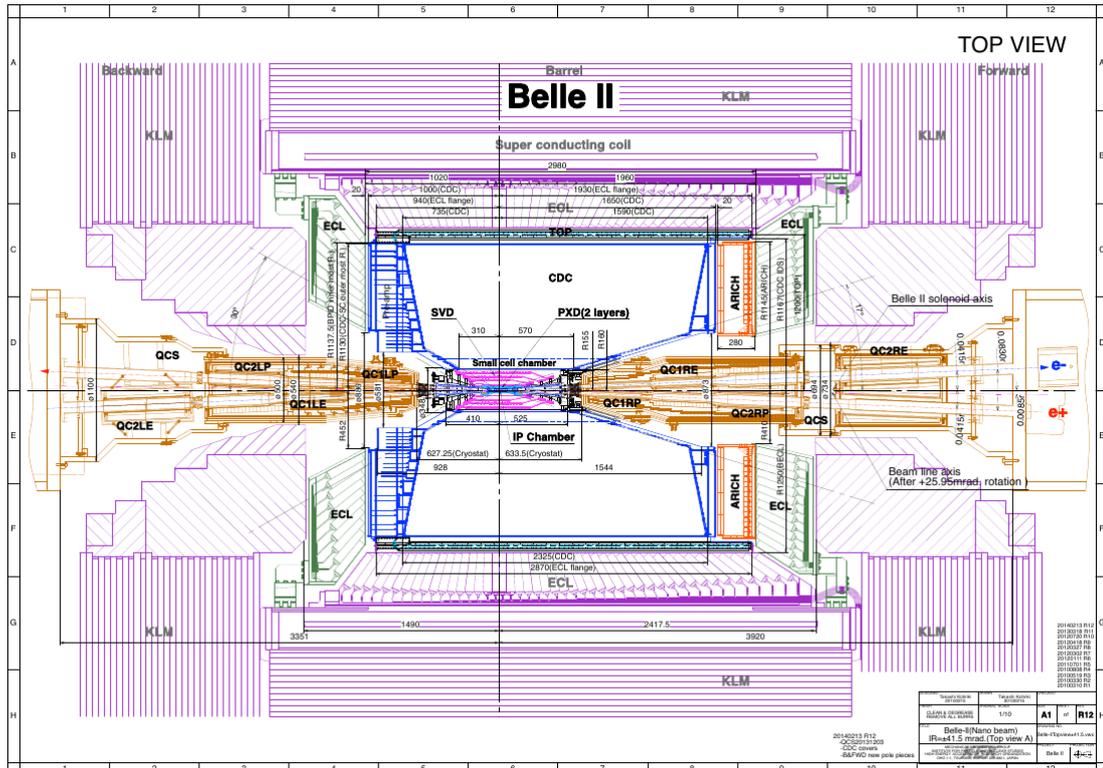


FIGURE 2.6 – Schéma en coupe transverse du détecteur Belle II.

2.4 Le détecteur Belle II

Le détecteur Belle II est une version améliorée de Belle, conçu pour enregistrer les collisions délivrées par SuperKEKB. Il est optimisé pour la reconstruction des produits de désintégration de $\Upsilon(4s) \rightarrow B\bar{B}$. Cela nécessite notamment :

- Une excellente efficacité de reconstruction des trajectoires notamment pour les particules de faible impulsion (~ 100 MeV), basé sur un détecteur de vertex en 6 couches de très faible budget de matière.
- Une bonne identification des particules neutres, en combinant, le trajectomètre et la calorimétrie. Une couverture angulaire la plus large possible est cruciale pour les mesures basées sur la reconstruction de l'énergie manquante.
- Un système de déclenchement et une électronique de lecture sensible à des événements très particulier du type photon unique (*Single Photon*) et énergie noire tout en étant capable de supporter la très haute luminosité.

L'augmentation de la luminosité par rapport à KEKB implique une forte augmentation du taux d'occupation des capteurs. En effet, à la fréquence des processus physiques 40 fois plus élevée qu'à KEKB s'additionnent les particules du bruit de fond machine, qu'on attend être 20 fois plus nombreuses. Pour être capable d'au

moins maintenir les performances de Belle mais si possible aussi de les améliorer dans certains secteurs, le détecteur a subi une jouvence. Ainsi la granularité et la couverture angulaire de la plupart des systèmes ont été augmentées. Un effort particulier a été mis sur l'identification des particules, et les premières couches de détection ont été pixelisées et placées plus proches du point d'interaction. La pixelisation des couches les plus internes du trajectomètre interne est nécessaire pour fonctionner avec le taux élevé de traces à SuperKEKB dû au bruit de fond machine, et l'ajout de 2 couches placées au plus proche du faisceau permet de maintenir la résolution de Belle sur Δt malgré la réduction de l'asymétrie des faisceaux, en améliorant la résolution sur Δz .

Les caractéristiques et propriétés de chaque sous-système de Belle II cités dans cette section sont extraites du *Belle II Technical Design Report* [32].

2.4.1 Le système de coordonnées de Belle II

Deux systèmes de coordonnées sont utilisés à Belle II : les coordonnées cartésiennes (x,y,z) et sphériques (R,ϕ,θ) . L'origine des deux systèmes est le point de collision, au centre du détecteur. L'axe x est dans le plan horizontal pointé vers l'extérieur de l'anneau de l'accélérateur, l'axe y est dans le plan vertical pointant vers la partie supérieure du détecteur, enfin l'axe z suit l'axe du champ magnétique pointant dans la même direction que le faisceau d'électron. L'axe z traditionnel des collisionneurs est assimilé par abus de langage à l'axe du faisceau alors qu'en réalité ces derniers se croisent avec un angle au point d'interaction.

La coordonnée r est défini par le rayon dans le plan (x,y) , $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et R est le rayon dans les trois dimensions, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. La coordonnée ϕ est l'angle azimutal, θ est l'angle polaire. L'angle azimutal ϕ est défini tel que $\phi = 0^\circ$ correspond à $(x, y, z) = (1, 0, 0)$ et $\phi = +90^\circ$ à $(x, y, z) = (0, 1, 0)$. L'angle polaire est mesuré par rapport à l'axe z .

2.4.2 La reconstruction des trajectoires

Le système de trajectométrie est composé d'un détecteur de vertex (VXD) permettant de reconstruire les vertex de désintégration des particules, entouré d'une chambre à dérive (CDC) et plongé dans une champ magnétique de 1.5 T pour reconstruire l'impulsion des particules.

La reconstruction des trajectoires des particules chargées consiste dans un premier temps à identifier une collection de dépôts de charge (hits) dues au passage de la particule parmi une multitude d'autres hits générés par d'autres particules, du bruit de fond machine ou encore du bruit électronique. Ces collections de hits sont ensuite

ajustés suivant une hélice pour reconstruire la trajectoire de la particule chargée dans le détecteur. La connaissance exacte du champ magnétique en tout point du détecteur associée à la mesure de la courbure des particules chargées va permettre de remonter à l'impulsion de la particule pour différentes hypothèses de masse.

Dans Belle II les trajectoires sont reconstruites dans un premier temps indépendamment dans deux détecteurs, le SVD et la CDC qui sont présentés dans la suite cette section. Les traces candidates sont ensuite associées en fonction de la distance qui les sépare lorsqu'on les extrapole à l'interface entre la CDC et le SVD. Les hits du PXD sont ensuite ajoutés pour améliorer la résolution sur les paramètres d'impact des traces et sur le vertex.

La plupart des traces ont pour origine l'intérieur du tube à vide et subissent une procédure de reconstruction classique. Les seules qui font exception sont les produits de désintégration des particules neutres à longue durée de vie comme le K_S et le Λ , et les produits de la conversion des photons, pour lesquels une procédure particulière est menée. Cette procédure, ainsi que les études de performances de la reconstruction des K_S réalisées dans le cadre de ces travaux de thèse, sont détaillées dans le chapitre V.

Le détecteur de vertex (VXD)

La configuration des nano-faisceaux a permis de réduire le rayon du tube à vide dans la région d'interaction de SuperKEKB à 10 mm. Cette configuration est aux premiers abords un atout, placer les premières couches de détection plus près du point d'interactions permet d'améliorer significativement la précision sur la reconstruction du point de désintégration des mésons B. Cependant, la proportion des particules de bruit de fond produites au point d'interaction évolue comme $1/r^2$ avec r le rayon, le taux d'occupation est donc très élevé proche du tube à vide. Cela rend impossible l'utilisation de détecteurs à pistes à ces rayons comme cela a été le cas à KEKB. Il a été estimé que les détecteurs à piste doivent être placés à au moins 40 mm du point d'interaction pour pouvoir fonctionner correctement. La solution choisie par Belle II a été d'installer des détecteurs pixelisés (PXD), ayant un plus grand nombre de canaux de détection, ce qui diminue le taux d'occupation. L'utilisation de pixels va également augmenter la résolution sur le vertex de désintégrations des mésons B, ce gain en résolution va permettre de pallier la diminution de la distance de vol $\beta\gamma c\tau$ des mésons B dans le détecteur, induit par la réduction du boost $\beta\gamma$ à SuperKEKB.

Des trajectomètres pixelisés sont déjà utilisés auprès de collisionneurs, notamment au LHC. Cependant dans le cas du LHC les capteurs utilisés sont trop épais pour pouvoir être utilisés dans Belle II. En effet le spectre en impulsion des particules produites à Belle II est beaucoup plus faible et l'impact de la diffusion multiple plus important.

2.4. LE DÉTECTEUR BELLE II

Le détecteur de vertex de Belle II est ainsi composé de deux sous-systèmes, le PXD et le SVD, formant 6 couches de détection autour du tube à vide et couvrant l'angle polaire de 17° à 150° comme on peut le voir sur la figure 2.7. Les deux premières couches à $r = 14$ mm et $r = 22$ mm sont équipées de capteurs en silicium pixélisés DEPFET (DEPLETED Field Effect Transistor) [37]. Les 4 autres placées à des rayons de 38 mm, 80 mm, 115 mm et 140 mm, sont équipées de capteurs silicium doubles couches à pistes. Les caractéristiques des différents capteurs sont détaillées dans le tableau 2.3.

A noter que seule une partie de la couche 2 du PXD a été installée dans Belle II pour le démarrage de l'expérience en 2019. Le PXD consiste donc en 8 modules de la couche 1 et seulement deux modules de la deuxième couche (12 étant nécessaires pour couvrir toute l'acceptance).

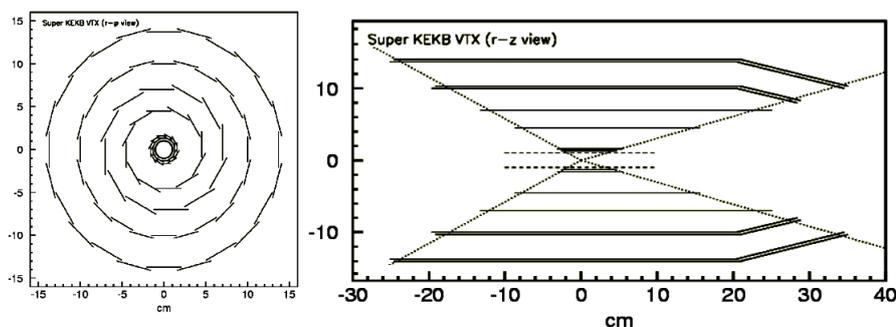


FIGURE 2.7 – Coupes transverse et longitudinale du détecteur de vertex de Belle II.

	PXD		SVD	
Segmentation (μm^2)	L1 : 50×50 L2 : 50×75		$50(p)/160(n)$ ¹	
épaisseur du capteur (μm)	75		300	
Budget de matière moyen ($\%X_0$)	0.4		0.5	
Temps de lecture	$20 \mu s$		4 ms	
Nombre de canaux	10^6		2.5×10^5	
Res. intrinsèque (μm)	σ_x	σ_y	R - Φ	Z
	(1.3 ± 0.2)	(1.2 ± 0.2)	< 5	$\theta_{incidence} = 10^\circ, 80^\circ \sim 10$ $\theta_{incidence} = 90^\circ \sim 30$

TABLE 2.3 – Caractéristiques des capteurs en silicium équipant le détecteur de vertex de Belle II.

1. Pour les modules rectangulaires.

La chambre à dérive (CDC)

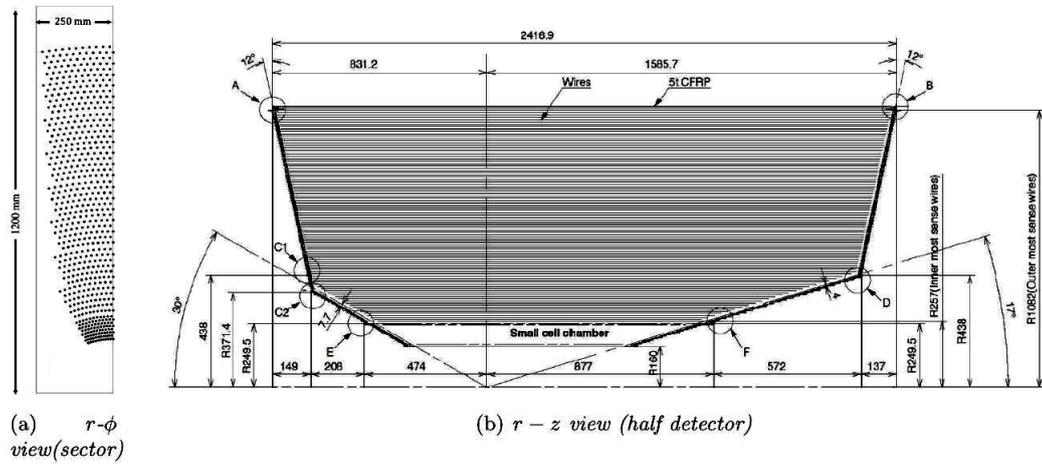


FIGURE 2.8 – Vues transverse et longitudinale de la chambre à dérive de Belle II.

La chambre à dérive est utilisée d'une part pour la reconstruction de trajectoires et de l'impulsion des particules chargées, d'autre part pour l'identification des particules par la mesure de la perte linéique d'énergie (dE/dx). Elle consiste en un grand volume gazeux d'hélium et d'éthane traversé de fils permettant de collecter les charges libérées par l'ionisation du gaz au passage d'une particule chargée. Elle comporte deux type de fils. Les premières sont des fils de $126 \mu m$ de diamètre composés d'aluminium, qui vont induire un champ électrique. Ce champ va accélérer les électrons créés par l'ionisation du gaz, créant une avalanche qui va produire un signal dans les fils de détection. Ces seconds types de fils ont un diamètre de $30 \mu m$ composés de tungstène plaqué or. Pour permettre un fonctionnement efficace à très haute luminosité, le nombre de fils a été quasiment doublé par rapport à Belle. Ainsi au total la chambre à dérive comporte 14 336 fils arrangés en 56 couches, soit de manière axiale alignés avec le champ magnétique, soit de manière stéréo (en biais par rapport aux fils axiaux). Le rayon interne est de 160 mm et le rayon externe est de 1130 mm, et l'acceptance angulaire suivant θ est de 17° à 150° , comme on peut le voir sur le figure 2.8. L'acceptance est identique à celle du VXD pour permettre la fusion des traces reconstruites indépendamment dans chaque système. La configuration et la densité des fils permet d'obtenir une précision spatiale de l'ordre de $100 \mu m$.

2.4.3 L'identification des particules

L'identification des particules est principalement basée sur deux détecteurs en plus de la CDC discutée dans le paragraphe précédent : par le TOP dans la partie tonneau du détecteur Belle II, et par le ARICH à l'avant. Tous deux utilisent l'effet Čerenkov.

2.4. LE DÉTECTEUR BELLE II

En effet, une particule chargée traversant un milieu d'indice optique donné avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, produit un cône de photons (appelés photons Cherenkov), avec un angle d'émission relié à sa vitesse :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta} \quad (2.9)$$

La mesure de l'angle θ_c accompagnée de celle de l'impulsion d'une particule permet de remonter à sa masse et donc de l'identifier.

Le détecteur ARICH

Le détecteur ARICH (Areogel Ring-Imaging CHerenkov counter) est composé d'un radiateur en aérogel de 2 cm d'épaisseur dans lequel le rayonnement Cherenkov est produit et d'un photodétecteur HAPD $73 \times 73 \text{ mm}^2$ pour détecter ces photons. Les blocs sont disposés contre le mur de la CDC suivant la configuration représentée sur la figure 2.9, avec une acceptance polaire de 14° à 30° .

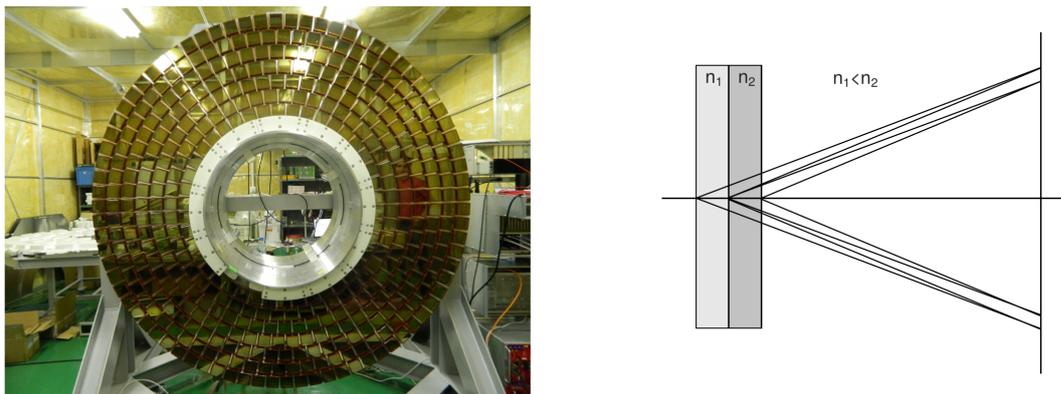


FIGURE 2.9 – Photo montrant la configuration géométrique du ARICH (gauche), et illustration du principe de fonctionnement de la focalisation du ARICH avec le radiateur en aérogel non homogène (droite).

Les performances du ARICH dépendent du nombre N_γ de photons détectés et de la résolution σ_{θ_c} sur l'angle Cherenkov avec un seul photon unique détecté, $\sigma_{\theta_c}/\sqrt{N_\gamma}$. Alors que N_γ augmente avec l'épaisseur du radiateur, σ_{θ_c} se dégrade. Dans le but d'optimiser les performances du ARICH à très haute luminosité, un radiateur à deux couches d'indices de réfraction différents a été installé. Cette configuration permet la création de deux anneaux Cherenkov superposés, donnant un N_γ équivalent à deux radiateurs de même épaisseur. La résolution angulaire σ_{θ_c} ainsi obtenue est de l'ordre

de 13 mrad par photon, et de l'ordre de 3 mrad pour une trace (avec en moyenne 10 photons). Le ARICH permet ainsi de séparer efficacement les pions et les kaons pour une gamme en énergie allant de 0.4 GeV à 4 GeV.

Le détecteur TOP

Dans le cas du TOP (Time Of Propagation) l'angle Cherenkov est reconstruit grâce à une combinaison des mesures du temps de propagation dans le détecteur et du moment du point d'impact. Il consiste en des barres de quartz de $0.45\text{ m} \times 2\text{ cm} \times 2.75\text{ m}$ dans lesquelles les photons Cherenkov sont produits et se propagent, et de photomultiplicateurs (PM) placés à l'une des extrémités pour les détecter, comme on peut le voir sur la figure 2.10. L'ensemble du TOP est formé de 16 modules placés autour de la CDC, à un rayon de 1.2 m par rapport au point d'interaction, avec une acceptance angulaire polaire de 31° à 128° .

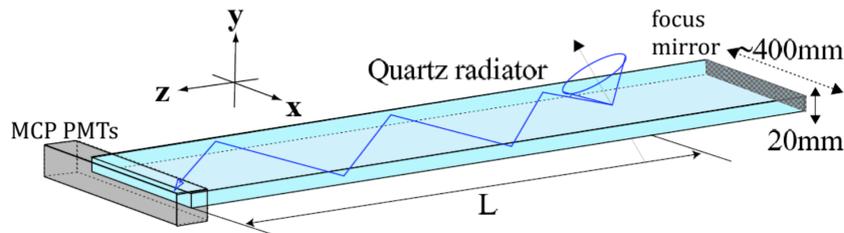


FIGURE 2.10 – TOP layout

Les photons émis dans les barres de quartz subissent une réflexion interne jusqu'à atteindre un miroir de focalisation placé en amont du photomultiplicateur. Le miroir est conçu de manière à conserver l'information sur θ_c , en réfléchissant chaque photon vers un PM spécifique en fonction de la valeur de l'angle. Les photons émis dans la direction opposée au PM vont d'abord être réfléchis avant d'atteindre le miroir de focalisation. C'est en mesurant l'intervalle de temps d'arrivée aux PM entre les photons émis dans les deux sens que le point d'impact dans le quartz est reconstruit.

2.4.4 La calorimétrie

Un tiers des désintégrations de mésons B produisent des π^0 ou d'autres particules neutres qui vont produire des photons dans une gamme d'énergie allant de 20 MeV à 4 GeV. Il est donc primordial d'avoir une calorimètre performant. Les principaux objectifs de la calorimétrie pour mener à bien l'ambitieux programme de physique de Belle II sont une grande efficacité de détection des photons, accompagnée

2.4. LE DÉTECTEUR BELLE II

d'une mesure précise de leur énergie et de leur distribution angulaire et enfin une excellente herméticité pour reconstruire les grandeurs physiques contraintes par la quadri-impulsion initiale connue. Le calorimètre doit par ailleurs fournir une mesure de la luminosité et est utilisé pour le déclenchement de l'acquisition des données.

Le calorimètre électronique (ECL) de Belle II consiste en un tonneau de 3 m de long avec un rayon interne de 1.25 m, les deux extrémités du tonneau se situent à $z = -1.02$ m et $z = -1.96$ m, le long du faisceau. Les trois régions du détecteur, c'est-à-dire le tonneau et les deux extrémités, sont équipées avec un total de 8736 cristaux de CsI couvrant 90% de l'angle solide. Dans Belle la résolution en énergie du calorimètre électronique était de $\sigma_E/E = 4\%$ pour une particule de 100 MeV, de 1.6% à 8 GeV, et d'une résolution angulaire de 13 mrad pour les faibles énergies. La résolution sur la masse du π^0 était quant à elle de $4.5 \text{ MeV}/c^2$. Ces performances seront probablement un peu détériorées par le bruit de fond machine.

2.4.5 Le détecteur de K_L^0 et de μ

Le détecteur de K_L et de muon (KLM) consiste en 15 couches d'un assemblage alternatif de plaques d'acier de 4.7 cm d'épaisseur et de RPC (Resistive Plate Chamber) formant un tonneau octogonal couvrant de 45° à 125° de l'angle polaire.

Le KLM fournit 3.9 longueurs de radiation supplémentaires en plus des 0.8 fournies par l'ECL, dans lesquelles les mésons K_L peuvent former des gerbes hadroniques. Les muons et certains hadrons chargés avec une énergie supérieure à 0.6 GeV vont quant à eux traverser le KLM en déposant de l'énergie par ionisation.

On a estimé que dans Belle II la quantité de neutrons produits par le bruit de fond machine est trop importante pour que les RPC de Belle placées dans les couches les plus internes et celles aux extrémités puissent fonctionner efficacement. Pour réduire l'impact de ces neutrons, les RPC ont été remplacées dans ces régions par des couches de scintillateurs à pistes associés à des photomultiplicateurs en silicium (SiPMs). L'efficacité d'identification ainsi obtenue est de 89 % pour de muons au dessus de 1 GeV et de 80 % pour des K_L^0 au dessus de 3 GeV.

2.4.6 L'acquisition des données

Le système de déclenchement (ou trigger) a pour rôle d'identifier les événements d'intérêt durant la prise de données. Le spectre des analyses de physique nécessitant un trigger particulier est large à Belle II et l'objectif est de sonder aussi des processus qui étaient inaccessibles à Belle comme le trigger de photon individuel développé pour les recherche dans le secteur de la matière noire. Ces triggers doivent fonction-

ner de manière efficace en présence de l'important bruit de fond machine attendu à SuperKEKB tout en satisfaisant les limitations du système d'acquisition des données (DAQ). Cependant on s'attend à ce que la topologie des événements de bruit de fond machine soit similaire à ceux des études des processus à faible multiplicité, comme les recherches de matière noire. Ceci pourrait engendrer une faible pureté de sélection par le système de déclenchement. Il est donc important d'étudier la topologie des événements de bruit de fond pour être capable d'optimiser les algorithmes de sélection.

Le système de déclenchement de Belle II est composé de deux niveaux, le trigger de niveau 1 basé sur l'électronique et un trigger de haut niveau basé sur des logiciels de sélection.

Le trigger de niveau 1 à une latence de $5 \mu\text{s}$ avec un taux de sortie de 30 kHz limité par la DAQ. Le trigger de haut niveau doit quant à lui être capable de sélectionner les événements d'intérêt pour réduire la sortie à 10 kHz qui sera sauvegardée.

2.5 Le calendrier des opérations

L'expérience Belle II a démarré son premier run de physique en mars 2019. Les préludes de ce démarrage ont été deux phases de mise en service.

La Phase I : Circulation des faisceaux individuels

La première phase de mise en route a eu lieu de janvier à juin 2016. Elle avait pour objectif de tester les différents composants de l'accélérateur et de caractériser le bruit de fond machine *Single Beam*. Cette étude a été réalisée par un ensemble de détecteurs dédiés à l'étude du bruit de fond mais sans le détecteur Belle II ni son solénoïde, et sans produire de collisions.

Les conclusions de cette étude présentées dans [38] sont que les niveaux de bruit de fond *Single Beam* sont assez bas pour opérer en toute sécurité bien que des désaccords avec les prédictions issues des simulations sont observés. Notamment pour le processus Beam Gas dont l'amplitude dans le HER est 100 fois plus importante qu'attendue, comme on peut le voir à droite de la figure 2.11. Le processus Beam Gas dans le HER n'étant pas un processus dominant, ce désaccord n'est cependant pas critique pour le détecteur. Cette étude a également permis de faire les premières mesures du bruit d'injection. La simulation de ce bruit de fond étant très difficile, ces mesures sont primordiales pour la deuxième phase de mise en service et pour le fonctionnement du PXD.

La Phase II : mise au point du mode collisionneur

La deuxième phase s'est déroulée cette fois-ci avec le détecteur de Belle II placé

2.5. LE CALENDRIER DES OPÉRATIONS

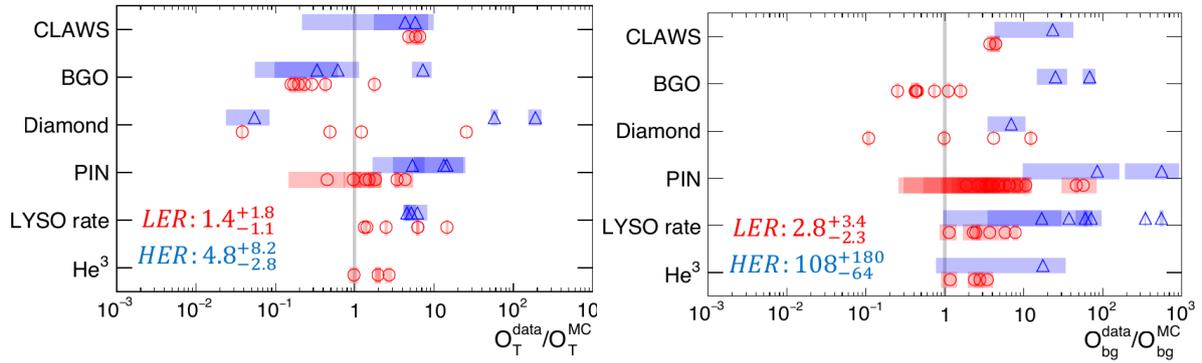


FIGURE 2.11 – Accord entre les prédictions des amplitudes de bruit de fond Touschek (gauche) et Beam Gas (droite) issues de simulations, et leurs mesures dans les détecteurs de la Phase I (BEAST II).

au point d'interaction ainsi que le solénoïde allumé pour produire le champ magnétique nominal et les QCS pour la focalisation au point d'interaction. Cette phase a démarré en mars 2018 avec les premières injections dans SuperKEKB, suivies des premières collisions le 26 avril. Elle a pris fin en juillet 2018. Elle avait pour objectif d'ajuster les paramètres de l'accélérateur pour réaliser les premières collisions de nano-faisceaux et d'atteindre la luminosité de $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec un niveau de bruit de fond acceptable. La Phase II de la mise en route de l'expérience avait également comme objectif d'assurer un environnement sûr pour le fonctionnement et la pérennité de Belle II et spécialement du VXD, en caractérisant l'ensemble des bruits de fond machine dans les conditions réelles de l'expérience. Pour cela, à la place d'une partie du VXD, un ensemble de détecteurs dédiés appelé BEAST II, auquel l'IPHC a participé avec le détecteur PLUME, a été installé. Certains paramètres des faisceaux ne pouvant pas atteindre leur valeur nominale durant cette Phase II, comme par exemple la fonction β_y^* , la validation d'un modèle de bruit de fond permettant l'extrapolation aux condition nominales de SuperKEKB est également un enjeu majeur de cette étude. Les données de la Phase II servent d'autre part à calibrer et tester les performances de Belle II et à réaliser les premières analyses de physique. Mentionnons notamment les recherches de matière noire légère, pour lesquelles des faibles statistiques de quelques fb^{-1} peuvent améliorer les résultats existants de BaBar et Belle grâce à un trigger dédié qui n'existait pas à l'époque de ces expériences.

Phase III : le run de physique

Après l'installation des derniers collimateurs sur le LER de SuperKEKB et l'insertion du VXD dans le détecteur Belle II, le run de physique de Belle II

aussi appelé la Phase III, a officiellement démarré le 11 mars 2019. Les premières semaines de cette Phase III sont réservées à une étude complémentaire du bruit de fond permettant d'optimiser les collimateurs récemment installés, puis la luminosité sera graduellement augmentée jusqu'à atteindre sa valeur nominale en 2025, comme on peut le voir sur la figure 2.12.

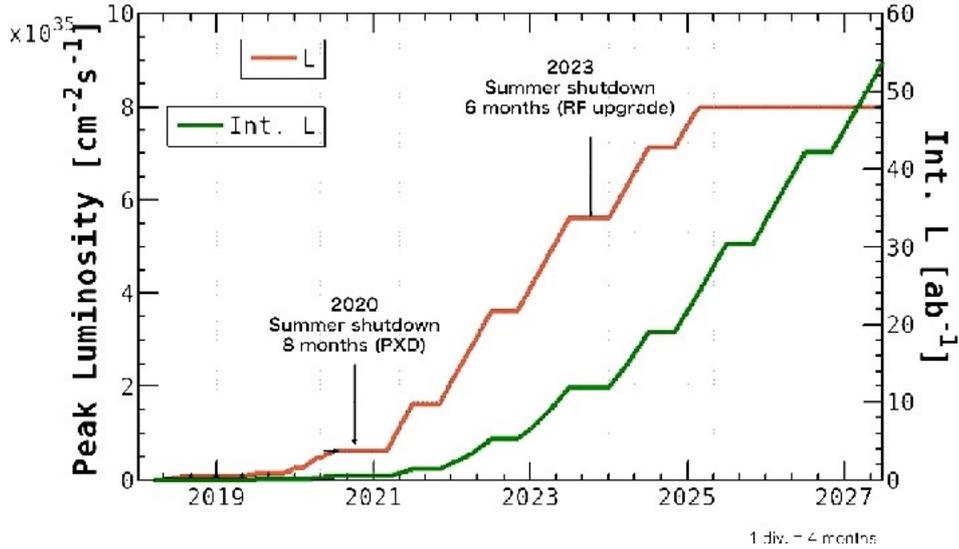


FIGURE 2.12 – Evolution prévue au cours des années à venir de la luminosité intégrée (vert) et instantanée (orange) de l'expérience Belle II [39].

Il est prévu que Belle II aura enregistré autant de collisions à $\Upsilon(4S)$ que BaBar et Belle en 2021 et que les 50 ab^{-1} soient atteints en 2027. L'énergie de collision correspondant à la masse de $\Upsilon(4S)$ ne va pas être l'unique point de fonctionnement de SuperKEKB. Le programme de physique prévoit également de fonctionner à différentes énergies pour environ 10% de la statistique totale, notamment à $\Upsilon(5S)$ permettant de produire des mésons B_S^0 . Dans ce domaine, Belle II sera intéressante par rapport à LHCb pour des modes de désintégration du type $B_S^0 \rightarrow \nu\nu$ et $B_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple.

2.5. LE CALENDRIER DES OPÉRATIONS

Chapitre 3

BEAST II et PLUME

3.1	Le système de détecteurs BEAST II	55
3.1.1	Les objectifs de BEAST II	56
3.1.2	Instrumentation du volume interne de Belle II	57
3.1.3	Instrumentation additionnelle	59
3.2	Le détecteur PLUME pour BEAST II	60
3.2.1	Concept de l'échelle PLUME	60
3.2.2	Les capteurs CMOS	61
3.2.3	L'échelle PLUME dans BEAST II	66
3.2.4	Mesures de PLUME pour BEAST II	70
3.3	Test d'intégration du système BEAST II	71
3.3.1	Tests d'installation de BEAST II	71
3.3.2	Tests menés sur PLUME	72
3.3.3	Tests menés avec l'ensemble du système BEAST II	73

Dans ce chapitre nous allons aborder les différents objectifs de BEAST II avant de décrire les sous-systèmes qui le constituent. Nous nous concentrerons ensuite sur le détecteur à double face pixélisée PLUME pour lequel nous présenterons le concept et décrirons les capteurs CMOS MIMOSA-26 l'équipant. Enfin nous présentons les résultats obtenus lors des tests d'intégration de BEAST II menés à DESY.

3.1 Le système de détecteurs BEAST II

Les nano-faisceaux permettant à SuperKEKB d'atteindre une luminosité record vont générer un très grand nombre de particules parasites, à savoir le bruit de fond machine présenté au Chapitre II. Ce bruit de fond présente de nombreux risques pour le détecteur. En effet, au-delà de la détérioration des faisceaux qui engendre une baisse du temps de vie du faisceau et de la luminosité instantanée, les processus de

3.1. LE SYSTÈME DE DÉTECTEURS BEAST II

bruit de fond induisent également des radiations ionisantes et non ionisantes pouvant endommager les détecteurs de Belle II. Les particules de bruit de fond augmentent également le taux d'occupation noyant les signaux générés par les produits de collisions et détériorant les performances de reconstruction des objets physiques.

La connaissance a priori des bruits de fond d'un accélérateur innovant comme SuperKEKB repose principalement sur des études de simulations. Bien que les outils développés soient performants il existe néanmoins de nombreuses incertitudes, ce qui avait engendré des difficultés dans Belle.

