



**HAL**  
open science

## Le charme de la cible fixe de l'expérience LHCb

Emilie Maurice

► **To cite this version:**

Emilie Maurice. Le charme de la cible fixe de l'expérience LHCb. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Institut Polytechnique de Paris, 2024. tel-04690286

**HAL Id: tel-04690286**

**<https://hal.science/tel-04690286v1>**

Submitted on 6 Sep 2024

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Le charme de la cible fixe de l'expérience LHCb

Habilitation à diriger des recherches de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à l'École polytechnique (Laboratoire Leprince Ringuet)

École doctorale n°626 de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)  
Spécialité : Physique

Habilitation soutenue à Palaiseau, le 6 février 2024, par

**Émilie Maurice**

## Composition du Jury :

François Arleo Chargé de recherche, Subatech	Rapporteur
Olivier Drapier Directeur de recherche, LLR	Rapporteur
Giovanni Passaleva Directeur de recherche, INFN Firenze	Examineur
Patrick Robbe Directeur de recherche, IJClab	Rapporteur
Yves Sirois Directeur de recherche, LLR	Examineur



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Production et suppression du charme</b>	<b>9</b>
1.1	Production du charme . . . . .	9
1.1.1	Production du charmonium . . . . .	10
1.1.2	Production d'hadrons charmés . . . . .	11
1.2	Impact de l'environnement nucléaire sur la production de paires $c\bar{c}$ . . . . .	14
1.2.1	Effet affectant l'état initial . . . . .	14
1.2.2	Effets affectant l'état final . . . . .	16
1.2.3	Conclusions sur les effets nucléaires froids . . . . .	17
1.3	Effets du plasma de quarks et gluons sur la production d'états liés . . . . .	17
1.3.1	Le QGP . . . . .	18
1.3.2	Écrantage de couleurs . . . . .	19
1.3.3	Principales mesures de la suppression des charmonia . . . . .	20
1.3.4	Comment tester de manière non-ambiguë l'écrantage de couleur? . . . . .	21
1.3.5	Une référence à la suppression des états liés $c\bar{c}$ . . . . .	21
1.4	Conclusions . . . . .	22
<b>2</b>	<b>Le détecteur LHCb et sa cible fixe</b>	<b>23</b>
2.1	Le détecteur LHCb durant les runs 1 et 2 . . . . .	23
2.1.1	Le trajectographe . . . . .	23
2.1.2	Identification des particules . . . . .	26
2.1.3	Le système de déclenchement . . . . .	27
2.2	SMOG . . . . .	27
2.2.1	Historique de SMOG . . . . .	27
2.2.2	Le système de vide du VELO et SMOG . . . . .	28
2.2.3	Quelle physique avec les prises de données SMOG? . . . . .	30
2.2.4	Des prises de données complexes . . . . .	31
2.2.5	Qualité des prises de données SMOG . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Premières études de production du charme dans des collisions cible fixe</b>	<b>35</b>
3.1	Des collisions pionnières : 2015 $p$ Ar et 2016 $p$ He . . . . .	35
3.2	Stratégie d'analyse . . . . .	36
3.3	Conclusions . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Production du charme dans les collisions <math>p</math>Ne à <math>\sqrt{s_{NN}} = 68.5</math> GeV</b>	<b>45</b>
4.1	La prise de données $p$ Ne de 2017 . . . . .	46
4.2	La stratégie d'analyse . . . . .	46
4.3	La production du $D^0$ : bien plus qu'une référence . . . . .	50
4.3.1	Section efficace des mésons $D^0$ et $\bar{D}^0$ . . . . .	50
4.3.2	L'asymétrie $D^0$ - $\bar{D}^0$ . . . . .	51

4.3.3	Conclusions sur l'étude de la production des mésons $D^0$ . . . . .	53
4.4	Étude de la production de charmonium . . . . .	53
4.4.1	Mesure de la production des mésons $J/\psi$ . . . . .	53
4.4.2	Comparaison des productions des mésons $J/\psi$ et $D^0$ . . . . .	55
4.4.3	Rapport entre les productions de $\psi(2S)$ et $J/\psi$ . . . . .	55
4.5	Conclusions . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Première analyse des collisions Pb-noyau avec la configuration cible fixe de LHCb</b>	<b>59</b>
5.1	La prise de données PbNe . . . . .	59
5.2	Stratégie d'analyse . . . . .	60
5.3	Des résultats encourageants . . . . .	64
5.4	Conclusions . . . . .	66
<b>6</b>	<b>SMOG2 : L'avenir</b>	<b>69</b>
6.1	La jouvence de LHCb pour les runs 3 et 4 . . . . .	69
6.2	Une amélioration ciblée : SMOG2 . . . . .	70
6.3	2022 : Mise en service de LHCb et SMOG2 . . . . .	74
6.4	2023 : L'incident du vide du LHC - VELO . . . . .	75
6.5	Un futur lumineux . . . . .	77
6.5.1	Statistiques attendues en collisions protons-noyaux . . . . .	77
6.5.2	Intérêts physiques des collisions proton-noyau . . . . .	78
6.5.3	Intérêts physiques des collisions plomb-noyau . . . . .	79
6.6	Conclusions . . . . .	81
	Références . . . . .	84

À Éloïse et Soline,  
À Arnault.



# Introduction

Cette habilitation à diriger des recherches se concentre sur les six dernières années de mon parcours professionnel. Avant de fixer mes recherches sur la chromodynamique quantique (QCD), j'ai eu la chance d'effectuer mon doctorat lors du démarrage du grand collisionneur de hadrons (LHC), en mesurant la violation CP dans les mésons  $B_s^0$  avec l'expérience LHCb, puis d'expérimenter le milieu de la R&D dans le privé avant de participer à la mise en service de l'expérience sur cible fixe NA62 installée auprès de l'accélérateur SPS. Ma dernière expérience postdoctorale au Laboratoire Leprince-Ringuet m'a permis de découvrir l'étude expérimentale de la QCD en relevant un défi passionnant : exploiter l'unique potentiel du détecteur LHCb et de son système d'injection de gaz, SMOG. Cette combinaison insolite transforme l'expérience LHCb en l'unique expérience sur cible fixe du LHC.

Cette configuration cible fixe est particulièrement pertinente pour contraindre la chromodynamique quantique via la production et l'hadronisation du quark charme. Bien qu'étudiée depuis cinquante ans, aucun modèle théorique n'est actuellement en mesure de décrire de manière exhaustive la production et l'hadronisation des paires  $c\bar{c}$ . Or l'expérience LHCb en configuration cible fixe donne accès à une région cinématique jusqu'alors inexplorée : il est dorénavant possible d'étudier l'hadronisation du quark  $c$  dans la région de valence des nucléons de la cible, donnant lieu à des contraintes inédites en QCD. En plus de contraindre les mécanismes mis en jeu dans l'hadronisation de ces hadrons, les mesures de productions de charmonia (états liés  $c\bar{c}$ ) et d'hadrons charmés (contenant un seul quark  $c$ ) dans diverses collisions proton-noyau permettent d'étudier finement l'impact de l'environnement nucléaire sur ces mécanismes. Cette quantification, essentielle pour améliorer notre compréhension de la QCD, est fondamentale pour interpréter correctement les mesures effectuées dans les collisions plomb-noyaux. En effet, des gouttelettes de plasma de quarks et gluons, état extrême de la QCD où les quarks et gluons sont libres, sont susceptibles d'être créés dans ces collisions plomb-noyaux. Or la suppression dite séquentielle des charmonia ( $J/\psi, \psi(2S), \chi_c$ ) dans un plasma de quarks et gluons, prédite depuis 1986, est une sonde manifeste de l'écrantage de couleur attendu au sein du plasma. À ce jour, cette suppression n'a pas été observée dans son intégralité. Pour tester de manière non-ambiguë cet écrantage de couleur, il est donc indispensable de mesurer la production des 3 charmonia ( $J/\psi, \psi(2S), \chi_c$ ) dans une large gamme de collisions proton-noyau et plomb-noyau. Le premier chapitre de cette habilitation est dédié à une brève présentation théorique de la production et suppression du charme. Dans le second chapitre, le détecteur LHCb sera introduit, incluant une description du système de cible fixe et des prises de données associées.

Dans la suite de cette habilitation, les premiers résultats du programme de physique dédié à la production du charme en configuration cible fixe seront présentés. En effet, durant mon postdoctorat, j'ai effectué les premières études de production du charme dans cette configuration, démontrant la faisabilité de développer un programme de physique



des saveurs lourdes en configuration cible fixe. Ces résultats obtenus avec en étudiant des collisions  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$  ont été publiés dans [1]. Ils sont présentés dans le chapitre 3. Bien que statistiquement limités, ils ont permis d'acquérir de plus longues prises de données, menant à de premiers résultats de physique pertinents tant au niveau de l'hadronisation du charme que de la suppression des charmonia en collisions noyau-noyau. Le chapitre 4 s'attardera sur ces nouveaux résultats physiques, obtenus avec la plus longue prise de données SMOG du run 2 du LHC, à savoir les collisions  $p\text{Ne}$ . Ces résultats ont fait l'objet de deux articles [2, 3], respectivement dédiés à l'étude de la production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$ .

En 2018, l'expérience LHCb a collecté le premier lot, statistiquement intéressant, de collisions Pb-noyaux en configuration cible fixe. Il s'agit des données PbNe, dont l'étude fut au cœur de la thèse de Felipe Garcia que j'ai co-encadrée, et a été publiée dans [4]. Le chapitre 5 est dédié à la mesure de la production du  $J/\psi$  et  $D^0$  dans ces collisions PbNe. Ainsi, toutes les prises de données cible fixe, suffisamment importantes pour produire des paires  $c\bar{c}$ , lors du run 2 du LHC ont été présentées dans cette habilitation.

Grâce à l'École polytechnique, je peux aujourd'hui m'investir pleinement dans le développement du programme dédié à la production du charme en configuration cible fixe, durant les run 3, 4 et 5 du LHC. Le dernier chapitre présentera le nouveau système de gaz, mis en place pour le run 3, augmentant drastiquement les prises de données à venir. Un bref panorama du run 3, autant au niveau statistique qu'analyse, sera donné, illustrant l'entrée de l'étude du charme en configuration cible fixe dans l'ère de précision.

# Chapitre 1

## Production et suppression du charme

Depuis leurs découvertes, les quarks charmes, notés  $c$ , sont de précieuses sondes pour tester la théorie de l'interaction forte : la chromodynamique quantique (QCD). Les états liés  $c\bar{c}$ , aussi appelés charmonia, ainsi que les hadrons charmés (composé d'un quark  $c$  ou  $\bar{c}$  lié avec un quark de saveur différente) mettent en jeu différents processus de QCD lors de leur production puis en interagissant avec leur environnement. Les études de production du charme contraignent donc ces processus et permettent d'améliorer notre compréhension de la QCD.

Cette habilitation est dédiée à l'étude de la production du charme avec la configuration cible fixe de l'expérience LHCb. On notera que l'intérêt physique de cette configuration a notamment été investigué dans [5]. Il est donc pertinent de présenter dans un premier temps les mécanismes de production des charmonia et hadrons charmés. Puis seront abordées les modifications de ces productions dues à l'environnement hadronique puis dues au plasma de quarks et gluons.

### 1.1 Production du charme

En 1974, l'observation simultanée de la particule  $J/\psi$  par les équipes indépendantes de BNL [6] et de SLAC [7] signe la découverte du quark  $c$ . La mesure de ce premier état lié  $c\bar{c}$ ,  $1S$ , a bénéficié de la large section efficace de production du  $J/\psi$  et de signaux de désintégration facilement identifiables (deux muons). Cette mesure a rapidement été suivie par la découverte de l'état  $2S$  :  $\psi(2S)$ , également désigné par  $\psi'$ . Depuis, de nombreux autres charmonia ont été découverts [8].

Depuis 1974, la production du charme est intensément étudiée dans tous les types de collisions, des collisions électron-positron aux collisions d'ions lourds (notamment AuAu, S-U, PbPb). En QCD, la description de la production des charmonia et des hadrons charmés repose sur la factorisation de deux processus distincts : la production d'une paire  $c\bar{c}$  puis son hadronisation. Du fait de la masse du quark  $c$ , environ  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ , la production de la paire  $c\bar{c}$  peut être calculée à partir de méthode perturbative, tandis que l'hadronisation est un processus non-perturbatif, relevant des propriétés de confinement de l'interaction forte. Actuellement, les principaux modèles de production des charmonia et hadrons charmés utilisent cette factorisation. Dans la suite, les principaux modèles rendant compte de la production du charmonium seront détaillés, puis ceux dédiés à la production d'hadrons charmés seront présentés.

### 1.1.1 Production du charmonium

Les trois principales approches théoriques décrivant la production des charmonia sont : le Color Evaporation Model (CEM), le Color Singlet Model (CSM) et le Non-Relativistic QCD model (NRQCD) [9]. Dans la suite, ces approches sont succinctement présentées.

#### Color Evaporation Model

Dans cette approche, toutes les paires  $c\bar{c}$  produites dont la masse,  $m_{c\bar{c}}$ , est supérieure au seuil de production d'une paire  $c\bar{c}$  mais inférieure au double du seuil de production du hadron charmé le plus léger ( $m_{D^0}$ ), soit  $2m_c < m_{c\bar{c}} < 2m_{D^0}$ , engendrent un charmonium. La paire  $c\bar{c}$  peut être produite dans un état dit singlet de couleur ou octet de couleur. Or un hadron doit être neutre de couleur, ce qui impose à l'état  $c\bar{c}$  issu d'un octet de couleur de perdre celle-ci via l'émission de gluons, sans perturber l'impulsion de la paire  $c\bar{c}$ . Dans ce modèle, la section efficace de production des charmonia dépend uniquement de la masse de la paire  $c\bar{c}$  et d'un facteur phénoménologique représentant la probabilité que la paire forme un charmonium précis. Ce modèle décrit de manière satisfaisante les mesures de section efficace des charmonia [10] mais n'apporte en l'état aucune prédiction concernant leur polarisation.

On notera que de récents développements phénoménologiques, notamment par [11, 12], incluent dorénavant une description avancée des interactions avec les gluons (en prenant en compte la perte d'énergie associée aux gluons émis par la paire  $c\bar{c}$ ) et en considérant les spins des états liés  $c\bar{c}$  (inchangés entre la production et l'hadronisation de la paire). Il est ainsi possible d'inclure les contributions dites de feed-down à la production de particules telles le  $J/\psi$ . Ces développements améliorent notamment les descriptions de section efficace à basse impulsion.

#### Color Singlet Model

Ce modèle suppose qu'une fois l'état  $c\bar{c}$  produit, ses nombres quantiques sont figés jusqu'à son hadronisation en état lié  $c\bar{c}$ . Les prédictions CSM à l'ordre dominant reproduisent les données expérimentales à basse énergie, mais sous-estiment les résultats expérimentaux à l'ordre du TeV, particulièrement à grande impulsion transverse. L'ajout des contributions aux ordres inférieurs (NLO, NNLO) améliore l'accord avec les mesures à haute énergie<sup>1</sup>. Cependant le CSM ne décrit pas de manière satisfaisante la polarisation des états.