Une étude détaillée du bruit de fond machine et en particulier du spectre des rayons X et des neutrons a ainsi manqué dans KEKB. Cela a eu pour conséquence d'observer une composante inattendue du spectre synchrotron, due à un aimant de pilotage, qui a fini par trouser le tube à vide de KEKB. Le manque d'étude approfondie du spectre synchrotron aboutit également à une mauvaise estimation du niveau de radiation ayant nécessité le remplacement anticipé du détecteur de vertex. De plus, à cause de la stratégie innovante des nano-faisceaux employée à SuperKEKB, les contributions relatives des différents bruits de fond diffèrent de celles mesurées à KEKB ce qui rend les mesures *in situ* d'autant plus nécessaires pour valider les simulations.

3.1.1 Les objectifs de BEAST II

La collaboration Belle II a ainsi décidé d'installer un ensemble de détecteurs dédiés exclusivement à la caractérisation des bruits de fond machine nommé BEAST II (Belle II Exorcism for A STable experiment) [38].

Leurs mesures sont communiquées en temps réel aux physiciens du collisionneur pour ajuster les paramètres des faisceaux et augmenter la luminosité tout en contrôlant le bruit de fond induit. Ces mesures vont également être utiles pour optimiser la position des écrans contre le bruit de fond et des collimateurs, mais aussi ajuster les simulations du bruit de fond machine qui affectent les mesures de physique de Belle II.

Pour cela contrairement à la Phase I présentée en section 2.5, l'étude discutée ici ayant été effectuée durant la Phase II a été menée dans les conditions réelles de l'expérience, c'est-à-dire avec tous les éléments de focalisation et le champ magnétique nominal. Une copie du tube à vide final dans la région d'interaction a également été installée. L'épaisseur de la couche d'or permettant d'arrêter une partie du rayonnement synchrotron est de $6.6 \mu\text{m}$ pour la Phase II, au lieu de $10 \mu\text{m}$ dans la Phase III. Cette couche est plus mince pour justement ne pas arrêter tout le rayonnement synchrotron et en permettre ainsi une étude statistique valable. En revanche pour des raisons de sécurité, seulement un octant du VXD a été installé. Il consiste en 2 couches de PXD et 4 de SVD placées dans le plan de l'accélérateur suivant la direc-

tion $+x$, dont on s'attend à ce qu'elle soit la plus impactée par certains bruits de fond notamment le rayonnement synchrotron. Dans l'espace restant du volume du VXD est installé un ensemble de détecteurs dédiés à l'étude du bruit de fond.

Précisons que la simulation du bruit de fond machine pour les simulations de physique est faite en incluant des triggers aléatoires enregistrés pendant le run de physique. Les validations des simulations du bruit de fond est néanmoins nécessaires pour prédire les niveaux de bruit de fond attendus à plus haute luminosité instantanée et optimiser le placement des collimateurs et des écrans.

En raison de la difficulté de l'ajustement de certains paramètres de la machine, comme (β_y) , ceux-ci n'atteindront pas leur valeur nominale pendant cette Phase II de mise en service. Pourtant certains processus de bruit de fond comme Touschek et Beam Gas, sont très sensibles à ces paramètres. C'est pourquoi les détecteurs de BEAST II ne se contenteront pas de fournir des informations au groupe de la machine mais participeront, de plus, activement à l'effort de validation des simulations du bruit de fond machine permettant l'extrapolation aux conditions nominales de l'expérience et ainsi assurer un environnement sûr pour le fonctionnement du détecteur tout au long de la vie de l'expérience.

Chaque sous-système apporte une information particulière sur le bruit de fond machine, suivant son emplacement et ses résolutions temporelles, spatiales ou sur la mesure de l'énergie ou de la dose déposée. Certains sont installés dans le volume interne du VXD, d'autres aux abords de ce volume. Les caractéristiques et propriétés de chaque sous-système de BEAST II cités dans cette section sont extraites de l'article publié à la suite de la Phase I [38].

3.1.2 Instrumentation du volume interne de Belle II

Le volume interne de Belle II est celui où sera ensuite (à l'issue de la Phase II) installé le détecteur de vertex constitué des détecteurs à pixels (PXD) et à pistes (SVD). C'est un volume cylindrique d'axe le faisceau et de rayon 15 cm. Ce volume est instrumenté par un module en ϕ du détecteur de vertex de Belle II, ainsi que par un ensemble de détecteurs, comme illustré sur la figure 3.1.

Le détecteur FANGS

Ce détecteur à pixels hybrides est installé au plus près du point d'interaction. Il consiste en 3 modules équipés au total de 15 capteurs en silicium de type FEI4 (utilisés dans ATLAS) de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec des pixels de dimensions $50 \times 250 \mu\text{m}^2$. Il contribue à la mesure du spectre en énergie du rayonnement synchrotron, avec une résolution relative en énergie σ_E/E inférieure à 15% pour une gamme en énergie allant de 10 à 60 keV. Les modules de 10.8 cm de long ont

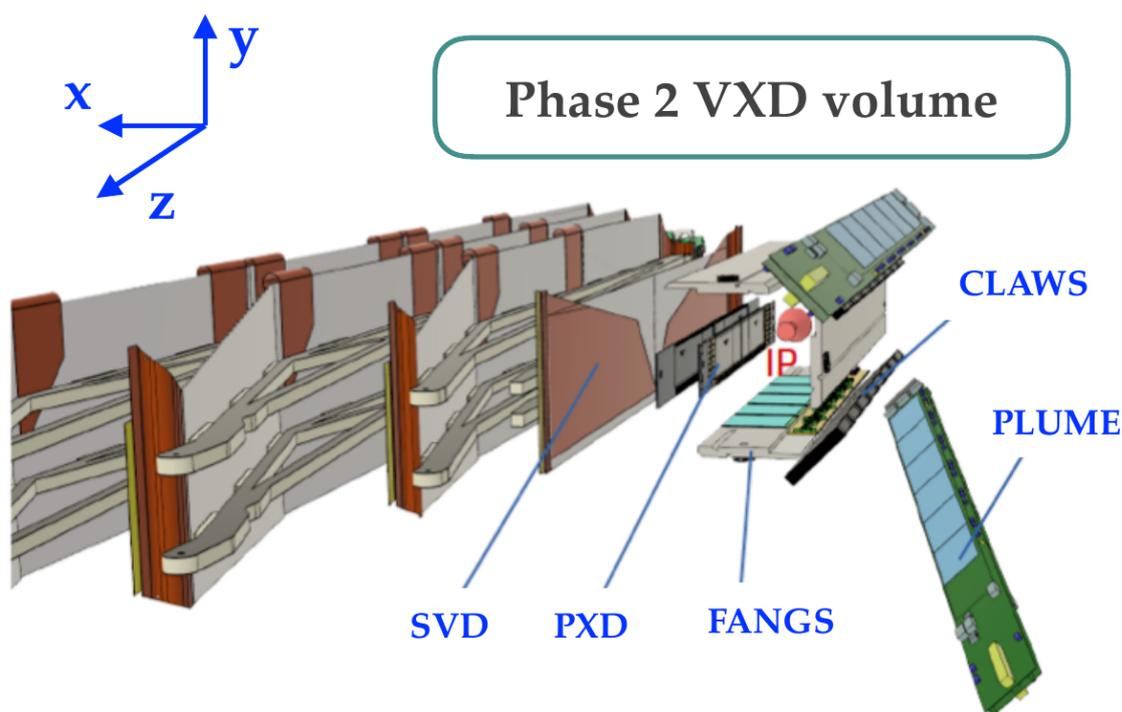


FIGURE 3.1 – Emplacement des détecteurs de BEAST II autour du tube à vide.

été installés parallèlement au faisceau, à un rayon de 2.2 cm, aux angles azimutaux de 90° , 180° et 270° . Cette disposition permet d'identifier de potentielles asymétries angulaires du spectre synchrotron ainsi que de localiser d'éventuelles points chauds le long de l'axe du faisceau.

Le détecteur CLAWS

Les CLAWS consistent en deux modules équipés de scintillateurs lus par des photomultiplicateurs en silicium (SiPMT), capables de détecter aussi bien les rayons X que les particules chargées. Avec leur temps de lecture de 500 ps (1.25 GHz), inférieur à la fréquence de collisions (25 Mhz), ce détecteur est sensible au passage de chaque paquet de particules du faisceau. Ils permettent en particulier la caractérisation précise du bruit d'injection. Les échelles de 16 cm de long, chacune équipée de 8 scintillateurs ($30 \times 30 \times 3 \text{ mm}^3$) sont installées aux angles azimutaux de 135° et de 225° , parallèlement au faisceau, à un rayon de 40 mm. La résolution spatiale est de $3 \times 3 \text{ cm}^2$, la taille d'un scintillateur.

PLUME

Le détecteur PLUME installé dans le volume du VXD est constitué de deux échelles double-face équipées de capteurs CMOS pixélisés, placées immédiatement derrière les détecteurs CLAWS, à $\phi = 135^\circ$ et 225° . L'une est placée parallèlement

à l'axe du faisceau, à un rayon de 5 cm ($\phi = 225^\circ$). Elle est particulièrement adaptée à la mesure des paramètres des trajectoires, les particules produites dans des gerbes électromagnétiques dans les matériaux entourant le point d'interaction arrivent en s'enroulant autour du champ magnétique et bouclent dans cette échelle. L'autre échelle est installée avec un angle polaire de 18° par rapport à l'axe du faisceau ($\phi = 135^\circ$) pour étudier le bruit de fond machine à tous les rayons du détecteur de vertex entre 5 et 12 cm. Le fonctionnement, les performances et les atouts de PLUME pour BEAST II sont détaillés dans les sections suivantes.

Les détecteurs Diamant

Pour assurer la sécurité du détecteur de vertex, les niveaux de doses instantanées et intégrées sont contrôlés par un système de détecteurs Diamant très résistants aux radiations. Ils fournissent également un signal d'interruption de SuperKEKB lorsque le niveau de dose franchit un seuil de sécurité pré-défini.

3.1.3 Instrumentation additionnelle

Les détecteurs Micro-TPC

Dans le but de monitorer et étudier les neutrons rapides (dans la gamme 0.1-3 MeV), 8 micro-TPC ont été installées. Elles sont situées de part et d'autre du volume du VXD. La mesure de la direction des neutrons permet d'identifier le flux de neutrons provenant du faisceau et de localiser le long du faisceau les points de production des neutrons.

Les tubes d'Hélium

Les tubes d'He-3 sont quant à eux sensibles aux neutrons thermiques, c'est-à-dire avec une impulsion en dessous de 6.8 keV. La réaction ayant lieu au sein des tubes est la suivante : $\text{He} + \text{n} \rightarrow 3 \text{H} + \text{p} + \gamma$. Le proton et le tritium (^3H) émis dans des directions opposées ionisent le gas des tubes et produisent un signal suivant un principe similaire à la CDC. Les impulsions du proton et du tritium étant beaucoup plus importantes que celle du neutron incident, la mesure de son impulsion est impossible. Ainsi les tubes d'Helium permettent de compter les neutrons thermiques mais pas d'étudier leur spectre en énergie.

Les diodes PIN

Un réseau de 51 diodes PIN permet de mesurer les doses radioactives. Une diode PIN est composée d'une région non dopée (I) entre deux couches semi-conductrices de type p et n. Les radiations ionisantes traversant la diode créent une traînée de paires électron-trou induisant une augmentation du courant de fuite. Ce courant peut être amplifié pour obtenir une mesure de la dose. La

moitié des diodes ont été recouvertes d'une couche d'or permettant d'écranter le rayonnement synchrotron tout en laissant passer les particules produites par les autres processus bruit de fond. La différence de dose mesurée entre ces deux configurations de diodes permet de faire une mesure directe de la proportion de la dose due au spectre synchrotron sur la dose globale.

3.2 Le détecteur PLUME pour BEAST II

3.2.1 Concept de l'échelle PLUME

Le détecteur PLUME a été conçu à l'origine dans le cadre d'une R&D pour équiper le détecteur de vertex du projet ILC par une collaboration entre l'Université de Bristol, DESY à Hambourg et l'IPHC à Strasbourg [40]. Les objectifs ambitieux du programme de physique de l'ILC, en particulier la mesure du couplage $H \rightarrow c\bar{c}$, qui nécessite la mise en place d'un étiquetage de quark charmés reposant sur un très bon vertexing dans un environnement encombré en *jets*, ont dicté des exigences sur les caractéristiques et les performances de ce futur détecteur de vertex au-delà de ce qui était réalisable à l'époque. Cela implique une résolution spatiale en dessous de $3 \mu\text{m}$ associée à un budget de matière de $0.15\% X_0$ par couche [41]. Des capteurs pixelisés CMOS ont été développés suivant ces exigences à l'IPHC. Parmi eux le capteur MIMOSA-26 qui a équipé le télescope de faisceau EUDET [42] et qui a été utilisé pour concevoir une nouvelle échelle PLUME adaptée au projet BEAST II. Ces capteurs ont une résolution spatiale digitale de $4 \mu\text{m}$, un budget de matière de $0.05\% X_0$ et sont lus en un temps d'intégration de $115 \mu\text{s}$. Ces caractéristiques et leur principe de fonctionnement seront abordés plus en détail dans la section suivante. La manière d'intégrer les capteurs en un détecteur complet est un aspect important qui impacte le budget de matière et donc la résolution spatiale. Tirant profit du faible budget de matière des capteurs CMOS, amincis à $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, une configuration en double couche de détection a été proposée. Six capteurs CMOS sont collés de part et d'autre d'une mousse (en SiC) de 2 mm d'épaisseur et d'un câble flex en cuivre, comme illustré sur la figure 3.2. A noter que le câble flex constitue la contribution la plus importante au budget de matière ($\sim 0.3\% X_0$).

L'effet rigidifiant de l'assemblage capteur-mousse-capteur permet cependant de s'affranchir de support additionnel. De plus, les capteurs CMOS fonctionnent à température ambiante et n'ont pas besoin d'un refroidissement actif, ce qui permet de faire au final un détecteur extrêmement léger, dont le budget de matière est de 0.42% de X_0 . Ce détecteur est ainsi particulièrement adapté pour la mesure des particules de faible impulsion, limitant leur diffusion multiple. Les pixels sont carrés de pas de $18.4 \times 18.4 \mu\text{m}^2$, une échelle en comporte 8 millions. Cette très haute granularité, ainsi que les deux points de mesure qui améliorent la résolution spatiale au moins

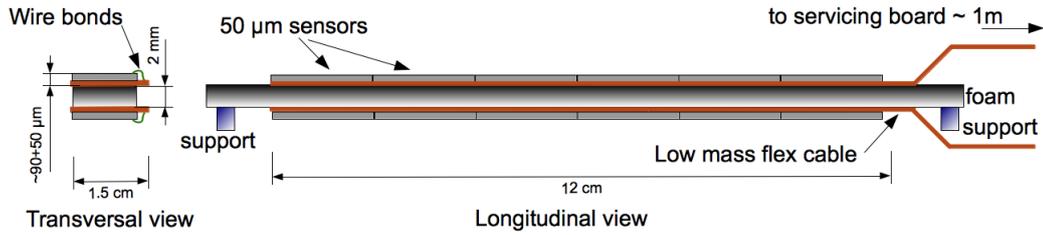


FIGURE 3.2 – Schéma d'une échelle double-face PLUME équipée de 12 capteurs CMOS.

d'un facteur $1/\sqrt{2}$ lorsqu'ils sont combinés, permettent d'atteindre une résolution spatiale de $3 \mu\text{m}$.

3.2.2 Les capteurs CMOS

Le développement des capteurs CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) pixélisés a débuté dans les années 90 pour répondre à la demande d'une technologie d'imagerie simple, à faible consommation d'énergie et bon marché. En 1999 l'IPHC a proposé d'utiliser cette technologie pour la détection des particules chargées.

Principe de fonctionnement

Les capteurs CMOS discutés ici sont actifs, au sens où ils incluent une amplification du signal. Ils sont de plus monolithiques parfois aussi appelés MAPS (Monolithique Active Pixel Sensor).

Lorsqu'une particule chargée traverse le volume sensible en silicium semi-conducteur, des paires électron-trou sont créées le long de sa trajectoire, comme on peut le voir sur la figure 3.3. Environ 80 paires électron-trou par μm sont produites dans le cas d'une particule au minimum d'ionization (MIP) traversant une couche de silicium. Les charges dérivent ensuite par diffusion thermique avant d'être collectées par des diodes.

Les capteurs CMOS pixélisés présentent de nombreux avantages pour équiper les expériences de physique du B , notamment grâce à leurs faible budget de matière. Dans un capteur CMOS le signal est créé dans la fine couche épitaxiale d'une épaisseur de 10 à 20 μm . Comme l'épais substrat en silicium d'origine, généralement de 300 μm , ne participe pas à la détection, il peut être aminci sans affecter les performances de détection. Ainsi les capteurs peuvent être amincis jusqu'à 50 μm , aboutissant à un budget de matière inférieur à 0.05 % de X_0 . En tirant avantage de l'échelle sub-micronique des tailles de grille, l'électronique de lecture (amplification, suppression

3.2. LE DÉTECTEUR PLUME POUR BEAST II

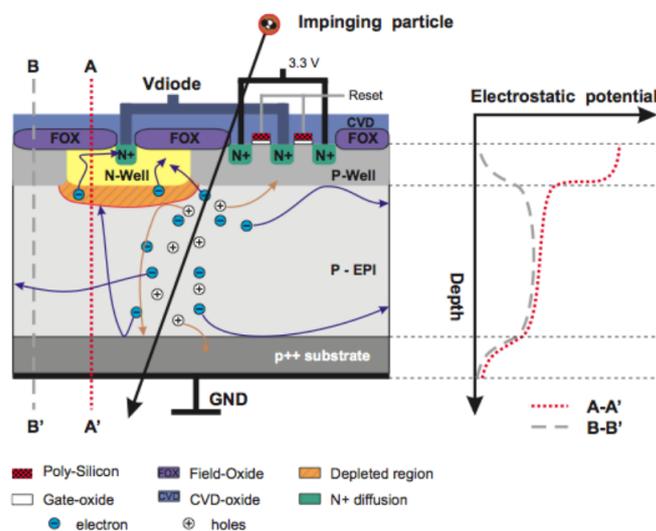


FIGURE 3.3 – Illustration du principe de fonctionnement d’un capteur CMOS.

du bruit, digitalisation) peut être intégrée dans le même substrat.

Un autre avantage des capteurs CMOS pixélisés est qu’ils sont produits industriellement permettant de réduire les coûts de production tout en assurant de bons rendements. Enfin grâce à la forte demande du marché, cette technologie ne cesse de progresser.

Le capteur MIMOSA-26

Les capteurs MIMOSA-26 sont fabriqués en technologie AMS 0.35 μm . Ils ont été développés à l’IPHC en 2008 et ont été exhaustivement testés avec des MIPs, des rayons X et en faisceau de π . Ils équipent des télescopes de faisceaux, notamment au CERN et à DESY. Une variante de ces capteurs a équipé le détecteur de vertex (PXL) de l’expérience STAR au RHIC [43], ayant fonctionné de 2012 à 2015.

Chaque capteur comporte 1152×576 pixels monolithiques de $18.4 \times 18.4 \mu\text{m}^2$. Le signal analogique collecté dans les pixels est transmis en bout de colonne de pixels vers un discriminateur, comme illustré sur la figure 3.4. Celui-ci va convertir la tension analogique en signal digital binaire (1 si les charges collectées dépasse le seuil fixé, 0 sinon).

Lire tous les pixels peut devenir une tâche compliquée dans le cas de capteurs à très haute granularité, comme MIMOSA-26 qui est composé de 6.6×10^5 pixels. Cela engendrerait une forte consommation d’énergie et un long temps de lecture. La stratégie

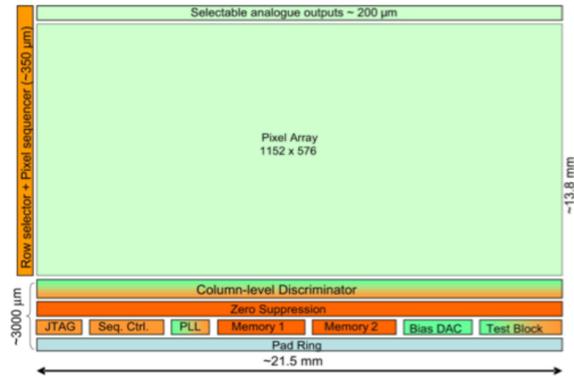


FIGURE 3.4 – Dessin d'un capteur CMOS MIMOSA 26.

de lecture de MIMOSA-26 est basée sur le principe du volet tournant, illustré sur la figure 3.5 qui permet une lecture continue de l'information. Les pixels sont lus ligne par ligne en 200 ns par ligne. Il faut $115 \mu\text{s}$ pour lire l'intégralité du capteur composé de 576 lignes, ce qui correspond à environ 10^4 trames (lecture complète d'un capteur) par seconde. Ceci implique que le signal est intégré durant $115 \mu\text{s}$ dans chaque pixel, temps entre deux lectures du même pixel.

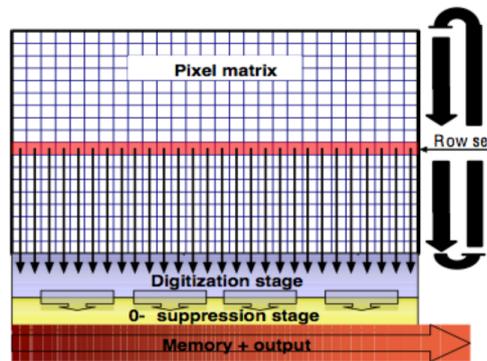


FIGURE 3.5 – Illustration du mode de lecture en volet tournant.

En raison du très grand nombre de pixels et de la fréquence de lecture, le flux de données est très important. Dans le but de le réduire et ainsi de détendre les contraintes sur le système d'acquisition des données (DAQ), un système de compression des données consistant à éliminer tout les pixels éteints (0-suppression) est situé juste après les discriminateurs. Seules les adresses des pixels allumés sont transmises vers le système d'acquisition. Ce système permet de réduire de 10 à 100 fois le flux de données, en fonction du taux d'occupation.

Off-line, un algorithme dit de clusterisation associe les pixels touchés voisins pour

former des amas, constituant ce qui est appelé un hit.

Tenue aux radiations de MIMOSA-26

Enfin, un autre aspect qui peut être crucial, notamment dans le cas d'une application auprès d'un collisionneur comme SuperKEKB, est la tenue aux radiations des capteurs. Comme il a été mentionné dans le chapitre II, un niveau important de radiations ionisantes et non ionisantes est généré par les processus de bruit de fond de SuperKEKB.

Les principaux effets d'une exposition aux radiations consistent en des dommages à la structure cristalline du silicium et une accumulation de charges près des diodes de collection entraînant une augmentation du taux de faux hits et une baisse d'efficacité de détection.

Des études de tenue aux radiations ont été menées sur les capteurs développés à l'IPHC. Les performances de détection du capteur, principalement l'efficacité et le taux de faux hits, sont mesurés après avoir soumis les capteurs à différents niveaux de radiations. Pour l'étude des rayonnements ionisants, les capteurs sont allumés et irradiés par un canon à rayons-X de 10 keV et le niveau de radiation est mesuré en Rad. En ce qui concerne l'étude de l'impact des rayonnements non-ionisants, les capteurs sont plongés dans un réacteur nucléaire et exposés à un flux de neutron de 1 MeV. Le niveau de radiation est quant à lui mesuré en n_{eq}/cm^2 . Les résultats de ces études sont présentés sur la figure 3.6 pour MIMOSA-26 [44].

On observe que l'impact des rayonnements non-ionisants sur les performances de MIMOSA-26 devient significatif à partir $6 \times 10^{12} n_{eq} cm^2 ans^{-1}$. Les estimations basées sur des simulations prédisent un niveau de radiations non ionisantes bien inférieur auprès de SuperKEKB ($10^{11} n_{eq} cm^2 ans^{-1}$) [32]. Les radiations non ionisantes ont donc été considérées comme ne posant pas de problème lors de la conception de PLUME pour BEAST II.

Dans le cas des rayonnements ionisants, on observe un impact significatif sur les performances des capteurs dès 300 kRad. Bien que les performances soient déjà considérées comme dégradées, le capteur fonctionne cependant jusqu'à au moins 500 kRad.

Bien qu'aux conditions nominales d'opération de SuperKEKB il est possible d'estimer précisément la proportion de rayonnements ionisants, cela est en revanche beaucoup plus difficile pendant l'optimisation des paramètres du faisceau de la Phase II du fait de l'évolution constante des conditions d'opération. De plus, certains processus

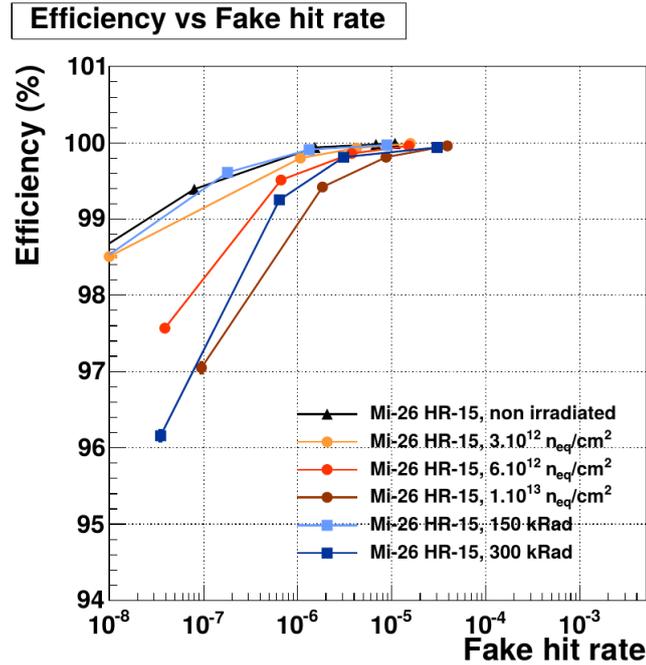


FIGURE 3.6 – Efficacité de détection mesurée en fonction du taux de faux hits pour différentes doses (Rad) et flux ($n_{eq} cm^2$) de radiations des capteurs MIMOSA-26.

physiques ayant lieu dans SuperKEKB pendant la Phase II sont difficilement simulables comme le *Vacuum Scrubbing* mentionné dans la section 2.3.1.

Pour assurer le bon fonctionnement du détecteur PLUME dans BEAST malgré sa tenue modeste aux radiations ionisantes et le manque de prédiction du niveau de radiations générées par SuperKEKB pendant la Phase II de mise en route, nous avons d'une part conçu le système de manière à limiter les risques d'endommagement (fusibles, séparation du chemin de lecture en 2 lieux distincts) et d'autre part vérifié continuellement les performances (le taux de faux hits) au cours du temps tout au long des 5 mois de prise de données (cf. figure 3.7).

En résumé, les capteurs MIMOSA-26 ont un temps de lecture de $115 \mu s$, avec une dissipation énergétique de $350 mWcm^{-2}$, qui leur permet de fonctionner à température ambiante. Des tests sur les capteurs ont montré qu'ils pouvaient supporter jusqu'à environ 500 kRad de radiations. L'efficacité de détection, le taux de faux hits et la résolution spatiale sont représentés pour différents seuils de discrimination sur la figure 3.8. Pour une discrimination de 8 fois le seuil de bruit électronique (7.5 mV), le capteur présente une efficacité de 99.5 % avec un taux de faux *hits* de $\sim 5 \cdot 10^{-6}$, associés à une résolution spatiale de $3.5 \mu m$.

3.2. LE DÉTECTEUR PLUME POUR BEAST II

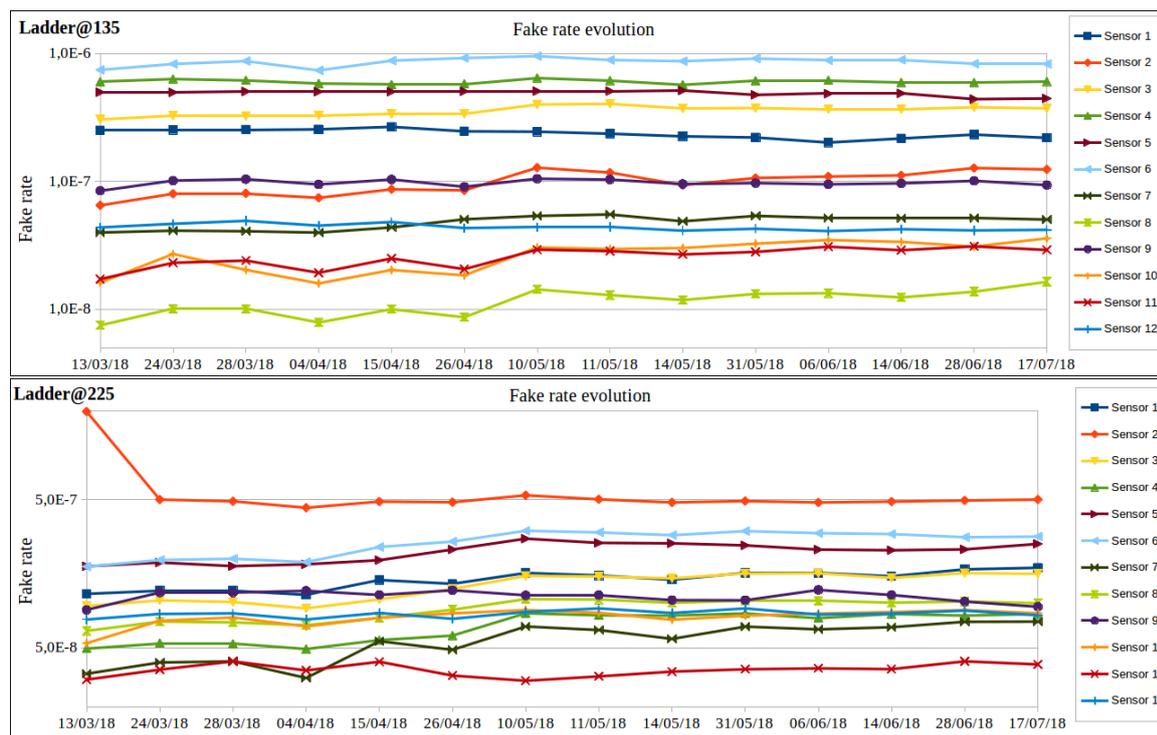


FIGURE 3.7 – Taux de faux hits des 24 capteurs équipant PLUME dans BEAST II, monitorés durant la prise de données de la Phase II.

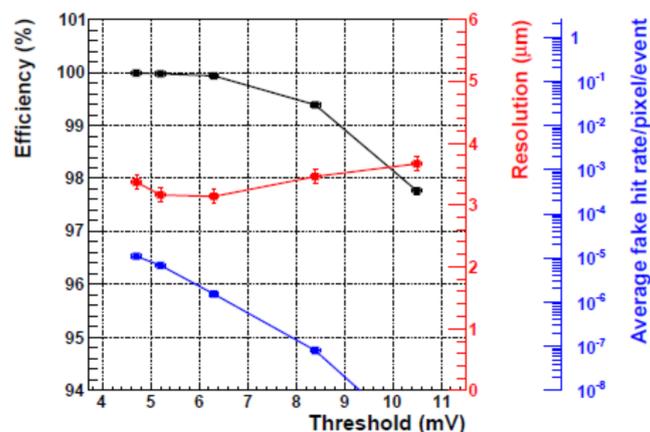


FIGURE 3.8 – Evolution mesurée de l'efficacité de détection, du taux de faux hits et de la resolution spatiale en fonction du seuil de discrimination appliqué [44].

3.2.3 L'échelle PLUME dans BEAST II

L'ensemble de détecteurs PLUME construits pour BEAST II est constitué de deux échelles double-face. L'une est placée parallèlement à l'axe du faisceau, à un rayon de

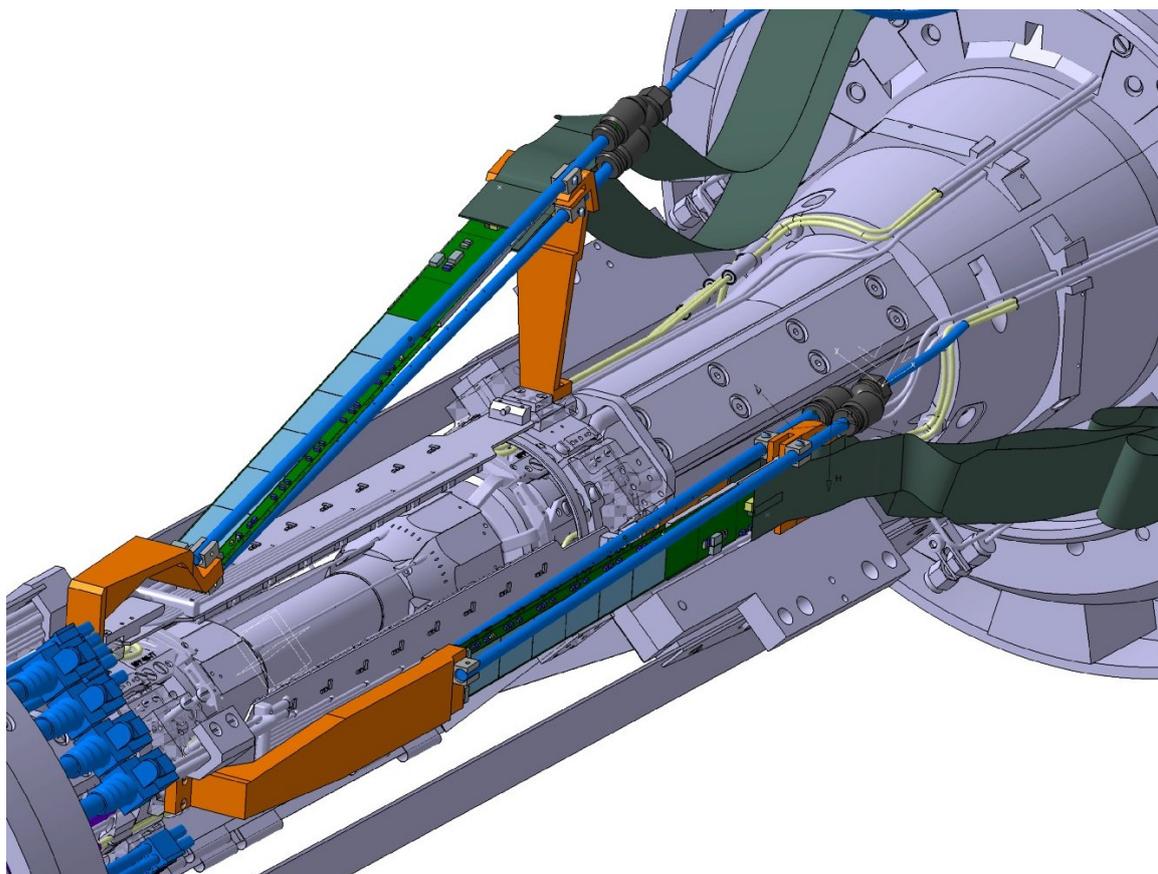


FIGURE 3.9 – Dessin mécanique (CAD) de la disposition des 2 échelles PLUME (en orange) dans le volume interne du trajectomètre de Belle II. Le système de refroidissement est visible en bleu.

5 cm. L'autre échelle est installée avec un angle de 18° par rapport à l'axe du faisceau, pour étudier le bruit de fond machine à tous les rayons du détecteur de vertex entre 5 et 9 cm.

La fixation des échelles PLUME autour du tube à vide (cf. figure 3.9) a nécessité la réalisation de supports mécaniques composés de deux parties en aluminium et en PEEK (PolyEtherEtherKetone) pour répondre aux différentes contraintes de budget de matière, de stabilité mécanique et de réglementation incendie (sans halogène, résistance aux radiations et au feu). Il a aussi été nécessaire de concevoir et développer un système de dissipation de la chaleur de l'échelle PLUME par un flux d'azote de 4 l.min^{-1} soufflé vers les capteurs pour les maintenir à température ambiante. Un modèle 3D du détecteur a permis de bien identifier les contraintes de conception. Il a ensuite été validé par la réalisation de prototype par imprimantes 3D avant la fabrication des pièces finales d'installation et de support.

Système d'acquisition de PLUME

Dans BEAST, chaque détecteur a son propre système d'acquisition indépendant du système d'acquisition globale de Belle II. Pour PLUME dans BEAST II, un système d'acquisition basé sur un châssis PXIe a été développé. Un tel système était déjà utilisé pour l'acquisition des données de test en faisceau des capteurs MIMOSA-26. Mais il n'était pas directement adapté à BEAST II, à cause du très grand nombre de capteurs à lire simultanément et des distances sur lesquelles il était nécessaire de transporter le signal.

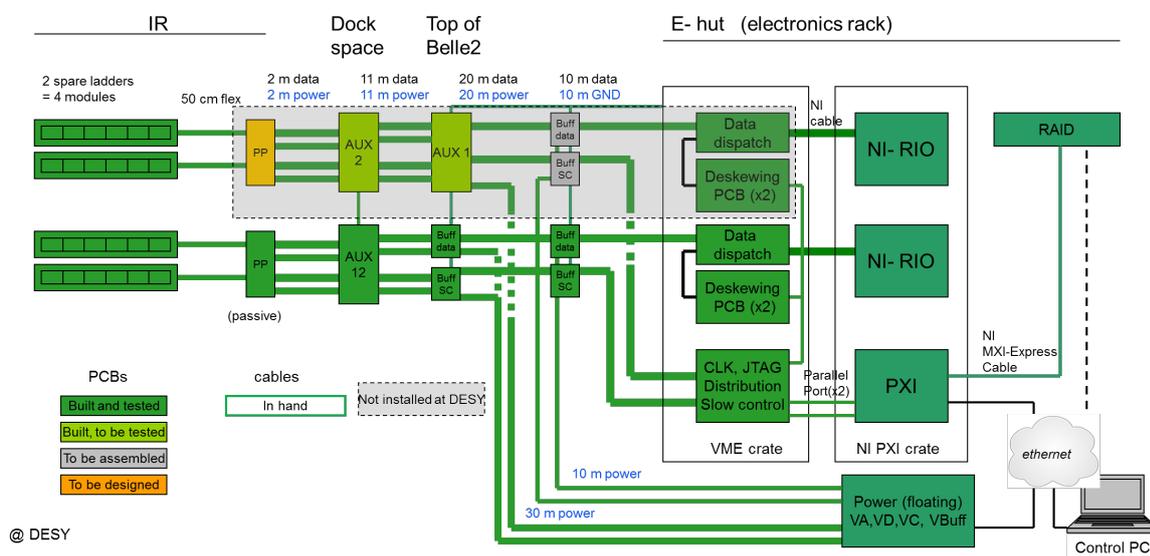


FIGURE 3.10 – Système complet d'acquisition de PLUME dans BEAST II.

De nombreuses cartes ont été conçues à l'IPHC pour faire l'acquisition des données du détecteur, chacune en charge de fonctions spécifiques : pilotage des cartes par software (slow control), monitoring consommation et température, protection contre le latchup.

A cause des fortes radiations autour de la zone d'interaction de Belle II, la majeure partie de l'électronique d'acquisition est placée dans des baraquements entourant Belle II. La longueur de câble nécessaire pour acheminer les données de PLUME vers les cartes d'acquisition est de 40 m. Faire parcourir aux données une telle distance n'est pas sans inconvénient, en plus de la dissipation par effet Joule, du bruit de fond électronique contamine le signal.

Pour pallier cela, le signal est dans un premier temps converti en différentiel, c'est-à-dire que le signal numérique produit par les capteurs PLUME est séparé en deux signaux, l'un de tension positive et l'autre de tension négative par rapport à une ligne de base (*simple-double*). Ainsi lors de la recombinaison (*double-simple*), les différentes contributions du bruit de fond électronique accumulées sur les 40 m de câbles s'annulent. Pour ne pas propager des bruits de fond déjà présents avant la conversion, il est important de faire cette conversion au plus près des capteurs. Cependant les cartes effectuant la conversion risquent également d'être endommagées car elles sont conçues en technologie non résistantes aux radiations pour des raisons évidentes de coût. Deux options ont été développées :

- *Carte AUX 1-2* (cf. figure 3.10) : la première option consiste à placer le système de conversion au plus près du détecteur (à 2.5 m). Elle permet ainsi de limiter l'impact du bruit de fond électronique, de réduire le courant nécessaire pour acheminer les données et donc de réduire la température des capteurs. En revanche, cette solution augmente les risques de dégradation en cas de fortes radiations dans Belle II.
- *Carte AUX 1-AUX 2* (cf. figure 3.10) : la deuxième option consiste à séparer les deux étapes de la procédure c'est-à-dire l'alimentation et les systèmes de sécurité des cartes (AUX 1 à 2.5 m) composés d'éléments très résistants aux radiations, et la conversion différentielle (AUX 2 11 m plus loin). Bien que placer les composants les plus sensibles plus loin de la zone d'interaction réduit considérablement les risques de dégradation, cela augmente néanmoins la contamination du signal par les bruits de fond électroniques.

Pour pallier la dissipation du signal, les différents signaux sont ré-amplifiés tous les 10 m jusqu'à atteindre les cartes d'acquisition situées à 40 m du détecteur (cf. cartes *Buff data* sur la figure 3.10).

Les données acquises par PLUME sont ensuite dans un premier temps analysées en ligne. Ce premier niveau de traitement extrait le taux de comptage sur différentes zones des échelles ainsi que la corrélation au cycle d'injection de l'accélérateur. Ces résultats de PLUME transmis via EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) sont intégrés et affichés en temps réel toutes les secondes dans l'environnement CSS (Control System Studio) de monitoring du détecteur BEAST. Lorsque nécessaire, les données sont enregistrées sur disque pour une analyse hors ligne.

3.2.4 Mesures de PLUME pour BEAST II

Dans cette section nous allons aborder les mesures de PLUME envisagées lors de la conception du projet pour BEAST II. La faisabilité de ces différentes mesures est ensuite discutée le long du manuscrit.

Le taux de hits est mesuré par PLUME en fonction de la coordonnée z pour deux angles azimutaux, $\phi = 135^\circ$ et 225° , avec une précision de l'ordre de $3 \mu m$. L'une des deux échelles est, de plus, inclinée de 18° par rapport à l'axe du faisceau pour mesurer les bruits de fond dans tout le volume du détecteur de vertex pour des rayons $r \in [5, 12] \text{cm}$.

La valeur ajoutée de PLUME est sa double face pixélisée. Deux points sont mesurés pour une particule traversant l'échelle. Cette information unique peut être utilisée dans BEAST II pour caractériser les processus de bruit de fond, en plus du simple taux de hits

Les deux hits mesurés peuvent être associés pour fabriquer des mini-vecteurs et mesurer l'angle d'incidence de la particule. La résolution angulaire de PLUME a été mesurée avec des π^\pm de 120 GeV du SPS du CERN, comme étant de $\sigma = 0.2^\circ$ pour des traces d'incidence de 40° [45]. Cette information pourrait être utilisée pour séparer les processus de bruit de fond *Single Beam*, pour lesquels les hits dans PLUME proviennent de particules secondaires produites dans des gerbes électromagnétiques dans les matériaux environnants, des processus *Beam-Beam* pour lesquels les hits dans PLUME proviennent de particules produites directement au point d'interaction. Les particules chargées vont s'enrouler autour du champ magnétique et traverser l'échelle PLUME de multiples fois lorsqu'elles sont produites dans les matériaux environnant le volume du VXD, alors qu'elles traversent généralement une seule fois PLUME lorsqu'elles proviennent du point d'interaction. Au delà de l'incidence angulaire, le motif des hits peut également être caractéristique du processus de bruit de fond à son origine.

Concernant le rayonnement synchrotron, la sensibilité de PLUME aux rayons-X peut être estimée par la loi de Beer-Lambert. Le spectre en énergie du rayonnement synchrotron produit par SuperKEKB et arrivant dans PLUME est compris potentiellement entre 5 keV (coupure due à l'épaisseur de l'enveloppe du tube à vide) et quelques dizaines de keV. Les calculs fait grâce à l'équation de Beer-Lambert indiquent une sensibilité aux photons de moins de 10 keV avec une efficacité allant de 100 % jusqu'à 10 % lorsque l'énergie augmente. En revanche PLUME n'est pas sensible aux rayons-X de plus de 10 keV c'est-à-dire qu'ils n'impactent pas le taux d'occupation des capteurs et traversent PLUME comme si elle était transparente.

Enfin, l'atténuation du bruit de fond d'injection peut également être mesurée en

fonction du temps grâce à la faible saturation des capteurs qui peuvent lire jusqu'à 10^6 hits par seconde.

3.3 Test d'intégration du système BEAST II

3.3.1 Tests d'installation de BEAST II

Pour affiner le procédure d'installation de BEAST II et être totalement opérationnel pour le démarrage de l'étude du bruit de fond machine en mars 2018, une campagne de tests a été menée en novembre 2016 au laboratoire DESY en Allemagne. Les objectifs étaient dans un premier temps de valider la conception mécanique de BEAST II sur une maquette à l'échelle de la région d'interaction de l'expérience, la procédure d'intégration des détecteurs ainsi que le système de refroidissement. Puis, une fois tous les détecteurs de BEAST II allumés, identifier de potentielles interférences thermiques ou électriques. L'ensemble BEAST II entièrement installé à DESY est représenté sur la figure 3.11.

Ce test nous a permis de vérifier la conception des supports mécaniques de PLUME ainsi que d'affiner la procédure d'installation des deux échelles pour limiter au minimum les risques de détérioration de PLUME ou des autres systèmes de BEAST II lors de l'installation finale dans Belle II.

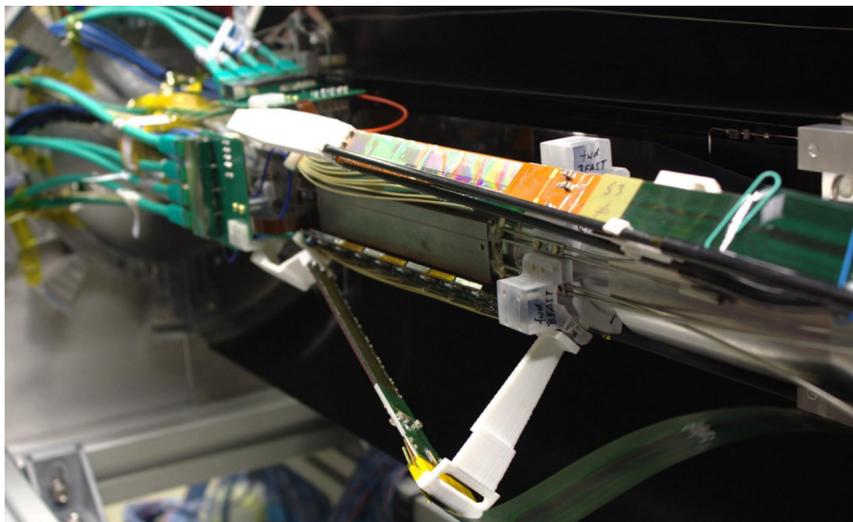


FIGURE 3.11 – Photo du système BEAST II installé pour le test à l'échelle effectué à DESY.

3.3.2 Tests menés sur PLUME

Refroidissement de PLUME

La première étape a été de tester le système de refroidissement. Pour cela nous avons mesuré la température sur les capteurs en leurs points les plus chauds, pour différents flux d'azote. Le système de refroidissement consiste en des tuyaux de carbone de rayon interne 2.5 mm, percés de 12 trous de 800 μm permettant de souffler sur les deux faces de PLUME, ainsi le flux d'azote sur une face correspond à la moitié du flux total.

Les résultats de ce test sont représentés sur la figure 3.12. Comme attendu on observe que la température diminue lorsqu'on augmente le flux d'azote. On observe également qu'au flux minimum réalisable le jour du test ($\phi_{PLUME} = 4 \text{ l min}^{-1}$), la température mesurée sur les capteurs de $\sim 65^\circ C$ est bien en dessous de la température limite pour un fonctionnement optimal ($T_{\text{capteur}}^{\text{limite}} \sim 70^\circ C$). Dans le souci de limiter au maximum les flux de fluide dans le volume interne, pouvant provoquer des turbulences hydrodynamiques, c'est cette configuration qui a été utilisée lors des opérations sur site de la Phase II dans le volume interne de Belle II.

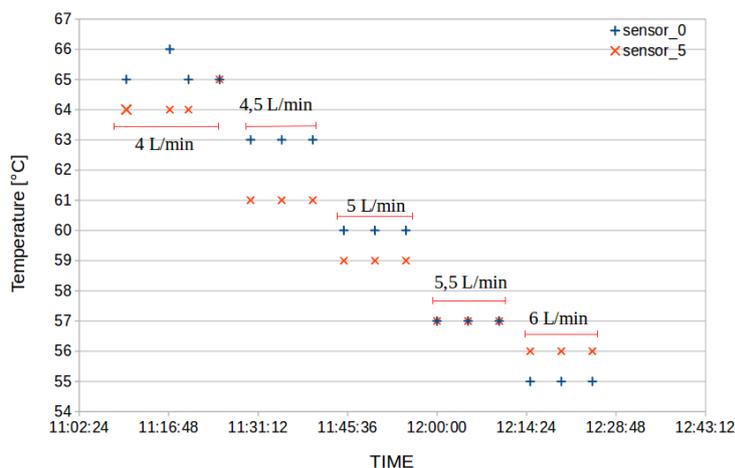


FIGURE 3.12 – Températures mesurées sur les capteurs MIMOSA-26 de PLUME en fonction du flux d'azote.

Evolution du taux de faux hits

L'influence de la température sur le taux de faux hits a été estimée pour deux seuils de discrimination. Pour cela nous avons enregistré 2×10^6 trames pour différents flux d'azote. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 3.13. Bien que pour un seuil de 10 fois le bruit électronique moyen, le taux de faux hits semble diminuer lorsque la température augmente, cette variation ne représente que 15 % relativement. Il semblerait donc que la température

impacte peu le taux de faux hits des capteurs MIMOSA-26 tant qu'elle est sous une température limite d'environ 78°C . A 63°C , ce qui correspond à la température des capteurs avec le flux d'azote nominal, le taux de faux hits est de l'ordre de 9×10^{-7} pour un seuil de 8 fois le bruit électronique moyen (8σ) et 6×10^{-8} pour 10σ .

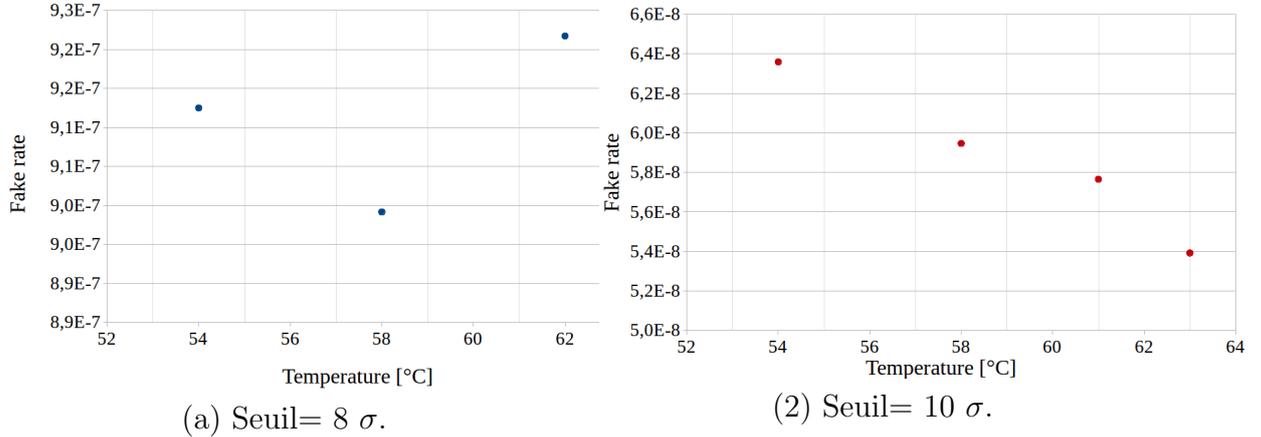


FIGURE 3.13 – Taux de faux hits mesurés pour deux seuils de discrimination du signal, en fonction de la température des capteurs MIMOSA-26 de PLUME.

Masquage des pixels bruyants

Le dernier test concerne l'estimation de l'impact sur le taux de faux hits du masquage des pixels les plus bruyants. Le taux de faux hits maximum toléré par pixel est varié et la fraction de pixels concernés est mesurée. L'impact sur le taux global de faux est par ailleurs étudié. Les résultats sont représentés sur la figure 3.14.

On observe qu'en masquant même une très faible proportion de pixels pathologiques le taux de faux hits est réduit par au moins deux ou trois ordres de grandeur. En effet, pour un seuil de discrimination de 10σ à 63°C , le taux de faux hits était d'environ 6×10^{-8} , alors qu'en masquant 0.06 % des pixels il n'est plus que de 5×10^{-10} et de 2.5×10^{-10} en masquant 0.1% des pixels les plus bruyants. Il est donc possible d'avoir une sensibilité à d'éventuels processus à très faible multiplicité en masquant une fraction de pixels très faible.

3.3.3 Tests menés avec l'ensemble du système BEAST II

Interférences thermiques entre les systèmes

Il s'agit d'identifier de potentielles interférences thermiques entre les systèmes,

3.3. TEST D'INTÉGRATION DU SYSTÈME BEAST II

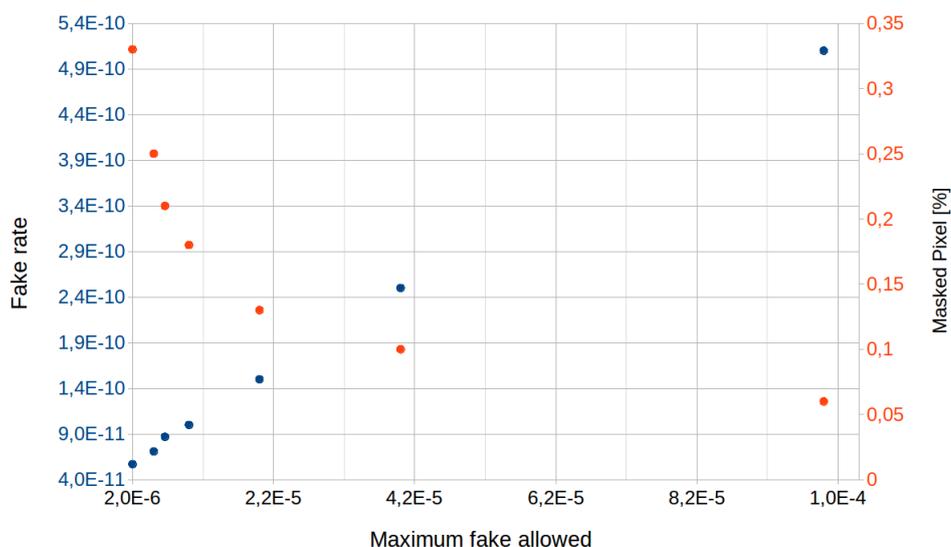


FIGURE 3.14 – Taux de faux hits total et proportion de pixels concernée en fonction du taux de faux hits maximum toléré par pixel.

qui se traduiraient par une augmentation de la température dans le volume, causée par le fonctionnement d'un ou d'un ensemble de détecteurs. Pour cela nous avons mesuré la température des capteurs, pendant que chaque système s'allumait l'un après l'autre, avec une période de stabilisation entre chaque allumage pendant laquelle les données ont été prises. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 3.15. On observe une augmentation de la température d'environ 2 à 3°C lorsque le SVD est allumé, 1 à 2°C supplémentaires lorsqu'il est en mode acquisition, ainsi qu'environ 1°C d'augmentation lorsque les CLAWS fonctionnent. Par contre l'allumage des détecteurs FANGS réduit la température parce que leur système de refroidissement est très efficace (il s'agit de CO₂ à -20°C circulant dans des tuyaux). A la suite de ces tests, la stabilité du système de refroidissement a également été testée. Les résultats sont représentés sur la figure 3.16.

En conclusion, la température globale est estimée être suffisamment stable et en-dessous du point de fonctionnement requis pour l'ensemble des systèmes de BEAST II.

Interférences électriques

Des tests similaires aux tests thermiques ont été réalisés pour estimer l'impact des différents systèmes sur leurs taux de faux signaux respectifs. Ces tests ont été réalisés en parallèle des tests thermiques pour deux seuils de discrimination différents dans le détecteur PLUME (8 σ et 10 σ), les résultats de ces études sont

représentés respectivement sur les figures 3.17 et 3.18. La différence maximale du taux de faux hits observé à une température donnée entre les différentes configurations est de 25 %, ce qui est bien inférieur à l'impact de la variation de température ressentie pendant les différents tests ($\sim 50\%$). La conclusion est que la variation du taux de faux hits observée est dictée par la température plutôt que par une quelconque interférence électrique.

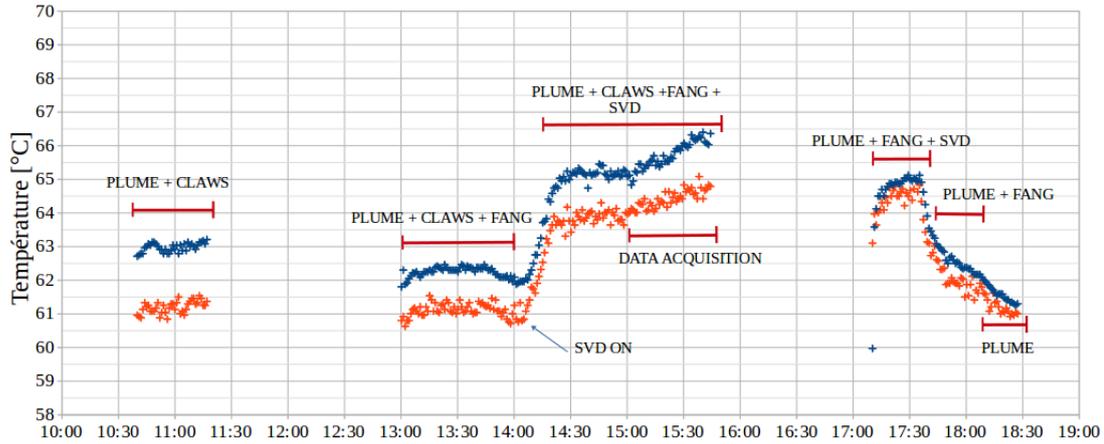


FIGURE 3.15 – Evolution de la température des capteurs de PLUME en fonction des systèmes de BEAST II allumés. Par souci de clarté uniquement deux capteurs sont représentés, chacun sur une face d'une échelle PLUME.

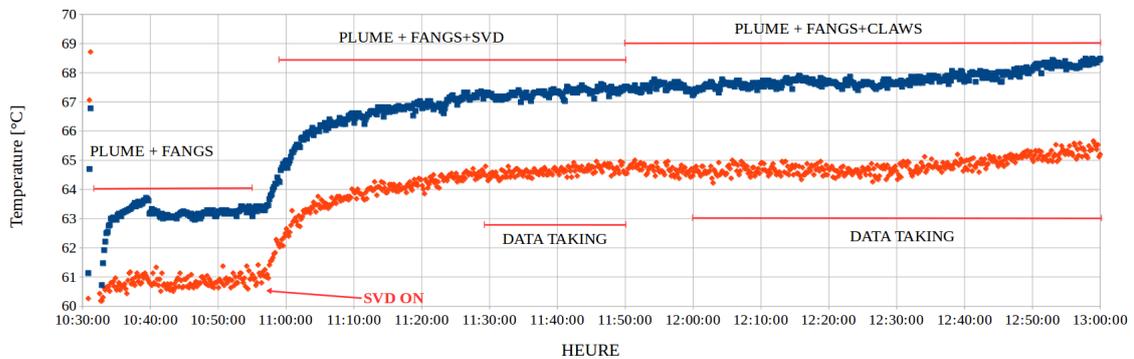


FIGURE 3.16 – Evolution de la température des capteurs de PLUME en fonction des systèmes de BEAST II allumés. Par souci de clarté uniquement deux capteurs sont représentés, chacun sur une face d'une échelle PLUME.

3.3. TEST D'INTÉGRATION DU SYSTÈME BEAST II

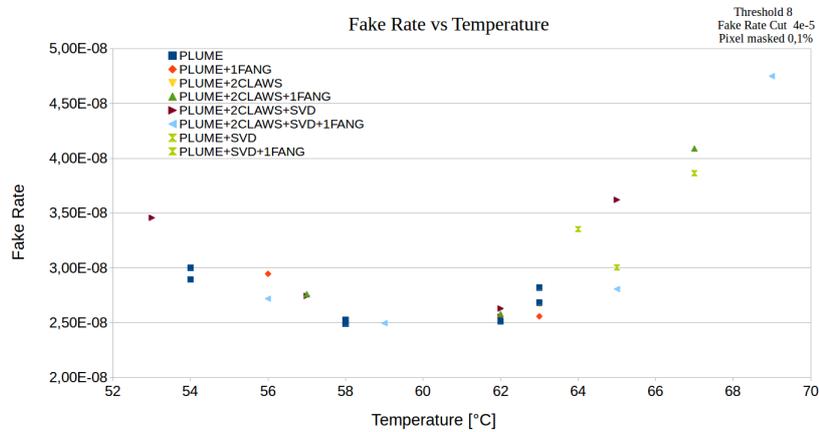


FIGURE 3.17 – Taux de faux hits mesurés PLUME en fonction des systèmes de BEAST II allumés et la température mesuré sur les capteurs de MIMOSA-26 pour un seuil de discrimination de 8σ .

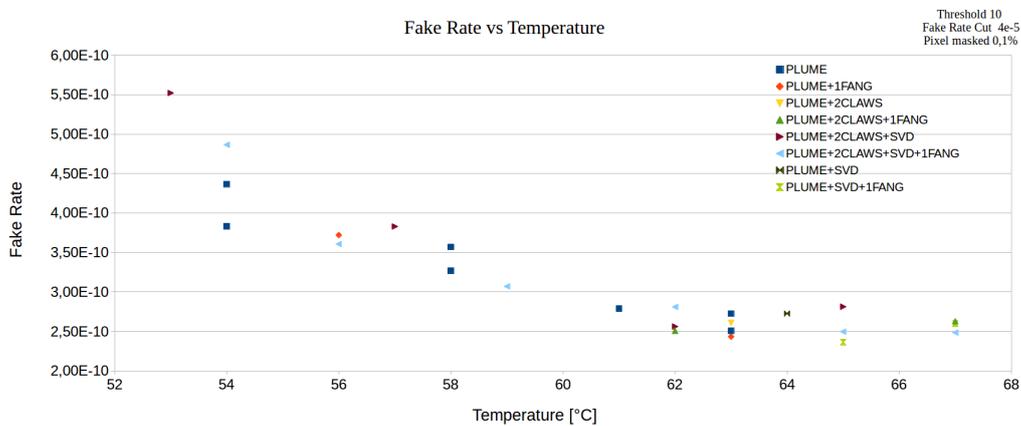


FIGURE 3.18 – Taux de faux hits mesurés PLUME en fonction des systèmes de BEAST II allumés et la température mesuré sur les capteurs de MIMOSA-26 pour un seuil de discrimination de 10σ .

Chapitre 4

Etude du bruit de fond induit par SuperKEKB avec le détecteur PLUME

4.1 Etude du bruit de fond pendant la mise au point des paramètres du faisceau	78
4.1.1 Etude en fonction du courant du faisceau	78
4.1.2 Etude en fonction de la taille transverse du faisceau	80
4.1.3 Etude du bruit de fond d'injection	83
4.1.4 Etude d'un possible bruit de fond synchrotron	85
4.1.5 Observation de Beam scrapping	87
4.1.6 Etude du bruit de fond Beam Beam	89
4.1.7 Comparaison des simulations aux mesures	90
4.2 Etudes off-line du bruit de fond Beam Beam	97
4.2.1 Identification des contributions Single Beam et Beam Beam basées sur les motifs observés dans PLUME	97
4.2.2 Identification de la contribution BeamBeam basée sur l'angle ϕ mesuré par PLUME	107

Dans ce chapitre nous abordons les études du bruit de fond induit par les nano-faisceaux du collisionneur SuperKEKB, menées avec PLUME dans BEAST II. Nous présentons d'abord dans une première partie, les études menées pendant la mise au point des paramètres du faisceau. Celles-ci ont permis d'évaluer en continu le niveau de bruit de fond, ainsi que d'identifier de potentielles contributions inattendues pour en informer les experts de SuperKEKB. Ensuite, dans le but d'établir un modèle du bruit de fond robuste pour permettre l'extrapolation aux conditions nominales de l'expérience, les contributions des différents processus de bruit de fond estimées avec PLUME sont comparées aux prédictions basées sur des simulations. Nous abordons

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

ensuite, dans la deuxième partie de ce chapitre, les différentes tentatives pour observer et caractériser les processus Beam Beam en utilisant les mesures double-faces de PLUME.

La conclusion actuelle sur le contrôle du bruit de fond est faite à la fin de la thèse, en rapportant l'état à la fin des run de printemps 2019.

4.1 Etude du bruit de fond pendant la mise au point des paramètres du faisceau

Dans le but de caractériser le bruit de fond induit par SuperKEKB, de nombreuses études dédiées ont été menées en parallèle de la mise au point des paramètres du faisceau. L'un des principaux but de ces études est d'évaluer la dépendance des différents processus de bruit de fond aux principaux paramètres du faisceau, en particulier le courant I et la taille transverse du faisceau σ_y . Ces études seront abordées dans les sections 4.1.1 et 4.1.2, pour lesquels nous décrirons la méthode employée ainsi que les principales observations. En parallèle de ces études nous avons également étudié le bruit de fond d'injection. Cette étude est présentée dans la section 4.1.3. Dans les sections 4.1.4 et 4.1.5, nous abordons les études menées pour comprendre les bruits de fond inattendus observés. Enfin, les résultats de l'analyse des données collectées pendant ces études sont comparés aux prédictions basées sur les simulations. Les conclusions sur la composition du bruit de fond sont données dans la section 4.1.7.

4.1.1 Etude en fonction du courant du faisceau

Le but de ces études est d'observer la variation du bruit de fond en fonction du courant circulant dans l'anneau de l'accélérateur. Le courant a ainsi été augmenté par paliers successifs avec une période de stabilisation entre chaque palier lors de la prise de données. Pour s'assurer d'observer uniquement la dépendance en fonction du courant, tous les autres paramètres de la machine influant sur le bruit de fond ont été fixés durant le temps de ces études. Un exemple de résultat obtenu lors de ces études est représenté sur la figure 4.1.

Le courant maximum atteint au cours des différentes études a été intentionnellement limité par une fuite dans le système de refroidissement du tube à vide dans le volume interne de Belle II. Cette fuite avait été détectée peu avant le démarrage de la prise de données de la Phase II et la collaboration a décidé d'effectuer une réparation limitée permettant le démarrage suivant le calendrier prévu. Cette décision a impliqué cependant une limitation du courant à ~ 0.3 A à cause de la hausse en température

CHAPITRE 4. ETUDE DU BRUIT DE FOND INDUIT PAR SUPERKEKB AVEC LE DÉTECTEUR PLUME

résultante. Le plan initial de la Phase II était d'atteindre une luminosité instantanée de $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ avec des courants de 1 A (LER) et 0.8 A (HER) respectivement.

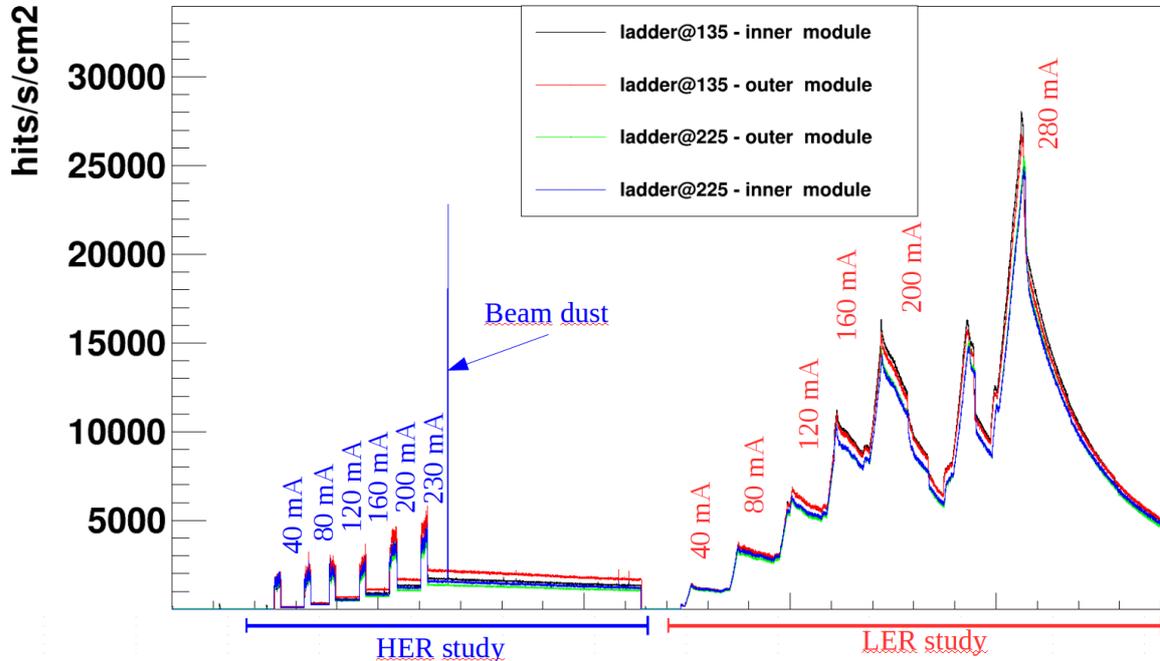


FIGURE 4.1 – Comptage en fonction du temps dans les quatre modules de PLUME, pour l'étude en fonction des courants du HER et LER. La durée correspondante à la période en temps représentée sur l'axe des abscisses est de 7 heures.