#### Non-Relativistic QCD model

NRQCD est un modèle effectif qui considère les modèles de singlet et octet de couleurs. Plus précisément, les probabilités qu'une paire  $c\bar{c}$  s'hadronise en charmonia sont encodées dans des éléments de matrice longue distance. Ce modèle prend en compte toutes les contributions en termes de nombres quantiques (couleur, spin, moment angulaire) aux différents états charmonia possibles. Ainsi, l'extraction des éléments de la matrice longue distance nécessite de nombreuses mesures des différents charmonia. NRQCD décrit globalement bien les mesures à haute impulsion transverse mais ne peut

---

1. On notera que ces contributions d'ordres inférieurs sont plus importantes que la contribution à l'ordre dominant.

être pertinent à basse impulsion transverse puisque la factorisation à la base de ce modèle nécessite un transfert minimal d'impulsion de l'ordre de la masse du quark  $c$ .

## Conclusion sur la production des charmonia

Malgré 50 années d'investigations, la production des charmonia est encore une question ouverte. La confrontation des différents modèles avec les mesures de sections efficaces et de polarisations est essentielle afin de tester la pertinence des descriptions théoriques sur tout le spectre d'impulsion transverse mais aussi selon les collisions et les énergies mises en jeu.

### 1.1.2 Production d'hadrons charmés

La production d'hadrons charmés repose aussi sur la factorisation du processus de production des quarks  $c$  suivi du processus d'hadronisation. L'hadronisation est usuellement décrite par un processus de fragmentation supposé universel, c'est-à-dire que les fonctions de fragmentation sont identiques quelque soit le système de collisions ( $e^+e^-$ ,  $pp$ )[13]. Ce paradigme est actuellement remis en question [14]. De nombreuses mesures tentent dorénavant de caractériser l'hadronisation selon la multiplicité au sein des collisions afin de corroborer l'émergence du phénomène de coalescence. Dans la suite, ces deux processus seront présentés. Un processus alternatif d'hadronisation avec le faisceau incident sera aussi abordé.

#### Hadronisation par fragmentation

Le principal mécanisme d'hadronisation considéré jusqu'à présent est la fragmentation. Ce mécanisme correspond à l'augmentation du potentiel entre les quarks  $c$  et  $\bar{c}$  jusqu'à ce qu'il soit énergétiquement plus favorable de produire une nouvelle paire de partons à partir du vide, neutralisant la charge de couleur des partons initiaux. Parmi les différents modèles décrivant cette fragmentation, on notera le String model et le Cluster model. Le String model est basé sur la dynamique d'une corde relativiste, représentant le flux de couleur s'étirant entre les quarks initiaux  $c$  et  $\bar{c}$ . La rupture de cette corde entraîne la production d'une paire  $q\bar{q}$ , permettant aux quarks  $c$  et  $\bar{c}$  de s'hadroniser avec d'autres quarks. Quant au Cluster model, il débute en fractionnant des gluons ( $g \rightarrow q\bar{q}$ ) menant à un développement d'une gerbe partonique. Les combinaisons de singlet de couleur forment alors des clusters, lesquels se désintègrent principalement en paire de hadrons. Ces modèles sont utilisés dans des générateurs différents (String model pour Pythia<sup>2</sup>, et Cluster model pour Herwig et Sherpa).

En supposant l'hadronisation du charme universelle, il est alors possible de calculer les moyennes des fractions de fragmentation du quark  $c$  menant aux hadrons  $D^0, D^+, \dots$ . Ces moyennes sont répertoriées dans le tableau 1.1. On notera que le quark  $c$  s'hadronise aussi en états excités :  $D^{*+}, D^{*0}, D_s^*$ . Parmi ceux-ci, seule la désintégration du  $D^{*+}$  peut mener à un changement de saveur au niveau du hadron final (68% des  $D^{*+}$  se désintègrent en  $D^0\pi^+$ ). Ainsi, les mesures de  $D^0$ , telles que celles au cœur de cette habilitation, correspondent à environ 73% de production directe de  $D^0$  ou  $D^{*0}$  et à environ 27% de  $D^0$  provenant de désintégration de  $D^{*+}$ .

---

2. Le générateur le plus communément utilisé dans les simulations Monte-Carlo de l'expérience LHCb est Pythia.

Processus d'hadronisation	Probabilités
$f(c \rightarrow D^{*+})$	$0.2429 \pm 0.0049$
$f(c \rightarrow D^{*0})$	$0.2306 \pm 0.0315$
$f(c \rightarrow D_s^{*+})$	$0.0548 \pm 0.0074$
$f(c \rightarrow D^+)$	$0.2404 \pm 0.0067$
$f(c \rightarrow D^0)$	$0.6086 \pm 0.0076$
$f(c \rightarrow D_s^+)$	$0.0802 \pm 0.0040$
$f(c \rightarrow \Lambda_c^+)$	$0.0623 \pm 0.0041$

TABLE 1.1 – Moyenne des fractions de fragmentation des quarks charmes combinant les mesures effectuées dans divers systèmes (collisions  $e^+e^-$ , photoproduction et diffusion profondément inélastique avec des collisions  $e^\pm p$ , collisions  $pp$ ).[13]

### Hadronisation par coalescence avec les particules générées lors de la collision

La coalescence est un mécanisme alternatif d'hadronisation qui apparaît lorsque les quarks produits sont suffisamment proches (dans l'espace des phases) pour se combiner et former un hadron neutre de couleur. Ce modèle implique un recouvrement des fonctions d'onde des partons individuels. La coalescence dépend directement de la densité de partons au sein de l'évènement sous-jacent [15, 16], brisant donc l'universalité de l'hadronisation. Dans l'ère pré-LHC, les modèles de coalescence décrivaient de manière satisfaisante les données en mode collisionneur et cible fixe [17, 18, 19, 20]. Au LHC, l'augmentation de la production de baryons par rapport aux mésons, signature du phénomène de coalescence, a été mesurée par les expériences LHCb [21] et ALICE [22]. Ce phénomène de coalescence avec l'environnement produit lors de la collision fait actuellement l'objet de nombreuses études au LHC.

### Hadronisation par coalescence avec le faisceau

La coalescence peut aussi avoir lieu avec les partons du faisceau. Dès les années 1980, l'étude des collisions pion-noyau, kaon-noyau et proton-noyau a mis en évidence une asymétrie de production entre les hadrons composés de quarks identiques à ceux contenus dans le faisceau et leurs anti-hadrons [23]. Ce phénomène a été notamment investigué via des mesures d'asymétrie entre les hadrons charmés par les expériences WA82 [24], E769 [25] et Selex [26] dans les années 1990. Ces asymétries s'expliquent par le phénomène de "leading-particle effect" : lorsque le différentiel de rapidité entre la paire  $c\bar{c}$  produite et le faisceau incident est faible, la probabilité qu'un quark charme s'hadronise avec un quark du faisceau est non négligeable. Cette coalescence du charme avec les quarks spectateurs du faisceau est d'autant plus grande que la variable Feynman- $x$  est grande<sup>3</sup> et que l'impulsion transverse du  $c$  est faible. En effet, plus l'impulsion transverse est faible, plus le quark  $c$  est colinéaire avec le faisceau et l'énergie disponible pour le processus de fragmentation est faible, favorisant la coalescence avec les quarks du faisceau. Cette coalescence est un processus affectant uniquement l'état final.

Un autre phénomène de coalescence entre un quark charme et un quark de valence peut exister dès l'état initial. En effet, le proton incident peut fluctuer en état de Fock  $|uudc\bar{c}\rangle$ , où les quarks ont la même rapidité. Il est donc possible qu'une coalescence

3. En terme de Björken- $x$ ,  $x_F = x_1 - x_2$  avec  $x_1$  le Björken- $x$  du projectile et  $x_2$  le Björken- $x$  de la cible. Dans les expériences sur cible fixe citées, le projectile domine, c'est-à-dire  $x_1 \gg x_2$ . Dans le cas de LHCb en configuration cible fixe, la cible domine, soit  $x_2 \gg x_1$ .

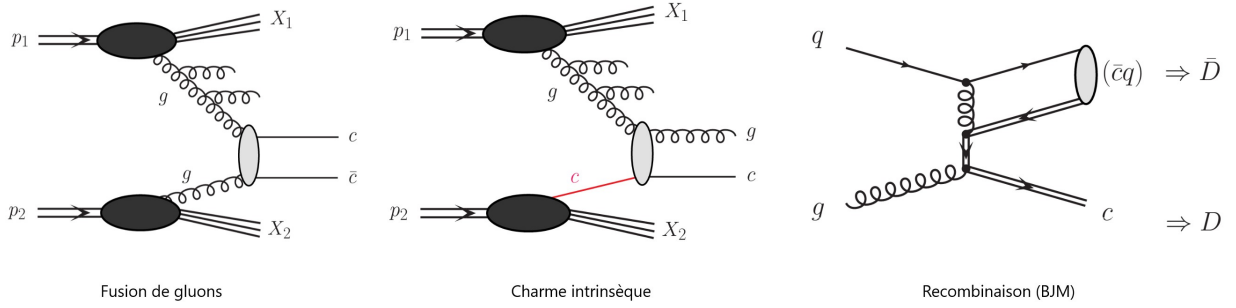


FIGURE 1.1 – Principaux mécanismes de production de paires  $c\bar{c}$  menant à la formation de hadrons charmés (fusion de gluons à gauche, charme intrinsèque au milieu, recombinaison via le mécanisme de Braaten-Jia-Mechen à droite) [28].

menant à un hadron charmé apparaisse dès l'état initial de la collision. Ce phénomène illustre la présence de charme intrinsèque au sein du proton [18]. On notera qu'au delà des mesures de production du charme présentées dans cette habilitation, la mesure de la production d'un boson  $Z^0$  en association avec un charme est compatible avec au maximum 1% de charme intrinsèque dans le proton [27]. Ainsi, ce phénomène est fortement contraint.

### Recombinaison par mécanisme de Braaten-Jia-Mechen

Un dernier processus mettant en jeu un quark et un gluon dans l'état initial peut mener à la production d'une paire  $c\bar{c}$  accompagnée de ce même quark dans l'état final. Ce mécanisme dit de Braaten-Jia-Mechen (BJM), étudié dans [28], favorise la production de mésons  $\bar{c}q$ , générant une asymétrie de production entre hadrons charmés (nombre de  $\bar{D}^0 > D^0$ ).

### Conclusion sur la production de hadrons charmés

Après production d'une paire  $c\bar{c}$ , celle-ci peut s'hadroniser en  $D^0$  ou  $\bar{D}^0$  via fragmentation ou coalescence avec l'environnement produit lors de la collision ou avec les partons de l'état initial. Jusqu'à présent, seule l'hadronisation avec les partons du faisceau incident a été abordée puisque les précédentes expériences sur cible fixe sondaient les domaines en  $x_f$  où le projectile domine. Cependant, il est raisonnable de penser qu'une coalescence avec les partons de la cible peut exister dans les régions cinématiques où le Björken- $x$  de la cible domine. Les mésons charmés peuvent aussi être produits via le mécanisme de Braaten-Jia-Mechen, impliquant une interaction quark-gluon dans l'état initial, ou via l'hadronisation d'un charme intrinsèque au nucléon. La figure 1.1 illustre les principales production de paires  $c\bar{c}$ .

Puisque le chapitre 4 est dédié à la production de charme dans les collisions  $p\text{Ne}$ , incluant la mesure d'asymétrie  $\frac{\sigma(D^0) - \sigma(\bar{D}^0)}{\sigma(D^0) + \sigma(\bar{D}^0)}$ , il est pertinent d'évaluer les potentielles asymétries de chaque processus. À l'ordre dominant, le processus de fragmentation ne devrait pas introduire d'asymétrie entre les mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$ . Cependant, il affecte l'ordre de grandeur de l'asymétrie du fait du dénominateur  $\sigma(D^0) + \sigma(\bar{D}^0)$ . Le phénomène de coalescence avec l'environnement produit ne devrait pas avoir un effet majeur sur la

mesure d'asymétrie. Cependant la coalescence avec un quark du projectile et/ou un de la cible ainsi que le processus de recombinaison par mécanisme de Braaten-Jia-Mechen, devraient favoriser la production de mésons  $\bar{D}^0$  ( $\bar{c}u$ ) par rapport aux mésons  $D^0$  ( $c\bar{u}$ ), selon la région cinématique étudiée. On notera qu'il en est de même pour la production de  $D^-$  ( $\bar{c}d$ ) par rapport au  $D^+$  ( $c\bar{d}$ ), que la production de  $D_s^+$  devrait être identique à celle du  $D_s^-$ , alors que le  $\Lambda_c^+$  ( $udc$ ) devrait être favorisé par rapport à la production du baryon  $\Lambda_c^-$  ( $\bar{u}\bar{d}\bar{c}$ ). Les mesures d'asymétrie de hadrons charmés ne témoigneront pas d'une asymétrie de production  $c\bar{c}$  mais caractériseront l'asymétrie entre la présence de quark  $u$  et  $\bar{u}$ .

## 1.2 Impact de l'environnement nucléaire sur la production de paires $c\bar{c}$

Jusqu'à présent, la production de paires  $c\bar{c}$  n'a été abordée qu'en terme de factorisation d'un processus dur menant à la production  $c\bar{c}$  et du processus d'hadronisation aboutissant à l'état final. Or lors d'une collision mettant un jeu un ou des noyaux, l'environnement nucléaire peut affecter la production de paires  $c\bar{c}$ . En l'absence de production de plasma de quarks et gluons, lequel sera au cœur de la section suivante, on parle alors d'effets nucléaires froids. La caractérisation de ces effets est fondamentale pour améliorer notre compréhension de la QCD mais aussi cruciale pour quantifier correctement l'impact du plasma de quarks et gluons sur la production de paires  $c\bar{c}$ . Dans la suite, les principaux effets nucléaires froids seront abordés ainsi que leur effet potentiel sur la production de charme dans la configuration cible fixe de l'expérience LHCb.

### 1.2.1 Effet affectant l'état initial

Les premiers effets abordés modifient directement les partons à l'origine des paires  $c\bar{c}$ . Ces effets sont donc similaires pour les états liés  $c\bar{c}$  et pour les hadrons charmés.

#### Modification des fonctions de distributions partoniques

Les nucléons peuvent être caractérisés par leurs fonctions de distributions partoniques, appelées PDF. Celles-ci correspondent aux densités de probabilité des partons (gluons ou quarks) au sein du nucléon selon le Björken- $x$  de la sonde mesurée<sup>4</sup>. L'outil LHAPDF [29] donne accès aux PDFs au sein des nucléons, en évaluant le nombre moyen de partons pour une saveur spécifique en fonction du Björken- $x$  et de l'impulsion transférée. La figure 1.2 présente les PDFs du protons obtenues avec LHAPDF pour un transfert d'impulsion de 4 GeV/ $c$ . Dans la configuration cible fixe de LHCb, l'étude de la production de paires  $c\bar{c}$  permet d'investiguer des Björken- $x$  entre 0.02 et 0.67 au sein des nucléons de la cible. Cette zone est particulièrement intéressante puisqu'il s'agit de la transition entre la zone dominée par les gluons (à faible  $x$ ) et la zone dominée par les quarks de valence ( $u$  et  $d$ ).

De manière similaire, un noyau est caractérisé par des nPDF (PDF nucléaires), lesquelles encodent la dynamique des partons au sein du noyau. Les variations entre PDF

4. Le Björken- $x$  correspond à la fraction d'impulsion longitudinale du proton portée par le parton sonde.

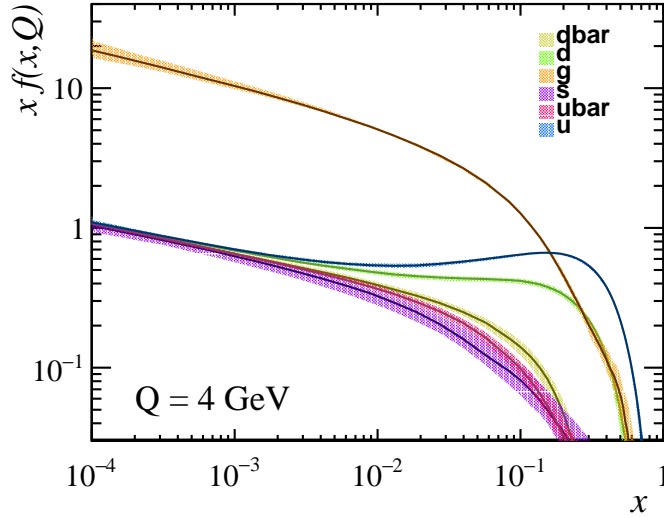


FIGURE 1.2 – PDF du proton calculé évalué avec LHAPDF [29] (nNNPDF30 NLO) pour un transfert d'impulsion de 4 GeV/c.

et nPDF sont généralement quantifiées à travers la mesure du  $R_f^A$ , avec  $A$  le noyau considéré et  $f$  la saveur étudiée. Ce rapport s'exprime alors tel que

$$R_f^A(x, Q) = \frac{\text{nPDF}_f(x, Q)}{\frac{Z}{A} \text{PDF}^{\text{proton}}(x, Q) + \frac{(A-Z)}{A} \text{PDF}^{\text{neutron}}(x, Q)},$$

il dépend du Björken- $x$  et de l'impulsion transférée. LHAPDF [29] permet aussi d'évaluer ces modifications nucléaires. La figure 1.3 illustre les modifications attendues pour un noyau d'argon par rapport à une superposition de nucléons indépendants. Quelque soit la saveur du parton étudié, les distributions présentent globalement la même structure : du "shadowing" pour  $x < 0.05$  et de l'antishadowing pour  $x \in [0.05, 0.3]$ , correspondant respectivement à une réduction et à une augmentation du  $R_f^A$  par rapport à 1. Dans la configuration cible fixe de LHCb, le noyau le plus lourd étudié est l'argon. Ainsi, les modifications de PDF<sup>5</sup> dues au noyau pourrait conduire à un effet de l'ordre de  $\pm 10\%$  sur les productions de paires  $c\bar{c}$ .

## Effet Cronin

Un autre phénomène affecte directement l'état initial. Il s'agit de l'effet Cronin. Les partons initiaux subissent de multiples diffusions élastiques au sein du noyau, transférant une partie de leur impulsion longitudinale en impulsion transverse. Il en résulte une augmentation du taux de production d'hadrons à impulsion transverse modérée. Cet effet se traduit aussi par une augmentation de la moyenne du carré de l'impulsion transverse dans les collisions proton-noyau par rapport aux collisions proton-proton ( $\langle p_T^2 \rangle_{pA} > \langle p_T^2 \rangle_{pp}$ , voir [30]).

## Pertes cohérentes d'énergie des partons

Lorsque des charges de couleurs traversent un milieu hadronique, leurs diffusions au sein du milieu rayonnent des gluons, engendrant une perte d'énergie. Les interférences

5. Ce résultat a été obtenu avec le set nNNPDF30 NLO dans LHAPDF.



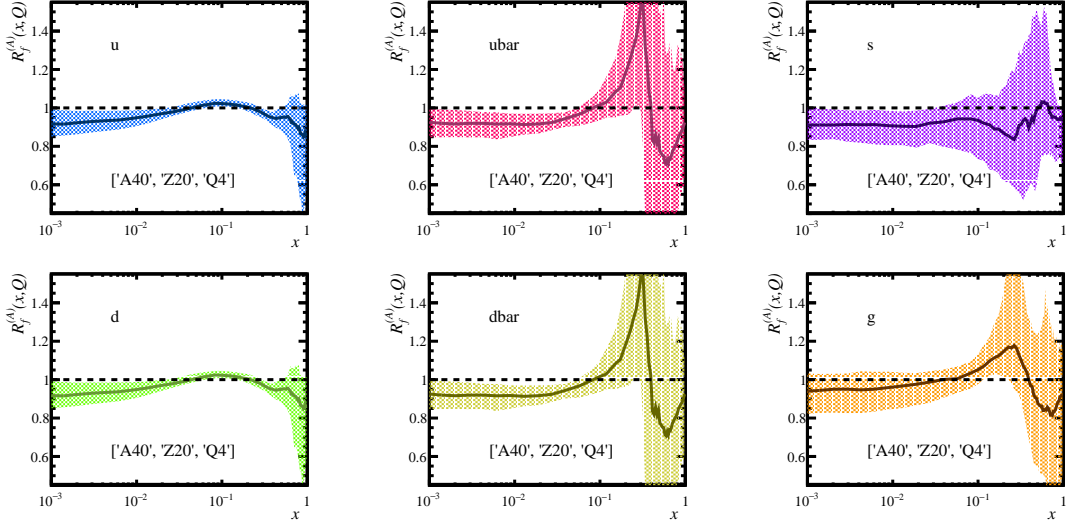


FIGURE 1.3 – Modifications des PDFs pour un noyau d'argon (nNNPDF30 NLO), pour différentes saveurs, par rapport à une superposition de PDF de protons et neutrons libres [29].

entre les émissions de gluons entre l'état initial et l'état final génèrent des pertes d'énergie totalement cohérentes (Fully Coherent Energy Loss, FCEL) [31], lesquelles affectent la production d'état lié  $c\bar{c}$ . Dans la configuration cible fixe de LHCb, un effet de l'ordre de 10% sur la production des paires liées  $c\bar{c}$  est attendu.

## 1.2.2 Effets affectant l'état final

Après la production de la paire  $c\bar{c}$ , celle-ci s'hadronise soit en état lié  $c\bar{c}$ , soit en hadron charmé. Plusieurs effets sont alors susceptibles de modifier ce nouvel état, différemment pour les charmonia et les hadrons charmés.

### Absorption nucléaire

Le passage d'une paire  $c\bar{c}$  liée au sein d'un noyau peut mener à la dissociation de cet état. Il s'agit de l'absorption nucléaire, dépendant de la longueur de matière nucléaire vue par la sonde, intrinsèquement reliée au nombre de nucléons sur sa trajectoire. La probabilité de survie de la paire s'exprime alors tel  $S \simeq \exp(-\rho_A \sigma_{\text{abs}} L)$ , avec  $\rho_A$  la densité nucléaire,  $\sigma_{\text{abs}}$  la section efficace d'absorption et  $L$  la longueur moyenne de matière nucléaire traversée. La valeur de  $\sigma_{\text{abs}}$  est déterminée dans les collisions proton-noyau, puis extrapolée aux collisions noyau-noyau grâce au modèle de Glauber [32]. Les mesures de production de mésons  $J/\psi$  effectuées au SPS puis au RHIC montrent une diminution des valeurs de  $\sigma_{\text{abs}}$  avec l'augmentation de l'énergie au sein des collisions [33, 34]. On notera que les sections efficaces d'absorption nucléaire dépendent des états liés.

### Comovers

Les partons ou hadrons produits lors de la collision et se déplaçant avec la paire  $c\bar{c}$  peuvent interagir avec elle. Il s'agit du modèle des "comovers". Ce modèle a été initialement développé pour expliquer la suppression du  $J/\psi$  ainsi que l'augmentation de l'étrangeté observée dans les collisions noyau-noyau au SPS [35]. Ce modèle a pour

principale caractéristique d'inclure les interactions entre les paires  $q\bar{q}$  et les comovers, tout en considérant les effets initiaux tels les nPDFs, sans supposer que la matière produite au sein de la collision atteint un équilibre thermique. Dans ce modèle, la suppression des paires  $c\bar{c}$  liées est d'autant plus importante que la paire est à mi-rapidité, au maximum de la production de partons dans la collision. Des prédictions préliminaires de ce modèle pour la configuration cible fixe de LHCb, ont montré qu'au sein de collisions  $p\text{Pb}$ , les états  $c\bar{c}$  pourraient subir une suppression due aux comovers de l'ordre de 20%. Cet effet serait plus important au sein des collisions  $\text{PbAr}$  du fait des grandes densités impliquées.

## Recombinaison statistique

La section efficace de paires  $c\bar{c}$  augmente avec l'énergie au sein des collisions. Par exemple, la probabilité de produire une paire  $c\bar{c}$  au sein des collisions  $\text{PbPb}$  les plus centrales avec une énergie au centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} \sim 20$  GeV est d'environ 0.1. À plus hautes énergies, le nombre de paires  $c\bar{c}$  produites au sein de collisions centrales  $\text{AuAu}$  à 200 GeV (RHIC) ou  $\text{PbPb}$  à 5 TeV (LHC) est respectivement de l'ordre de 10 et 100. Il est donc évident que si un mécanisme a brisé la paire  $c\bar{c}$  liée initialement produite, il existe une probabilité non-négligeable pour qu'un de ces quarks  $c$  s'hadronise avec un autre quark  $\bar{c}$  issu d'une autre paire  $c\bar{c}$  produite dans la même collision. Ce phénomène, appelé recombinaison statistique, contrebalance la suppression des états liés  $c\bar{c}$ . La configuration cible fixe de LHCb, grâce à une énergie au centre de masse de l'ordre de 100 GeV permet d'obtenir en moyenne une seule paire  $c\bar{c}$  par collision centrale  $\text{PbPb}$ , rendant négligeable la recombinaison statistique.

### 1.2.3 Conclusions sur les effets nucléaires froids

Dans cette habilitation, la production d'états liés  $c\bar{c}$  ainsi que de mésons  $D^0$  dans la configuration LHCb cible fixe est étudiée. En première approximation, les effets nucléaires froids modifiant l'état initial s'annuleront dans le ratio  $J/\psi / D^0$ . Des effets résiduels subsisteront du fait du décalage des spectres en rapidité entre les deux entités. On notera par exemple que l'effet résiduel des nPDFs est estimé à environ  $\pm 5\%$ . Parmi les effets affectant l'état final, la recombinaison statistique est négligeable à cette énergie. Il reste donc l'absorption nucléaire ainsi que les comovers. Ces deux effets affectent majoritairement la production du  $J/\psi$ . La production de  $D^0$ , peu affectée par ces effets nucléaires froids, est donc une référence pertinente pour étudier la suppression des charmonia. Ainsi, l'étude du ratio  $J/\psi / D^0$  dans divers systèmes de collisions proton-noyau permettra de caractériser la suppression du  $J/\psi$  liée aux effets nucléaires froids affectant l'état final, base essentielle à l'identification des effets dus à la production du plasma de quarks et gluons.

## 1.3 Effets du plasma de quarks et gluons sur la production d'états liés

Le plasma de quarks et gluons (QGP) est l'état extrême de la matière hadronique, en termes de densité et/ou température. Dans ce régime de QCD, les quarks et gluons se déplacent librement, contrairement à la dynamique au sein de la matière nucléaire confinée. L'existence du QGP à haute température a été prédite dès 1975 [36]. Dans la

suite, un bref historique de la découverte du QGP sera donné, suivi de la présentation du phénomène d'écrantage de couleurs. Un état de l'art succinct concernant les mesures de charmonia sera alors abordé avant de conclure sur la pertinence d'étudier la production du charme avec la configuration cible fixe de LHCb pour tester de manière non-ambiguë l'écrantage de couleurs.

### 1.3.1 Le QGP

En QCD, les quarks sont confinés au sein des hadrons, sauf dans des conditions extrêmes de densité ( $\sim 10$  fois la densité nucléaire) et/ou de température ( $\sim 10^{12}$  K). Dans ces conditions, la matière est alors dans un état déconfiné [36, 37], appelé plasma de quarks et gluons. Dans ce QGP, le potentiel de liaison dû à la couleur entre quarks est écranté du fait de la haute densité des charges de couleurs présentes. L'intensité des interactions entre quarks devient faible : les quarks et gluons évoluent donc librement au sein d'un QGP. Le QGP a probablement joué un rôle crucial lors des premiers instants de l'Univers, quelques microsecondes après le Big Bang, lorsque les particules élémentaires se sont liées pour former les nucléons puis les atomes. La description des propriétés du QGP incluant sa température et ses interactions, est donc fondamentale pour améliorer notre compréhension de la QCD et plus largement de l'histoire de l'Univers.

En 2000, le CERN a annoncé la découverte d'un nouvel état de la matière grâce à son programme d'expériences sur cibles fixes exploitant l'accélérateur du SPS [38]. Plus précisément, cette découverte est basée sur l'exploitation de nombreuses collisions proton-ion et ion-ion, permettant de couvrir une large gamme de densité de matière nucléaire produite, avec une énergie au centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} \sim 20$  GeV. Les résultats de 7 expériences étaient compatibles avec les signatures prédites de la formation de gouttelettes de QGP. Ces signatures caractéristiques furent : augmentation de la production d'étrangeté relative à la restauration de la symétrie chirale, augmentation des radiations électromagnétiques thermiques et la suppression anormale de la production de mésons  $J/\psi$ . Bien que cohérentes avec un QGP, ces mesures ne permirent pas de conclure sur les propriétés intrinsèques du milieu produit.

Depuis, de nombreux progrès expérimentaux ont été faits au RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider au Brookhaven Laboratory) [39, 40] avec une énergie au centre de masse par collision nucléon-nucléon allant jusqu'à 200 GeV, ainsi qu'au LHC au CERN avec des énergies jusqu'à 5.5 TeV [41]. Ces nouvelles mesures ont révélé que les propriétés du QGP correspondent à celles d'un liquide quasi-parfait avec un parcours libre moyen proche de 0, une grande opacité et une importante densité de charge de couleurs associée à une dynamique collective. Parmi les résultats les plus notables, on notera que les expériences PHENIX et STAR, toutes deux basées au RHIC et exploitant les collisions proton-Au, deutérium-Au et Au-Au, ont mesuré la première évidence d'atténuation de jets ("jet quenching"), non-explicable par les effets nucléaires froids, ainsi que le flot elliptique au sein de la collision. Ce dernier est dû à la forme non sphérique de la zone de recouvrement des noyaux, engendrant une différence de gradient de pression entre le plan de réaction et le plan perpendiculaire. Il en résulte une anisotropie du mouvement collectif des particules pendant l'évolution de la collision<sup>6</sup>. Les expériences du LHC, ALICE, ATLAS et CMS, en étudiant les collisions proton-proton, proton-Pb et PbPb à une énergie de  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV, ont confirmé ces phénomènes avec une précision

---

6. Le flot est faible pour les zones de recouvrement quasi-sphériques et augmente pour les zones de recouvrement elliptique.