Au cours de ces études nous avons observé un niveau de bruit de fond nettement plus élevé dans le LER que dans le HER. Ce comportement est attendu compte tenu de la moins bonne qualité du vide dans le nouveau LER, impliquant une contribution significative des processus Beam Gas. Cette proportion importante de particules perdues dans le faisceau liée au processus Beam Gas dans le LER impacte fortement le temps de vie du faisceau, avec un temps de vie moyen dans le HER 4 fois plus important que celui dans le LER. Cela se traduit par une diminution notable et rapide du courant entre chaque injection dans le LER (cf. figure 4.1).

Bien que l'effet du courant sur le niveau de bruit de fond soit clairement observable il est difficile d'en extraire la dépendance précise. Nous avons réalisé un ajustement du niveau de bruit de fond suivant une dépendance quadratique en fonction du courant, comme montré sur la figure 4.2.

En revanche, cette méthode ne permet pas de discriminer les différentes composantes du bruit de fond, mais elle permet d'estimer plus précisément la dépendance

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

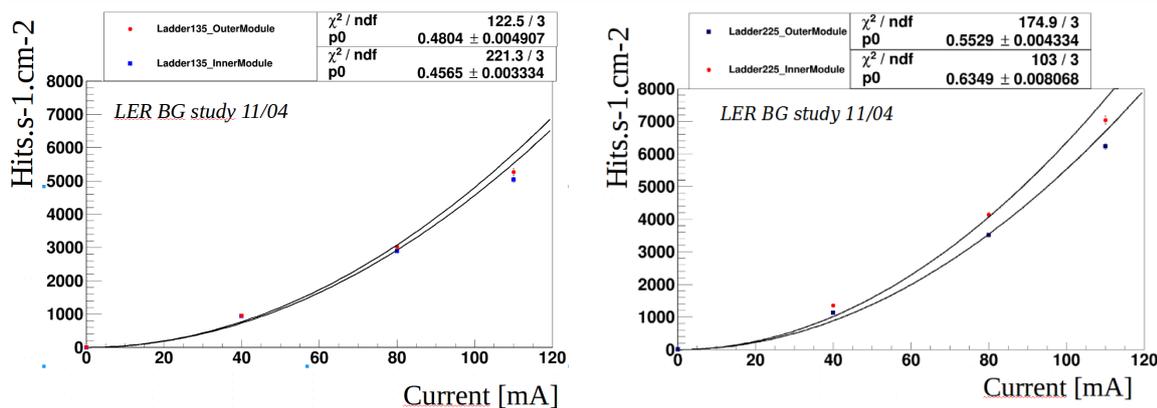


FIGURE 4.2 – Ajustement par un polynôme du second degré du taux de hits mesuré par PLUME en fonction du courant du faisceau LER, pour les deux faces de l’échelle inclinée à $\phi=135^\circ$ à gauche et pour les deux faces de l’échelle parallèle au faisceau à $\phi=225^\circ$ à droite.

du bruit de fond en fonction du courant et d’observer des potentiels comportements inattendus, pour le cas échéant les communiquer aux experts de SuperKEKB. Par exemple, bien que le niveau de bruit de fond suive une dépendance quadratique en fonction du courant comme prévu en théorie (cf. formules données au chapitre II), on observe un excès systématique de hits sur l’une des faces des échelles PLUME. Cet effet est surtout significatif sur l’échelle parallèle placée à $\phi = 225^\circ$. L’hypothèse avancée est celle d’une contribution dû au Rayonnement Synchrotron. Une étude approfondie a été menée pour tester cette hypothèse, elle est présentée dans la section 4.1.4.

Sur la figure 4.1, on peut également observer un pic caractéristique causé par un dégazage au sein du tube à vide. L’interaction des particules avec le gaz présent va engendrer une forte augmentation du taux de hits très localisée dans le temps (notée ”Beam dust” sur la figure). Pour éviter que ce genre de phénomènes ne se produisent fréquemment les gaz rémanents sont continuellement extraits du tube à vide.

4.1.2 Etude en fonction de la taille transverse du faisceau

Un autre type d’études menées pendant la mise en service de SuperKEKB a eu pour but d’estimer la contribution individuelle du processus Touschek au bruit de fond total, en changeant la valeur de la dimension verticale du faisceau σ_y .

Bien que le processus Touschek dépende, comme on l’a vu dans la section 2.3.1, de l’énergie du faisceau et du nombre de paquets injectés, en pratique ces paramètres sont fixés. C’est pourquoi l’amplitude mesurée de la contribution due à Touschek

CHAPITRE 4. ETUDE DU BRUIT DE FOND INDUIT PAR SUPERKEKB
AVEC LE DÉTECTEUR PLUME

ne dépend en réalité que du courant I et de la composante verticale de la taille du faisceau, σ_y :

$$Touscheck \sim \frac{I^2}{\sigma_y} \quad (4.1)$$

Pour ce genre d'étude, la taille du faisceau a été modifiée en variant la valeur de l'ECK (Emittance Control Knob), ce qui consiste à changer la configuration des quadrupoles et sextupoles. Alors que la taille du faisceau augmente avec la valeur de l'ECK, son signe permet uniquement de distinguer deux configurations différentes aboutissant à la même taille de faisceau. La correspondance entre valeur de l'ECK et la taille transverse du faisceau σ_y est donnée dans le tableau 4.1.

	HER				LER		
ECK	0	1	2	3	0	1	2
$\sigma_y[\mu\text{m}]$	35	50	100	130	60	90	150

TABLE 4.1 – Correspondance entre la valeur de l'ECK et la taille transverse du faisceau σ_y .

Les études ont ainsi consisté à faire varier la valeur de l'ECK, pour différents courants fixés en début de run. Le nombre de paliers explorés par sous-run dépend du temps de vie du faisceau. Un exemple de résultats obtenus pendant une étude réalisée sur le LER est représenté sur la figure 4.3.

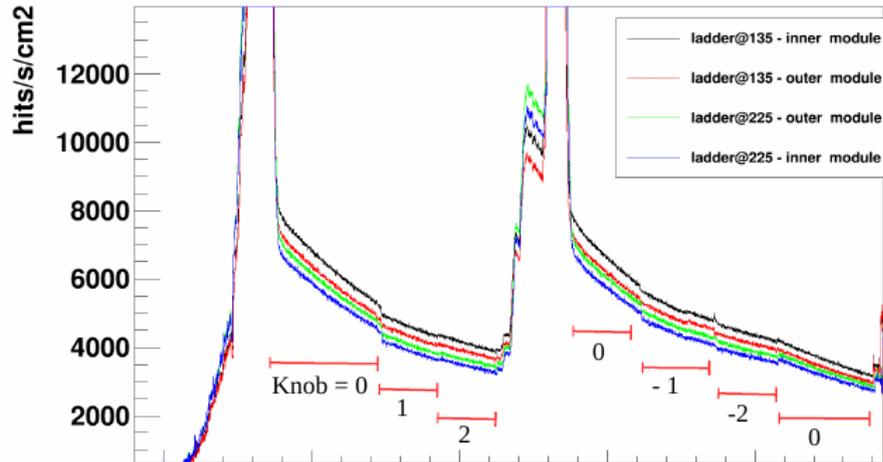


FIGURE 4.3 – Taux de hits mesuré par seconde et par cm^2 dans les quatre faces de PLUME pour différentes valeurs du ECK. La durée correspondante à la période en temps représentée sur l'axe des abscisses est de 3 heures.

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

On peut observer qualitativement que le bruit de fond mesuré par PLUME diminue avec l'augmentation de la taille du faisceau tel qu'attendu en théorie pour le processus Touschek. Cependant, cet effet est relativement faible dans le LER, parce que le processus Beam Gas domine largement le bruit de fond dans le LER comme déjà observé lors des études en fonction du courant.

Des études similaires ont été menées sur le HER, un exemple de résultat est représenté sur la figure 4.4.

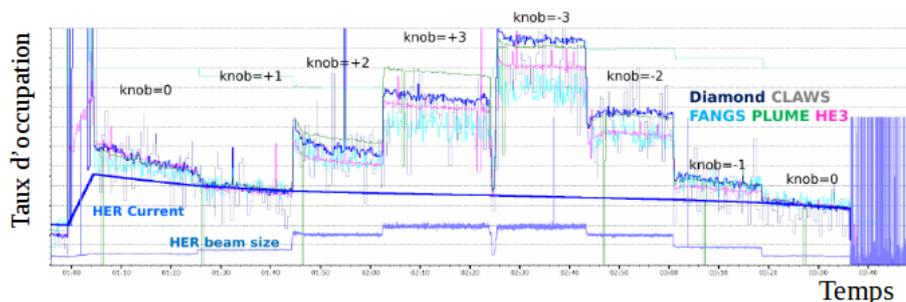


FIGURE 4.4 – Evolution du niveau de bruit de fond mesuré au cours du temps par les différents systèmes de BEAST II, lors d'une étude de l'impact de la taille transverse du faisceau HER. La durée correspondante à la période en temps représentée sur l'axe des abscisses est de 4 heures.

Aux faibles tailles de faisceau ($\sigma_y < 50 \mu m$, ECK = 0 ou 1) on observe le comportement attendu d'une diminution du bruit de fond avec l'augmentation de la taille du faisceau. En revanche, pour des tailles de faisceau plus importantes c'est le comportement inverse qui est observé. Une étude plus approfondie de ce phénomène inattendu, nommé *Beam Scrapping*, a été réalisée avec PLUME, celle-ci est présentée dans la section 4.1.5.

Enfin, contrairement au LER pour lequel les premières études ont montré immédiatement que son temps de vie était clairement lié au processus Beam Gas, la dépendance du temps de vie du faisceau HER au processus de bruit de fond a nécessité une analyse particulière. Nous avons réalisé un ajustement du temps de vie du faisceau en fonction de sa taille. Le modèle qui nous a permis d'ajuster précisément le temps de vie ne prend en compte que le processus Touschek tel que :

$$\frac{1}{\tau} \sim \text{Touschek} \frac{I}{\sigma_y} \quad (4.2)$$

Les résultats de cet ajustement, présentés sur la figure 4.5, montre que considérer uniquement le processus Touschek permet de décrire complètement l'évolution du

temps de vie en fonction de la taille du faisceau dans le HER. Ceci nous indique que, bien que les effets du *Beam scrapping* impactent le niveau de bruit de fond global, il impacte finalement peu le temps de vie du faisceau.

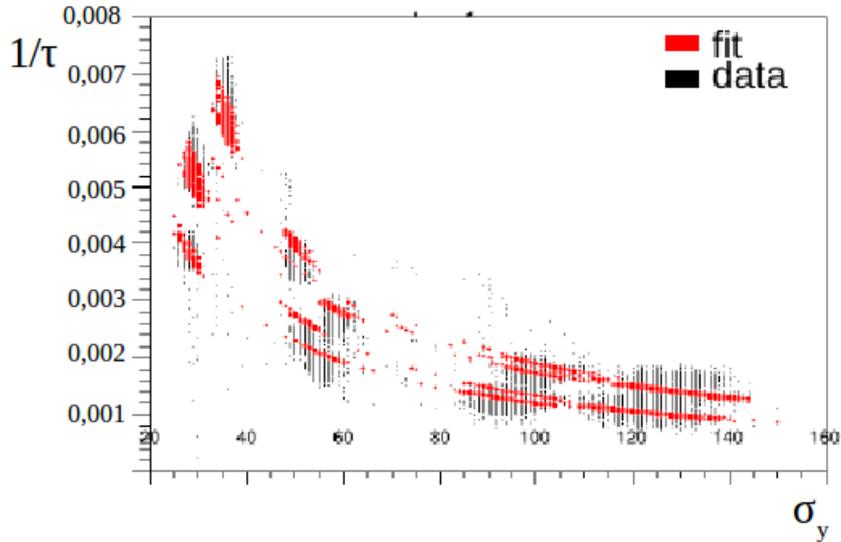


FIGURE 4.5 – Ajustement du temps de vie du faisceau en fonction de sa taille transverse.

4.1.3 Etude du bruit de fond d'injection

Contrairement aux autres sources de bruit de fond qui sont présentes en permanence, le bruit d'injection n'intervient que pendant quelques millisecondes après l'injection d'un nouveau paquet. Pour être capable d'identifier les trames de lecture des données de PLUME concernées par le bruit d'injection, on utilise un signal de déclenchement envoyé par SuperKEKB à chaque injection d'un nouveau paquet.

Le temps d'intégration de PLUME ($115 \mu s$) est bien inférieur au temps de relaxation du bruit d'injection ($\sim 4 \text{ ms}$) qui avait été mesuré pendant la Phase I. Il est donc possible d'échantillonner la pente de décroissance du bruit d'injection avec PLUME, en mesurant le taux de comptage en fonction du temps après une injection. Pour obtenir suffisamment de statistique, les données de toutes les injections pour un run donné sont sommées. Un exemple de résultat est présenté sur les figures 4.6 et 4.7.

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

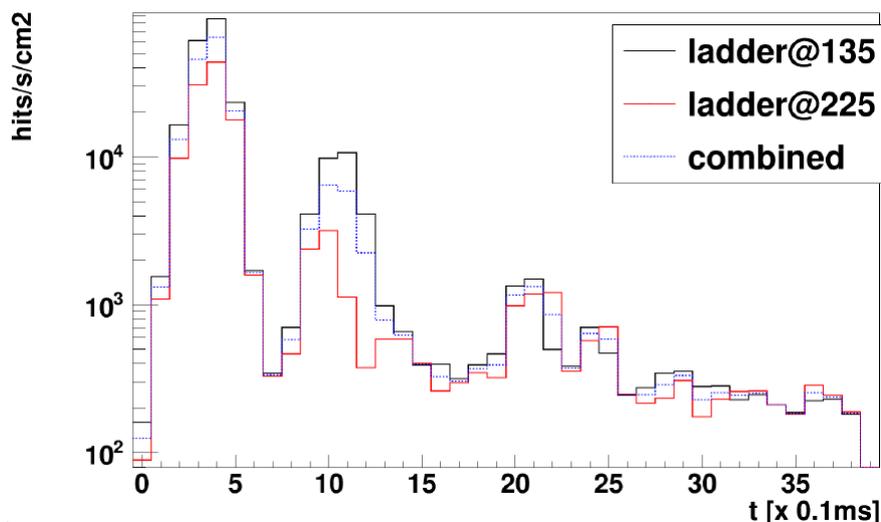


FIGURE 4.6 – Taux de comptage moyen dans PLUME en fonction du temps après l'injection d'un nouveau paquet dans le HER.

Structure temporelle

Les données obtenues avec PLUME ont permis d'observer la structure temporelle du bruit d'injection. La connaissance de celle-ci est très importante pour la définition de la fenêtre de véto (gated mode) nécessaire pour la prise de données du PXD. Comme lors de la Phase I, on observe que le niveau de bruit de fond d'injection oscille après les injections, avec un maximum aux alentours de 0.3 ms (30 révolutions dans l'anneau de SuperKEKB) et un retour au niveau de base après 4 ms (400 révolutions).

Ces augmentations périodiques du bruit de fond sont liées aux oscillations synchrotron. En effet, les périodes caractéristiques des oscillations synchrotron dans SuperKEKB sont de 50.5 révolutions pour le LER et de 40.7 pour le HER [46], compatibles avec les périodes observées dans PLUME. Mentionnons que ces périodes sont fortement liées aux paramètres du faisceau, donc elles évoluent à chaque run. Ces oscillations peuvent engendrer un changement de phase des particules au sein du champ magnétique, perturbant par la même occasion leur énergie. Dans le cas d'un paquet de particules hautement perturbées comme le sont celles des paquets injectés, ce changement d'énergie et d'impulsion est si important qu'il peut faire sortir une particule de l'acceptance du paquet, induisant un fort bruit de fond dans le détecteur.

On observe également que le bruit d'injection est considérablement plus élevé dans le LER. Cet effet est attribué à l'émittance plus importante des positrons du fait de l'optimisation limitée du '*Damping Ring*', qui a été ajouté au complexe d'accélération entre la Phase I et la Phase II.

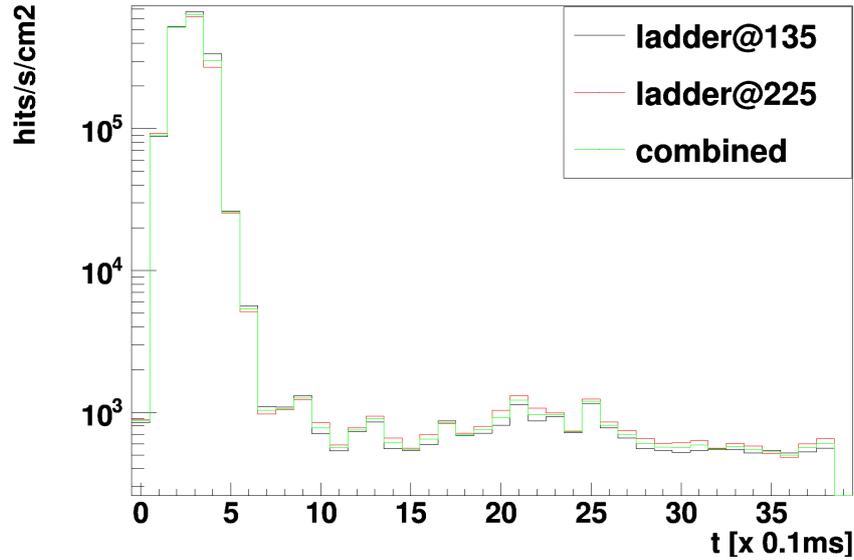


FIGURE 4.7 – Taux de comptage moyen dans PLUME en fonction du temps après l’injection d’un nouveau paquet dans le LER.

4.1.4 Etude d’un possible bruit de fond synchrotron

Au cours des études réalisées nous avons observé des composantes non attendues du bruit de fond de SuperKEKB. Des études spécifiques ont été menées pour identifier et caractériser les processus physiques à leur origine.

Le premier exemple concerne l’excès de hits sur l’une des deux faces de chacune des échelles PLUME. L’hypothèse de départ était qu’il avait comme origine le rayonnement synchrotron, lequel a l’énergie des faisceaux de SuperKEKB auraient des énergies comprises entre quelques keV et quelques dizaines de keV. Suivant la loi de Beer-Lambert, on estime que les capteurs équipant PLUME sont transparents aux photons de plus de $E_{PLUME}^{max} \sim 15$ keV. L’excès observé serait donc dû à des photons d’énergie $E < E_{PLUME}^{max}$, qui du fait de leur faible énergie se convertiraient immédiatement dans la première face de PLUME traversée.

Partant de l’hypothèse que la contribution des processus Touschek et Beam Gas est la même sur les deux faces de PLUME, l’amplitude de l’excès de hits devrait ainsi suivre une dépendance linéaire en fonction du courant, comme attendu pour le rayonnement Synchrotron.

L’ajustement réalisé (cf. figure 4.8) montre que l’excès est effectivement compatible avec un comportement linéaire par rapport au courant. En revanche, l’excès est systématiquement observé sur les couches externes de PLUME, ce qui semble a priori indiquer que le rayonnement synchrotron proviendrait des matériaux environnant la

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

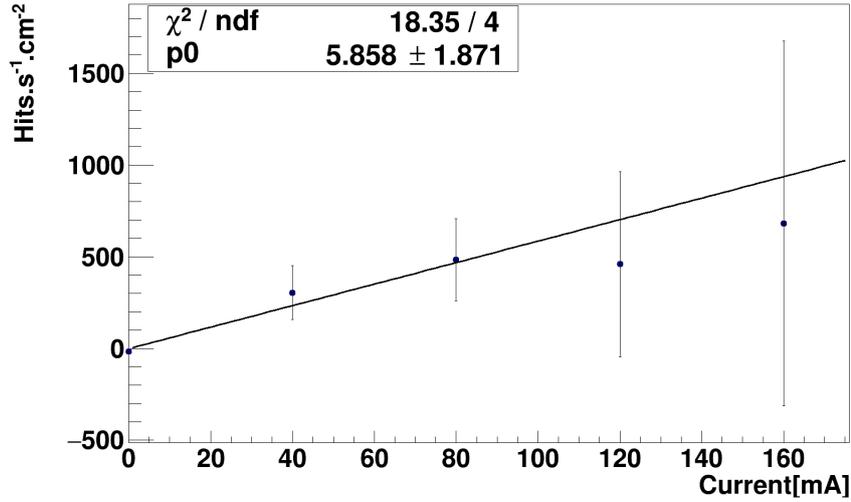


FIGURE 4.8 – Ajustement de l’excès de hits mesuré par PLUME en fonction du courant dans SuperKEKB.

zone d’interaction. Compte tenu des écrans spécifiquement installés à proximité de la zone d’interaction pour arrêter le rayonnement synchrotron susceptible d’atteindre le détecteur, cette conclusion semble contredire l’hypothèse de départ. Si elle venait à être confirmée, cela indiquerait une défaillance dans la configuration des écrans.

Cette étude ne permettant pas de conclure fermement sur la potentielle contribution de synchrotron observé par PLUME, nous avons testé une deuxième hypothèse tirant profit des caractéristiques des capteurs MIMOSA-26 concernant la détection des photons. En effet, les photons synchrotron d’énergie $E < E_{PLUME}^{max}$, subissent une photo-conversion produisant généralement un dépôt de signal dans un seul pixel. On s’attend donc à ce que l’excès observé sur les faces externes de PLUME soit dominé par une population d’amas de 1 pixel. C’est ce que nous avons vérifié avec la figure 4.9.

En ne considérant que les hits constitués de 1 pixel, on observe cette fois-ci l’excès sur la face interne des détecteurs PLUME. Cette observation, bien que contraire à l’observation faite avec le taux de comptage global dans PLUME, est plus cohérente pour des photons Synchrotron provenant du point d’interaction, ce qui est plus probable. On se rend compte que l’excès observé sur l’une des faces avec le taux de comptage global est en réalité dominé par des amas de grande taille (>20 pixels), générés par des particules produites dans les matériaux environnant.

Une étude plus détaillée du taux de comptage en fonction de la taille des amas mesurés par PLUME montre que PLUME devrait en réalité permettre de mesurer une contribution de Rayonnement Synchrotron si celle-ci dépasse 10 % du bruit de fond mesuré. Comme aucune contribution de ce type n’a pu être observée dans les

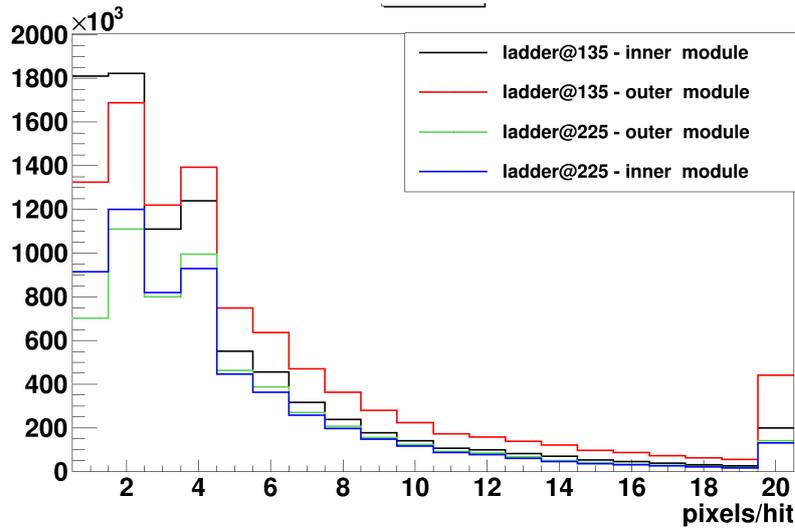


FIGURE 4.9 – Distribution du nombre de la taille des hits (nombre de pixels) pour chacune des faces des échelle PLUME.

données de PLUME, nous en déduisons que celle-ci est négligeable.

4.1.5 Observation de Beam scrapping

Comme nous l’avons vu avec la figure 4.4, les études du processus Touschek dans le HER ont montré qu’à grande taille du faisceau, le niveau de bruit de fond augmentait au lieu de diminuer.

L’hypothèse est qu’à grandes tailles de faisceau, les particules présentes dans la queue de distribution gaussienne des particules du faisceau par rapport à la position nominale, râclent l’enveloppe du tube à vide et génèrent des gerbes électromagnétiques pouvant atteindre le détecteur. Ce phénomène est appelé le *Beam scrapping*. En augmentant la taille du faisceau, on augmente également la proportion de particules en queue de distribution, induisant un nombre d’interactions avec le tube à vide de plus en plus important.

Cet effet observé avec PLUME a pu être corroboré de manière complètement indépendante par l’observation des vertex reconstruits des mésons K_S^0 dans la région d’interaction, représentée sur la figure 4.10. En effet, on observe une accumulation de candidats K_S^0 produits au niveau de l’enveloppe du tube à vide dans les données enregistrées pendant ces mêmes runs, allant dans le même sens d’une origine due aux Beam Scrapping.

Pour étudier plus en détail ce processus, nous avons essayé de corrélérer sa dépendance

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

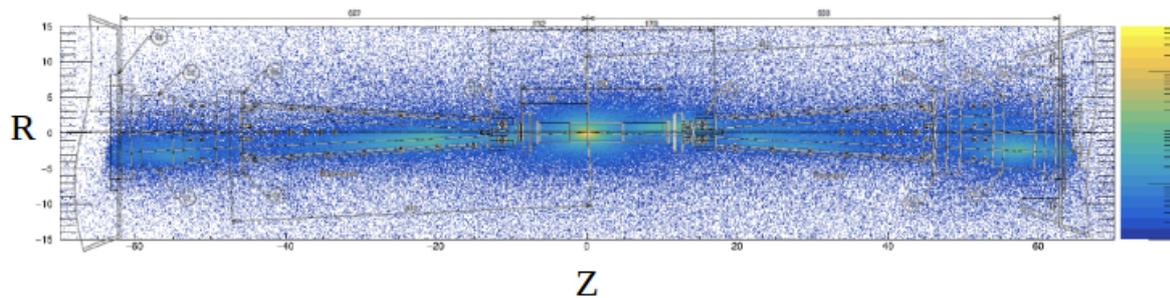


FIGURE 4.10 – Distribution des vertex de production de K_S^0 dans le plan $[R, z]$ du détecteur, superposée au dessin mécanique de la région d'interaction [39].

aux principaux paramètres du faisceau. Suivant une approche empirique nous avons ainsi ajouté une contribution $XI^2\sigma_y^2$ au modèle initial du bruit de fond tel que :

$$O^{PLUME} \propto S_{BeamGaz}IP_{Beam} + S_{Touschek}\frac{I^2}{\sigma_{Beam}} + XI^2\sigma_y^2 \quad (4.3)$$

Où O^{PLUME} est le taux de comptage dans PLUME [$\text{Hits cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] et $S_{BeamGaz}$, $S_{Touschek}$, sont appelés les sensibilités aux processus Beam Gas et Touschek.

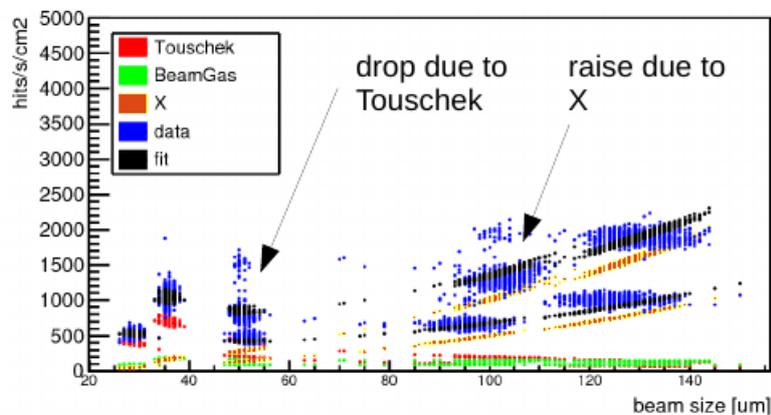


FIGURE 4.11 – Ajustement avec le modèle de l'équation (4.3) du taux de comptage dans PLUME en fonction de la taille transverse du faisceau.

La conclusion est que cette nouvelle composante est bien nécessaire pour expliquer l'augmentation du bruit de fond observé à grande taille du faisceau, comme illustré sur la figure 4.11. En refaisant ce même ajustement indépendamment pour chaque capteur on peut dresser une carte de sensibilité de PLUME à chacune des composantes, comme montré sur la figure 4.12. On peut observer que la carte de la composante inconnue, appelée X, suit la même tendance que celle du Touschek en

fonction des coordonnées r et z . Ceci porte à croire qu'il a une origine similaire.

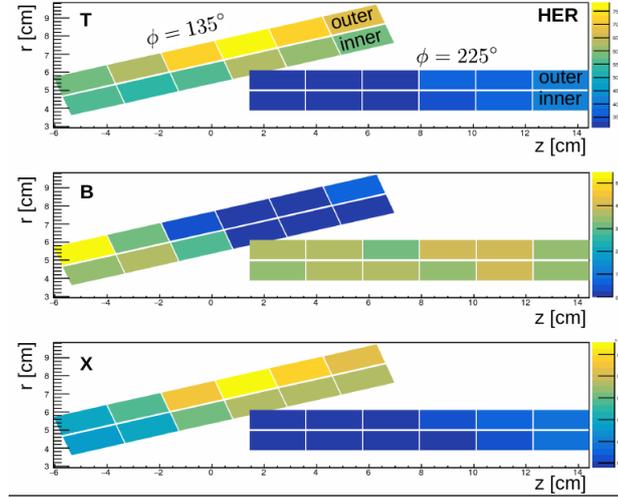


FIGURE 4.12 – Carte de sensibilité des capteurs de PLUME aux différentes composantes du bruit de fond. (T : Touschek, B : Beam Gas, X : Beam-scraping)

Finalement, suite à l'optimisation de l'optique du faisceau qui a permis de réduire considérablement la taille du faisceau, plus aucun effet de Beam Scraping n'a été observé lors des études suivantes du bruit de fond menées pendant la Phase II, et les investigations n'ont pas été plus poussées.

4.1.6 Etude du bruit de fond Beam Beam

Des études consacrées aux bruits de fond Beam Beam ont également été menées grâce aux données collectées pendant les runs de physique de la Phase II. Cependant aucune contribution notable au bruit de fond global n'a été observée, en témoigne le très bon accord de l'ajustement du taux de hits mesuré dans PLUME avec un modèle de bruit de fond ne prenant pas compte des contributions des processus Touschek et Beam Gas, comme illustré sur la figure 4.13.

Cette observation est cohérente avec l'importante proportion de Beam Gas et les prédictions basées sur les simulations qui prévoient que le processus Two-photons ne domine (à petit rayon) qu'à très haute luminosité ($> 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), bien au-delà de la luminosité maximale atteinte pendant la Phase II ($5.5 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). D'autres approches ont tout de même été explorées pour estimer la contribution des processus Beam Beam avec PLUME, elles seront abordées en détail dans la section 4.2.

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

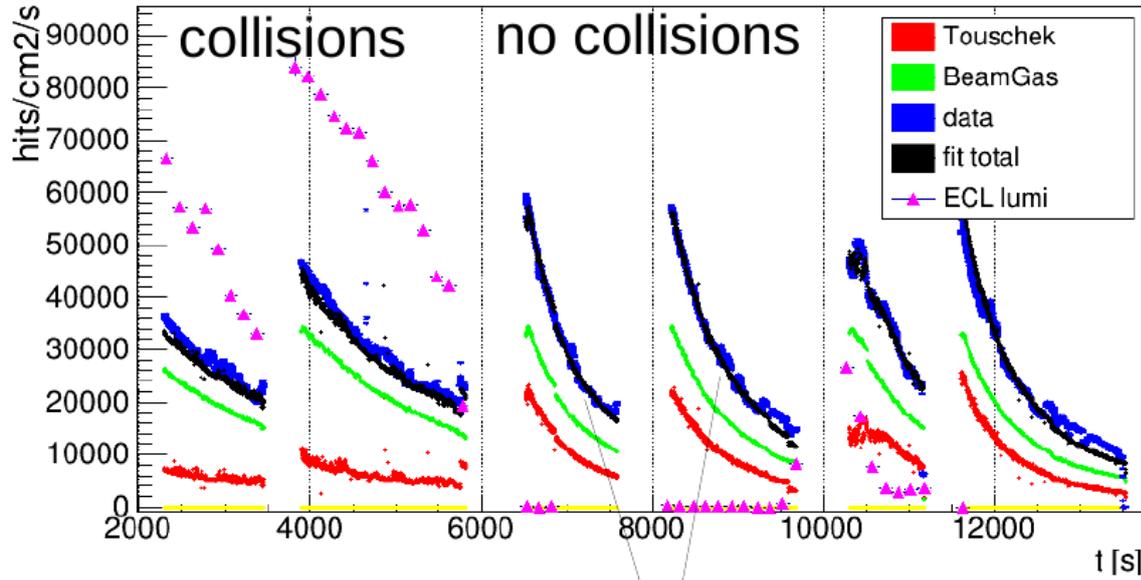


FIGURE 4.13 – Ajustement du taux de hits mesuré avec PLUME lors d’une étude dédiée au processus Beam Beam suivant un modèle prenant en compte uniquement les processus Single Beam.

4.1.7 Comparaison des simulations aux mesures

Un objectif important des différentes études de bruit de fond menées pendant la Phase II est de comparer les mesures avec les prédictions basées sur des simulations produites avec les mêmes conditions de courant, de pression, de taille de faisceau, et la même configuration des collimateurs. Ces extrapolations ont deux buts. D’une part, il s’agit de valider les simulations pour pouvoir prédire les conditions de bruit de fond aux plus hautes luminosités qui seront délivrées dans quelques années. D’autre part, il s’agit d’optimiser avec la simulation les positions des collimateurs supplémentaires qui seront ajoutés par la suite dans le LER entre la Phase II et la Phase III.

Simulation

La simulation des bruits de fond dans Belle II est composée d’une partie génération des processus de bruit de fond et d’une partie interaction dans le détecteur. Cette seconde partie est la même utilisée pour toutes les simulations de Belle II, elle est basée sur Geant-4 [47]. La première partie est faite par le logiciel Strategic Accelerator Design (SAD) [48] pour les processus Touschek et Beam Gas, par BBBrem [49] pour les processus Bhabha radiatif et two-photons et par BHWide [50] pour les émissions de photons à grands angles du processus Bhabha radiatif.