États	Masses (MeV)	Énergies de liaison (MeV/c <sup>2</sup> )
$J/\psi$	3096.9	$\sim 650$
$\chi_c$	3510.1	$\sim 220$
$\psi(2S)$	3686.1	$\sim 50$

TABLE 1.2 – Énergies de liaison et masses des charmonia les plus communs. Pour le  $\chi_c$ , la masse du  $\chi_c$  le plus abondant ( $\chi_{c1}$ ) est reportée.

inédite. Cependant, à cette énergie, les collisions produisent des évènements avec une grande multiplicité, complexifiant l'interprétation des effets nucléaires froids et du QGP. Par exemple, la collectivité considérée jusqu'à présent comme un signe de la formation du QGP, a été récemment observée dans des collisions proton-proton à haute multiplicité [42], où aucun QGP n'est attendu. De plus, ces collisions à haute énergie amplifient la difficulté d'interprétation des mécanismes de production de saveurs lourdes. En effet, caractériser précisément la production de charme dans un environnement susceptible de produire une centaine de paires  $c\bar{c}$  rend l'exercice ardu surtout lorsque cette production est une sonde indéniable de la production de QGP.

### 1.3.2 Écrantage de couleurs

Dans un milieu dense, l'importante quantité de charges de couleurs est telle qu'elle peut engendrer un écrantage entre deux quarks liés, brisant cet état. Cette suppression dépend de la densité d'énergie au sein de la collision, mais aussi de l'énergie de liaison de la paire  $q\bar{q}$ . Du fait de la grande densité régnant au sein du plasma de quarks et gluons, le mécanisme d'écrantage de couleurs doit modifier la production d'états liés  $q\bar{q}$ . Ce mécanisme d'écrantage peut donc être testé en étudiant la production de charmonia ou bottomonia ( $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ).

En effet, les saveurs lourdes telles les quarks  $c$  et  $b$  ne peuvent être produites que lors des premiers instants de la collision, et non au sein du QGP puisque leur masse est supérieure à la température du QGP<sup>7</sup>. Ainsi, les saveurs lourdes expérimentent la totalité de l'évolution de la collision, incluant la production du plasma de quarks et gluons donc le mécanisme d'écrantage de couleurs. Parmi les saveurs lourdes, la production d'états liés  $b\bar{b}$  souffre de nombreuses contributions dites de feed-down (désintégration d'un état excité  $b\bar{b}$  contribuant à la production d'un autre état  $b\bar{b}$ ), rendant complexes l'interprétation de ces mesures. Par conséquent, la sonde la plus pertinente et efficace pour tester le mécanisme d'écrantage au sein du QGP est la production d'états liés  $c\bar{c}$ .

Les trois états liés  $c\bar{c}$  les plus communs sont :  $J/\psi$ ,  $\chi_c$  et  $\psi(2S)$ , correspondant respectivement aux états 1S, 1P et 2S. Leur énergie de liaison, dépendant intrinsèquement de leur masse, est reportée dans la table 1.2. L'état le moins lié est  $\psi(2S)$ , puis le  $\chi_c$  et enfin le  $J/\psi$ . Ceci doit se traduire par une suppression de  $\psi(2S)$  pour une densité d'énergie (ou température du milieu) modérée, puis une suppression du  $\chi_c$  pour une densité d'énergie plus importante, alors que le  $J/\psi$  ne sera supprimé qu'à haute densité d'énergie. À ce mécanisme s'ajoute la subtilité du "feed-down" du  $J/\psi$ , c'est-à-dire que le  $J/\psi$  provient dans 10% des cas de la désintégration du  $\psi(2S)$  et dans 30% des cas de celle de  $\chi_c$ . Par conséquent, à chaque pallier de suppression, la production du  $J/\psi$  est

7. Pour rappel, les masses des quarks  $c$  et  $b$  sont respectivement de l'ordre de 1.5 et 4 GeV, alors que la température d'un QGP est  $\sim 175$  MeV.

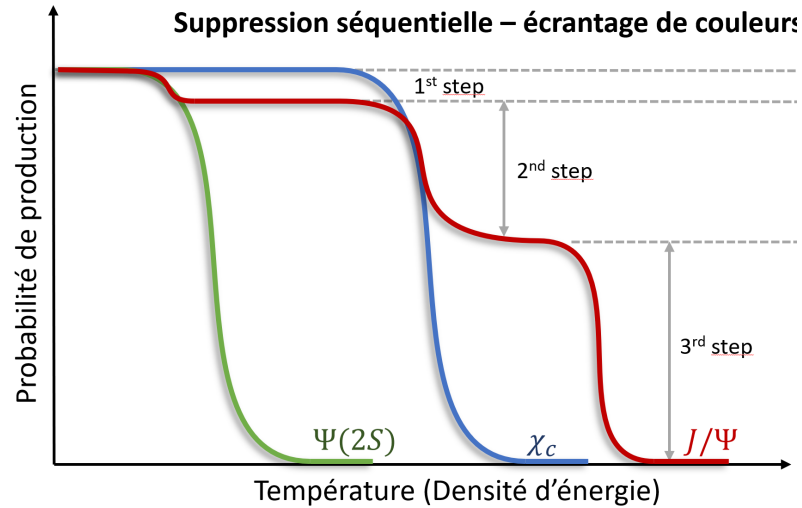


FIGURE 1.4 – Illustration de la suppression séquentielle des états liés  $c\bar{c}$  due à l'écrantage de couleurs.

modifiée. Ce phénomène de suppression séquentielle, illustré par la figure 1.4, et prédit en 1986 par Matsui et Satz [43] est considéré comme une preuve irréfutable de l'écrantage de couleur, donc de la production de QGP.

### 1.3.3 Principales mesures de la suppression des charmonia

Suite à la prédiction de Matsui et Satz, l'expérience NA38, initialement destinée à mesurer les photons thermiques issus du QGP, inclut la mesure de la production de  $J/\psi$  dans son programme de physique. Les expériences NA38, puis NA51 et NA50 étudient donc la suppression du  $J/\psi$  en scannant différentes densités d'énergie grâce aux faisceaux de protons, d'ions oxygène, soufre et plomb entrant en collision avec un système de cible fixe (proton, deutérium, carbone, aluminium, cuivre, tungstène, uranium). Toutes ces mesures ont mené à la caractérisation de la suppression normale du  $J/\psi$  pour une énergie au centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} \sim 20$  GeV, puis en 1997 à l'observation d'une suppression anormale du  $J/\psi$  dans les collisions PbPb les plus centrales [44], au cœur de l'annonce du CERN en 2000. Dix ans plus tard, une suppression plus importante de la production de  $\psi(2S)$  a été observée dans des conditions expérimentales similaires [33]. Cependant, du fait de sa faible énergie de liaison, la production de  $\psi(2S)$  peut être supprimée par des mécanismes alternatifs à l'écrantage de couleur, telle l'interaction avec les comovers [35].

Ces investigations se sont poursuivies au RHIC, avec les expériences PHENIX et STAR, enregistrant des collisions (proton, deutérium et ions Or) à une énergie au centre de masse  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. À cette énergie, la théorie prédit que la température du QGP produit est bien au-delà de la température critique (température minimale nécessaire à la production du QGP), menant théoriquement à une suppression plus importante des charmonia. Or, les données ont montré une suppression du  $J/\psi$  de magnitude équivalente à celle observée par NA50. L'interprétation usuelle de ces résultats est que la suppression du  $J/\psi$  est bien supérieure dans les collisions AuAu à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV qu'à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 20$  GeV dans les collisions PbPb, mais que la recombinaison statistique est dorénavant à l'œuvre, impliquant une ré-hadronisation de quarks  $c$  ou  $\bar{c}$  en  $J/\psi$ . L'expérience ALICE, exploitant les faisceaux du LHC, a aussi observé la suppression de la production du  $J/\psi$  [41], mais avec une magnitude inférieure à celle du RHIC,

comme attendue avec le phénomène de recombinaison statistique. Bien qu'expliquant qualitativement les mesures de suppression de charmonia, la description quantitative du mécanisme de recombinaison statistique est complexe puisqu'elle nécessite un contrôle total du phénomène de suppression.

### 1.3.4 Comment tester de manière non-ambiguë l'écrantage de couleur ?

Bien que prédite il y a quatre décennies, la suppression séquentielle du charmonia associée au mécanisme d'écrantage de couleur dans un plasma de quarks et gluons est à ce jour une question sans réponse. Afin de tester ce mécanisme de manière non-ambiguë, il faut étudier une large gamme de collisions afin de couvrir des densités d'énergie variées permettant de contraindre précisément les effets nucléaires froids puis de caractériser la suppression des charmonia dans un QGP. Il faut aussi réaliser ces collisions avec une énergie au centre de masse inférieure à environ 100 GeV afin de limiter la production de  $c\bar{c}$  à 1 paire par collisions les plus violentes. Ainsi, seule la suppression des charmonia sera étudiée, sans souffrir de la recombinaison statistique. Dernier point : la production des trois charmonia doit être étudiée afin de valider les suppressions individuelles et leur impact sur le  $J/\psi$ .

À ce jour, la suppression du  $\chi_c$  dans des collisions noyau-noyau n'a jamais été étudiée à cause de limitations expérimentales. Quant à la suppression du  $J/\psi$ , elle n'a été observée que partiellement, c'est-à-dire que la suppression totale du  $J/\psi$  n'a pas été mesurée et que sa suppression partielle en cohérence avec la suppression du  $\psi(2S)$  et du  $\chi_c$  n'a pas été démontrée. Or, la configuration cible fixe de l'expérience LHCb répond idéalement à tous ces points. Cette habilitation est dédiée aux premiers résultats d'étude de production de charme, préliminaires obligatoires avant une quantification précise de la suppression de ces 3 états liés  $c\bar{c}$ .

### 1.3.5 Une référence à la suppression des états liés $c\bar{c}$

L'étude de la suppression des charmonia dans un QGP nécessite une référence, inchangée par la présence d'un milieu déconfiné. Les expériences basées au SPS exploitaient la production de paire dimuon via le processus Drell-Yan<sup>8</sup>. Cette référence présente l'avantage d'avoir un état final dilepton, identique à celui de la désintégration des  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$ . Cependant, la section efficace de production des événements Drell-Yan est bien inférieure à la production des états liés  $c\bar{c}$ . Il est donc pertinent de disposer d'une autre référence pour des données acquises avec une luminosité limitée.

Puisque le nombre de paires  $c\bar{c}$  produit dans une collision n'est pas modifié par la formation du plasma de quarks et gluons, la quantité de hadrons charmés (ou ouverts) est une référence pertinente pour étudier la suppression des charmonia [45]. Étant donné que la majorité des quarks  $c$  (ou  $\bar{c}$ ) s'hadronise en  $D^0$  (ou  $\bar{D}^0$ ), caractériser la suppression des états liés  $c\bar{c}$  en fonction de la production de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  semble approprié. L'expérience PHENIX a montré que la production de  $D^0$  n'est pas affecté par la présence de QGP avec cependant des incertitudes non négligeables[46, 39]. Ainsi, utiliser la production de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  comme référence à la suppression des états liés  $c\bar{c}$  est pertinent, mais en complément, il est nécessaire de quantifier précisément la production de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$ .

8. Un processus Drell-Yan correspond à l'annihilation quark-antiquark en une paire de leptons.

## 1.4 Conclusions

Bien que découvert en 1974, le quark charme est encore mystérieux. Aucun modèle théorique n'est actuellement en mesure de décrire de manière exhaustive la production de paires  $c\bar{c}$ . Malgré cette incertitude, les charmonia sont des sondes fondamentales du plasma de quarks et gluons, état extrême de la QCD. Ainsi, étudier la production et la suppression du charme est particulièrement pertinent pour contraindre la chromodynamique quantique.

Grâce à l'expérience LHCb en configuration cible fixe, un nouveau domaine cinématique d'étude du charme s'ouvre. Dans la suite de cette habilitation, les atouts du détecteur LHCb seront présentés ainsi que les résultats préliminaires d'un programme de physique totalement dédié à la production du charme, qui prendra son envol lors du Run 3 du LHC, comme détaillé dans le dernier chapitre.

# Chapitre 2

## Le détecteur LHCb et sa cible fixe

L'expérience LHCb est l'un des quatre grands détecteurs exploitant les collisions du grand collisionneur de hadrons, le LHC, basé à la frontière franco-suisse. Bien qu'initialement optimisée pour étudier la violation de la symétrie CP et les désintégrations rares dans le secteur des quarks  $b$  et  $c$ , l'expérience LHCb contribue dorénavant à un large spectre d'analyses physiques, de la recherche de la matière noire à la physique des ions lourds.

Dans la suite, le détecteur LHCb utilisé de 2009 à 2018 sera détaillé [47]. Le système de cible fixe gazeuse, au coeur de cette habilitation complétera ce chapitre, avec une présentation du système d'un point de vue technique, puis de ses avantages pour un programme de physique, avant de conclure avec les prises de données 2015-2018 associées.

### 2.1 Le détecteur LHCb durant les runs 1 et 2

L'expérience LHCb a été optimisée pour l'étude des collisions proton-protons ( $pp$ ) à 14 TeV délivrées par le LHC. Il s'agit d'un spectromètre orienté vers l'avant depuis le point d'interaction  $pp$ , couvrant une acceptation angulaire entre 20 mrad et 400 mrad, soit la région en pseudo-rapacité,  $\eta \in [1.6, 4.6]$ . Le détecteur est représenté sur la Fig. 2.1. Il est composé d'un trajectographe et d'un système d'identification des particules, brièvement détaillés dans la suite.

#### 2.1.1 Le trajectographe

La reconstruction des traces et vertex dans LHCb est assurée par un trajectographe comprenant un détecteur de vertex, le VELO (VERTex LOCator), situé au plus proche des collisions, et de stations de trajectographie situées en amont et en aval (appelées respectivement TT et T1-T3) d'un aimant dipolaire réversible de 4 T.m.

##### Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex de LHCb a été conçu afin de mettre en évidence les oscillations des mésons  $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ <sup>1</sup>. Il est donc fondamental de distinguer précisément le vertex de production du vertex de désintégration des mésons  $B$ . Ceux-ci parcourant en moyenne

---

1. CDF a mis en évidence ces oscillations en 2006 [48].



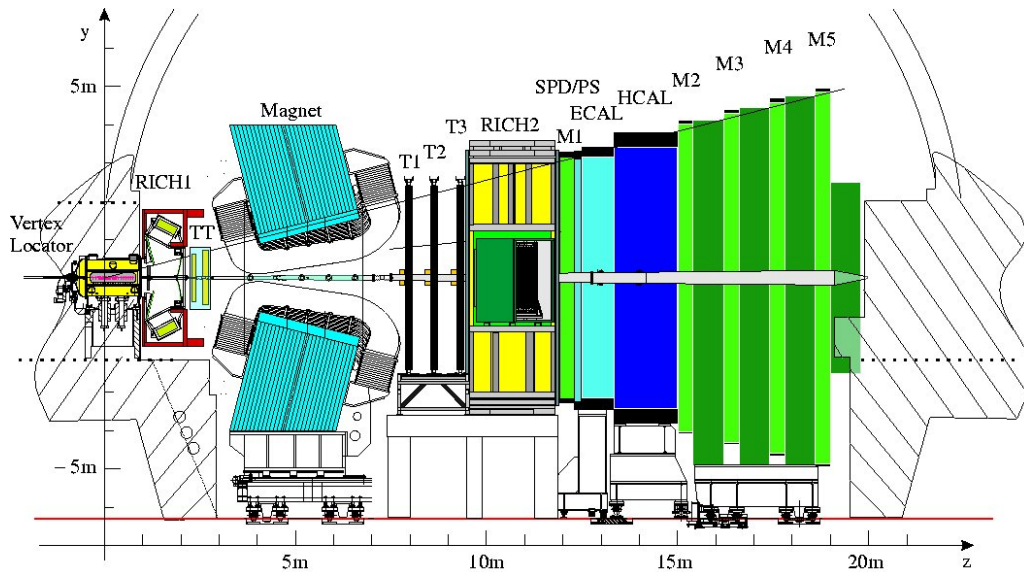


FIGURE 2.1 – Le détecteur LHCb durant les runs 1 et 2 du LHC (2009 - 2018).