Alors que les autres générateurs simulent uniquement le processus physique d'une collision d'électrons et de positrons, SAD est un logiciel permettant de simuler le transport des particules dans un accélérateur de particules. Il est développé à KEK depuis 1986 et suit le principe suivant :

Un échantillon de particules quittant le faisceau est généré pour chaque section de l'anneau. Leurs trajectoires sont simulées par SAD jusqu'à atteindre le détecteur Belle II. Les particules sont générées avec une déviation en énergie ΔE pour le processus Touschek et avec une déviation angulaire $\Delta\theta$ pour les processus Beam-Gas. Lorsque la particule quitte son orbite en frappant l'enveloppe du tube à vide ou l'un des collimateurs, sa quadri-impulsion et sa position sont enregistrées. Les événements en sortie de SAD sont associés à un poids correspondant à la probabilité relative de cet événement, calculés à partir des paramètres de la machine au point de perte (optique des faisceaux, niveau de pression) et à partir de la déviation angulaire et énergétique du processus à son origine. Si la position de perte de la particule est assez proche du point d'interaction pour interagir avec le détecteur, ces informations sont transmises à GEANT4 qui prendra en charge le développement des gerbes issues des particules générées par SAD, ainsi que la simulation complète de l'interaction des particules avec les matériaux de Belle II.

Mesures pour différents β_y^*

Les résultats présentés ici ont été obtenus à partir des données enregistrées lors de deux études Touschek menées respectivement sur le HER et le LER avec deux configurations optiques différentes, $\beta_y^*=4$ mm et $\beta_y^*=3$ mm.

Nous avons réalisé un ajustement des taux de comptage de chaque capteur de PLUME, similaire à celui présenté dans la section 4.1.5, en prenant en compte les paramètres pertinents du faisceau : courant I , taille du faisceau σ_y , nombre de paquets n_b , pression au sein du tube à vide P_{Beam} et composition du gaz Z . La pression mesurée par SuperKEKB P_{Beam} prend en compte le terme dynamique $p'I$, discuté dans la section 2.3.1.

$$S_{SingleBeam}^{PLUME} \propto S_{BeamGas} I Z^2 P_{Beam} + S_{Touschek} \frac{I^2}{n_b \sigma_{Beam}} \quad (4.4)$$

Cet ajustement nous permet d'extraire les paramètres de sensibilité aux processus Touschek et Beam Gas respectivement, $S_{Touschek}$ et $S_{BeamGas}$, qui sont indépendants des conditions des faisceaux. A partir de ces paramètres nous pouvons estimer la valeur du taux de comptage pour n'importe quels paramètres du faisceau. Nous pouvons ainsi comparer les simulations ré-échelonnées aux bonnes conditions de faisceau, avec

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

les mesures de PLUME.

- $\beta^*=4$ mm

Pour l'étude menée avec $\beta_y^*=4$ mm, on observe un désaccord entre les sensibilités prévues par la simulation et celles mesurées par PLUME. Ces désaccords vont de 150 à 650 fois la valeur attendue pour le processus Touschek et de 150 à 350 fois pour le processus Beam Gas, comme on peut le voir sur la figure 4.14.

Dans le LER, le désaccord entre la mesure expérimentale est la prédiction à partir des simulations varie, selon le capteur, entre 5 et 12 fois la valeur attendue pour le processus Touschek et de 20 à 30 fois pour le processus Beam Gas, comme on peut le voir sur la figure 4.15.

La forte fluctuation du désaccord observé pour le HER est liée à la faible statistique des simulations, dont la production nécessite un temps de calcul très élevé.

- $\beta^*=3$ mm

En ce qui concerne les études menées à $\beta^*=3$ mm, on observe cette fois-ci une forte amélioration du désaccord précédemment rapporté pour le HER, qui est réduit d'au moins deux ordres de grandeurs (cf. figure4.16). Cependant le désaccord dans le LER est cette fois-ci plus important, il est compris entre 15 et 25 pour le processus Touschek et entre 35 et 40 pour le Beam Gas (cf. figure4.17).

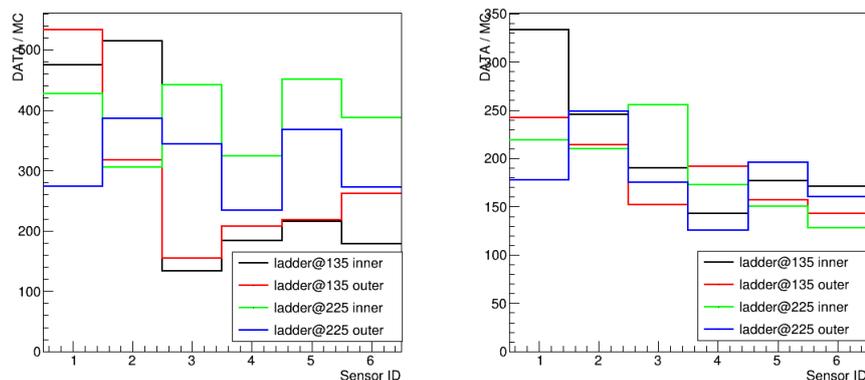


FIGURE 4.14 – Rapport des amplitudes de bruit de fond mesurées sur celles simulées, pour chaque capteur des quatre modules de PLUME, pour $\beta_y^*=4$ mm dans le HER. A gauche pour le processus Touschek et à droite pour le processus Beam Gas.

CHAPITRE 4. ETUDE DU BRUIT DE FOND INDUIT PAR SUPERKEKB AVEC LE DÉTECTEUR PLUME

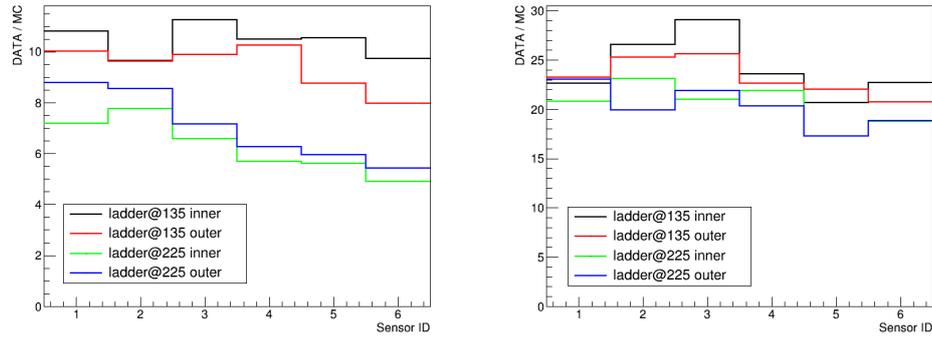


FIGURE 4.15 – Rapport des amplitudes de bruit de fond mesurées sur celles simulées, pour chaque capteur des quatre modules de PLUME, pour $\beta_y^* = 4$ mm dans le LER. A gauche pour le processus Touschek et à droite pour le processus Beam Gas.

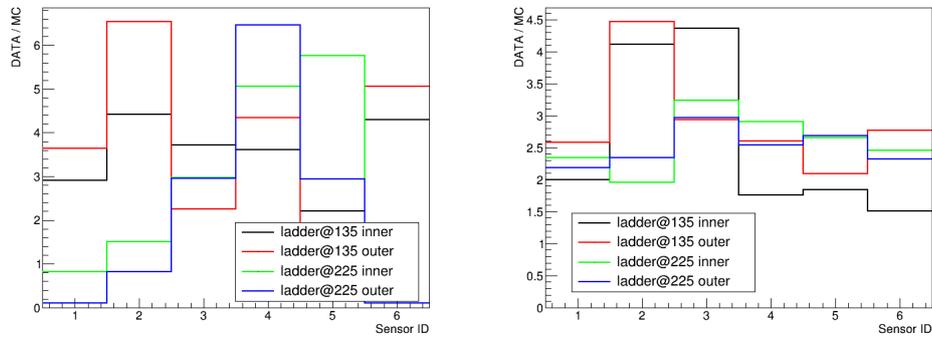


FIGURE 4.16 – Rapport des amplitudes de bruit de fond mesurées sur celles simulées, pour chaque capteur des quatre modules de PLUME, pour $\beta_y^* = 3$ mm dans le HER. A gauche pour le processus Touschek et à droite pour le processus Beam Gas.

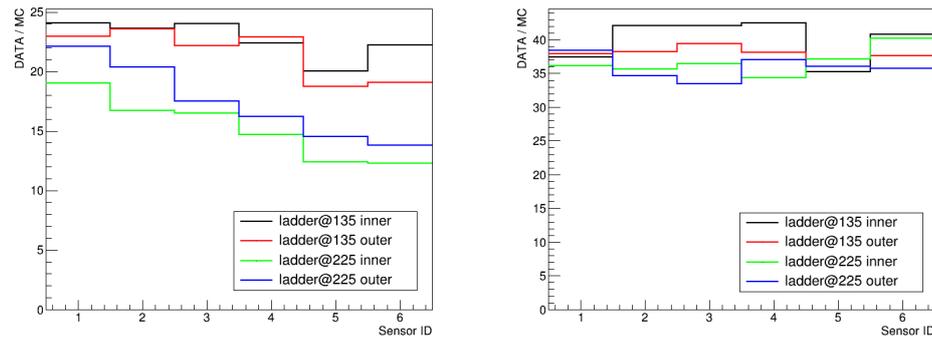


FIGURE 4.17 – Rapport des amplitudes de bruit de fond mesurées sur celles simulées, pour chaque capteur des quatre modules de PLUME, pour $\beta_y^* = 3$ mm dans le LER. A gauche pour le processus Touschek et à droite pour le processus Beam Gas.

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

Cette comparaison a également été menée par tous les détecteurs participant à BEAST II, aboutissant à des conclusions similaires. En conclusion, le désaccord moyen entre mesures et simulations est d'un ordre de grandeur pour le LER et jusqu'à 3 ordres de grandeur pour le HER, les désaccords les plus grands étant observés par les détecteurs les plus internes.

Conclusion de l'étude du bruit de fond pendant la mise au point des paramètres du faisceau

En conclusion, bien que le niveau de bruit de fond mesuré par les différents détecteurs de BEAST II et Belle II soit en moyenne dix fois plus important que celui prévu par les simulations, il est suffisamment bas aux conditions de faisceau de la fin de la Phase II (courant HER : 285 mA, courant LER : 340 mA), pour fonctionner en toute sécurité lors du démarrage de la Phase III. Il est cependant primordial pour certains détecteurs que le niveau de bruit de fond s'améliore pour assurer des performances optimales et garantir la pérennité du détecteur aux plus hautes luminosités. C'est notamment le cas pour le SVD. En effet le taux d'occupation mesuré par le SVD à la fin de la Phase II est de l'ordre de 0.2% ce qui est bien en dessous des 2 % correspondant à la limite pour assurer les performances optimales du SVD ???. Cependant, les premières extrapolations faites aux conditions nominales de la Phase II (courant HER : 0.8 A et courant LER : 1 A) estiment un taux d'occupation de 3.5 %. Bien que ce taux d'occupation pourrait en effet être problématique pour les performances du SVD, il ne représente cependant pas un danger pour le détecteur. A noter que même si ces extrapolations prennent en compte le désaccord entre les données et les simulations, il existe tout de même de larges incertitudes sur l'estimation du taux d'occupation aux conditions futures de l'expérience. Il est donc important d'avoir une simulation robuste pour permettre une extrapolation précise du niveau de bruit de fond aux conditions nominales de l'expérience, mais aussi pour pouvoir placer efficacement les collimateurs pour réduire le niveau de bruit de fond global.

Dans le but d'expliquer le large désaccord observé plusieurs hypothèses ont été envisagées :

- Cette analyse est tout d'abord limitée par de très importants effets systématiques, parmi lesquels figurent le caractère local de la nature et la composition des gaz au sein du tube à vide. Dans les simulations, l'hypothèse est faite d'une parfaite homogénéité de la composition du gaz tout au long de l'anneau, qui n'est pas correcte.
- Le profil de pression est également un élément qui n'a pas été pris en compte dans les simulations. Dans les simulations, la pression est homogène tout au

long du faisceau, alors qu'en réalité on observe une surpression au niveau de la zone d'interaction.

- Un autre aspect est que dans SAD, l'accélérateur est simulé dans des conditions de fonctionnement optimal, ce qui n'a bien sûr pas été le cas au cours de l'optimisation des paramètres de la machine. Certains paramètres comme l'ouverture dynamique affecte considérablement le processus Touschek. Le faible désaccord observé pour Touschek nous porte ainsi à croire qu'avec l'optimisation continue des paramètres du faisceau, ce désaccord sera plus proche de l'unité. En revanche cet aspect ne permet pas d'expliquer les trois ordres de grandeur de désaccord observés dans le HER par les détecteurs internes de BEAST II et Belle II.

Concernant ce désaccord propre aux détecteurs les plus internes, plusieurs pistes ont été avancées :

- Les premières investigations ont montré un désaccord entre le taux de pertes de particules dans SAD et le taux de comptage mesuré après Geant4. De plus, il a été observé que la description géométrique par Geant4 du tube à vide dans la zone d'interaction n'était pas tout à fait correcte par manque de précision. Des études menées sur l'impact de cette différence de description du tube à vide ont montré qu'elles pouvaient mener à une erreur allant jusqu'à 20 cm sur la position réelle d'interaction avec les matériaux environnant suivant l'axe du faisceau . Le déplacement des gerbes ainsi produites peut induire une différence de plusieurs ordres de grandeur sur le taux de comptage dans les détecteurs internes de Belle II et BEAST II.
- Une autre hypothèse beaucoup plus problématique serait que ce désaccord soit dû à des fuites dans certains collimateurs. En effet, le désaccord observé entre simulation et mesures est plus important pour le HER, pour lequel les collimateurs sont en place. Par contre les collimateurs jouent bien leur rôle parce que par ailleurs le bruit de fond HER est bien plus faible que le bruit de fond LER.

Suites aux discussions menées dans la collaboration sur les potentielles améliorations qui pouvaient être amenées à la simulation, de nouveaux échantillons de simulations ont été produits avec une configuration géométrique du tube à vide mise à jour dans Geant4, pour corriger certains des effets discutés dans le paragraphe précédant.

Dans le souci d'aboutir à une comparaison globale homogène, le groupe BEAST II a décidé d'utiliser une méthode d'analyse commune. Cette méthode ne prenant en compte que des contributions Touschek et Beam Gas, il a fallu attendre de comprendre les contributions du Beam Scrapping et du Rayonnement Synchrotron avant

4.1. ETUDE DU BRUIT DE FOND PENDANT LA MISE AU POINT DES PARAMÈTRES DU FAISCEAU

de pouvoir les utiliser. Elle consiste à réécrire le modèle du bruit de fond utilisé dans les études précédentes tel que :

$$\frac{O^{PLUME}}{IZ^2P_{Beam}} = S_{BeamGaz} + S_{Touschek} \frac{I}{Z^2P_{Beam}\sigma_y} \quad (4.5)$$

Pour ensuite représenter $Observable/IZ^2P_{Beam}$ en fonction de $I/Z^2P_{Beam}\sigma_y$, ou Observable représente le taux de comptage par cm^2 et par seconde pour PLUME.

Si ce modèle décrit correctement les données, les mesures devraient suivre un comportement linéaire. En mesurant la dérivée de la droite on obtient directement $S_{Touschek}$ et en mesurant l'ordonnée à l'origine, $S_{BeamGaz}$. Un exemple de résultat ainsi obtenu est représenté sur la figure 4.18.

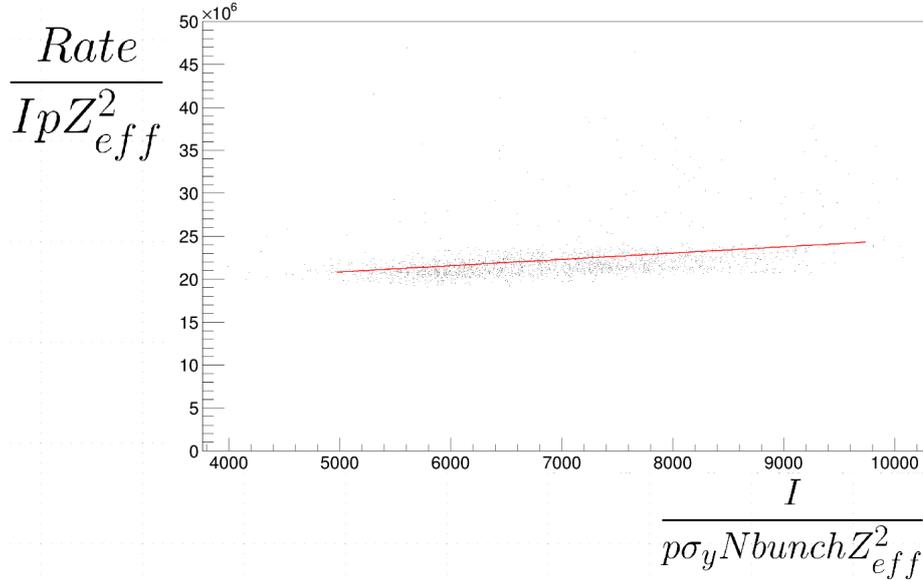


FIGURE 4.18 – Ajustement linéaires des mesures de PLUME suivant le modèle empirique ($Observable/I.Z^2.P_{Beam}$ vs. $I/Z^2.P_{Beam}\sigma_y$), cf. texte.

On peut observer d'après les nouveaux désaccords mesurés et reportés dans le tableau 4.2 que la mise à jour des simulations a permis d'améliorer l'accord entre les simulations et les mesures, en particulier pour $\beta_y^* = 3 \text{ mm}$, avec une réduction par un ordre de grandeur pour les deux processus considérés dans le HER et le LER.

Compte tenu des désaccords néanmoins toujours présents après la mise à jour des simulations, des études complémentaires ont été menées pendant les premiers mois de la Phase III. L'ajout de collimateurs dans le LER à la suite de la Phase II devrait

CHAPITRE 4. ETUDE DU BRUIT DE FOND INDUIT PAR SUPERKEKB
AVEC LE DÉTECTEUR PLUME

permettre de réduire le niveau de bruit de fond global. Les analyses du bruit de fond machine de la Phase III en cours.

Optique	$\beta_y^* = 4 \text{ mm}$		$\beta_y^* = 3 \text{ mm}$			
Faisceau	LER		LER		HER	
Prod. MC	Original	Mise à jour	Original	Mise à jour	Original	Mise à jour
Touschek	5-10	10-15	15-25	1-2	$\sim 10^3$	100-150
Beam Gas	20-25	15-20	35-40	~ 10	$\sim 10^3$	100-150

TABLE 4.2 – Tableau comparatif du désaccord DATA/MC entre la production original et la production mise à jour.

4.2 Etudes off-line du bruit de fond Beam Beam

Comme on l'a vu dans la section 4.1.6, la contribution des processus Beam Beam au bruit de fond de SuperKEKB n'a pas été observée durant la Phase II, pendant laquelle la luminosité instantanée n'a pas dépassée $5.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ceci est cohérent compte tenu de l'importante proportion de Beam Gas observée et des prédictions basées sur la simulation qui prévoient que le processus Two-photons ne domine à petit rayon qu'à très haute luminosité ($\gg 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Dans cette section nous présenterons différentes études faites pour être sensibles à ces processus de bruit de fond dûs à la luminosité en utilisant l'information particulière fournies par les deux faces pixellisées de PLUME. Une première analyse avait été développée sur la simulation bien en amont de la prise de données, qui permettait d'identifier l'origine Single Beam ou Beam Beam de la particule de bruit de fond en utilisant les motifs formés par les hits mesurés dans PLUME. Cette méthode rapportée dans la section 4.2.1 s'est avérée impossible dans les conditions réelles de la Phase II parce que le taux de hits observé pendant la prise de données de la Phase II s'est avéré être bien plus élevé que dans ces anciennes simulations ($50 \times 10^3 \text{ hits cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à comparer à $2 \times 10^3 \text{ hits cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Une seconde méthode a alors été proposée, pour discriminer les particules produites au point d'interaction. Elle est présentée dans la section 4.2.2.

4.2.1 Identification des contributions Single Beam et Beam Beam basées sur les motifs observés dans PLUME

L'identification de l'origine des processus de bruit de fond machine à l'aide du détecteur PLUME proposé ici repose sur la corrélation entre les motifs formés par les

signaux des particules traversant une échelle et la région de l'espace où a été produite cette particule.

Concept

Les premières études effectuées sur des simulations ont montré que les hits produits par des particules issues des bruits de fond Single Beam sont principalement générés par des particules secondaires issues de gerbe électromagnétiques, lesquelles sont créées par des particules issues du faisceau et traversant la matière autour du point d'interaction. Ces particules secondaires arrivent sur le détecteur plutôt tangentielle au plan du détecteur. Ceci est illustré par la figure 4.19(a) montrant les vertex de production des particules générant des hits dans PLUME pour le bruit de fond Touschek. Ces particules secondaires ont une impulsion généralement faible, de l'ordre de quelque MeV ou moins (voir figure 4.20). Les particules issues des processus *Beam-Beam* vont quant à elles majoritairement être produites directement au point d'interaction, comme illustré par la figure 4.19 (b) montrant les vertex de production des particules générant des hits dans PLUME pour le bruit de fond Two-photons. Ces particules ont une impulsion de l'ordre de la dizaine de MeV ou bien plus rarement correspondant à l'énergie du faisceau dont elles sont issues.

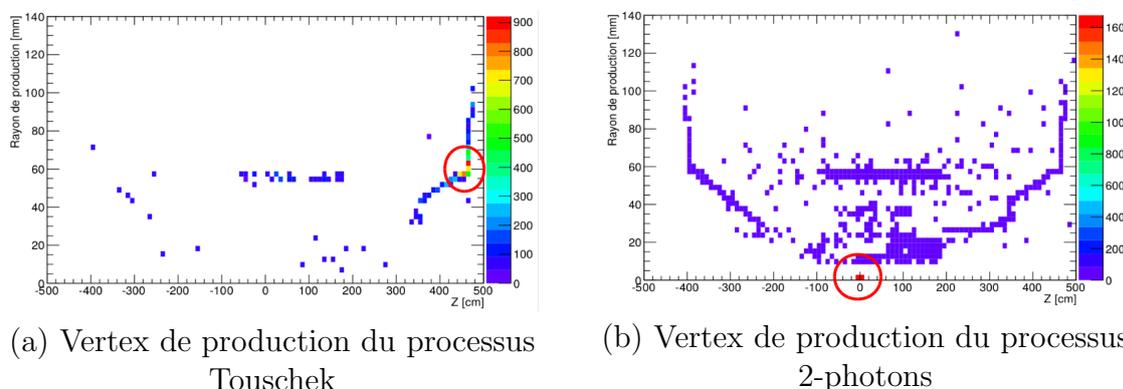


FIGURE 4.19 – Positions (rayon en fonction de la coordonnée z le long du faisceau) des vertex de production des particules produisant des signaux dans PLUME. Le cercle rouge souligne la région de plus forte densité de vertex.

L'objectif est donc d'imaginer des observables mesurables par PLUME grâce à la détection double-face, qui soient sensibles à l'endroit où la particule traversant PLUME a été produite. Nous avons proposé dans cette perspective le motif formé par les hits d'une même particule. En effet une particule venant du point d'interaction traversera généralement une seule fois le détecteur, alors qu'une particule moins

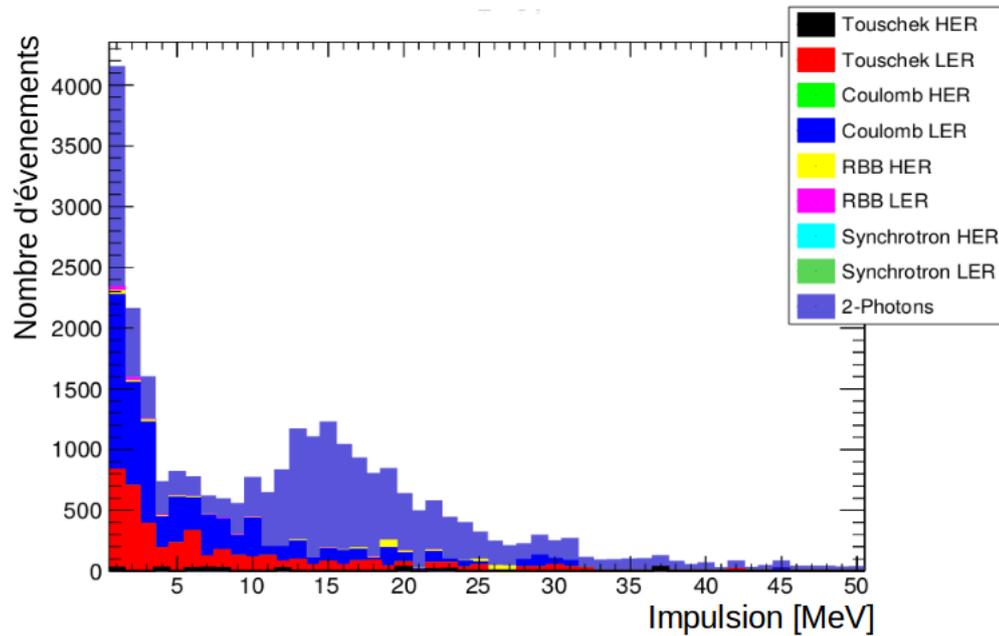


FIGURE 4.20 – Distribution de l’impulsion des particules produites par les différents bruit de fond machine de SuperKEKB et détectées dans PLUME.

énergétique produite dans une gerbe dans le matériau aux alentours du détecteur aura une trajectoire hélicoïdale de rayon plus petit et traversera plusieurs fois l’échelle. Nous avons ainsi défini les catégories suivantes de motifs de hits :

- **One Side** : Particule produisant un unique hit sur une seule face de l’échelle PLUME. Ces hits sont principalement produits par des conversions de photons comme illustré par la figure 4.21 (a), ou bien par des e^- ou des e^+ traversant l’échelle très au bord, comme illustré par la figure 4.21 (b).



FIGURE 4.21 – Illustration de particules traversant une seule face du détecteur.

- **Two sides ou traversant** : Particule traversant de part en part l’échelle et produisant un hit sur chaque face du détecteur. Ce sont principalement des particules produites au point d’interaction comme illustré par la figure 4.2.1.

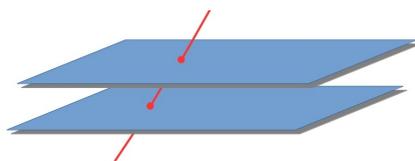
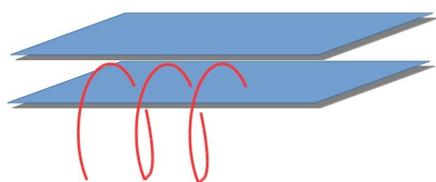
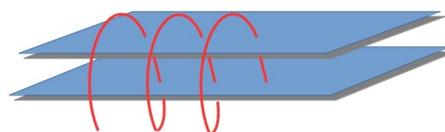


FIGURE 4.22 – Illustration d'une particule traversant le détecteur de part en part.

- **Looper** : Une particule d'impulsion suffisamment faible dont la trajectoire hélicoïdale dans le champ magnétique s'enroule sur l'échelle comme illustré par la figure 4.23. Les particules formant de tels motifs de hits sont principalement produites dans les matériaux proches du détecteur. On distingue deux types :
 - *One Side Looper* (OSL) : Particule traversant plusieurs fois une seule face du détecteur.
 - *Two Sides Looper* (TLS) : Particule traversant plusieurs fois les deux faces du détecteur.



(a) One Side Looper



(b) Two Sides Looper

FIGURE 4.23 – Illustration de particules traversant plusieurs fois le détecteur.

Nous avons ensuite étudié la corrélation entre les différents motifs de hits et les processus à leur origine à partir d'échantillons de simulation. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.24, confirmant notre hypothèse de départ. En effet, les processus Single Beam sont dominés par les *Loopers* alors que ce sont les traversant qui dominent pour les processus Beam Beam.

Nous avons donc développé un algorithme de reconnaissance des motifs permettant d'associer les impacts aux particules, pour tirer parti de cette corrélation entre la forme des motifs et les processus de bruit de fonds.

Association des hits aux particules

L'association des hits aux particules (pattern recognition) est un problème à la base de la reconstruction des trajectoires dans les expériences de physique des

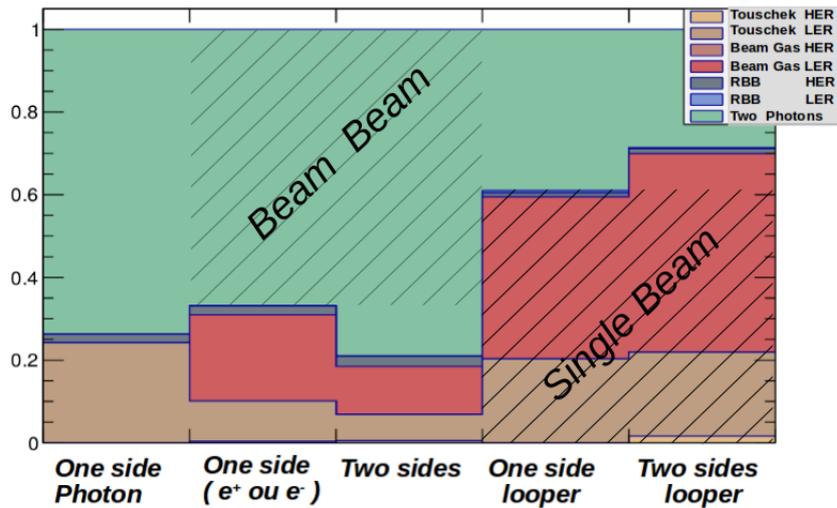


FIGURE 4.24 – Contribution des différents processus de bruit de fond aux catégories de motifs de hits. La contribution de chaque catégorie, reportée sur l’axe des abscisses, est normalisée à 1.

particules et de nombreux algorithmes existent déjà. Ces algorithmes s’appliquent généralement au problème de l’association de hits mesurés sur plusieurs couches de détection à une même trajectoire hélicoïdale. Dans notre cas, nous voulons regrouper l’ensemble des hits mesurés sur une seule couche de détection (ou deux faces d’une couches), générés par des particules de très faible impulsion, pas nécessairement produites au point d’interaction et dont la trajectoire boucle éventuellement plusieurs fois dans le détecteur.

Nous avons commencé par une étude visuelle des motifs de hits pour définir les grandeurs utiles à la sélection. Nous nous sommes concentrés sur les trames de lecture comportant plus d’un hit par module, les catégories One-Side et Two-Sides étant triviales à identifier. Ces grandeurs sont les suivantes :

- La distance entre les hits : les impulsions des particules produites par le bruit de fond machine sont faibles, généralement au niveau du MeV, et le rayon de courbure des hélices des trajectoires dans le champ magnétique est donc faible. Par conséquent, les hits produits par le passage multiple de la particule dans le détecteur sont géographiquement proches. L’hypothèse est que deux hits produits par une même particule seront statistiquement plus proches l’un de l’autre que deux hits produits par deux particules distinctes. Cette hypothèse n’est évidemment valide que si la densité de hits n’est pas trop élevée, ce qui était le cas dans ces premières simulations.
- La dispersion des hits le long de l’échelle : lorsqu’une particule traverse plusieurs fois l’échelle (une face ou les deux faces), sa trajectoire hélicoïdale s’enroule

autour du champ magnétique et les hits ont tendance à être alignés suivant la direction v le long de l'échelle (illustrée sur la figure 4.25), qui est parallèle à l'axe du champ magnétique. Ceci n'est malheureusement pas totalement vrai, parce que les particules de bruit de fond ont des énergies très faibles et la diffusion multiple est importante.

- La distance entre les hits sur les deux faces d'une échelle : les hits produits le long de la trajectoire hélicoïdale sur les deux faces d'une échelle sont plus proches suivant la distance $\sqrt{\Delta V^2 + \Delta U^2}$ si l'on projette les deux faces sur un même plan, que les deux hits n'appartenant pas à une même trace.

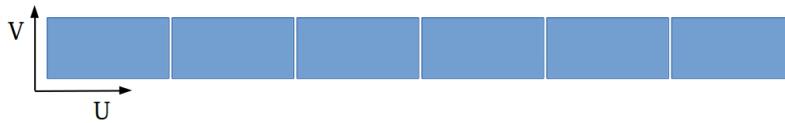


FIGURE 4.25 – Illustration du système de coordonnées local de l'échelle PLUME.

A partir des grandeurs que nous venons d'énumérer, nous avons mis au point un algorithme permettant de regrouper les hits produits par une même particule sur les deux faces d'une échelle. Le regroupement se fait de proche en proche, à partir de critères de sélection appliqués séquentiellement sur ces grandeurs. Chaque critère permet de former des lots de hits, puis un test final permet de combiner les résultats des critères individuels.

- *Regroupement spatial :*

L'objectif est de regrouper de proche en proche les hits mesurés sur un même module puis sur les deux faces d'une même échelle, en utilisant comme critère la distance à deux dimensions (u,v) entre ces hits. La figure 4.26 montre la distribution de cette distance entre un hit et le hit le plus proche détecté sur la même face, pour deux hits produits par une même particule, en comparaison à la distribution de cette distance entre deux hits non corrélés. Nous observons que les deux distributions, piquent aux faibles distances.

Pour les hits associés fortuitement, cela est dû à un effet géométrique car la dimension de l'échelle suivant v n'est que de 1 cm. On observe tout de même que la distribution des distances entre hits issus d'une même particule est plus piquée et reserrée en dessous de 1 cm. Le critère de regroupement des hits défini à partir de ces grandeurs est une coupure sur la distance maximale entre un hit et son plus proche voisin d'un même module. Si la distance est en-deçà du seuil choisi, on regroupe les deux hits concernés dans un même lot. Un lot peut être constitué aussi d'un seul hit, qui n'aurait pas été associé à un autre hit selon ce critère.

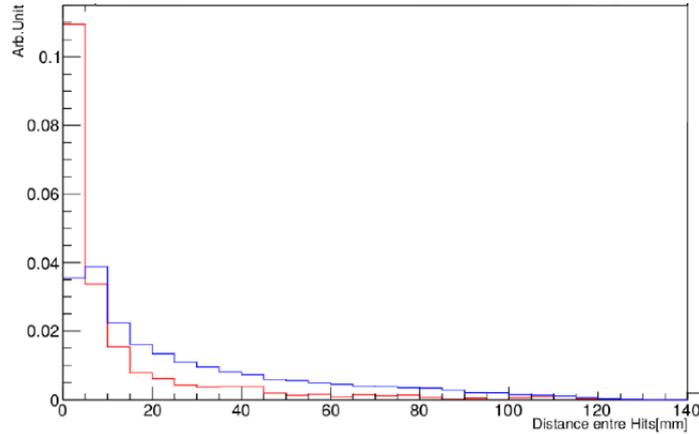


FIGURE 4.26 – Distribution de la distance $\sqrt{\Delta V^2 + \Delta U^2}$ entre un hit et son plus proche voisin, mesurés sur un même module pendant une trame de lecture. En rouge est représentée la distribution des distances entre 2 hits produits par une même particule, en bleu les associations fortuites de 2 hits. Les deux distributions sont normalisées à 1.