1 cm avant de se désintégrer, le détecteur doit se situer au plus près des collisions. Cependant, afin d'éviter une exposition aux radiations trop importante, le VELO dispose de deux positions : une position de sûreté et une position nominale. La position de sûreté correspond à la rétraction du VELO à 30 mm du point d'interaction, de manière à réduire les radiations reçues lorsque les faisceaux du LHC ne sont pas stabilisés. Une fois les faisceaux déclarés stables, le VELO se rapproche du point de collision, jusqu'à 8 mm, atteignant sa position nominale, afin d'avoir la meilleure résolution possible sur la mesure des paramètres d'impact.

Le détecteur de vertex est divisé en deux hémisphères, comportant chacun 21 stations de pistes de silicium, disposées sur environ 1 mètre après le point de collision. Chaque station comporte des modules dits  $r$  et  $\phi$  de manière à associer rapidement les coordonnées des traces en base cylindrique au paramètre d'impact des particules nécessaire au système de déclenchement de haut niveau. La disposition des stations du VELO a été optimisée selon l'occupation attendue dans les collisions  $pp$  : les stations sont rapprochées autour du point de collisions ( $PV_z = 0$  mm), et plus distantes à grand  $Z$ , qu'il soit négatif ou positif. Le détecteur de vertex est complété par deux autres modules  $r$ , disposé en amont du point d'interaction : il s'agit des stations dites de pile up (compteur d'empilement). Les stations de pile up sont utilisées comme stations de veto par le système de déclenchement et sont devenues essentielles aux analyses physiques de la cible fixe comme détaillé ultérieurement. Le positionnement des différentes stations du VELO est présenté sur la Fig. 2.2. Durant le run 2 du LHC, la résolution sur le vertex primaire est d'environ  $12 \mu\text{m}$  dans le plan transverse et d'environ  $65 \mu\text{m}$  dans le plan longitudinal [49].

### Les stations dites de tracking

Le trajectographe comporte aussi les stations TT, en amont de l'aimant, et T1-T3 en aval. Ces dernières sont constituées de deux technologies afin de prendre en compte l'important flux de particules au plus proche du faisceau. Ainsi, l'intégralité des stations TT mais aussi les régions internes de T1-T3 sont composées de 4 couches de micro-pistes de silicium disposées de manière stéréoscopique (la première couche est disposée de manière verticale, la seconde ainsi que la troisième couches forment un angle de

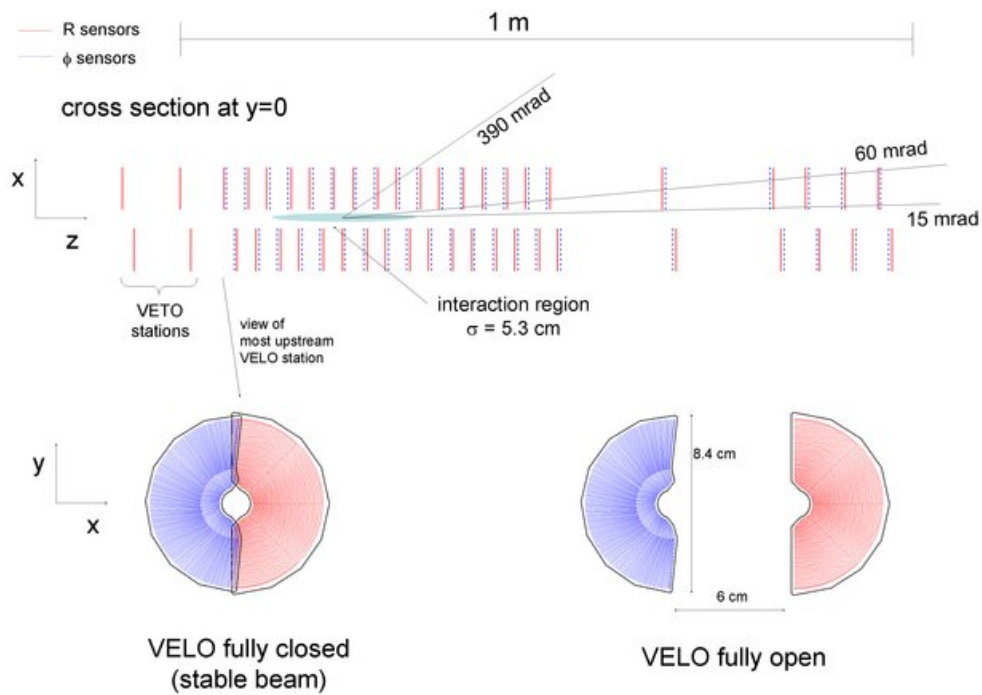


FIGURE 2.2 – Positionnement des plans de détection du VELO lorsque celui-ci est entièrement fermé dans le plan  $(x, z)$  avec  $y = 0$  pour la partie supérieure. Les premières stations sont les stations de pile-up, puis les 21 stations sont modélisées avec un espacement grandissant avec l'éloignement de la zone d'interaction. Les schémas de la partie inférieure montrent la fermeture du VELO à gauche, et son ouverture à droite.

$\pm 5$  degrés par rapport à la verticale, tandis que la quatrième couche est aussi verticale). Cette disposition permet une reconstruction en 3 dimensions. Le pas entre chaque piste est de  $200 \mu\text{m}$ . La résolution spatiale sur un impact est alors de  $50 \mu\text{m}$ .

Le trajectographe est complété par les stations externes dites OT de T1, T2 et T3 [38]. Elles sont constituées de tubes à dérive comportant 4 couches. Celles-ci sont aussi disposées de manière stéréoscopique. Chaque couche est composée de plusieurs modules de largeur 34 cm, contenant deux épaisseurs de tubes, en kapton et aluminium, positionnés en quinconce. Ces tubes contiennent un mélange d'argon à 70% et de  $\text{CO}_2$  à 30%, au centre duquel se situe un fil d'anode métallique. Ce gaz permet d'obtenir un temps de dérive inférieur à 50 ns. La résolution sur la coordonnée de dérive est alors inférieure à  $200 \mu\text{m}$ .

LHCb dispose d'un aimant dipolaire générant un champ magnétique intégré de 4 T.m sur 10 m, de polarité réversible. Durant le run 2, l'efficacité de reconstruction d'une trace est de l'ordre de 96%, et l'incertitude relative sur l'impulsion entre 5 et 100 GeV/c a été quantifiée à  $\delta p/p \sim 0.4\%$  [49].

## 2.1.2 Identification des particules

Afin d'identifier les particules, deux détecteurs à effet Tcherenkov [41], des calorimètres [42] et des chambres à muons complètent le détecteur LHCb.

### Détecteurs à effet Tcherenkov

Le premier détecteur à effet Tcherenkov (RICH) est situé entre le détecteur de vertex et les stations TT du trajectographe. Le second RICH est placé entre l'aimant et les calorimètres. Ces détecteurs exploitent l'émission de lumière par une particule chargée relativiste lorsque celle-ci traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Les photons émis forment alors un cône dont l'angle de demi-ouverture dépend de la vitesse de la particule ( $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$  avec  $\theta$  l'angle,  $\beta$  la vitesse de la particule comparée à celle de la lumière dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction du milieu). Les RICH de LHCb utilisent des milieux radiateurs différents afin de couvrir une large gamme d'impulsion. Le premier RICH identifie des particules de faibles impulsions, [10 ; 60] GeV/c, grâce à un aérogel, tandis que le second RICH utilise une combinaison de  $\text{CF}_4$  et  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  permettant l'étude de particules d'impulsions élevées<sup>2</sup>, [15 ; 100] GeV/c.

### Calorimètres

Le système de calorimétrie du détecteur LHCb est situé après le second RICH. Il est constitué de quatre sous-détecteurs segmentés de manière à avoir une occupation uniforme des cellules. Les particules franchissent d'abord le scintillateur SPD, puis une plaque de Plomb de 12 mm d'épaisseur suivie d'un détecteur de pied de gerbe, le PS. Les particules électromagnétiques engendrent une gerbe lors de leur passage dans la plaque de Plomb. Ainsi, le SPD permet de différencier les particules chargées des neutres, alors que le PS distingue les particules ayant généré une gerbe électromagnétique des hadrons. Les particules arrivent ensuite dans le calorimètre électromagnétique (ECAL) de type Shashlik de résolution  $\frac{\delta E}{E} = \frac{9\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\%$ . Le système est complété par HCAL, le calorimètre hadronique, constitué d'une succession de plans de fer et de scintillateur. Sa

2. On notera que RICH2 a une ouverture angulaire réduite par rapport à RICH1, puisque la majorité des particules à haute impulsion se situe proche du faisceau.

résolution est  $\frac{\delta E}{E} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \oplus 9\%$ .

### Stations à muons

Le système d'identification des particules comporte aussi 5 stations à muons, dont une est située avant les calorimètres et les autres au-delà de HCAL. Entre chaque station, une épaisseur de 80 cm de fer est présente afin d'épurer le flux de particules. Les stations ont différentes granularités afin d'améliorer les performances de détection selon le flux de particules.

Grâce à ces multiples composantes, le système d'identification de particules de LHCb est particulièrement efficace. L'efficacité d'identification d'un kaon est évaluée à 95% tandis que celle d'un muon est de 97%. Les mauvaises identifications d'un pion en un kaon ou un muon sont respectivement de l'ordre de 5% et 1-3% [49].

## 2.1.3 Le système de déclenchement

De 2009 à 2018, le système de déclenchement de l'expérience LHCb dispose d'un niveau hardware, le L0, et d'un niveau software HLT, lui-même composé de deux niveaux HLT1 et HLT2. Son but est de réduire les 40 MHz d'information à 12 kHz, flux raisonnable pouvant être enregistré.

Le niveau 0 exploite les détecteurs les plus rapides, à savoir : le SPD, les calorimètres et stations à muons ainsi que les stations de pile up. Il permet de réduire l'information à 1 MHz.

Les niveaux 1 et 2 utilisent les informations du trajectographe et permettent respectivement une reconstruction partielle puis totale de l'évènement. Ainsi, des sélections bien plus sophistiquées sont appliquées sur les candidats, assurant une réduction du taux d'information à 12 kHz durant le run 2.

## 2.2 SMOG

Au LHC, seule l'expérience LHCb dispose d'un système d'injection de gaz, permettant de transformer le détecteur en une expérience sur cible fixe. Ce système unique est au coeur de cette habilitation. La suite de ce chapitre est donc dédiée à la présentation détaillée de SMOG, incluant les prises de données.

### 2.2.1 Historique de SMOG

Le système d'injection de gaz de LHCb est né du besoin d'améliorer la mesure de la luminosité. En effet, la luminosité est évaluée à l'aide de compteurs spécifiques, tandis que les paramètres des faisceaux (largeurs notamment) nécessitent des prises de données dédiées tels des scans Van der Meer et des imageries faisceau/gaz. Ces deux techniques permettent de caractériser les faisceaux en exploitant la reconstruction précise des vertex offerte par le VELO. Cependant les scans Van der Meer reposent sur un décalage pas à pas du second faisceau dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau, de manière à reconstituer l'image du premier faisceau. Cette caractérisation du faisceau introduit un biais du fait de la manipulation du second faisceau. De manière complémentaire, LHCb caractérise le faisceau en réalisant des imageries faisceau/gaz, exploitant les collisions entre le faisceau et les molécules issues du dégazage naturel des matériaux. Ainsi, le profil



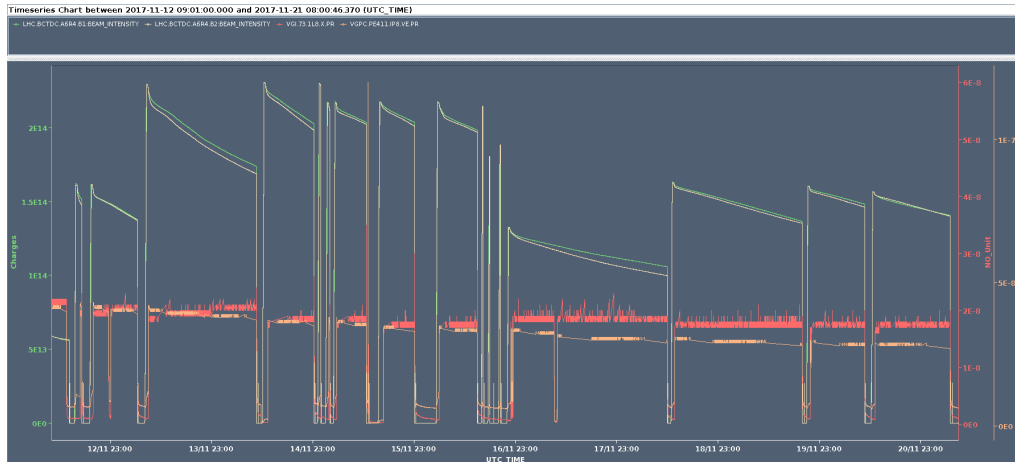


FIGURE 2.4 – Pression mesurée lors du run  $p$ Ne 2017 par les jauges penning (PE411 et PE412 définies sur la Fig 2.3) en rouge et orange. En vert et jaune, les charges des faisceaux protons-protons sont indiquées.

et jauges associées :

- Vide primaire : pression jusqu'à 0.1 Pa, soit  $10^{-3}$  mbar. Ce vide est assuré par les pompes primaires du LHC. Ce niveau de vide est mesuré par des jauges de Pirani (PI dans Fig 2.3)<sup>3</sup>, dont le domaine d'utilisation est compris entre  $10^{-4}$  et 100 mbar.
- Vide secondaire : pression jusqu'à  $10^{-6}$  Pa, soit  $10^{-8}$  mbar. Pour atteindre ce vide, une pompe turbomoléculaire (TP301 Fig 2.3) est utilisée. Ce vide est mesuré par les jauges de Penning (PE dans Fig 2.3)<sup>4</sup>. Les jauges de Penning sont efficaces pour une pression comprise entre  $10^{-6}$  et  $10^{-2}$  mbar.
- Ultra-vide : pression jusqu'à  $10^{-9}$  Pa, soit  $10^{-11}$  mbar. Ce vide est assuré par les pompes ioniques (IP Fig 2.3).

En complément de ce système de pompage, des pompes à piègeur non évaporable (NEG) revêtent l'intérieur du tube du LHC. Ce NEG permet de capturer les gaz non rares, principalement issus du dégazage des matériaux. Il s'agit d'un complément au système de pompage assurant l'ultra-vide au sein du tube du LHC.

En fonctionnement collisionneur, aucun gaz n'est injecté. Le vide secondaire est atteint grâce à la pompe turbomoléculaire (TP301), puis la valve GV302 est fermée (TP301 ne fonctionne alors plus qu'à 50%). Les pompes ioniques (IP431 et IP441) au plus proche du VELO sont en fonctionnement, le vide est alors maximal.