- *Alignement dans le champ magnétique*

Le critère d'alignement est effectué à la suite du critère de regroupement spatial. Il permet de récupérer des hits éloignés des autres (c'est-à-dire qui n'ont pas été associés avec un ou plusieurs autres hits à la suite du critère précédent), mais alignés suivant la direction v de l'échelle. La figure 4.27 présente la distribution des distances transverses ΔV entre un hit et son plus proche voisin, mesuré sur une même face, lorsque ces deux hits sont produits par une même particule ou non. La conclusion est similaire à celle sur la distance 2-dimensions mesurées précédemment, avec des distances beaucoup plus faibles traduisant l'enroulement de la trajectoire suivant le champ magnétique, avec des rayons de courbure d'hélice très petits dûs aux faibles impulsions.

- *Superposition des deux faces*

Le critère de superposition des hits des deux faces d'une échelle est appliqué à partir des lots de hits formés sur chacune des faces à l'issue des deux critères de regroupement précédent (regroupement spatial et alignement dans le champ magnétique). L'objectif est d'associer les hits produits par les particules qui ont traversé les deux faces de PLUME. Nous procédons à une étude similaire à celle du regroupement spatial mais sur les combinaisons de 2 hits détectés chacun sur une face de l'échelle.

Le résultat est présenté sur la figure 4.28 et la conclusion est identique, avec un resserrement encore plus prononcé pour deux hits produits par une même particule. Ceci

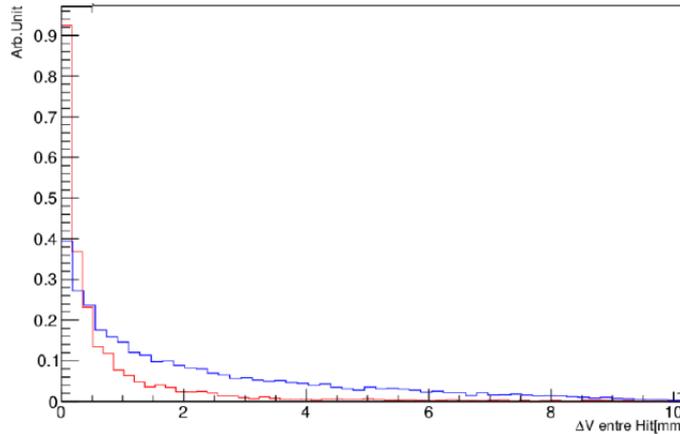


FIGURE 4.27 – Distribution de la distance transverse entre un hit et son plus proche voisin, détectés sur les deux faces de PLUME pendant une trame de lecture. En rouge est représentée la distribution des distances entre 2 hits produits par une même particule, en bleu les associations fortuites de 2 hits. Les deux distributions sont normalisées à 1.

est l'illustration de l'intérêt d'un détecteur double-face pixellisé : les deux couches de détection d'une échelle PLUME étant très proches et le budget de matière très faible, les hits des deux faces sont assez facilement associables.

- *Regroupement final* :

Notre algorithme utilise des seuils pour chacun des critères discutés précédemment. Selon qu'on applique des critères sévères ou lâches, on va favoriser ce qu'on pourrait appeler une pureté (tous les hits regroupés ont effectivement été produits par une même particule) au détriment d'une efficacité (beaucoup de hits ne sont pas associés), ou vice-versa, c'est-à-dire qu'on forme des lots avec des hits qui ne sont pas issus d'une même particule. L'objectif est d'identifier les motifs de hits, pour cela il faut être capable d'identifier les One-Side, les Two Sides, et les Loopers, c'est-à-dire savoir distinguer les particules traversant PLUME (une ou deux faces) des particules ayant une trajectoire plus tangentielle à PLUME (d'un côté ou traversant plusieurs fois les deux faces). Dans ce cas, si on ajoute un hit par erreur dans un lot qui comporte déjà plusieurs hits, ça ne dégrade pas les performances d'identification des motifs. C'est-à-dire que nous voulons plutôt privilégier l'efficacité. Le tableau 4.3 présente les proportions de bons hits sélectionnés dans un lot en fonction du seuil appliqué sur la distance 2-dim entre un hit et son plus proche voisin (RS, pour Regroupement Spatial) et de mauvais hits sélectionnés (c'est-à-dire de hits qui n'ont pas été générés par la même particule). Cette proportion est calculée par rapport au nombre total de hits qui pourraient être associées après la coupure. Ces proportions sont aussi estimées pour le critère SP correspondant à une coupure sur la distance $\sqrt{\Delta V^2 + \Delta U^2}$ entre

CHAPITRE 4. ETUDE DU BRUIT DE FOND INDUIT PAR SUPERKEKB
AVEC LE DÉTECTEUR PLUME

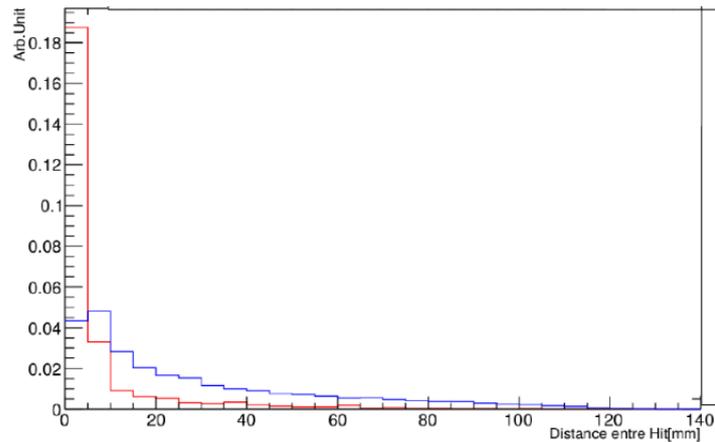


FIGURE 4.28 – Distribution de la distance entre un hit et son plus proche voisin, mesurés sur les deux modules pendant un trame de lecture. *En rouge est représentée la distribution des distances entre 2 hits produits par une même particule, en bleu les associations fortuites de 2 hits. Les deux distributions sont normalisées à 1*

un hit et son plus proche voisin de la seconde face.

Valeurs des Seuils[en mm]	5	10	15	20
Nombre de hits considérés pour RS	151782	198099	224159	241702
Proportions des bons hits	49.5%	60%	58%	56%
Proportions des mauvais hits	50.5%	40%	42%	44%
Nombre de hits considérés pour SP	181245	220984	240124	255007
Proportions des bons hits	67%	65%	62%	60%
Proportions des mauvais hits	33%	35%	38%	40%

TABLE 4.3 – Proportions de hits correctement associés sélectionnés dans un lot en fonction du seuil appliqué pour RS (Regroupement Spatial) et SP (Superposition des deux modules), voir détails dans le texte.

Les performances de l’algorithme de catégorisation des particules sont représentées figure 4.29. Nous avons fait varier les valeurs des critères de sélection pour les tests de regroupement spatial (RS) et de superposition (SP) dans une gamme de valeurs permettant d’avoir une majorité de bons hits conservés.

On observe qu’en appliquant des seuils bas sur les distances pour regrouper les hits, on isole certains d’entre eux, surestimant le nombre de One-Side. Dans le but de limiter au maximum la surestimation des One-Side qui pourrait biaiser le rapport ensuite estimé des contributions Single Beam et Beam Beam, le compromis choisi (RS :15 mm, SP :15 mm), représenté sur la figure 4.30, permet de n’isoler à tort que 3.5 % de hits tout en reconstruisant la grande majorité des motifs avec 70% de

4.2. ETUDES OFF-LINE DU BRUIT DE FOND BEAM BEAM

pureté, c'est-à-dire en associant correctement les impacts aux bonnes particules tout en identifiant le bon motif (particule traversante, particule dont la trajectoire s'est enroulée autour de l'échelle).

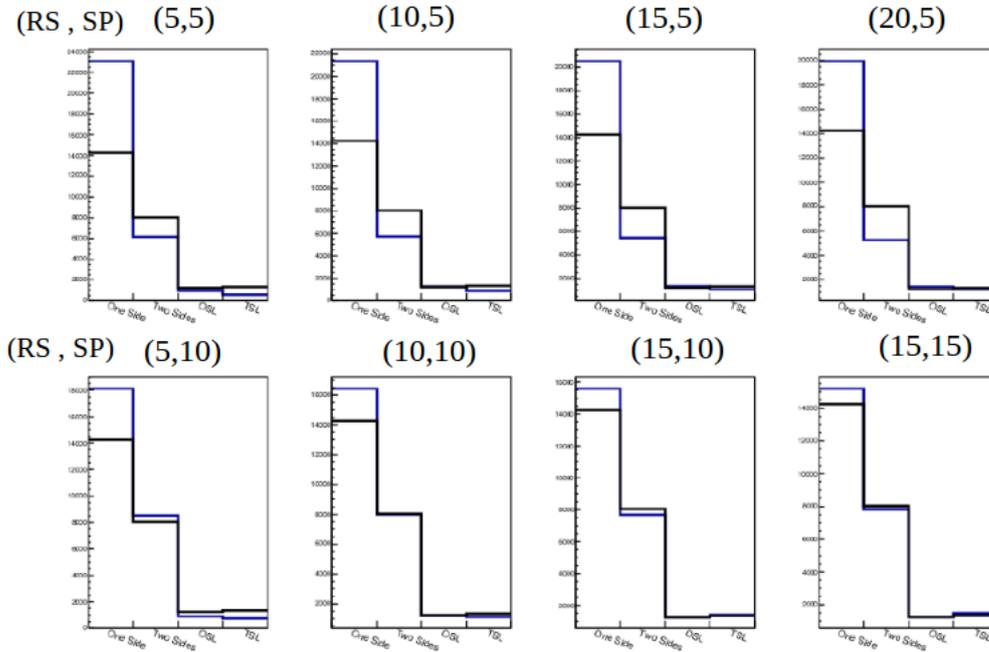


FIGURE 4.29 – Nombre total de motifs réel (connu dans la simulation) par catégorie (en noir) comparé au nombre de motifs reconstruits (en bleu), selon les critères de regroupement des hits utilisés (RS, SP, valeurs indiquées en mm, voir explications dans le texte).

Cet algorithme ayant été développé à partir des simulations, il est optimisé pour des taux de hits proches de ceux observés dans celles-ci ($\sim 2 \times 10^3$ Hits $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$). Des études sur l'impact du taux d'occupation sur les performances de l'algorithme ont montré qu'au-delà de 10 hits par échelle et par trame ($\sim 30 \times 10^3$ Hits $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$), l'algorithme perdait sa capacité à distinguer correctement les motifs. Or comme on l'a vu dans la section 4.1, le taux de hits dû au bruit de fond machine mesuré pendant la mise au point des faisceaux est au moins 20 fois plus important que celui prédites par ces simulations ($\sim 50 \times 10^3$ Hits $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$). L'algorithme n'a donc pas permis d'obtenir une estimation fiable des contributions relatives des processus Beam Beam par rapport aux processus Single Beam pour l'analyse des données de la Phase II. Nous avons donc proposé une autre approche, abordée dans la section suivante.

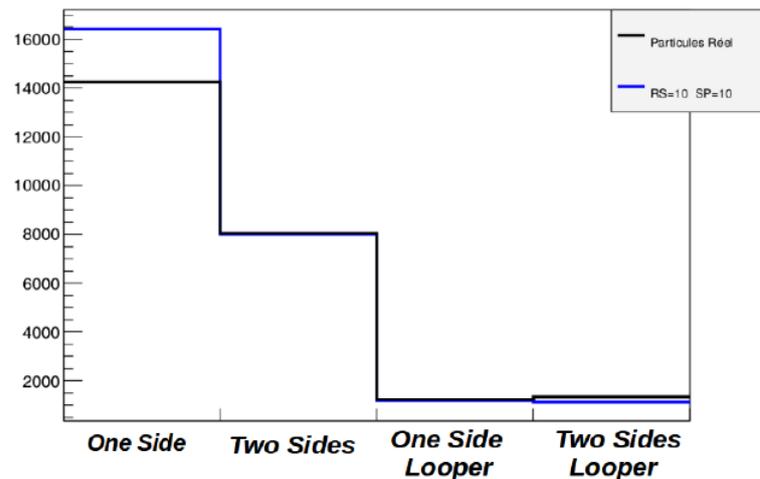


FIGURE 4.30 – Nombre total de motifs (connu dans la simulation) par catégorie (en noir) comparé au nombre reconstruit (en bleu), pour l’algorithme d’association optimisé suite aux études basées sur des simulations.

4.2.2 Identification de la contribution BeamBeam basée sur l’angle ϕ mesuré par PLUME

Définition de l’angle ϕ

Si l’on considère une particule produite au point d’interaction traversant la double face de détection de PLUME, deux grandeurs physique peuvent être définies à partir des deux hits induits. Il s’agit de la distance dR entre les deux hits projetés sur le même plan, et l’angle ϕ qui représente l’angle polaire entre les deux hits dans le référentiel du plan du capteur, comme représenté sur la figure 4.31.

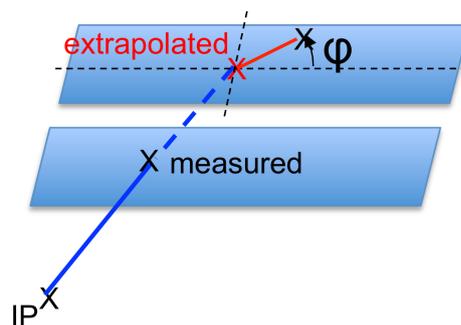


FIGURE 4.31 – Représentation de l’angle ϕ défini à partir des deux hits induits par une particule traversant les deux faces d’une échelle PLUME.

Si l’impulsion est suffisamment importante (> 100 MeV), la trajectoire de la par-

4.2. ETUDES OFF-LINE DU BRUIT DE FOND BEAM BEAM

ticule dans le champ magnétique peut être considérée comme rectiligne, donc $dR \rightarrow 0$ et $\phi \sim 0$. En revanche, les particules de faible impulsion transverses, comme celles produites par les processus Beam Beam, vont être beaucoup plus courbées dans le champ magnétique et leur trajectoire doit alors être considérée comme effectivement hélicoïdale.

Si la courbure est suffisamment importante, on s'attend à observer $dR > 0$, mais également $\phi \pm \frac{\pi}{2}$ dans l'échelle parallèle (placée à $\phi=225^\circ$), du fait que la rotation dans le champ magnétique se fait sur le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique et à l'échelle PLUME. Le signe de ϕ dépend de la charge de la particule. Nous avons testé cette hypothèse et montré que les 2 mm qui séparent les deux faces de PLUME permettent une sensibilité à la courbure des particules de bruit de fond Beam Beam, avec des impulsions transverses comprises entre 10 et 50 MeV, 10 MeV correspondant à l'impulsion transverse minimale pour atteindre l'échelle PLUME située à $r \sim 50$ mm.

On observe effectivement sur la figure 4.32 les deux pics à $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ correspondant respectivement aux traces associées au passage d'électrons et de positrons produits au point d'interaction. Ces résultats ont été obtenus à partir d'un échantillon généré avec un *Particule Gun* qui permet de produire des particules de type et de caractéristiques données (impulsion, vertex de production,...) sans avoir à générer des collisions.

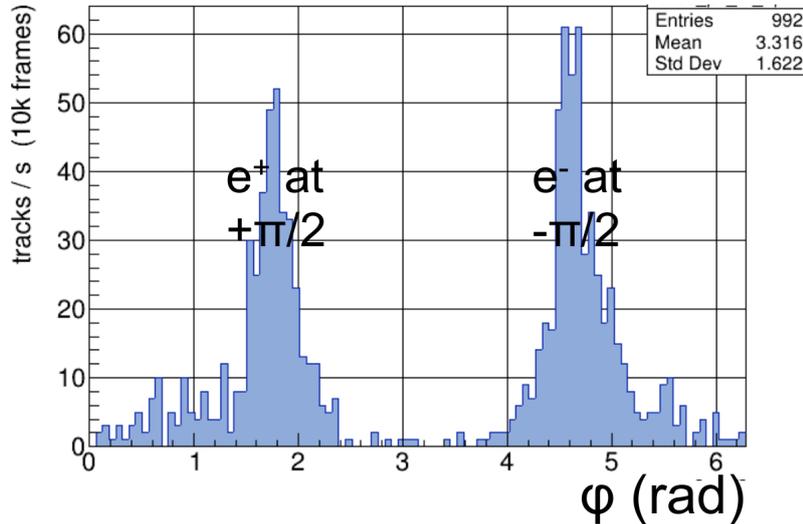


FIGURE 4.32 – Distribution de l'angle ϕ reconstruit à partir des traces traversant PLUME produites au point d'interaction avec un générateur *Particule Gun*.

Etude basée sur des échantillons de simulations

Ces pics très visibles à $\phi = \pm\frac{\pi}{2}$ pour des particules produites au point d'interaction sont observés si l'on est capable de bien associer les deux hits d'une particule traversante. Nous avons ensuite associé nous mêmes ces deux hits, sur la base des combinaisons de hits présentant la distance dR la plus faible dans une trame de PLUME. Nous avons fait cette nouvelle étude avec des simulations de processus Beam Beam produits suivant les conditions de luminosité correspondant à certains runs de la phase d'optimisation des paramètres de la machine. On observe ainsi un niveau reconstruit ces deux pics à $\phi \pm \frac{\pi}{2}$, correspondant respectivement aux électrons et positrons comme dans l'étude du *Particle Gun* (cf.4.32) mais aussi trois pics autour de $\phi = 0$ et $\phi = \pm\pi$. Ces derniers correspondent aux associations fortuites, qui du fait du ratio longueur/largeur de l'échelle vont avoir tendance à concerner les hits alignés selon la longueur du capteur. Cette hypothèse a été confirmée par une étude sur un échantillon de calibration, c'est-à-dire sans aucune particule traversant PLUME uniquement avec les hits issus du bruit de fond électronique. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 4.34.

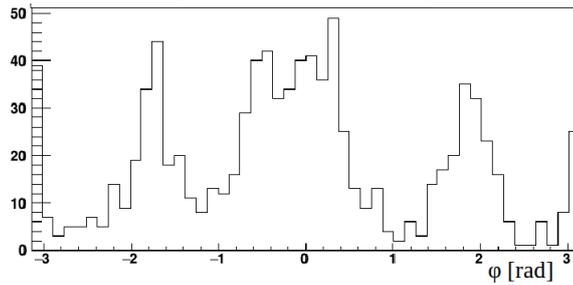


FIGURE 4.33 – Distribution de l'angle ϕ reconstruit à partir de simulations des processus Beam Beam, en associant les hits deux à deux suivant la valeur de dR.

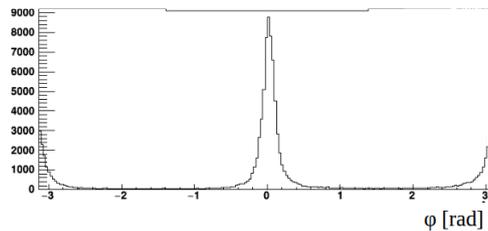


FIGURE 4.34 – Distribution de l'angle ϕ reconstruit à partir des données de calibration, avec des hits correspondant au bruit électronique.

On notera également une proportion plus importante d'électrons ($\phi = -\frac{\pi}{2}$) dans la figure 4.33, ce qui s'explique par le fait que les positrons de faible impulsion comme

ceux produits par les processus Beam Beam, ont une plus grande probabilité de subir une annihilation avant d'atteindre PLUME que les électrons de même impulsion.

Estimation de la contribution Beam Beam dans les données

Cette nouvelle méthode d'association des hits a ensuite été appliquée sur deux échantillons de données, l'un enregistré lors d'une étude Single Beam, (avant collision), et l'autre pris pendant des collisions de SuperKEKB. On observe sur la figure 4.35

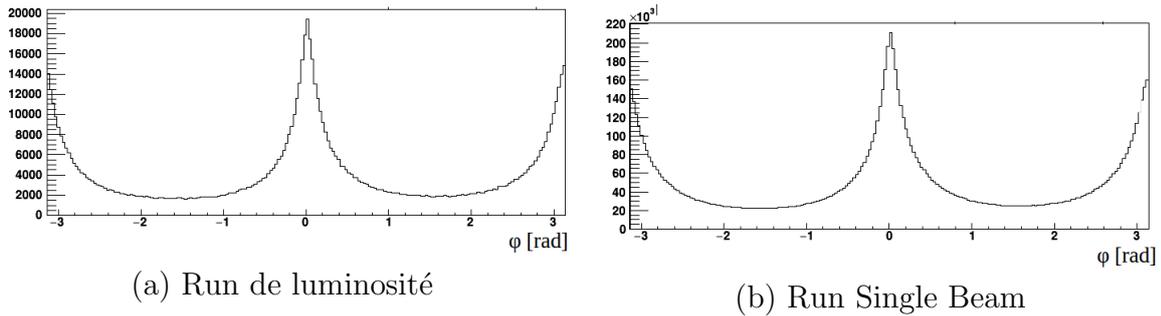


FIGURE 4.35 – Distribution de l'angle ϕ reconstruit à partir des données enregistrés pendant (a) un run de luminosité et (b) un run sans collisions.

avec les deux échantillons la même structure avec les 3 pics ($\phi = 0$ et $\pm\pi$), c'est-à-dire qu'on est dominé par les associations fortuites. Ceci signifie que le bruit de fond mesuré est complètement dominé par les processus Single Beam.

Si l'on veut arriver à mettre en évidence la contribution de processus Beam Beam, il faut donc optimiser les critères d'association des hits pour rejeter au maximum la contribution des processus Single Beam.

Nous avons alors sélectionné uniquement les traces candidates correspondant à une certaine fenêtre en ϕ pour rejeter la contribution des autres pics et sélectionner les candidats à faible dR , de manière à limiter les associations fortuites à grand dR . Nous avons également observé grâce à des études de simulation que les capteurs aux limites du volume interne de Belle II étaient beaucoup plus impactés par les particules secondaires produites dans les matériaux environnant, c'est pourquoi nous avons décidé de ne prendre en compte pour cette étude que les capteurs les plus centrés par rapport au point d'interaction. Enfin nous avons rejeté tous les hits formés de plus de 4 pixels pour améliorer la résolution sur leur position.

Ces critères nous ont permis d'extraire une contribution sensible des processus Beam Beam lors de deux runs indépendants ayant produit des collisions (dits "de

luminosité”), comme illustré sur la figure 4.36. En revanche, cette méthode n’a permis d’extraire que la contribution des électrons ($\phi = -\frac{\pi}{2}$), les positrons ayant une contribution plus faible, comme on l’a vu lors de l’étude sur des simulations, il est difficile de les distinguer de la contribution du Single Beam.

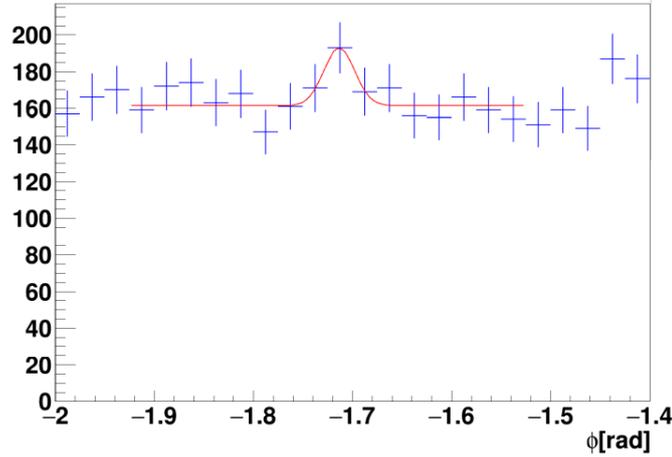


FIGURE 4.36 – Distribution de l’angle ϕ reconstruit à partir des données prises pendant un run de luminosité après application de critères de sélection enrichissant le lot de traces sélectionnées en traces produites par des processus Beam Beam.

Dans le but de vérifier avec des simulations ces résultats obtenus dans les données, nous avons calculé la grandeur $\gamma = \frac{\#LumiTracks}{L}$, avec L la luminosité intégrée correspond à l’échantillon de données analysées et $\#LumiTracks$ le nombre de traces candidates sélectionnées.

	MC	DATA
Lumi. Int.	20×10^{33}	1.3×10^{33}
Durée [s]	2×10^{-2}	200
Candidats	4	257
γ [Cand. $\times 10^{-33} \text{cm}^{-2}$]	0.9 ± 0.4	0.99 ± 0.08

TABLE 4.4 – Estimation du nombre de candidats sélectionnés par unité de luminosité, γ , pour une études menée sur des simulations (MC) et sur les données (DATA).

On observe un γ compatible entre les données et les simulations (cf. Tableau 4.4), ce qui indique que les processus Beam Beam sont correctement simulés.

Cette hypothèse nous a permis d’estimer la contribution $BG_{Luminosite}$ des processus Beam Beam dans les runs de luminosité de SuperKEKB, , en multipliant le taux de

4.2. ETUDES OFF-LINE DU BRUIT DE FOND BEAM BEAM

candidats α_{DATA} sélectionnés dans les données définis tel que :

$$\alpha_{DATA} = \frac{2 \times \#LumiTracks}{S_{PLUME} t_{DATA}} \quad (4.6)$$

avec S_{PLUME} la surface des capteurs PLUME prise en compte pour cette étude et t_{DATA} la durée de la prise de données, par l'inverse de l'efficacité de la méthode mesurée dans les simulations ϵ_{MC} , qui correspond au rapport entre le taux de hits associés aux traces sélectionnées et le taux de hits total :

$$BG_{Luminosite} \sim \frac{\alpha_{DATA}}{\epsilon_{MC}} \quad (4.7)$$

$$\epsilon_{MC} = (5 \pm 1)10^{-3} \quad (4.8)$$

$$\alpha_{DATA} = 19 \times 10^{-2} \pm 8 \times 10^{-3} [Hits\ cm^{-2}\ s^{-1}] \quad (4.9)$$

$$BG_{Luminosite} = 38 \pm 22 [Hits\ cm^{-2}\ s^{-1}] \quad (4.10)$$

La contribution du bruit de fond Beam Beam ainsi estimée représente donc $\sim 0,1\%$ de la contribution Single Beam ($BG_{SingleBeam} \sim 50 \times 10^3 [Hits\ cm^{-2}\ s^{-1}]$) mesurée pendant la Phase II. Cette estimation est compatible avec la valeur maximale attendue de la contribution des processus Beam Beam, représentée par la valeur de l'écart moyen mesuré entre les données et l'ajustement du taux de hits en prenant en compte uniquement la contribution Single Beam ($\sim 1\%$).

Ainsi, bien que dans les conditions de faisceau de la Phase II, cette méthode soit à la limite de la sensibilité aux processus Beam Beam, elle a permis de montrer l'intérêt de la double face pixelisée de PLUME en discriminant des particules de faible impulsion produites au point d'interaction dans un environnement à fort taux d'occupation.

Chapitre 5

Performances de reconstruction du méson K_S^0

Un autre aspect crucial de la préparation de la prise de données de Belle II et du succès de son programme de physique, est la reconstruction des objets physiques impliqués dans les analyses. Nous nous sommes concentrés dans cette optique sur l'étude des performances de reconstruction du méson K_S^0 . Comme la transition entre quarks la plus probable à partir du quark b est $b \rightarrow c \rightarrow s$, le K_S^0 intervient en effet dans de très nombreuses mesures de physique. Mentionnons par exemple la mesure de l'angle ϕ_1 du triangle d'unitarité de la matrice CKM avec des processus à l'ordre de l'arbre $b \rightarrow c\bar{c}s$ (canal $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$) ou des processus pingouins $b \rightarrow q\bar{q}s$ ($B^0 \rightarrow \eta' K_S^0, \phi K_S^0, \omega K_S^0, K_S^0 \pi^0, K_S^0 \pi^0 \gamma$); ainsi que la mesure de l'angle ϕ_3 avec les canaux $B^- \rightarrow D^0 K^-$ et $\bar{D}^0 K^-$ où le méson D^0 se désintègre dans de nombreux états finals propres de CP impliquant un K_S^0 comme $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0, K_S^0 \pi^+ \pi^-, K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$. Toujours pour ϕ_3 , les modes $B^- \rightarrow D^{*0} K^-$ avec $D^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0 \pi^0, K_S^0 K_S^0 K_L^0$ seront aussi considérés dans Belle II.

Les bonnes capacités de reconstruction des particules neutres et en particulier des K_S^0 constituent un des atouts de Belle II et permet une complémentarité intéressante avec LHCb, où la densité plus élevée de traces rend sa reconstruction plus difficile. C'est notamment dans l'optique d'améliorer encore les performances de reconstruction du K_S^0 que l'acceptance du SVD a été augmentée dans Belle II par rapport à Belle, en augmentant les rayons interne et externe et en améliorant la couverture à faible rapidité vers l'avant.

Le groupe Belle II de l'IPHC travaille en particulier sur la mesure de la polarisation du photon dans le processus $b \rightarrow s \gamma$, qui est liée à la structure V-A du vertex de l'interaction faible chargée avec les fermions. La méthode choisie est indirecte, la sensibilité à la polarisation du photon étant obtenue au travers de la mesure de l'asymétrie de CP en fonction du temps des désintégrations $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \gamma$ et $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$. Le

Modèle Standard prédit que cette asymétrie est quasi-nulle parce que la polarisation quasi-totale du photon empêche l'interférence entre les désintégrations du B^0 et du \bar{B}^0 , les états finals n'étant pas états propres de CP.

Les analyses impliquant des K_S^0 reposent sur différents aspects de la reconstruction du K_S^0 , selon le cas l'efficacité de reconstruction, la pureté de l'échantillon de K_S^0 sélectionnés, la résolution sur la position de son vertex, sa masse invariante ou encore sur sa direction de vol. Par exemple dans le cas du canal $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$, l'efficacité de reconstruction du K_S^0 est un aspect crucial, alors que dans les canaux n'impliquant que des particules neutres dans l'état final c'est surtout la résolution sur la direction de vol du K_S^0 qui est importante. Par exemple, dans le canal $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$, le vertex du B^0 est reconstruit à partir de l'intersection de la direction de vol estimée du K_S^0 avec une ellipsoïde de taille transverse équivalente à la taille transverse du faisceau au point d'interaction, orientée dans la direction du boost du système e^+e^- . Cette méthode appelée IP-tube utilise le fait que le méson B est produit quasiment le long du faisceau.

Durant cette thèse, plusieurs analyses impliquant des K_S^0 rendaient compte de performances particulièrement faibles de reconstruction du $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Nous avons donc décidé d'étudier en détail les performances de reconstruction du nouvel algorithme dédié implémenté dans le logiciel d'analyse de l'expérience, basf2 (Belle II Analysis Software Framework) [51].

Dans la suite du chapitre nous expliquons pourquoi Belle II utilise un algorithme dédié de reconstruction des K_S^0 , puis nous en étudions les performances dans la section 5.2 et enfin nous reconstruisons des K_S^0 avec les toutes premières données de Belle II dans la section 5.3.

5.1 L'algorithme V0Finder de reconstruction des V0s

Dans Belle II, les paramètres des trajectoires reconstruites sont définis au point d'interaction. L'hypothèse sous-jacente est que les particules dont on reconstruit la trajectoire sont produites dans le tube à vide du faisceau. Ainsi les paramètres de la trajectoire reconstruite sont corrigés de la perte d'énergie supposée dans les couches de matière traversées entre le point d'interaction et le premier impact dans le détecteur, la matière traversée étant principalement l'enveloppe du tube à vide.

Cette approche est correcte pour toute particule produite effectivement à l'intérieur du tube à vide. En revanche, elle ne l'est pas dans le cas particulier de particules pro-

duites plus loin, par exemple par la désintégration d'une particule neutre de temps de vie significatif. C'est le cas en particulier des pions chargés issus de la désintégration du K_S^0 , illustré sur la figure 5.1, mais aussi des produits de désintégration du $\Lambda^0 \rightarrow K^- p$ et des produits de la conversion des photons dans la matière $\gamma \rightarrow e^+ e^-$. Pour la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, les paramètres des trajectoires des pions chargés sont à priori corrigés d'une perte d'énergie inexistante telle que l'énergie reconstruite E^{reco} est :

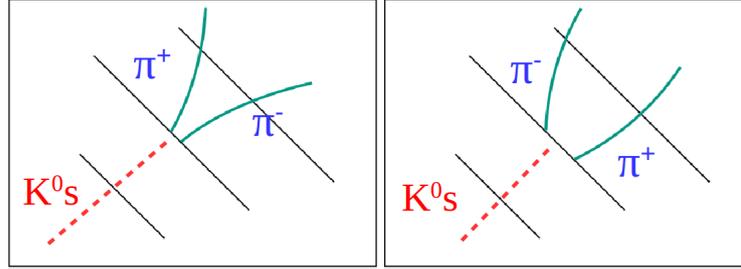


FIGURE 5.1 – Illustration d'une désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ aux environs de la deuxième couche du détecteur de vertex de Belle II.

$$E^{reco} = E^{vrai} + \int_{vertex}^{perigee} \frac{dE}{dX} ds \quad (5.1)$$

avec $\frac{dE}{dX}$ la perte d'énergie linéique et s , la coordonnée curviligne de la trajectoire de la particule dans le détecteur.

Cette correction erronée mène à une surestimation de la masse invariante reconstruite du K_S^0 comme illustré avec la figure 5.2. Ces corrections sont potentiellement importantes dans Belle II étant donné la gamme d'impulsions peu élevées des particules produites par SuperKEKB. La collaboration Belle II a donc développé un algorithme de trajectométrie dédié aux particules neutres de longue durée de vie (les $V0$), pour leur appliquer un traitement différent des autres trajectoires reconstruites. Cet algorithme s'appelle le V0Finder [52].