Lors d'une injection SMOG, la pompe turbomoléculaire fonctionne à 100% afin de conserver un vide secondaire malgré l'injection. Cependant, les pompes ioniques du VELO sont éteintes afin de ne pas les saturer. Les différentes valves allant de la bouteille de gaz à la valve GV302 sont progressivement ouvertes, en contrôlant l'augmentation de la pression. On notera qu'il n'y a pas de système de contrôle précis de la pression du gaz injecté : la pression sera maximale pour une bouteille neuve et ne pourra que diminuer lors des injections suivantes. Ceci est illustré par les mesures de pression en rouge et

3. Dans une jauge de Pirani, un filament chauffé est placé dans une enceinte, dont les parois mesurent la température. Plus la pression est faible, plus la quantité de chaleur cédée par le filament au milieu atteindra les parois.

4. Une jauge de Penning consiste en un tube à décharge placé entre les pôles d'un aimant permanent. Le courant issu de l'ionisation est proportionnel à la pression.

orange lors du run  $p\text{Ne}$  de 2017 sur la Fig 2.4.

Ainsi lors des runs SMOG, le vide du LHC autour du point d'interaction de LHCb est dégradé sur  $\sim 40$  m mais la pression au sein du tube du LHC est celle d'un vide secondaire, de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar.

### 2.2.3 Quelle physique avec les prises de données SMOG ?

Les prises de données SMOG ont débuté en 2012-2013, à la fin du run 1 du LHC. Bien qu'extrêmement limitées en terme de statistiques, ces prises de données ont permis d'améliorer la précision sur la détermination de la luminosité mais ont aussi ouvert de nouvelles opportunités en terme de physique.

D'un point de vue cinématique, les collisions entre le faisceau du LHC et le gaz inerte réduit l'énergie disponible au centre de masse à  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5 - 110.4$  GeV pour des faisceaux d'énergie 2.5–6.5 TeV. Le boost induit par le faisceau se traduit par un décalage en rapidité entre le référentiel du centre de masse de la collision et celui du laboratoire. Or le détecteur LHCb couvre la région en rapidité  $[2, 4.6]$  dans le référentiel du laboratoire, il faut donc soustraire le boost du faisceau, allant de 4.29 à 4.77 pour des faisceaux respectivement de 2.5 et 6.5 TeV, pour obtenir la rapidité dans le centre de masse des collisions SMOG, notée  $y^*$ . Ainsi, le domaine cinématique  $y^* \sim [-2.5, 0]$  avec  $\sqrt{s_{NN}} \sim 100$  GeV, jusqu'ici inexploré, devient accessible au LHC grâce à SMOG. Deux axes d'études physiques se sont rapidement dégagés [52].

Le premier axe de recherche s'intéresse à l'astrophysique. L'expérience AMS-02 a mesuré un flux d'antiprotons résultant des interactions entre les rayons cosmiques et l'atmosphère supérieur aux prédictions de différents générateurs. Cette augmentation pourrait être expliquée par la présence de matière noire. Or, il s'avère que ces générateurs ont peu de contraintes du fait du manque de données concernant la production d'antiprotons lors de collisions proton-atmosphère à des énergies au centre de masse de l'ordre d'une centaine de GeV. Les collisions offertes par SMOG avec l'injection d'hélium offrent donc une opportunité unique de contraindre ce flux d'antiprotons, via une meilleure paramétrisation des générateurs. Ainsi, pour ces études physiques exploitant des processus mous, plusieurs courtes campagnes de prises de données  $p\text{He}$  à des énergies différentes sont nécessaires. À ce jour, deux publications associées à ces mesures ont montré que les générateurs sous-évaluaient la production d'antiprotons dans les collisions  $p\text{He}$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 87$  GeV et  $\sqrt{s_{NN}} = 110$  GeV [53, 54].

Le second axe de recherche avec la configuration cible fixe du LHC est au coeur de cette habilitation. Il s'agit d'étudier la production du charme, via son hadronisation mais aussi en tant que sonde du milieu déconfiné tel que mis en avant dans le chapitre 1. La configuration SMOG présente quatre avantages pour de telles études. L'énergie au centre de masse,  $\sqrt{s_{NN}} \sim 100$  GeV, est suffisante pour produire un milieu déconfiné au sein des collisions noyaux-noyaux (la multiplicité dans les collisions centrales PbAr correspond à celles observées par NA50 dans les collisions PbPb où la suppression "anormale" du  $J/\psi$  a été observée), mais insuffisante pour produire plusieurs paires  $c\bar{c}$  par collisions. Ainsi, la recombinaison statistique est négligeable, seule la suppression du charmonium sera testée. De plus, la région en rapidité dans le centre de masse,  $y^* \sim [-2.5, 0]$ , se traduit en terme de Björken- $x$  pour les hadrons charmés en  $x_2 \sim [0.01, 0.3]$ . Les collisions SMOG permettent donc d'investiguer la production et l'hadronisation du charme dans la région de valence des nucléons de la cible  $x_2 \sim 0.3$  ainsi qu'à plus petit  $x_2$ . Ces régions sont pertinentes pour caractériser le contenu en quarks des nucléons, notamment en inves-

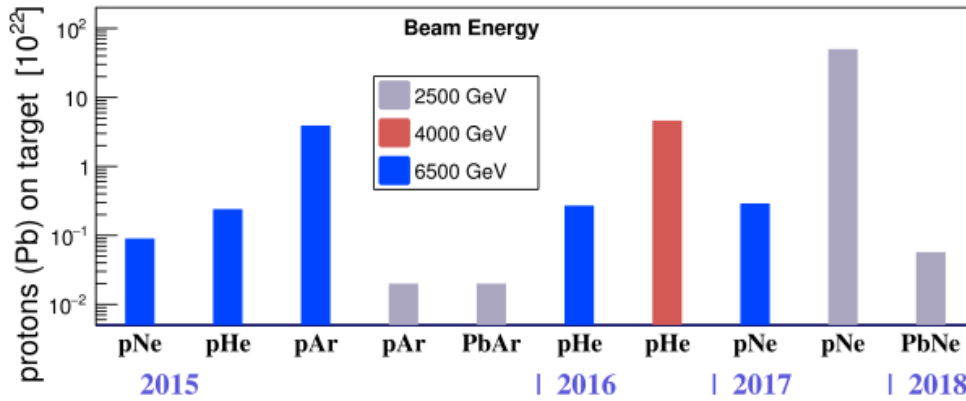


FIGURE 2.5 – Résumé des prises de données SMOG collectées durant le run 2 du LHC.

tigant la présence de charme intrinsèque. En complément, l'exploitation des faisceaux de protons et d'ions plomb du LHC<sup>5</sup> permet de scanner une large gamme de densité d'énergie au sein des collisions, allant de  $p$ He à PbAr voire jusqu'à des collisions PbXe. Ce scan en densité d'énergie est fondamental pour tester la suppression séquentielle des charmonia. Dernier atout, le détecteur LHCb a été optimisé pour reconstruire les hadrons  $B$  et  $D$ . Par conséquent, la configuration cible fixe de LHCb est idéale pour étudier efficacement et précisément la production, l'hadronisation et la suppression du charme dans les collisions hadroniques.

## 2.2.4 Des prises de données complexes

Forte de ces motivations physiques, l'expérience LHCb a collecté différentes prises de données pionnières, chacune soutenue par le succès des précédentes. Les prises de données SMOG sont répertoriées sur la Fig 2.5. Ces données correspondent à des runs spécifiques du LHC : des Van der Meer scans, des données  $pp$  dites de référence pour les runs d'ions lourds (donc à des énergies non nominales), des collisions  $p$ Pb ou PbPb. Les énergies des faisceaux et les durées des runs n'ont pas été optimisées pour les prises de données SMOG<sup>6</sup>. C'est pourquoi, parmi les runs SMOG répertoriés sur la Fig 2.5, seuls 4 runs disposent de suffisamment de statistiques pour étudier la production de charme. Il s'agit des collisions :

- $p$ Ar, collectées durant 18h en octobre 2015, avec  $\sqrt{s_{NN}} = 110.4$  GeV,
- $p$ He, collectées durant 84h en novembre 2016, avec  $\sqrt{s_{NN}} = 86.6$  GeV,
- $p$ Ne, collectées durant 170h en novembre 2017, avec  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV,
- PbNe, collectées durant 214h en novembre 2018, avec  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV.

Ces 4 runs font l'objet de cette habilitation. Leur analyse et impact sont présentés dans les chapitres suivants. Les runs  $p$ Ar et  $p$ He ont démontré la faisabilité de l'étude de la production de charme dans la configuration cible fixe, tandis que le run  $p$ Ne, premier échantillon avec une statistique "élevée", a permis une étude précise de la production du charme, ouvrant même un nouvel horizon concernant les études d'hadronisation. Les données  $p$ Ne ont servi de référence au run PbNe, qui bien que statistiquement limité, a

5. Des faisceaux de xénon ont été disponibles durant le run 2, et des faisceaux d'ions oxygène seront testés durant le run 3. Cependant, ces prises de données sont pour l'instant trop courtes pour être pertinentes pour étudier la production de hadrons charmés.

6. Les injections de gaz n'ont donc pas affecté la physique  $pp$  standard de l'expérience LHCb



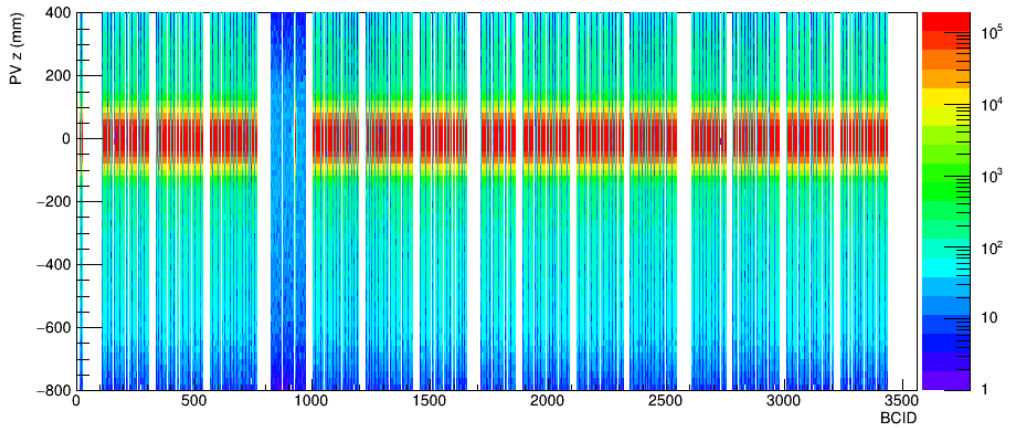


FIGURE 2.6 – Coordonnée  $Z$  du vertex primaire en fonction du numéro de bunch (BCID) lors des prises de données simultanées  $p\text{Ne}$  et  $pp$  en 2017.

démontré la faisabilité d'exploiter les collisions plomb-noyau en configuration cible fixe. On notera que la différence d'énergie entre les runs proton-noyau empêche une étude des effets nucléaires froids. Malgré ces différentes conditions de prises de données, le run 2 du LHC a ouvert la voie à de plus importantes prises de données durant le run 3, comme présenté dans le chapitre 6.

## 2.2.5 Qualité des prises de données SMOG

Les prises de données SMOG exploitent le faisceau du LHC entrant dans LHCb, c'est-à-dire le faisceau se dirigeant vers l'axe  $Z$  positif. Les pompes ioniques étant désactivées, le gaz se répand autour du point d'interaction de LHCb, jusqu'à  $\pm 20$  m. Des interactions peuvent donc se produire sur 40 m. Afin de bénéficier des excellentes performances du détecteur LHCb, optimisé pour un point d'interaction situé à  $PV_z = 0$  mm, il est judicieux d'étudier les collisions SMOG autour de ce point. Cependant, ceci n'est possible que lorsqu'il n'y a pas de proton dans le second faisceau, celui se dirigeant vers l'axe  $Z$  négatif. En effet, la section efficace de production de paires  $c\bar{c}$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  ou 13 TeV est environ 100 fois plus importante qu'à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 100$  GeV. Il est donc essentiel d'avoir une configuration des faisceaux du LHC avec un grand nombre de "non-colliding bunches" (paquets de protons présents dans le faisceau 1, mais pas dans le faisceau 2), et peu de "colliding bunches" (paquets présents simultanément dans les deux faisceaux, engendrant des collisions  $pp$  standards). Ce fut le cas des données  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$ , pas des données  $p\text{Ne}$  et  $\text{PbNe}$ .

Malgré une configuration optimale pour la configuration cible fixe lors des collisions  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$ , une pollution  $pp$  résiduelle a été mise en évidence. Certains protons du second faisceau du LHC sont déphasés et orbitent autour du LHC dans des paquets supposés vides. Ils entrent donc en interaction avec les protons du premier faisceau alors qu'en principe seules des interactions SMOG peuvent avoir lieu. Il est donc essentiel de supprimer cette contamination  $pp$  afin de ne pas polluer les mesures à basse énergie. Deux études sur la qualité des données  $p\text{Ar}$ ,  $p\text{He}$  et  $p\text{Ne}$  menées par F. Fleuret ont conclu que l'exploitation des stations de Pile Up en amont du VELO, et situées entre -400 et -200 mm, permettent de supprimer cette contamination puisque les collisions  $pp$

émettent des particules de manière symétrique par rapport à la rapidité alors les collisions SMOG n'émettent des particules que vers l'avant [55, 56].

Par conséquent, la production de charme dans les collisions de type cible fixe ne sera étudiée que dans la zone  $[-200, +200]$  mm pour les collisions  $pAr$  et  $pHe$ . Une meilleure compréhension des effets du détecteur amènera à réduire cette zone à  $[-200, +150]$  mm pour les collisions  $pNe$  et  $PbNe$ .

La prise de données  $pNe$  fut simultanée avec une prise de données  $pp$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV, à haute luminosité, c'est-à-dire qu'un grand nombre de paquets était occupé dans le second faisceau. Par conséquent, ce lot de données est fortement pollué par les collisions  $pp$ . Une étude [56] de F. Fleuret a conclu qu'il est préférable pour les mesures de section efficace de restreindre la zone des collisions SMOG à  $[-200, -100]$  et  $[100, 150]$  mm, ce qui a été fait pour les données  $pNe$ .

Dans la suite, les analyses des lots de données  $pAr$ ,  $pHe$ , puis  $pNe$  et enfin  $PbNe$  seront détaillées.



# Chapitre 3

## Premières études de production du charme dans des collisions cible fixe

Ce chapitre résume la première publication concernant la production de charmonium et charme ouvert mesurée dans la configuration cible fixe de l'expérience LHCb [1]. Malgré les faibles statistiques cumulées en collisions  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$ , cette analyse a permis de mesurer les taux et sections efficaces de production de mésons  $J/\psi$  et  $D^0$ , totales et différentielles aux énergies inédites de  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 87$  et 110.4 GeV.

### 3.1 Des collisions pionnières : 2015 $p\text{Ar}$ et 2016 $p\text{He}$

En 2015, plusieurs courtes injections de gaz eurent lieu, résultant en de statistiquement faibles lots de données SMOG :  $p\text{He}$ ,  $p\text{Ne}$  et  $p\text{Ar}$  à différentes énergies. Parmi ceux-ci, seules les données  $p\text{Ar}$  bénéficiant d'un faisceau de protons d'énergie 6.5 TeV, engendrant donc des collisions avec une énergie au centre de masse  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 110.4$  GeV, présentent une statistique suffisante permettant l'étude de la production du charme.

Plus précisément, ces données ont été collectées avec un faisceau composé de 684 "non-colliding bunches", et un seul "colliding bunch". Ce paquet était requis pour réaliser des collisions proton-proton standard permettant l'alignement et la fermeture du Vertex Locator. Chaque paquet contenant  $8 \times 10^{10}$  protons, les 18h de données  $p\text{Ar}$  se traduisent en  $3.9 \times 10^{22}$  protons sur cible. Le système de déclenchement ainsi que l'étape de présélection appelée stripping, tout deux optimisés pour les collisions proton-proton à haute énergie, ont été adaptés à la configuration cible fixe. Toutefois, il n'a pas été possible de mesurer la luminosité délivrée lors de cette prise de données, empêchant les mesures de section efficace. Malgré cela, les taux de production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  en configuration cible fixe ont été mesurés et consignés dans une note de conférence (LHCb-CONF-2017-001) puis présentés à la conférence Quark Matter 2017 pour la première fois. Cette étude a aussi permis d'adapter certains critères de sélection du système de déclenchement et du stripping pour les prises de données SMOG suivantes, telles les données  $p\text{He}$  collectées en novembre 2016.

En effet, durant le run  $p\text{Pb}$  de 2016, l'expérience LHCb a pu injecter de l'hélium durant 84h, afin de réaliser des collisions avec le faisceau de protons à 4 TeV correspondant à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 86.6$  GeV. Le nombre de "non-colliding bunches" était 648, chacun comportant  $2 \times 10^{10}$  protons, résultant en  $4.6 \times 10^{22}$  protons sur cible. Ainsi, cette prise de données est statistiquement du même ordre de grandeur que le lot de données  $p\text{Ar}$  précédemment discuté. Cependant, un élément clé la distingue : sa luminosité est connue

TABLE 3.1 – Sélection des candidats  $J/\psi$  : des critères du système de déclenchement à la sélection finale. Les rares différences entre les lots de données  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$  sont indiquées entre parenthèses. IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire.

Trigger ou système de déclenchement	
L0Muon	$\mu^\pm : p_T > 900, 500 \text{ MeV}/c$ ( $p\text{Ar}, p\text{He}$ )
HLT1DiMuonHighMass	$\mu^\pm : \text{lsMuon}, \text{track } \chi^2/\text{ndof} < 3, p > 3000 \text{ MeV}/c, p_T > 500 \text{ MeV}/c$ $J/\psi$ masse invariante $> 2700, 2500 \text{ MeV}/c^2$ ( $p\text{Ar}, p\text{He}$ )
Stripping ou présélection	
$\mu^\pm$	$\text{track } \chi^2/\text{ndof} < 3, p_T > 700 \text{ MeV}/c$
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	Distance d'approche minimale $< 0.5 \text{ mm}$ , vertex $\chi^2/\text{ndof} < 25$ masse invariante $> 2900 \text{ MeV}/c^2$
Sélection finale	
Évènement	$\geq 1$ vertex primaire, $\leq 5$ PUHits, $\leq 5$ backtracks
$\mu^\pm$	ProbNNmu $> 0.5$ , $\eta \in [1.9, 4.6]$
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 16$ , IPCHI2 $< 6$ masse invariante $\in [2946, 3246] \text{ MeV}/c^2$ $y \in [2, 4.6], p_T < 8000 \text{ MeV}/c$

via la mesure de la section efficace de la diffusion élastique  $p - e$ , valeur bien connue et de signature distincte (un seul électron de faible impulsion et très basse impulsion transverse). Dans la suite de ce chapitre ainsi que dans [1], la mesure des sections efficaces de production de  $J/\psi$  et  $D^0$  dans les collisions  $p\text{He}$  est présentée conjointement avec les mesures de taux dans les collisions  $p\text{Ar}$ .

## 3.2 Stratégie d'analyse

Étant statistiquement équivalents, les lots de données  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$  ont été étudiés suivant la même démarche, à savoir une analyse différentielle selon l'impulsion transverse ( $p_T$ ) ou la rapidité dans le centre de masse ( $y^*$ ) du candidat  $J/\psi$  ou  $D^0$ . En raison de la statistique limitée, seuls quatre intervalles pour chaque variable ont été utilisés<sup>1</sup>. Les intervalles sont donc  $[0, 0.6]$ ,  $[0.6, 1.2]$ ,  $[1.2, 1.8]$ ,  $[1.8, 8]$   $\text{GeV}/c$  pour l'impulsion transverse, et  $[2, 3]$ ,  $[3, 3.5]$ ,  $[3.5, 4]$ ,  $[4, 4.6]$  pour la rapidité dans le laboratoire ( $y$ ). Or les collisions  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$  ont exploité des faisceaux de protons d'énergies différentes (respectivement 4 et 6.5 TeV), ayant donc des boosts différents, c'est-à-dire un décalage en terme de rapidité par rapport au centre de masse de 4.53 et 4.77 respectivement. Les intervalles en rapidité dans le centre de masse ( $y^*$ ) sont :  $[-2.53, -1.53]$ ,  $[-1.53, -1.03]$ ,  $[-1.03, -0.53]$ ,  $[-0.53, 0.07]$  pour les collisions  $p\text{He}$ , et  $[-2.77, -1.77]$ ,  $[-1.77, -1.27]$ ,  $[-1.27, -0.77]$ ,  $[-0.77, -0.17]$  pour les  $p\text{Ar}$  collisions.

Les deux lots de données ont été sélectionnés de manière similaire. Tout d'abord, une sélection a été appliquée afin de ne conserver que les évènements dont la topologie est compatible avec des collisions cible fixe, à savoir un vertex primaire dans la zone  $[-200, +200]$  mm autour du point de collisions standard  $pp$  ( $PV_z = 0 \text{ mm}$ ). Ainsi la reconstruc-

1. À noter qu'une importance particulière a été donnée afin que les intervalles soient autant que possible équipéplés.

TABLE 3.2 – Sélection des candidats  $D^0$  : des critères du système de déclenchement à la sélection finale. Les rares différences entre les lots de données  $pAr$  et  $pHe$  sont indiquées entre parenthèses. IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire.

Trigger ou système de déclenchement	
L0SPD	SPD multiplicité $> 0$
Hlt1SMOGKPi	$K^\mp, \pi^\pm$ : track $\chi^2/ndof < 4$ , $p > 3000$ MeV/c, $p_T > 500$ , 400 MeV/c ( $pAr$ , $pHe$ ) $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ : distance d'approche minimale $< 1$ mm, vertex $\chi^2/ndof < 25$ masse invariante $\in [1714.8, 2014.8]$ MeV/c <sup>2</sup>
Hlt2D02KPi	$K^\mp, \pi^\pm$ : track $\chi^2/ndof < 3$ , $p > 2000$ MeV/c, $p_T > 250$ MeV/c $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ : distance d'approche minimale $< 0.1$ mm, vertex $\chi^2/ndof < 10$ masse invariante $\in [1784, 1944]$ MeV/c <sup>2</sup>
Stripping ou présélection	
$K^\mp$	$p > 3000$ MeV/c, $p_T > 250$ MeV/c, $PID_K > 5$ , IPCHI2 $> 4$
$\pi^\pm$	$p > 3000$ MeV/c, $p_T > 250$ MeV/c, $PID_K < 5$ , IPCHI2 $> 4$
$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$	distance d'approche minimale $< 0.5$ mm, vertex $\chi^2/ndof < 10$ , au moins une fille avec $p_T > 500$ MeV/c, angle entre l'impulsion du $D^0$ et la direction de vol $< 35$ mrad IPCHI2 $> 9$ ou temps de vie du candidat $> 0.1$ ps masse invariante $\in [1764.8, 2064.8]$ MeV/c <sup>2</sup>
Sélection finale	
Évènement	$\geq 1$ vertex primaire, $\leq 5$ PUHits, $\leq 5$ backtracks
$K^\mp$	$PID_K > 5$ , IPCHI2 $> 4$ , $p_T > 400$ MeV/c, $\eta \in [1.9, 4.6]$
$\pi^\pm$	$PID_K < 0$ , IPCHI2 $> 4$ , $p_T > 400$ MeV/c, $\eta \in [1.9, 4.6]$
$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$	vertex $\chi^2/ndof < 16$ , IPCHI2 $< 6$ , $\tau > 0.5$ ps cosinus de l'angle entre l'impulsion du $D^0$ et sa direction de vol $> 0.9999$ masse invariante $\in [1747, 2003]$ MeV/c <sup>2</sup> , $y \in [2, 4.6]$ , $p_T < 8$ GeV/c

tion et l'analyse de ces collisions bénéficient des excellentes performances du détecteur LHCb ainsi que des échantillons de calibration ( $pp$ ) permettant de calculer certaines efficacités. Comme indiqué précédemment, la suppression des collisions  $pp$  résiduelles, suite à un potentiel déphasage des protons initialement destinés à réaliser des collisions  $pp$ , est assurée en requérant moins de 6 hits dans les stations de Pile Up, situées entre -400 et -200 mm, ainsi que moins de 6 traces arrières. Ces coupures sont issues de la note interne concernant la qualité des données SMOG [55].

Ensuite les candidats ont été sélectionnés suivant la stratégie usuelle : lignes du système de déclenchement dédiées, lignes de la présélection dédiées puis sélection finale. Les critères de sélection sont présentés dans les tables 3.1 et 3.2 pour les mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  respectivement. Concernant la sélection des candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , le système de déclenchement de niveau 0 requiert l'identification d'au moins un muon, tandis que les niveaux 1 et 2 imposent que deux muons soient bien reconstruits avec une masse invariante  $m_{\mu^+ \mu^-}$  supérieure à 2700 MeV/c<sup>2</sup>. Les évènements doivent contenir au moins un vertex primaire reconstruit à partir d'au moins 4 traces dans le détecteur de vertex. Les candidats  $J/\psi$  sont reconstruits à partir de deux muons de charge opposée formant un vertex de bonne qualité. Les muons doivent être bien identifiés, avoir une impulsion transverse supérieure à 500 MeV/c, et provenir du vertex primaire afin de supprimer une potentielle contamination des désintégrations de hadrons  $B$ . Quant à la sélection des

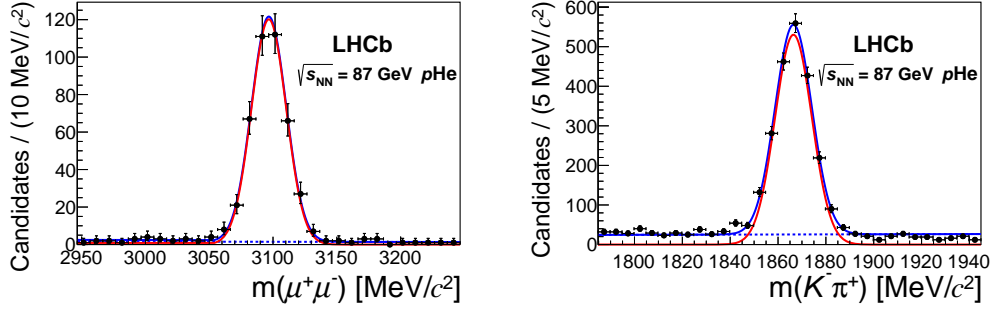


FIGURE 3.1 – Distributions des masses invariantes de  $\mu^+\mu^-$  (gauche) et  $K^\mp\pi^\pm$  (droite) dans les données  $p\text{He}$  à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 87$  GeV, avec leur ajustement non-binné superposé. La ligne bleue en pointillé décrit le bruit de fond combinatoire tandis que la ligne rouge correspond à la description du signal et que la ligne bleue continue est la somme des deux contributions.

candidats  $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$ , elle est basée sur une activité minimale dans le détecteur SPD au niveau 0 du système de déclenchement. Les niveaux 1 et 2 requièrent de reconstruire le vertex de désintégration d'un candidat  $D^0$  à partir de traces bien identifiées, à savoir un pion et un kaon ayant chacun une impulsion transverse supérieure à 250 MeV/c et une masse invariante dans l'intervalle [1784, 1944] MeV/c<sup>2</sup>. La sélection finale des candidats  $D^0$  est basée sur la reconstruction d'un kaon et d'un pion, tout deux de bonne qualité, et formant un vertex lui aussi de bonne qualité et déplacé par rapport au vertex primaire associé (défini par le plus petit paramètre d'impact du  $D^0$ ). De forts critères d'identification sont imposés sur le kaon et le pion. De plus, le candidat  $D^0$  doit avoir un temps propre de désintégration supérieur à 0.5 ps.

La quantité de signal est ensuite extraite via des ajustements non binnés sur la masse invariante des candidats dans chacun de ses bins. Les bruits de fond sont décrits par une fonction exponentielle décroissante tandis que les signaux ont été modélisés par une fonction gaussienne pour les candidats  $D^0$  et une fonction "Crystal ball" pour les candidats  $J/\psi$  afin d'améliorer la prise en compte des radiations. Les ajustements sur l'intégralité des données sont présentés sur les figures 3.1 et 3.2 pour les collisions  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$  respectivement<sup>2</sup>. On notera que ces ajustements ne sont pas utilisés pour la détermination des sections efficaces différentielles, ils n'ont ici qu'un but illustratif. Après avoir extrait les quantités de signal dans chaque intervalle de rapidité et d'impulsion transverse, il faut les corriger des différents biais introduits par le détecteur afin d'évaluer les sections efficaces, suivant la formule :

$$\sigma_{J/\psi, D^0} = \frac{N_{J/\psi, D^0}}{\mathcal{L} \times \varepsilon_{J/\psi, D^0}^{\text{acc}} \varepsilon_{J/\psi, D^0}} \quad (3.1)$$

avec  $\mathcal{L}$  la luminosité,  $\varepsilon_{\text{acc}}$  l'acceptance géométrique du détecteur LHCb et  $\varepsilon$  l'efficacité totale incluant les efficacités du système de déclenchement, de sélection des évènements, de reconstruction du vertex primaire, de reconstruction des candidats et de l'identification des particules.

Pour déterminer les efficacités, des simulations Monte-Carlo sont utilisées. Ces simulations reproduisent le signal, généré via le logiciel PYTHIA [57] lequel est ensuite inclus

2. Pour l'ajustement sur l'intégralité des données, la description du signal  $D^0$  nécessite d'être modélisée par la somme de deux fonctions gaussiennes.

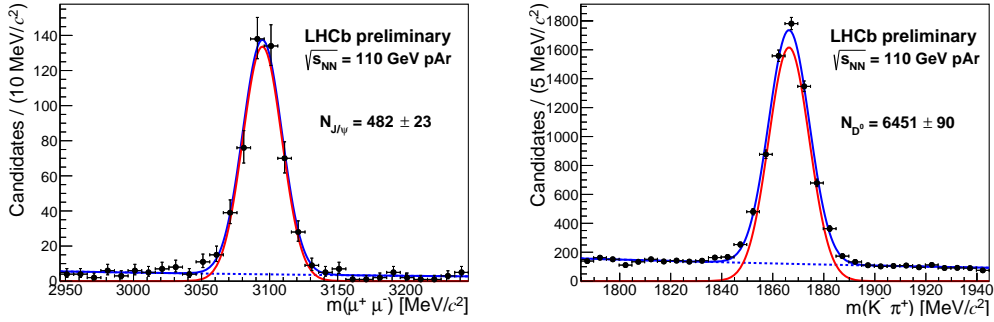


FIGURE 3.2 – Distributions des masses invariantes de  $\mu^+\mu^-$  (gauche) et  $K^\mp\pi^\pm$  (droite) dans les données  $p\text{Ar}$  à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 110$  GeV, avec leur ajustement non-binné superposé. La ligne bleue en pointillé décrit le bruit de fond combinatoire tandis que la ligne rouge correspond à la description du signal et que la ligne bleue continue est la somme des deux contributions.

dans un évènement proton-noyau généré par le software EPOS [58]. Le détecteur LHCb et ses réponses (digitisation, système de déclenchement) sont simulés via les logiciels Géant4 [59], BOOLE et MOORE. Ces simulations, bien qu'optimisées, ne reproduisent pas de manière satisfaisante la multiplicité des particules, la restructibilité des traces ainsi que les variables reliées aux détecteurs à effet Tcherenkov (variables dites de PID). Il a été vérifié que les distributions des variables cinématiques des candidats étaient compatibles entre les simulations et les données une fois le bruit de fond soustrait (en utilisant la technique des Sweights). Par conséquent, les simulations doivent être repondérées afin de reproduire la multiplicité observée dans les données et d'évaluer aussi correctement que possible les efficacités.