L'algorithme du V0Finder combine dans un premier temps toutes les traces positives et négatives reconstruites par l'algorithme de reconstruction des trajectoires dans Belle II, pour ensuite procéder à un ajustement du vertex de désintégration du candidat K_S^0 avec l'algorithme RAVE (Reconstruction in an Abstract, Versatile Environment) [53]. Une sélection de ces vertex est faite sur la qualité de l'ajustement, estimée par un test du χ^2 . Comme la majorité des particules à Belle II sont produites dans le tube à vide du faisceau, si la position du vertex reconstruite est à l'intérieur du tube à vide du faisceau l'algorithme doit s'adapter à la particule recherchée (K_S^0 , Λ ou γ) pour limiter les effets combinatoires. Ainsi, uniquement les candidats dont la

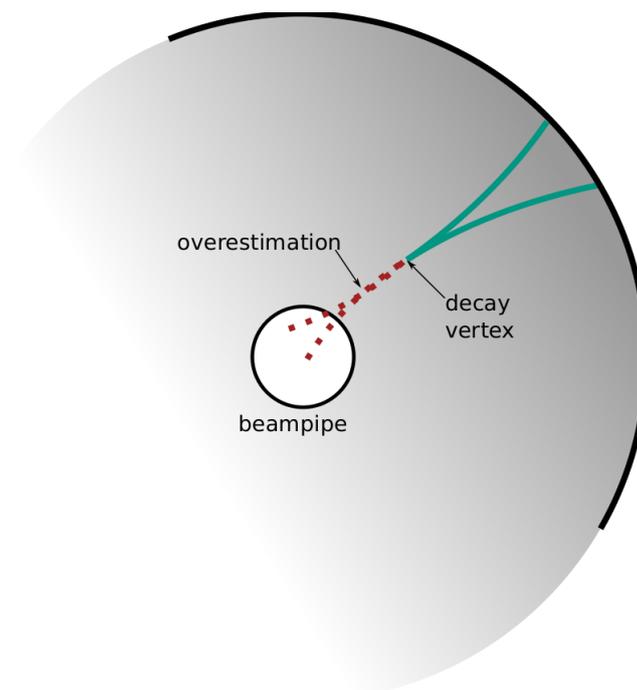


FIGURE 5.2 – Illustration de la surestimation de la masse invariante d’une particule neutre à longue durée de vie par corrections de pertes d’énergie dans la matière inexistantes [52].

masse invariante reconstruite est compatible avec le $V0$ considéré sont retenus. Alors que la stratégie standard de reconstruction des particules dans Belle II voudrait que ces traces soient extrapolées au périgée par rapport au point d’interaction, c’est-à-dire en corrigeant les pertes dans la matière supposément traversée, le $V0$ Finder se contente d’extrapoler ces traces jusqu’à leur vertex de production pour ensuite les reparamétriser jusqu’au périgée, mais sans prendre en compte des effets de matière entre le vertex et le périgée. C’est cette reparamétrisation qui va permettre d’éviter la surestimation de l’impulsion pour les $V0$. Les différentes étapes du $V0$ Finder sont résumées sur la figure 5.3.

5.2 Etude des performances du $V0$ Finder avec des K_S^0 simulés

Dans cette section nous présentons notre évaluation des performances du $V0$ Finder pour la reconstruction des K_S^0 , basée sur des simulations.

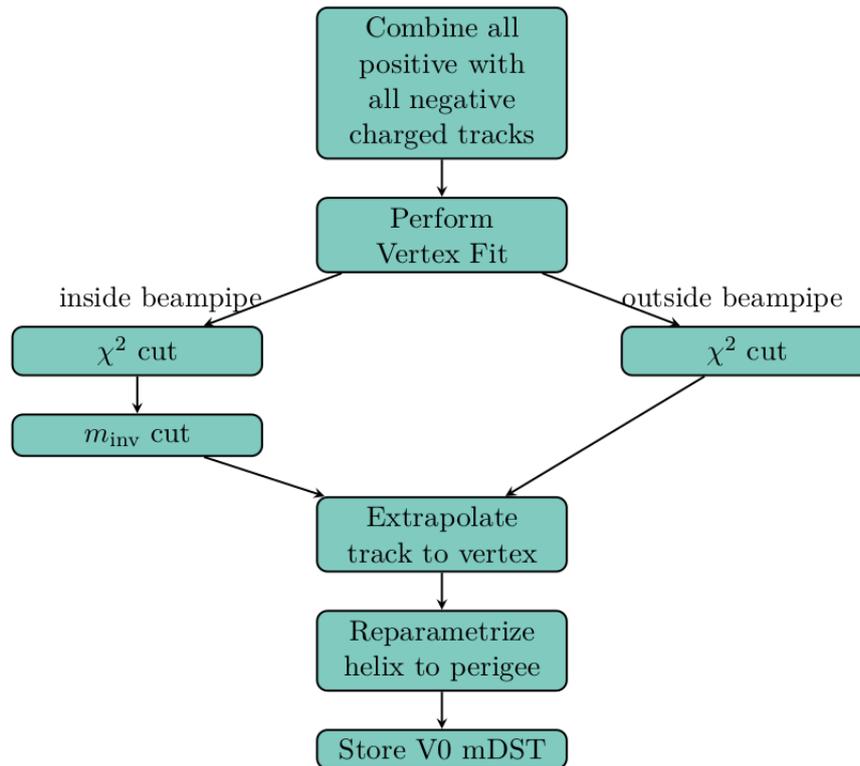


FIGURE 5.3 – Les étapes du V0Finder [52].

Résolution sur la masse invariante

La première étape de nos études a été de vérifier que le V0Finder permettait bien de corriger la surestimation de la masse invariante du K_S^0 induite par la méthode standard de reconstruction des traces. Pour cela nous avons généré un échantillon de K_S^0 avec un *Particle Gun*, suivant une distribution uniforme en impulsion et en angle, dans l'acceptance de Belle II, c'est-à-dire $p \in [100 \text{ MeV}, 3 \text{ GeV}]$, $\theta \in [17^\circ, 150^\circ]$ et $\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$. Nous avons ensuite reconstruit ces K_S^0 d'une part avec la méthode standard de reconstruction des traces dans Belle II et d'autre part avec le V0Finder. Les résultats de cette étude, présentés sur la figure 5.4, montrent que le V0Finder permet de réduire de moitié le biais sur la masse invariante du K_S^0 . Comme ce biais ne concernait qu'une partie de la population des K_S^0 , ceux se désintégrant en dehors du tube à vide, la réduction du biais a globalement permis d'améliorer de 37 % la résolution sur la masse invariante du K_S^0 si on considère tous les K_S^0 reconstruits.

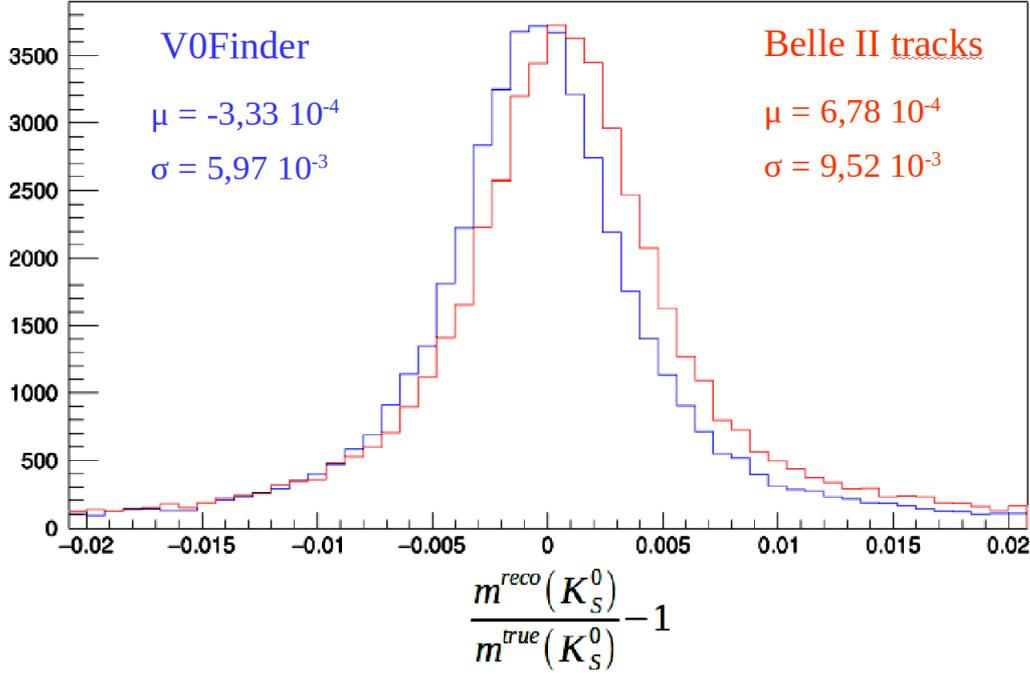


FIGURE 5.4 – Distributions de la résolution sur la masse invariante des K_S^0 reconstruits, avec la méthode standard de reconstruction des trajectoires (en rouge) et avec le VOFinder (en bleu).

Efficacité de reconstruction

Pour être capable d'estimer l'efficacité $\epsilon_{V0Finder}$ du VOFinder, il est nécessaire de séparer les contributions des différentes étapes de la reconstruction d'un K_S^0 dans Belle II. En effet, l'efficacité de reconstruction d'un K_S^0 ($\rightarrow \pi^+\pi^-$) peut être définie telle que :

$$\epsilon_{reco}^{K_S^0} = \epsilon_{Acceptance} (\epsilon_{Tracking}^\pi)^2 \epsilon_{V0Finder} \quad (5.2)$$

avec $\epsilon_{Acceptance}$, le rapport entre le nombre de K_S^0 générés et le nombre de paires de π^\pm produites dans l'acceptance du détecteur, $\epsilon_{Tracking}^\pi$, l'efficacité de reconstruction d'un π^\pm , et donc $(\epsilon_{Tracking}^\pi)^2$ l'efficacité de reconstruire deux pions et enfin $\epsilon_{V0Finder}$ l'efficacité de reconstruction d'un K_S^0 par le VOFinder à partir de deux π^\pm correctement reconstruits.

Les efficacités $\epsilon_{Acceptance}$ et $(\epsilon_{Tracking}^\pi)^2$ ont été estimées en calculant le rapport entre le nombre de $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ générés et le nombre d'événements contenant deux pions de charges opposées correctement reconstruits (c'est-à-dire *Truth matched* d'après la simulation). On obtient ainsi :

$$\epsilon_{Acceptance} (\epsilon_{Tracking}^\pi)^2 = 80 \% \quad (5.3)$$

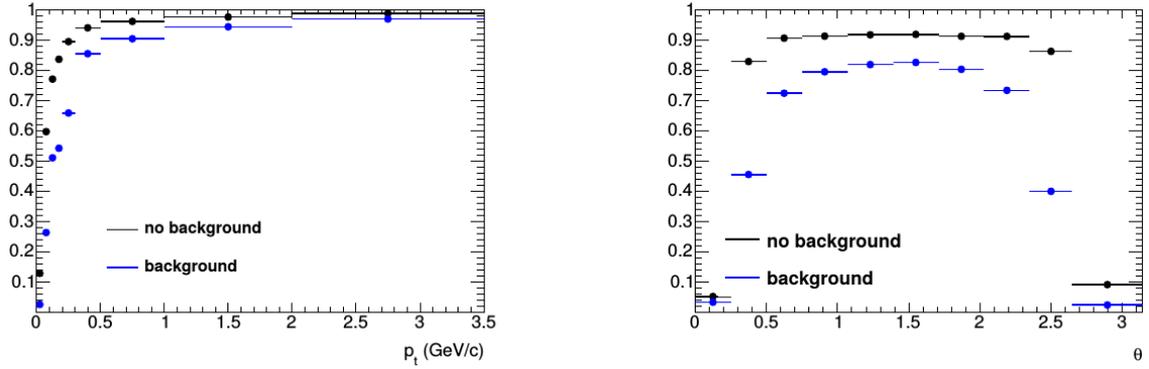


FIGURE 5.5 – Distribution de l’efficacité de reconstruction des particules chargées à Belle II, en fonction de l’impulsion (à gauche) et θ (à droite) [32].

Les effets d’acceptance étant directement liés à la cinématique de l’événement et donc dépendant du canal de désintégration étudié, nous avons produit un autre échantillon de K_S^0 par *Particle Gun*, avec une distribution suivant θ comprises entre 20° et 130° de manière éliminer les effets d’acceptance. En réalisant le même calcul on obtient :

$$(\epsilon_{Tracking}^\pi)^2 = \sim 86 \% \quad (5.4)$$

et donc

$$\epsilon_{Tracking}^\pi = \sim 93 \% \quad (5.5)$$

L’estimation faite de $\epsilon_{Tracking}^\pi$ dans cette étude est compatible avec les performances annoncées par le groupe de Tracking de Belle II, présentées sur la figure 5.5 (pour le cas sans bruit de fond machine).

L’efficacité $\epsilon_{V0Finder}$ a finalement été estimée en calculant le rapport entre le nombre d’événements contenant deux pions correctement reconstruits et le nombre de K_S^0 reconstruits par le V0Finder. On obtient ainsi :

$$\epsilon_{V0Finder} = \sim 92 \% \quad (5.6)$$

Nous avons ensuite vérifié si l’inefficacité observée du V0Finder était liée aux caractéristiques cinématiques du K_S^0 et de la paire de pions issue de sa désintégration. Pour cela nous avons estimé l’efficacité de reconstruction du V0Finder en fonction de l’impulsion du K_S^0 et des pions issus de sa désintégration, de la distance de vol et de l’angle de production du K_S^0 , et enfin du nombre de hits dans le trajectomètre interne pour les traces des pions. Pour uniquement étudier les performances du V0Finder nous avons sélectionné les événements pour lesquels les pions issus de la désintégration du K_S^0 ont été correctement reconstruits par l’algorithme de reconstruction des traces de

5.2. ETUDE DES PERFORMANCES DU V0FINDER AVEC DES K_S^0 SIMULÉS

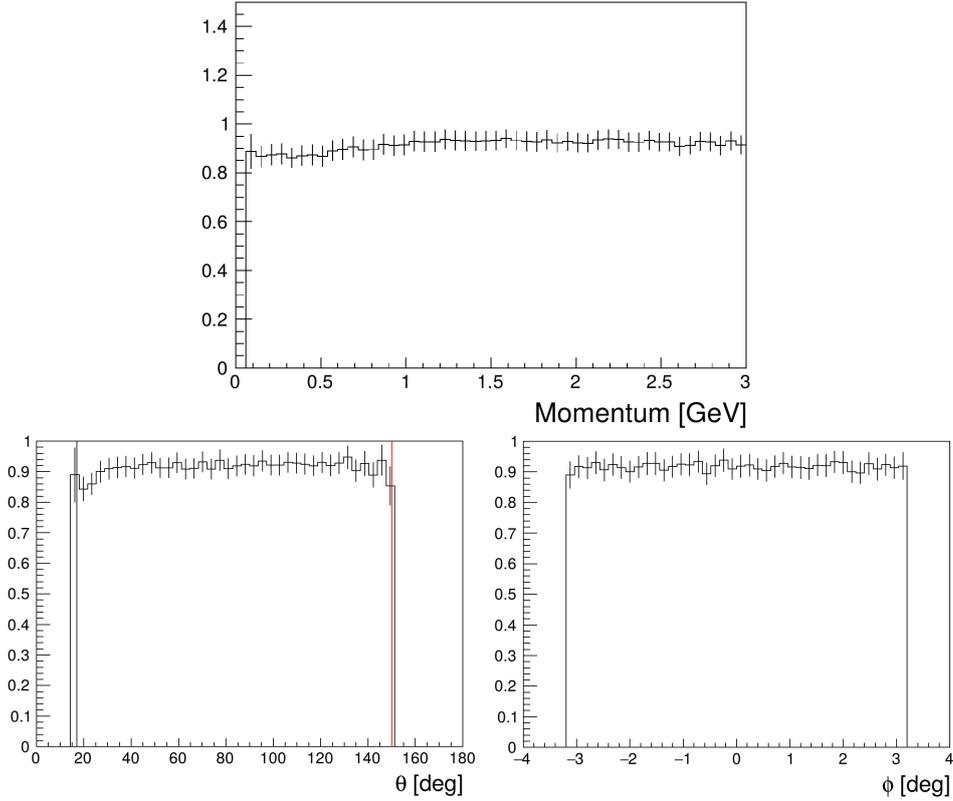


FIGURE 5.6 – Efficacité de reconstruction des K_S^0 par le V0Finder en fonction de leur impulsion (en haut), de leur angle de production θ (en bas à gauche) et de ϕ (en bas à droite).

Belle II.

Alors qu'on observe une efficacité uniforme et compatible avec $\epsilon_{V0Finder}$, en fonction de l'impulsion et de l'angle de production du K_S^0 (figure 5.6), on observe sur la figure 5.7 une efficacité plus faible que le niveau moyen pour les K_S^0 contenant un pion d'impulsion inférieure à 500 MeV. En effet, l'efficacité de reconstruction n'est plus que d'environ 80 % pour un K_S^0 produisant un pion de 300 MeV et de 70 % pour K_S^0 produisant un pion de 100 MeV.

Cet effet n'est pas dû à la plus faible efficacité de reconstruction des traces de moins de 500 MeV (visible sur la figure 5.5 et due principalement à la diffusion multiple), car dans notre étude cet effet est inclus dans l'efficacité $\epsilon_{Tracking}^\pi$ de la formule 5.5. Nous l'avons justement déconvolué en étudiant uniquement $\epsilon_{V0Finder}$. Il est plutôt dû à l'impact de la perte augmentée d'énergie dans la matière aux faibles impulsions, entraînant une résolution moins bonne sur l'impulsion et le paramètre d'impact reconstruits des π de faible impulsion, aboutissant à un vertex de désintégration du

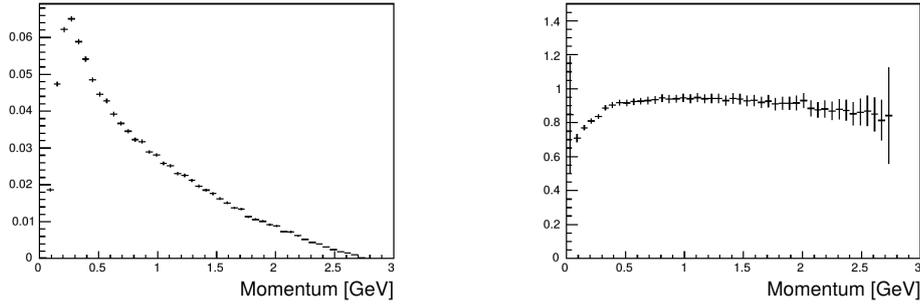


FIGURE 5.7 – Distribution de l’impulsion des π^\pm issus de la désintégration des K_S^0 générés (à gauche) et distribution de l’efficacité de reconstruction des K_S^0 par le V0Finder (à droite).

K_S^0 moins bien reconstruit et plus souvent rejeté par le V0Finder.

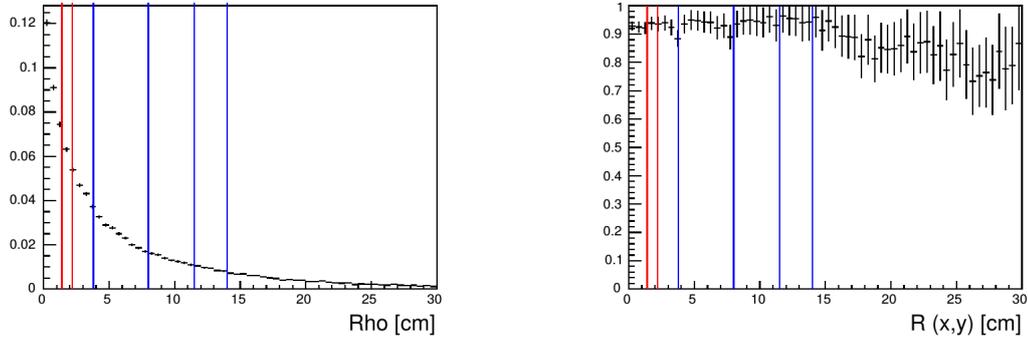


FIGURE 5.8 – Distribution de la distance de vol transverse des K_S^0 générés (à gauche) et efficacité de reconstruction des K_S^0 par le V0Finder en fonction de leur distance de vol transverse (à droite). Les barres verticales rouges représentent les rayons des deux couches du PXD et les barres verticales bleues les rayons des 4 couches du SVD.

On observe également sur la figure 5.8 une perte d’efficacité par rapport au niveau moyen lorsque la distance de vol du K_S^0 est supérieure à 15 cm, c’est-à-dire lorsqu’il se désintègre dans la CDC. Comme les pions issus de ces K_S^0 ne traversent pas le trajectomètre interne de Belle II (VXD), la résolution sur leur paramètre d’impact est moins bonne. Ceci réduit également la qualité de l’ajustement du vertex de désintégration du K_S^0 . En effet, sur la figure 5.9 on observe que l’efficacité de reconstruction du V0Finder pour un K_S^0 dont les π^\pm ne traversent pas le VXD ($\#VXDhits = 0$) est d’environ 84 % contre environ 90 % pour les pions traversant au moins une partie du VXD ($\#VXDhits > 5$). Cet effet est cependant globalement négligeable compte tenu de la faible proportion de K_S^0 se désintégrant au-delà du VXD (c’est-à-dire au-delà de 14 cm), comme on peut le voir sur la figure 5.8.

5.2. ETUDE DES PERFORMANCES DU VOFINDER AVEC DES K_S^0 SIMULÉS

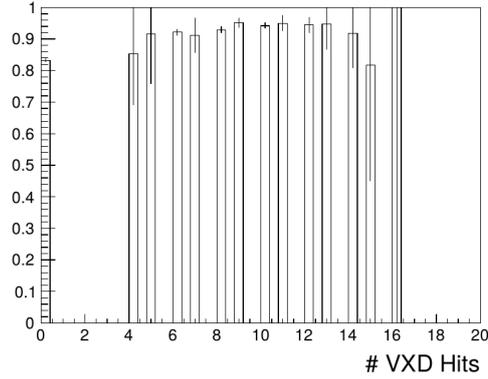


FIGURE 5.9 – Efficacité de reconstruction des K_S^0 par le V0Finder en fonction du nombre de hits dans le trajectomètre interne de Belle II des π^\pm issus de leurs désintégrations.

Cette première étude des performances du V0Finder effectuée avec un *Particle Gun* ne montre donc pas de problème d'efficacité du V0Finder, lequel permet bien d'améliorer la détermination des paramètres des traces (et donc de la masse invariante du K_S^0) en traitant correctement les effets de matière. Nous avons par contre observé que l'efficacité de reconstruction du K_S^0 était plus faible aux faibles impulsions des π . Nous avons donc mené une seconde étude avec un canal de physique, pour vérifier que les performances rapportées au niveau de certaines analyses étaient dues principalement à la cinématique du K_S^0 . Nous avons choisi pour cela le canal de désintégration suivant :

$$e^+e^-\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0 \rightarrow K_1\gamma \quad (5.7)$$

$$K_1 \rightarrow K_S^0 \rho \quad (5.8)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (5.9)$$

Les distributions en impulsion, θ et ϕ des K_S^0 générés est représentées sur la figure 5.10.

De la même manière que dans l'étude menée à partir du *Particle Gun* l'efficacité $\epsilon_{V0Finder}$ de reconstruction du K_S^0 par le V0Finder, a été estimé ici à 82 %. On observe donc une diminution de 10 % par rapport à l'étude menée avec le *Particle Gun*. Cependant, la distribution en impulsion des K_S^0 dans le signal simulé n'est pas uniforme comme avec le *Particle Gun*, mais pique autour de 1 GeV comme on peut le voir sur la figure 5.10. Or comme on l'a observé avec le *Particle Gun* l'efficacité de reconstruction est plus faible pour des K_S^0 produisant des π^\pm de faible impulsion. La perte d'efficacité par rapport à l'étude menée sur *Particle Gun* s'explique donc pas une proportion plus importante de π^\pm d'impulsions inférieures à 500 MeV dans

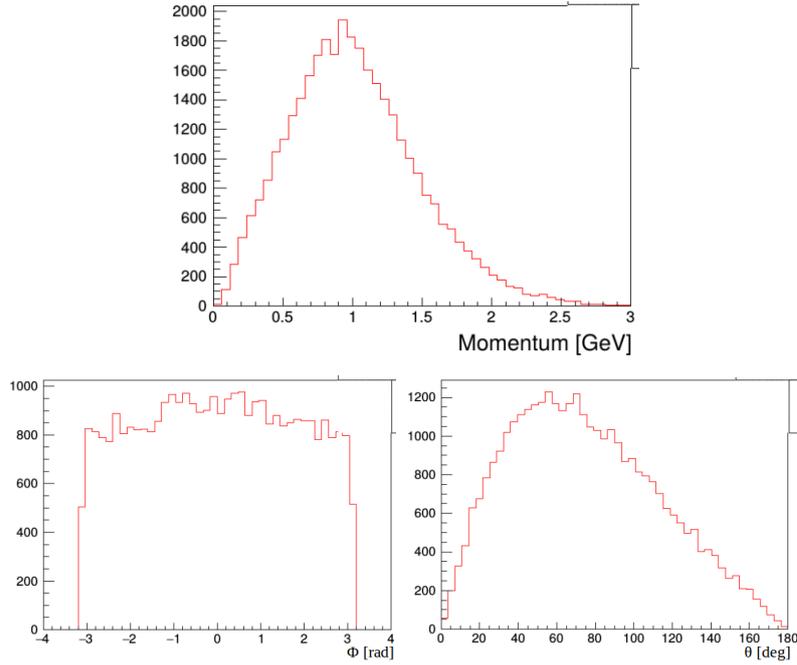


FIGURE 5.10 – Distribution en impulsion, θ et ϕ des K_S^0 générés dans le canal $B^0 \rightarrow K_1\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-\gamma$.

l'échantillon simulé.

La conclusion de notre étude est que le VOFinder présente des bonnes performances de reconstruction du K_S^0 . Notre étude a montré que 93 % des paires de pions correctement reconstruites par l'algorithme de reconstruction des particules de Belle II sont correctement associées comme ayant un vertex commun suivant les critères de sélection du VOFinder, énoncé dans la section 5.1. En revanche, seulement 88 % des K_S^0 ainsi formés sont extrapolés avec succès au point d'interaction. C'est donc la perte de résolution sur l'impulsion des π^\pm de faible impulsion qui empêche une extrapolation suffisamment précise vers le point d'interaction. Cette efficacité pourrait être améliorée en assouplissant le critère de qualité de l'extrapolation au point d'interaction permettant de rejeter moins de K_S^0 . Cependant cela aurait également pour effet de sélectionner plus de faux K_S^0 , la collaboration a donc fait un certain compromis entre efficacité et pureté des K_S^0 reconstruits, aboutissant aux performances mesurées dans cette étude. Finalement, les performances du VOFinder sont d'autant meilleures que les impulsions des π issus de la désintégration du K_S^0 sont élevées, et que le K_S^0 se désintègre rapidement. Les performances observées dans les analyses dépendent donc fortement de la cinématique propre à chaque canal de physique.

5.3 Reconstruction de K_S^0 dans les premières données de Belle II

Dans cette section nous présentons les tout premiers mésons K_S^0 reconstruits dans Belle II avec les données de la Phase II. Nous avons aussi reconstruit les premiers mésons D_s suivant le canal de désintégration $K_S^0 K$ et avons vérifié la qualité de la simulation pour décrire ces données. Ces premières données enregistrées pendant la mise en route de Belle II sont calibrées sommairement, avec des paramètres de calibration fixés a priori. Par ailleurs la couverture en ϕ du trajectomètre interne n'était que de 12.5 %, et les détecteurs d'identification des particules très partiellement inclus dans la DAQ. La procédure de reconstruction et sélection des D_s a donc dû être retravaillée par rapport aux critères usuellement utilisés dans Belle et BaBar.

5.3.1 Reconstruction du méson K_S^0

Dans un premier temps nous avons comparé les performances de reconstruction du K_S^0 observées dans les premières données de Belle II avec celles évaluées dans la simulation. L'échantillon de données analysées est de 374 pb^{-1} après avoir requis la participation de tous les détecteurs à l'acquisition des données. L'échantillon de simulation utilisé dans cette étude a été produit par la collaboration, avec la géométrie de la Phase II, c'est-à-dire avec seulement un octant du trajectomètre interne de Belle II. Les conditions de bruit de fonds machine correspondent à ce qui était prévu a priori par les simulations, c'est-à-dire dix fois plus bas que ce qui a été effectivement mesuré pendant la Phase II. Les bruits de fond physiques de la collision e^+e^- ont été préalablement mélangés au signal suivant leurs taux de production et les rapports d'embranchement. Le résultat de cette étude est représenté sur la figure 5.11. La masse invariante du K_S^0 a été ajustée avec une convolution de deux Gaussiennes, l'une prenant en compte la résolution du détecteur et l'autre l'étalement de la résolution sur la masse invariante induite par la reconstruction d'une particule non primaire, dans notre cas le K_S^0 reconstruit à partir de deux π^\pm . En faisant l'hypothèse d'un bruit de fond uniforme lié à des effets de combinatoires, celui-ci a été ajusté par un polynôme de degré 0.

Les premières conclusions sont que le K_S^0 a été reconstruit à la bonne masse, compatible avec la moyenne mondiale, et une résolution de 3.65 MeV. En revanche, on observe une proportion de bruit de fond plus importante dans les données. Celle-ci est probablement la principale source de détérioration de la résolution sur la masse invariante observée à hauteur de 10 %.

Nous avons ensuite fait cette même étude avec les critères de sélection utilisés historiquement dans Belle pour optimiser la sélection des K_S^0 , dits "Good K_S^0 ".

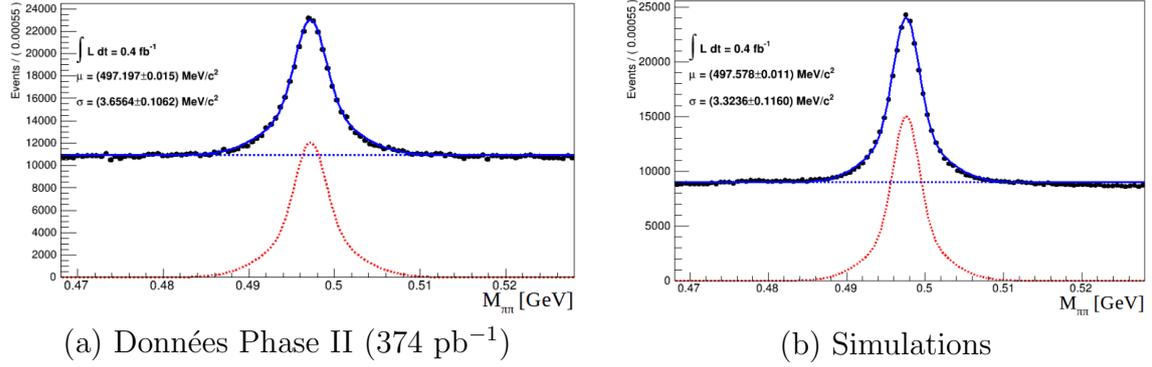


FIGURE 5.11 – Distribution en masse invariante des K_S^0 reconstruits par le V0Finder à partir des premières données de Belle II durant la Phase II (à gauche) et dans la simulation (à droite).

Cette sélection est optimisée pour 3 gammes d'impulsion $< 0.5 \text{ GeV}$, $[0.5 - 1.5] \text{ GeV}$ et $> 1.5 \text{ GeV}$. Elle repose sur les variables suivantes (les valeurs précises de sélection sont indiquées dans le tableau 5.1) :

- dr : La distance minimale d'approche entre le point d'interaction et les deux traces filles du K_S^0 dans le plan (x,y) du détecteur.
- $d\phi$: L'angle azimutal entre l'impulsion du K_S^0 reconstruit et la direction formée par le vertex de désintégration du K_S^0 et le point d'interaction.
- $z\text{-dist}$: La distance selon l'axe z entre les deux particules filles du K_S^0 en leur point d'interception dans le plan (x,y) .
- fl : La distance de vol reconstruite du K_S^0 dans le plan (x,y) .

Momentum(Gev)	$dr(\text{cm})$	$d\phi(\text{rad.})$	$z_dist(\text{cm})$	$fl(\text{cm})$
< 0.5	> 0.05	< 0.3	< 0.8	—
$0.5 - 1.5$	> 0.03	< 0.1	< 1.8	> 0.08
> 1.5	> 0.02	< 0.03	< 2.4	> 0.22

TABLE 5.1 – Valeurs des critères de sélection 'Good K_S^0 '.

Les résultats de cette étude sont présentés sur les figures 5.12 et 5.13. Les performances extraites à partir des premières données montrent que cette méthode permet

5.3. RECONSTRUCTION DE K_S^0 DANS LES PREMIÈRES DONNÉES DE BELLE II

de rejeter très efficacement les bruits de fond physiques (93 %), tout en gardant une proportion importante de vrais K_S^0 (76 %), en accords avec les prédictions de la simulation (cf. tableau 5.2). L'écart de ~ 2 % observés sur les performances globales entre les données et les simulations est attribué au manque de calibration de certains détecteurs ainsi qu'au niveau important de bruit de fond machine observé pendant la phase de mise en route de l'expérience. Cependant, cette sélection a permis d'améliorer la résolution sur la masse invariante du K_S^0 de 10% pour atteindre $\sigma \sim 3.31$ MeV, comme on peut le voir sur la figure 5.14, en très bonne accord avec les prédictions de la simulation. Nous voyons que, bien que le bruit de fond observé dans les données est bien plus élevé qu'il n'était prédit par la simulation, il impacte peu la qualité de la reconstruction du K_S^0 .

Bin	DATA		MC	
	$\epsilon_{signal}[\%]$	$\epsilon_{BGrej}[\%]$	$\epsilon_{signal}[\%]$	$\epsilon_{BGrej}[\%]$
1	$52,75 \pm 0.82$	$93,08 \pm 0.14$	$51,55 \pm 0,12$	$94,91 \pm 0,02$
2	$79,83 \pm 0.29$	$93,63 \pm 0.08$	$84,59 \pm 0,06$	$95,88 \pm 0,01$
3	$78,49 \pm 0.43$	$92,83 \pm 0.15$	$88,05 \pm 0,08$	$95,95 \pm 0,03$
Overall	$76,76 \pm 0.24$	$93,34 \pm 0.07$	$78,50 \pm 0,05$	$95,62 \pm 0,01$

TABLE 5.2 – Tableau comparant les performances de sélection du K_S^0 estimées dans le données et dans la simulation, pour les trois gammes d'impulsion considérées (voir texte).

CHAPITRE 5. PERFORMANCES DE RECONSTRUCTION DU MÉSON K_S^0

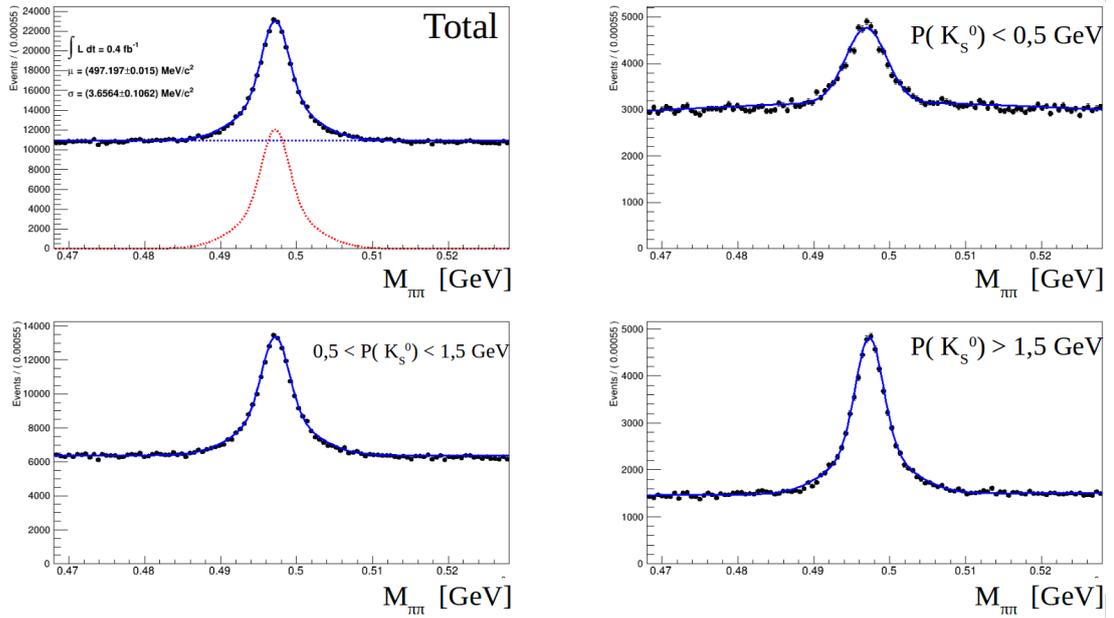


FIGURE 5.12 – Distribution de la masse invariante des K_S^0 reconstruits pour les trois gammes d’impulsion considérées avant application des critères de sélection ”Good K_S^0 ”.

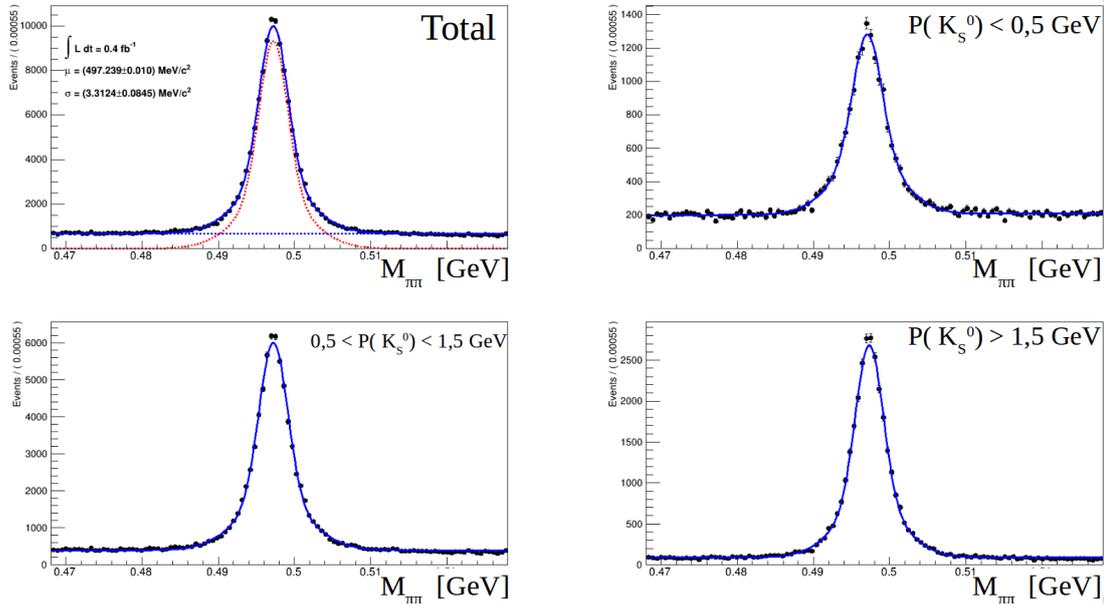


FIGURE 5.13 – Distribution de la masse invariante des K_S^0 reconstruits pour les trois gammes d’impulsion considérées après application des critères de sélection ”Good K_S^0 ”.

5.3. RECONSTRUCTION DE K_S^0 DANS LES PREMIÈRES DONNÉES DE BELLE II

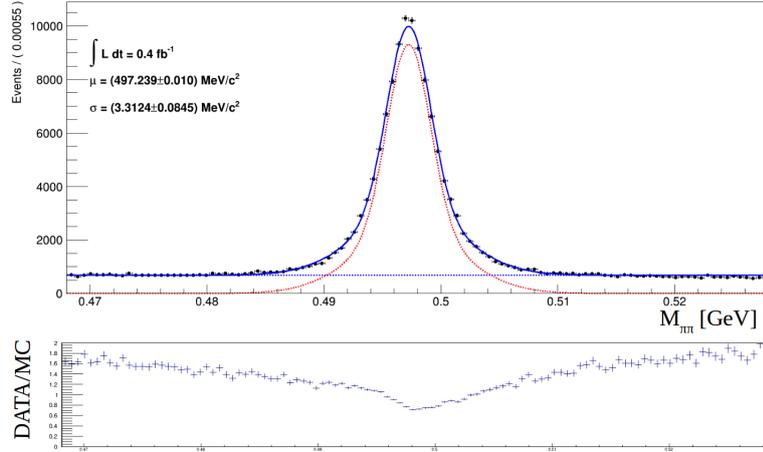


FIGURE 5.14 – Distribution de la masse invariante des K_S^0 reconstruits à partir des premières données de Belle II suivant les critères $\text{Good}K_S^0$. L'accord données/simulation est représenté sur la figure du bas.

5.3.2 Reconstruction du $D_s \rightarrow K_S^0 K$

Avec l'échantillon de K_S^0 sélectionné grâce aux critères $\text{Good}K_S^0$ nous avons ensuite reconstruit les premiers $D_s \rightarrow K_S^0 K$. Dans cette étude nous nous intéressons aux mésons D_s issus des paires $c\bar{c}$ produites par la collision e^+e^- . L'intérêt de ce mode de production directe du D_s est que la proportion de bruit de fond est plus faible que pour les D_s issus d'une désintégration d'un méson $B^{0,\pm}$ et que les rapports d'embranchement de $B^{0,\pm} \rightarrow D_s$ sont faibles parce que le D_s doit être accompagné d'un second D .

En effet le but de cette étude était de rapporter rapidement à la collaboration de potentiels problèmes dans la procédure de reconstruction des particules à Belle II. La reconstruction des D_s issus d'une paire $c\bar{c}$ permet donc de faire une redécouverte à partir d'un échantillon de données modeste, sans avoir à utiliser une méthode de sélection trop élaborée pour rejeter le bruit de fond. Nous avons ainsi dans un premier temps utilisé les critères de sélection standards suivant :

- La masse invariante $M_{KK_S^0}$ reconstruite avec les candidats K_S^0 et K doit être telle que $|M_{KK_S^0} - M_{D_s}^{PDG}| \leq 3 \sigma$ où $M_{D_s}^{PDG}$ est la moyenne mondiale et σ la largeur de la distribution.
- La sélection des mésons D_s produits dans le continuum $c\bar{c}$ repose sur son impulsion P^* dans le centre de masse de la collision e^+e^- . En effet, les D_s issus du continuum sont plus énergétiques que ceux de la cascade de désintégration du $B^{0,\pm}$. Ainsi, nous exigeons $P^* > 3 \text{ GeV}$.

La distribution de masse invariante des paires $K_S^0 K$ reconstruites en D_s suivant ces critères est représentée sur la figure 5.15 pour les 374 pb^{-1} de données de la Phase II.

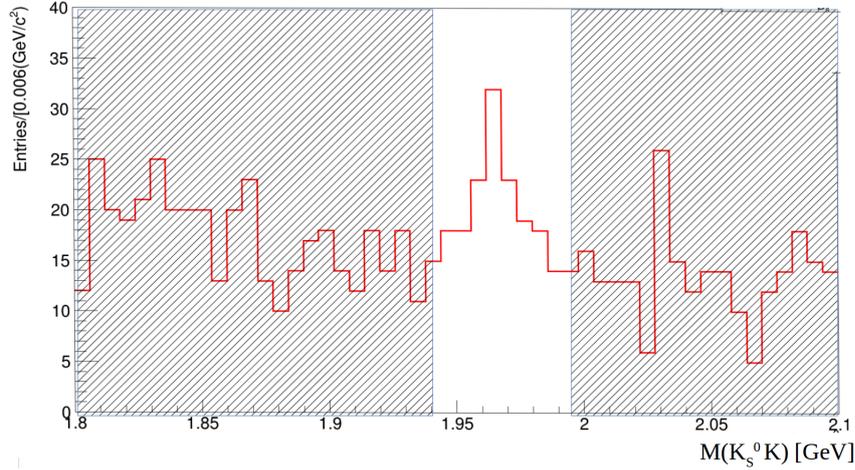


FIGURE 5.15 – Distribution de la masse invariante des D_s reconstruits à partir des premières données de la Phase II. La zone hachurée illustre la région hors pic de masse (bandes latérales).

Bien qu'on observe un excès dans la région de masse du D_s ($\sim 1.95 \text{ GeV}$), le niveau de bruit de fond est trop important pour annoncer une redécouverte. Cela s'explique notamment par la faible quantité de données et par le fait qu'aucun critère d'identification des K n'a été utilisé pour obtenir ce résultat. En effet dans des conditions d'opération optimales et compte-tenu du fait que le signal est peu pollué, la très bonne pureté de l'échantillon de K_S^0 reconstruit est suffisante pour observer le $D_s \rightarrow K_S^0 K$ issu d'une paire $c\bar{c}$. Comme nous ne sommes pas dans de telles conditions, nous avons dû appliquer un critère supplémentaire sur la qualité de la séparation π/K . Dans Belle II, l'identification des K est basée sur une variable appelée PID, construite à partir des mesures du TOP, du ARICH et de la CDC. Cette variable est une probabilité d'être un K , distribuée entre 0 et 1. Du fait du manque de calibration dans ces toutes premières données, aucune étude n'a été faite a priori sur la simulation pour reconstruire le D_s . Nous avons plutôt proposé une méthode affinée directement dans les données, consistant à étudier les valeurs du PID pour des candidats K dans la zone de signal et la région hors pic de masse illustrées sur la figure 5.15.

En faisant l'hypothèse que le bruit de fond du canal $D_s \rightarrow K_S^0 K$ est uniquement dû à de la combinatoire, on s'attend à ce que le rapport π/K reste uniforme en fonction de la masse invariante du D_s reconstruit. On s'attend par contre à un excès de K dans la région de signal ($1.94 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_S^0 K} < 2 \text{ GeV}/c^2$).

5.3. RECONSTRUCTION DE K_S^0 DANS LES PREMIÈRES DONNÉES DE BELLE II

Le résultat de cette étude est montré sur la figure 5.16. On observe une proportion plus importante de particules avec un PID proche de 1 dans la région de signal cohérent avec l'hypothèse d'un excès de K dans cette région, et une proportion plus importante de particules avec une PID proche de 0 dans la région hors pic ce qui est cohérent avec l'hypothèse d'une abondance de π^\pm .

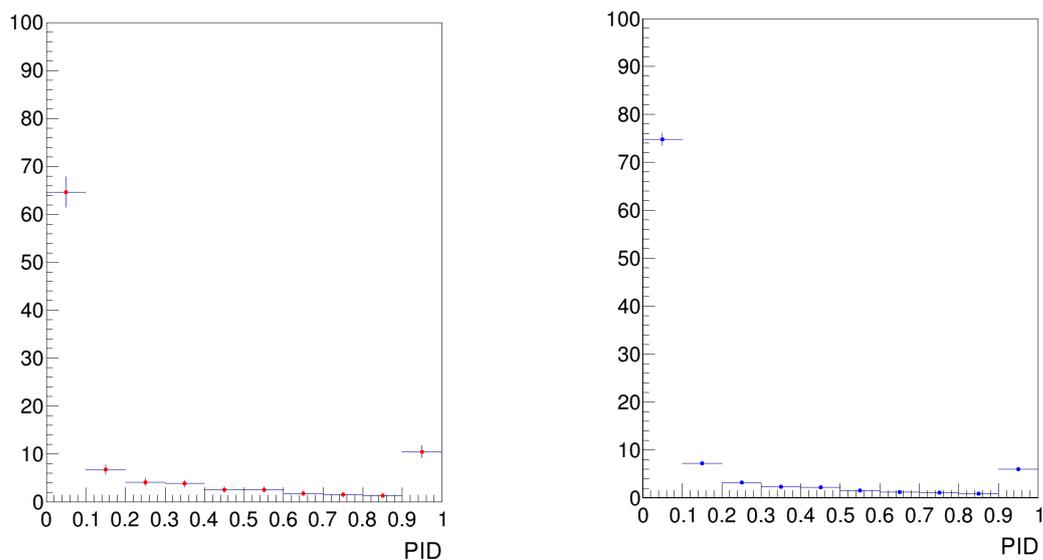


FIGURE 5.16 – Distributions normalisées à 100 du PID des candidats K reconstruits dans la région de signal (à gauche) et dans les régions hors pic de masse (à droite).

Tirant profit de l'abondance relative de π^\pm dans les bandes latérales par rapport à la région de signal, nous avons pu estimer la probabilité pour les π^\pm d'être identifiés comme un K de manière à les rejeter dans la région de signal. Nous avons ainsi choisi de rejeter tous les candidats D_s impliquant un candidat K avec un $PID < 0.5$. L'addition de ce dernier critère de sélection nous a finalement permis d'observer un excès significatif dans la région de masse du D_s tel que représenté sur la figure 5.17. La masse invariante du D_s a été ajustée avec une convolution de deux gaussiennes et le bruit de fond avec un polynôme de degré 0, pour les mêmes raisons qu'énoncées précédemment pour le K_S^0 .

Nous avons donc redécouvert les premiers D_s dans Belle II avec une masse en accord avec la moyenne mondiale et une résolution de l'ordre de 10 MeV. Après comparaison avec un échantillon de D_s simulé dans les mêmes conditions que pour l'étude du K_S^0 , on observe un accord données/simulations sur la résolution en masse invariante de l'ordre de 7 %.

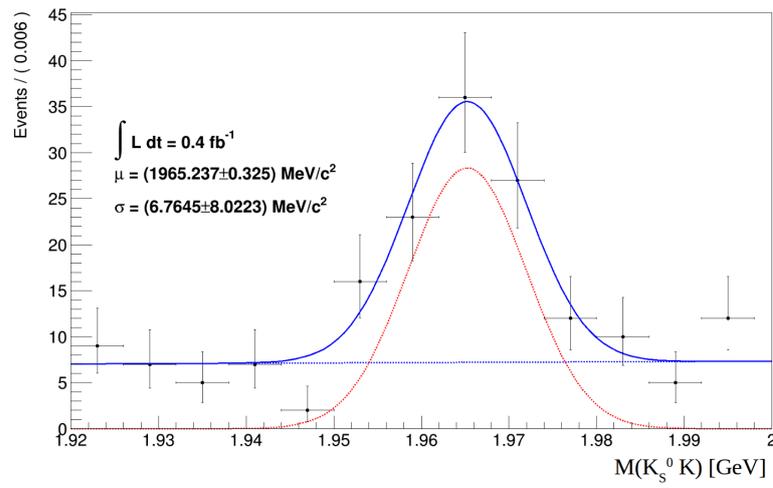


FIGURE 5.17 – Distribution de la masse invariante des D_s reconstruits à partir des premières données de Belle II, 374 pb^{-1} .

Il est cependant difficile de comparer l'efficacité et la pureté de la sélection mesurées dans les données à celles prédites dans la simulation. En effet, les calibrations préliminaires des détecteurs, en particulier des détecteurs d'identification des particules lors de la prise de données de la Phase II, entraîne des efficacités et des puretés de la séparation π/K avec la variable PID différentes dans les données et la simulation.

5.3. RECONSTRUCTION DE K_S^0 DANS LES PREMIÈRES DONNÉES DE BELLE II

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Depuis février 2019, l'expérience Belle II enregistre les collisions $e^+ e^-$ délivrées par le collisionneur SuperKEKB situé au Japon à Tsukuba, qui vise la plus hautes luminosités jamais produites de $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La nouvelle stratégie de collision permettant une telle luminosité est basée sur des faisceaux nanométriques. Cependant cette très haute luminosité produit aussi une quantité très importante de particules de bruit de fond, dégradant potentiellement les performances expérimentales visées.

Dans ce contexte, les travaux présentés dans ce document ont été dédiés à contribuer à la mise en route de l'expérience et préparer les futures mesures de physique dans Belle II avec en particulier les deux études suivantes :

- La caractérisation des bruits de fond induits par les faisceaux de SuperKEKB, dont le contrôle est nécessaire pour atteindre les objectifs de physique.
- L'étude de la reconstruction des objets physiques, en l'occurrence le méson K_S^0 qui joue un rôle important pour de très nombreuses mesures de Belle II.

Après la mise en route de l'expérience Belle II de mars à juillet 2018 (étape appelée Phase II), l'expérience a démarré officiellement le run de physique en mars 2019 (Phase III). Cette thèse s'est concentrée sur la mise en route de l'expérience et la préparation des futures mesures de physique.

La première étude présentée dans ce document a porté sur les études du bruit de fond de SuperKEKB menées par le détecteur double-face pixélisé PLUME conçu à l'IPHC, au sein du projet BEAST II. Les mesures des systèmes de BEAST II ont été communiquées en temps réel aux physiciens du collisionneur pour ajuster les paramètres des faisceaux et augmenter la luminosité tout en contrôlant le bruit de fond induit. Ces mesures ont également été utiles pour optimiser la position des écrans contre le bruit de fond et des collimateurs, ainsi que pour valider les simulations du

bruit de fond machine qui affecte les mesures de physique de Belle II.

Les différentes études dédiées à ce bruit de fond machine ont montré qu'il était dominé par les processus Single Beam et notamment par le processus Beam Gas dans le LER. La contribution des processus Beam Beam étant trop faible dans les conditions de faisceau de la Phase II, aucune contribution significative au bruit de fond n'a été observée. Cependant, une analyse des données reposant sur la double face de détection de PLUME a permis d'en faire une estimation. Les conclusions de ces études montrent que bien que le niveau de bruit de fond mesuré pendant la Phase II soit au moins 10 fois plus important que celui prévu par les simulations, il est suffisamment bas pour permettre un fonctionnement optimal au début de la Phase III. Notons que les courants des faisceaux pendant la Phase II étaient généralement relativement bas (~ 0.3 A) par rapport aux courants nominaux prévus (1 A). Les premières extrapolations préliminaires aux conditions nominales d'opération montrent qu'il est crucial de réduire encore le niveau de bruit de fond en parallèle de l'optimisation des faisceaux pour garantir les performances et la sécurité des détecteurs.

Des études complémentaires du bruit de fond de SuperKEKB ont été menées pendant les premiers mois de la Phase III. Après avoir installé l'intégralité du VXD et quatre nouveaux collimateurs dans le LER, l'optimisation des paramètres du faisceau au cours des premiers mois de la Phase III, a permis de réduire β_y^* à 2 mm pour atteindre la luminosité maximale de $1.2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Les résultats préliminaires des études de bruit de fond menées pendant cette période montrent que l'ajout des collimateurs dans le LER a permis de réduire d'un facteur 2 à 3 la contribution de Touschek et jusqu'à un facteur 4 pour la contribution de Beam Gas. Le processus Beam Gas dans le LER reste tout de même dominant (70 % du bruit de fond total), comme il l'avait été pendant la Phase II. A noter que l'ajout des collimateurs dans le LER a nécessité l'intervention sur plusieurs sections de l'anneau provoquant la détérioration de la qualité du vide. Ainsi, bien que les collimateurs aient permis de réduire significativement le niveau de bruit de fond, il reste toujours trop important pour certains détecteurs comme le TOP et la CDC. L'augmentation du courant pendant les premiers mois de la Phase III a donc été limité à 600 mA dans le LER et à 700 mA dans le HER.

En ce qui concerne la comparaison des simulations aux données, le HER présente toujours un désaccord trop important, jusqu'à un facteur 1000 dans la première couche du SVD pour le processus Touschek. La collaboration envisage donc de revoir en détail la procédure de simulation du HER. En revanche, l'accord entre les simulations et les données dans le LER est maintenant proche de 1. Comme l'amplitude du bruit de fond dans le HER est significativement plus faible que par rapport à celle du LER, le bon accord entre les données et les simulations dans le LER a permis d'extrapoler le niveau de bruit de fond aux conditions de faisceau futures. Par exemple pour les

conditions prévues en 2020, $I(HER/LEP) = (1.20/1.10)$ A, $\beta_s^* = 1.5$ mm et $L = 2.0 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les résultats de cette extrapolation montrent que le bruit de fond de SuperKEKB sera toujours dominé par le processus Beam Gas dans le LER. De plus, la luminosité sera quatre fois plus importante et on s'attend donc à observer une contribution des processus Beam Beam, ce qui n'a pas été le cas durant les premiers mois de la Phase III. On s'attend cependant à ce qu'elle soit inférieure à celle du Beam Gas dans le LER. La conclusion de cette extrapolation est que l'augmentation du courant, sans réduction du bruit de fond (en particulier dans le LER), conduirait à des niveaux de bruit inacceptables pour les performances et la sécurité des détecteurs de Belle II. Plusieurs solutions ont été envisagées. La priorité est évidemment mise sur le Beam Gas dans le LER. La raison principale de la prépondérance du processus Beam Gas dans le LER est due à la composante dynamique de la pression, présentée dans la section 2.3.1, qui est trop importante dans certaines sections du LER. Les solutions envisagées pour réduire cette pression dynamique, en plus des campagnes de *vacuum scrubbing* déjà mises en place, sont de chauffer le tube à vide pour permettre l'évaporation des gaz rémanents et d'installer des pompes à vide supplémentaires. Une autre solution pour réduire le bruit de fond est d'optimiser l'optique des faisceaux de manière à correspondre au mieux à la configuration des collimateurs. Des études sur l'orbite des faisceaux dans la région d'interaction ont ainsi permis de réduire de 10 à 15 % l'amplitude du bruit de fond dans le LER. Cependant, la solution qui reste la plus efficace est d'ajouter des collimateurs, la position de potentiels nouveaux collimateurs est actuellement discutée au sein de la collaboration, en se basant sur les simulations.

Une autre étude présentée dans ce document contribuant aussi à la mise en route de l'expérience et à la préparation des mesures physiques a porté sur la reconstruction du méson K_S^0 . Le K_S^0 étant une particule neutre de longue durée de vie, il est reconstruit avec un algorithme dédié (V0Finder). Durant cette thèse, plusieurs analyses impliquant des K_S^0 rendaient compte de performances insuffisantes de reconstruction du $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Nous avons donc étudié les performances de reconstruction du K_S^0 avec le nouvel algorithme dédié implémenté dans le logiciel d'analyse de l'expérience. Les premières études menées sur des simulations ont montré que cet algorithme permettait bien de corriger la surestimation de la masse invariante, résultant d'une reconstruction standard, avec une bonne efficacité. La conclusion de cette étude est que les performances observées dans les analyses étaient déterminées par la cinématique propre à chaque canal de physique et que les performances du V0Finder n'étaient pas en cause.

Les deux autres études présentées dans ce document ont porté sur la redécouverte du K_S^0 et du D_s ($\rightarrow K_S^0 K$) avec les toutes premières collisions enregistrées par Belle II. Ces premières données enregistrées pendant la mise en route de Belle II sont calibrées sommairement, avec des paramètres de calibration fixés a priori. De plus, les détecteurs d'identification des particules étaient très partiellement inclus dans la DAQ.

La procédure de reconstruction et sélection des D_s a donc dû être retravaillée par rapport aux critères usuellement utilisés dans Belle et BaBar. Du fait qu'aucune étude n'a été faite a priori sur la simulation pour reconstruire le D_s , nous avons proposé une méthode affinée directement dans les données.

Ainsi dans un premiers temps nous avons reconstruit le K_S^0 a la bonne masse, compatible avec la moyenne mondiale et avec une résolution de 3.31 MeV. Les performances de reconstruction observées, en très bonne accord avec les simulations, montrent que bien que le bruit de fond observé dans les données est bien plus élevé qu'il n'était prédit par la simulation, il impacte peu la qualité de la reconstruction du K_S^0 .

Concernant le D_s , les premières conclusions montrent que les critères de sélection affinés directement dans les données ont permis de le reconstruire à une masse en accord avec la moyenne mondiale et avec une résolution de l'ordre de 10 MeV. La comparaison avec un échantillon de D_s simulé montre un accord données/simulations sur la résolution en masse invariante de l'ordre de 7 %.

Finalement, malgré les difficultés engendrées par le bruit de fond induit par ce tout nouveau collisionneur, l'expérience Belle II a démarré avec succès à enregistrer les premières collisions et commence maintenant à accumuler la statistique. Lors de la mise en route de l'expérience en 2018, les principales particules connues ont été reconstruites, démontrant le bon fonctionnement de l'expérience. En 2019, le run de physique a officiellement démarré, et 6.5 fb^{-1} de données ont été enregistrées, qui s'ajoutent à 0.5 fb^{-1} de données enregistrées en 2018. La qualité de la reconstruction des objets physiques augmente grâce à une calibration des détecteurs en constante amélioration. La mise en route d'une telle expérience à la frontière de l'intensité et basée sur un tout nouveau mode de collision, est un défi, et la route menant à la très haute luminosité sera longue, le calendrier de SuperKEKB prévoyant d'atteindre la luminosité instantanée nominale vers 2025 seulement.

Bibliographie

- [1] M. Planck, "On the Law of Distribution of Energy in the Normal Spectrum," *Annalen Phys.* **4** (1901) 553.
- [2] A. Einstein, "On the electrodynamics of moving bodies," *Annalen Phys.* **17** (1905) 891 [*Annalen Phys.* **14** (2005) 194]. doi :10.1002/andp.200590006
- [3] N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules," *Phil. Mag. Ser. 6* **26** (1913) 1. doi :10.1080/14786441308634955
- [4] E. Rutherford, "The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom," *Phil. Mag. Ser. 6* **21** (1911) 669. doi :10.1080/14786440508637080
- [5] W. Heisenberg, "A quantum-theoretical reinterpretation of kinematic and mechanical relations," *Z. Phys.* **33** (1925) 879. doi :10.1007/BF01328377
- [6] E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem," *Annalen Phys.* **384** (1926) no.4, 361 [*Annalen Phys.* **79** (1926) no.Ser.IV, 361]. doi :10.1002/andp.19263840404
- [7] P. A. M. Dirac, "The quantum theory of the electron," *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **117** (1928) 610. doi :10.1098/rspa.1928.0023
- [8] E. Fermi, "Quantum Theory of Radiation," *Rev. Mod. Phys.* **4** (1932) no.1, 87. doi :10.1103/RevModPhys.4.87
- [9] C. N. Yang and R. L. Mills, "Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance," *Phys. Rev.* **96** (1954) 191. doi :10.1103/PhysRev.96.191

- [10] M. Gell-Mann and F. Low, “Bound states in quantum field theory,” *Phys. Rev.* **84** (1951) 350. doi :10.1103/PhysRev.84.350
- [11] H. D. Politzer, “Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?,” *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346. doi :10.1103/PhysRevLett.30.1346
- [12] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories,” *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343. doi :10.1103/PhysRevLett.30.1343
- [13] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321. doi :10.1103/PhysRevLett.13.321
- [14] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508. doi :10.1103/PhysRevLett.13.508
- [15] E. Noether, *Gott. Nachr.* **1918** (1918) 235 [*Transp. Theory Statist. Phys.* **1** (1971) 186] doi :10.1080/00411457108231446 [physics/0503066].
- [16] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579. doi :10.1016/0029-5582(61)90469-2
- [17] N. Cabibbo, “Unitary Symmetry and Leptonic Decays,” *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531. doi :10.1103/PhysRevLett.10.531
- [18] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry,” *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285. doi :10.1103/PhysRevD.2.1285
- [19] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], “Experimental Observation of a Heavy Particle J ,” *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404. doi :10.1103/PhysRevLett.33.1404
- [20] G. S. Abrams *et al.*, “The Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation,” *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1453 [*Adv. Exp. Phys.* **5** (1976) 150]. doi :10.1103/PhysRevLett.33.1453
- [21] M. Gell-Mann, “The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets,” *Nuovo Cim.* **4** (1956) no.S2, 848. doi :10.1007/BF02748000
- [22] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson,” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138. doi :10.1103/PhysRevLett.13.138

-
- [23] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [24] UTFit collaboration, “<http://utfit.org/UTFit/>”
- [25] CKMFitter collaboration, “http://ckmfitter.in2p3.fr/www/html/ckm_main.html”
- [26] Global CKM fit in the large $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, “http://ckmfitter.in2p3.fr/www/results/plots_moriond12/”
- [27] K.A. Olive *et al* (Particle Data Group). “CKM quark-mixing matrix : Global fit in the Standard Model ” *The Review of Particle Physics*, *Chin.Phys. C*,
- [28] GFitter project, “<http://project-gfitter.web.cern.ch/project-gfitter/>”
- [29] Fit results on the current global fit, “http://project-gfitter.web.cern.ch/project-gfitter/Standard_Model/”
- [30] B. Aubert *et al.*, “The Babar Detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **479**, 1 (2002).
- [31] A. Abashian *et al.*, “The Belle Detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **479**, 117 (2002).
- [32] T. Abe *et al.* [Belle-II Collaboration], “Belle II Technical Design Report,” arXiv :1011.0352 [physics.ins-det].
- [33] “Accelerator design at SuperKEKB” Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2013, URL <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2013/3/03A011.abstract>.
- [34] P. Raimondi, “Status of the SuperB effort, Presentation at the 2nd workshop on SuperB factory,” LNF-INFN, Frascati, 2006.
- [35] G. W. Hill, “On the part of the motion of the lunar perigee which is a function of the mean motions of the sun and moon” *Acta Math.* 8 (1) : 1–36, 1886
- [36] C. Bernardini, G. F. Corazza, G. Di Giugno, J. Haissinski, P. Marin, R. Querzoli, B. Touschek “Measurements of the rate of interaction between stored electrons and positrons” 1964

- [37] C. Lacasta, “DEPFET pixel detectors for future electron-positron experiments,” IC-HEP (2014) 505
- [38] P. M. Lewis *et al.*, “First Measurements of Beam Backgrounds at SuperKEKB,” Nucl. Instrum. Meth. A **914** (2019) 69
- [39] Belle II collaboration, “Internal document”
- [40] A. Nomerotski *et al.* [PLUME Collaboration], “PLUME collaboration : Ultra-light ladders for linear collider vertex detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **650** (2011) 208.
- [41] The ILD Concept Group, “The International Large Detector : Letter of Intent,” arXiv :1006.3396 [hep-ex], 2010
- [42] EUDET collaboration, ”https://www.eudet.org/index_eng.html”
- [43] STAR collaboration, ”<https://www.star.bnl.gov/>”
- [44] J. Baudot *et al.*, “P.L.U.M.E. test beam results,” internal note IPHC, 2012.
- [45] N. Chon-Sen *et al.*, “Development of ultra-light pixelated ladders for an ILC vertex detector,” LCWS/ILC 2010
- [46] Y. Funakoshi, “Private communication”
- [47] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **506(3)** :250–303,200
- [48] Kohji HIRATA *et al.*, “An introduction to SAD,” 2nd Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Aperture-Related Limitations of the Performance and Beam Lifetime in Storage Rings, pages 62–65, 1998
- [49] R. Kleiss and H. Burkhardt., “BBBREM : Monte Carlo simulation of radiative Bhabha scattering in the very forward direction,” Comput. Phys. Commun., **81** :372–380,199

- [50] S. Jadach, W. Placzek, and B. F. L. Ward, “BHWIDE 1.00 : O(alpha) YFS expo-nentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP-1 / SLC andLEP-2,” Phys. Lett., B390 :298–308, 1997.
- [51] A. Moll., “The software framework of the belle II experiment,” J. Phys. Conf. Ser.
- [52] M. Prim, “Study of material effects in track fitting and improvement of the K_S^0 reconstruction at Belle II” Master thesis from the Faculty for Physics of the Karlsruher Institute of Technologie (KIT), 2015
- [53] W. Waltenberger, F. Moser, H. V. Riedl, and B. Pflugfelder, “IEEE Transactions on Nuclear Science,” 58, 434 – 444 (2011).

Etude du bruit de fond induit par les nano-faisceaux du collisionneur SuperKEKB et préparation de l'analyse de physique de l'expérience Belle II

Résumé

L'expérience Belle II a pour objectif de mettre en évidence des processus physiques nouveaux, non décrits par le modèle standard de la physique des particules, grâce à des mesures de précision inégalée avec des mésons B et D, et des leptons τ .

Dans cette perspective, l'expérience a démarré en mars 2019 en enregistrant les premières collisions délivrées par le collisionneur SuperKEKB. Ce collisionneur e^+e^- a pour ambition de produire les plus hautes luminosités instantanées jamais atteintes, grâce à une nouvelle technique de collision de nano-faisceaux.

Les travaux de thèse présentés dans ce document ont contribué à la préparation des mesures de physique de l'expérience Belle II. Nous avons d'une part mesuré les bruits de fond induits par les nano faisceaux, avec un détecteur double-face pixellisé équipé de capteurs CMOS. Cette étude est cruciale pour le succès du programme de physique de Belle II, en effet ces bruits de fond induits par le collisionneur peuvent détériorer les détecteurs et la précision des mesures. Nous avons d'autre part étudié les performances de reconstruction des mésons K^0_S , qui jouent un rôle important dans le programme de physique de Belle II, et avons reconstruit les premiers K^0_S avec les toutes premières données enregistrées par Belle II.

Physique des particules - Trajectomètre - Capteurs CMOS - Collisionneur - Nano-faisceaux

Résumé en anglais

The Belle II experiment aims to discover new physics processes not described by the standard model of particle physics, based on measurements of unprecedented precision with B and D mesons, and τ leptons. The experiment started recording SuperKEKB collisions in 2018. This e^+e^- collider targets the highest ever achieved instantaneous luminosity, based on a new nano-beam collision scheme.

In this context, this thesis contributed to the preparation of future physics measurements in the Belle II experiment. First, we measured the beam induced background, based on measurements provided by a double-sided pixelated detector, equipped with CMOS sensors. This study is very important in order to achieve the ambitious physics program of Belle II, because this beam induced background may damage the detectors and worsen the reached experimental precision. Then, we studied the reconstruction performance of the K^0_S meson, which is a key ingredient of the Belle II physics program. Early collision data were used to rediscover the first K^0_S with the Belle II experiment.

Particle physics - Trajectometer - CMOS sensors - Collider - Nano-beams