Les simulations mêlant deux générateurs (EPOS et PYTHIA), il est important que la repondération d'une variable n'introduise pas de biais parmi les variables générées par l'autre générateur. Ainsi, il a été choisi de repondérer la multiplicité en utilisant une variable de premier niveau, c'est-à-dire au niveau des hits dans le détecteur, et non une variable résultant d'un algorithme complexe. Les simulations ont donc été repondérées en utilisant le nombre de hits dans le détecteur SPD. Les distributions cinématiques et de multiplicité entre les simulations et les données après soustraction du bruit de fond sont dorénavant compatibles. Les simulations ont donc pu être utilisées pour quantifier l'impact de l'acceptance géométrique et les efficacités du système de déclenchement, de sélection des évènements, de reconstruction du vertex primaire, de reconstruction des candidats et de l'identification des particules. La détermination des efficacités d'identification des particules ainsi que de reconstruction des traces est obtenue à partir d'échantillon de contrôle issus des données  $pp$  en mode collisionneur en complément des simulations Monte-Carlo<sup>3</sup>. De manière similaire à l'extraction du signal, les efficacités ont toutes été calculées pour chaque intervalle en rapidité et impulsion transverse. A titre indicatif, les produits de l'efficacité totale et de l'acceptance géométrique pour une rapidité dans le laboratoire dans l'intervalle  $[2, 4.6]$  sont de l'ordre de 30% pour  $J/\psi$  dans  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$ , 2.4% pour  $D^0$  dans  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$ .

Différentes sources d'incertitudes systématiques ont été étudiées, affectant la déter-

3. Ces méthodes dites "data-driven" ont été développées pour les collisions  $pp$  du fait de la grande statistique disponible. Des sous-échantillons décrivant adéquatement la multiplicité observée dans les collisions  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$  ont été utilisés pour cette analyse.



TABLE 3.3 – Incertitudes statistiques et systématiques affectant les mesures de production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  en %. Les incertitudes systématiques corrélées entre bins affectent toutes les mesures de manière équivalente. Les intervalles indiquent les valeurs minimale et maximale au sein des bins en  $y$  et  $p_T$ .

Source		$J/\psi$	$D^0$
<b>Corrélées entre bins</b>			
Efficacité de sélection du signal	$pAr$	1.4%	1.4%
	$pHe$	1.1%	1.1%
Efficacité de reconstruction	$pAr$	1.9%	3.5%
	$pHe$	1.1%	3.2%
Efficacité d'identification des particules	$pAr$	(1.8 – 1.9)%	(4.3 – 5.4)%
	$pHe$	(0.9 – 1.0)%	(1.1 – 2.6)%
<b>Non-corrélées entre bins</b>			
Détermination du signal	$pAr$	(0 – 0.9)%	(1.6 – 2.6)%
	$pHe$	(0 – 0.9)%	(1.6 – 2.5)%
Efficacité de reconstruction	$pAr$	(0.1 – 1.9)%	(0.2 – 2.6)%
	$pHe$	(0.2 – 1.8)%	(0.3 – 2.7)%
Échantillons de simulation	$pAr$	(1.8 – 2.0)%	(2.4 – 2.5)%
	$pHe$	(1.7 – 3.4)%	(2.5 – 2.8)%
Efficacité d'identification des particules	$pAr$	(0 – 1.9)%	(0 – 5.6)%
	$pHe$	(0 – 0.8)%	(0 – 3.7)%
Incertitudes statistiques	$pAr$	(7.8 – 12.7)%	(2.8 – 5.8)%
	$pHe$	(7.9 – 11.3)%	(4.2 – 10.1)%

mination de la quantité de signal ou la mesure des efficacités. Les différentes incertitudes sont répertoriées dans la Table 3.3. Une incertitude systématique englobe les potentiels biais liés à l'extraction du signal. Plus précisément, cette incertitude prend en compte la contamination maximale provenant des collisions  $pp$  résiduelles ainsi qu'une potentielle contribution des désintégrations des hadrons  $B$  produits dans les collisions  $pHe$  et  $pAr$ . Cette dernière, déterminée à partir d'un ajustement sur la distribution du paramètre d'impact des candidates  $D^0$  par rapport au vertex primaire, est évaluée à  $(0.9^{+1.6}_{-0.9})\%$ . L'incertitude liée à l'extraction du signal considère aussi la modélisation du signal et du bruit de fond dans l'ajustement sur la masse invariante, en utilisant différents modèles alternatifs décrivant de manière satisfaisante les données.

Une autre source d'incertitude est liée à la précision des simulations Monte-Carlo permettant de calculer les efficacités et l'acceptance. L'incertitude systématique reliée aux simulations tient compte de l'incertitude statistique due à la dimension finie des simulations ainsi que des différences résiduelles entre les distributions des données et des simulations concernant l'impulsion transverse et la rapidité des candidats. Cette incertitude systématique est calculée pour chaque intervalle. Les incertitudes liées à l'identification des particules ainsi qu'à l'efficacité de reconstruction sont principalement dues à la différence en termes de multiplicité entre les données  $pHe$  ou  $pAr$  avec les échantillons de contrôle  $pp$  utilisés.

Les sections efficaces de production de mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  peuvent donc être évaluées pour les collisions  $pHe$ . La luminosité, déterminée en utilisant la section efficace

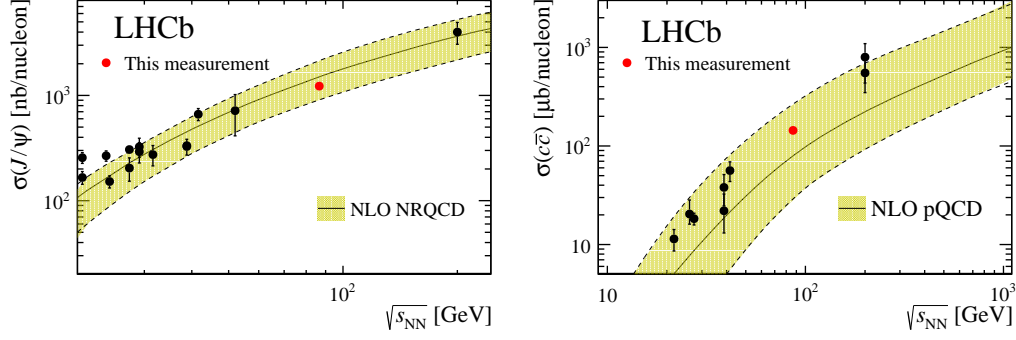


FIGURE 3.3 – À gauche : mesures de la section efficace totale de la production des mésons  $J/\psi$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les données expérimentales, représentées par des points noirs, sont issues de Ref. [60]. La bande jaune correspond à un ajustement basé sur les calculs NRQCD (NLO) [60]. À droite : mesures de la section efficace totale de production de  $c\bar{c}$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les données expérimentales correspondent aux points noirs issus de Ref. [61] tandis que la bande jaune décrit les calculs de pQCD NLO [62]. Les points rouges sur chaque figure correspondent aux extrapolations  $4\pi$  des mesures de sections efficaces de  $J/\psi$  (à gauche) et  $c\bar{c}$  obtenue après extrapolation des résultats  $D^0$  (à droite) effectuées avec les données  $p$ He présentement discutées.

d'électrons diffusés élastiquement par interaction des protons sur les atomes d'hélium [53] dans l'intervalle  $[-200, +200]$  mm est  $\mathcal{L} = 7.58 \pm 0.47 \text{ nb}^{-1}$ . Les sections efficaces par nucléon, pour les  $J/\psi$  et  $D^0$  produits dans l'intervalle en rapidité  $[2, 4.6]$ , après prise en compte des rapports de branchement  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$  (incluant les mésons  $\bar{D}^0$ ) sont :

$$\sigma_{J/\psi} = 652 \pm 33(\text{stat}) \pm 42(\text{syst}) \text{ nb/nucléon}, \quad (3.2)$$

$$\sigma_{D^0} = 80.8 \pm 2.4(\text{stat}) \pm 6.3(\text{syst}) \mu\text{b/nucléon}. \quad (3.3)$$

Afin de comparer ces mesures avec d'autres résultats expérimentaux obtenus à différentes énergies, ces sections efficaces doivent être extrapolées de la région  $[-2.53, 0.07]$  en terme de rapidité dans le centre de masse à l'intégralité de l'espace des phases. Pour cela, le facteur d'extrapolation  $2f$  est déterminée à partir de Pythia 8 [57] avec un réglage spécifique à l'expérience LHCb et le set CT09MCS PDF [63], en considérant une symétrie arrière/avant en terme de rapidité dans le centre de masse. Le facteur  $f$  est donc évalué à  $f = 0.940$  et  $0.965$  pour les mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  respectivement. Les sections efficaces extrapolées à tout l'espace des phases sont donc

$$\sigma_{J/\psi} = 1225.6 \pm 100.7 \text{ nb/nucléon}, \quad (3.4)$$

$$\sigma_{D^0} = 156.0 \pm 13.1 \mu\text{b/nucléon}, \quad (3.5)$$

où les incertitudes statistiques et systématiques ont été additionnées quadratiquement. Aucune incertitude systématique liée à l'extrapolation n'a été ajoutée. En complément, la section efficace de production des paires  $c\bar{c}$  a été extrapolée à partir de la mesure de  $D^0$ . En effet, en considérant le facteur de fragmentation global  $f(c \rightarrow D^0) = 0.542 \pm 0.024$  [64], la section efficace peut être calculée avec la formule

$$\sigma_{c\bar{c}} = \frac{\sigma_{D^0}}{2 \times f(c \rightarrow D^0)} = 144 \pm 12 \pm 4 \mu\text{b/nucléon}. \quad (3.6)$$

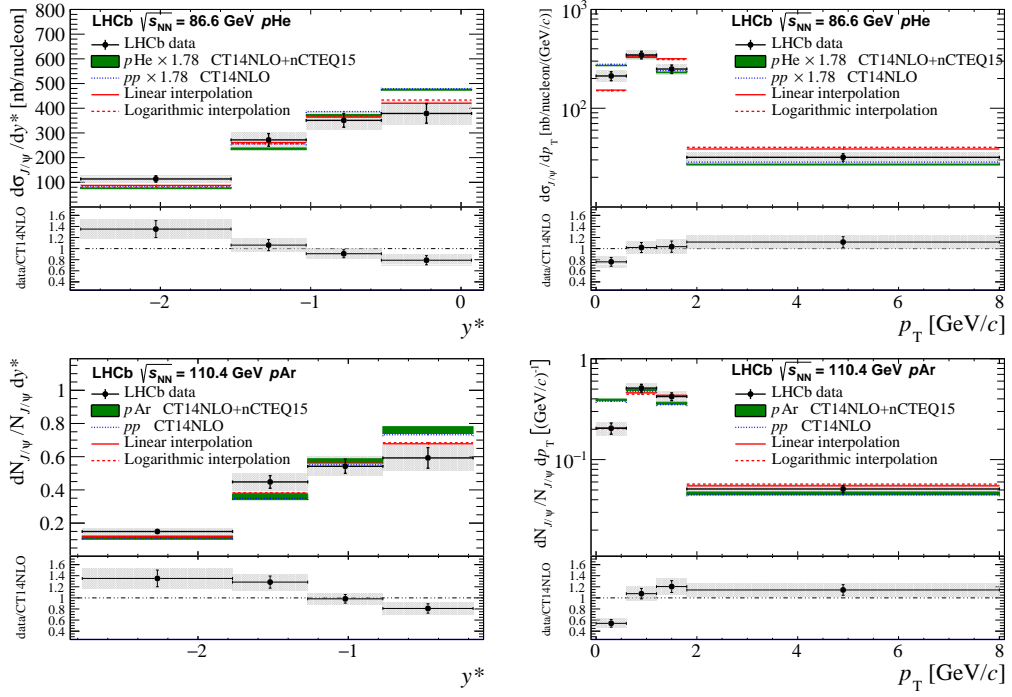


FIGURE 3.4 – Sections efficaces différentielles mesurées dans les collisions  $p\text{He}$  (haut) et taux normalisés mesurés dans les collisions  $p\text{Ar}$  (bas) de la production de mésons  $J/\psi$  en fonction de sa rapidité dans le centre de masse (gauche) et de son impulsion transverse (droite). Les points indiquent le centre des bins, tandis que les barres noires verticales correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées. Les incertitudes systématiques corrélées sont représentées par les boîtes grises. Les prédictions théoriques sont décrites dans le texte. Sous chaque figure sont présentés les rapports entre les données et les prédictions HELAC-ONIA  $pp$ .

La dernière incertitude est due à la précision sur la mesure du facteur de fragmentation. On notera toutefois qu'au moment de cette étude, ce facteur de fragmentation était principalement issu de mesures de hadrons charmés produits dans des collisions  $e^+e^-$ . Or, comme discuté dans le premier chapitre de cette habilitation, de récentes mesures mettent en évidence la non-universalité de ce facteur de fragmentation. Les mesures de section efficace  $c\bar{c}$  devront dorénavant correspondre à la somme des sections efficaces des différents hadrons charmés, et non à une extrapolation.

Les sections efficaces extrapolées à tout l'espace des phases sont présentées et comparées à des mesures expérimentales effectuées à différentes énergies au centre de masse dans les figures 3.3. La section efficace de production des mésons  $J/\psi$  est comparée à un ajustement basé sur les calculs de NRQCD NLO[60], alors que la production  $c\bar{c}$  est comparée à des calculs de pQCD NLO[62]. Quant aux sections efficaces différentielles mesurées dans les collisions  $p\text{He}$  et les taux différentiels mesurés dans les collisions  $p\text{Ar}$ , ils sont présentés sur les figures 3.4 et 3.5 respectivement pour les mésons  $J/\psi$  et  $D^0$ . Les mesures différentielles de la production des  $J/\psi$  sont comparées avec les prédictions d'HELAC-ONIA [65, 66, 67] pour des collisions  $pp$ , ainsi que pour les collisions  $p\text{He}$ . Les prédictions sous-estiment la section efficace totale. Il a donc été choisi d'appliquer un facteur global de 1.78 sur la figure 3.4 afin de comparer directement les tendances. Les données sont aussi comparées avec des paramétrisations phénoménologiques [68, 69], interpolées à  $\sqrt{s_{NN}} = 87.7$  GeV. Les lignes solides et en pointillés correspon-

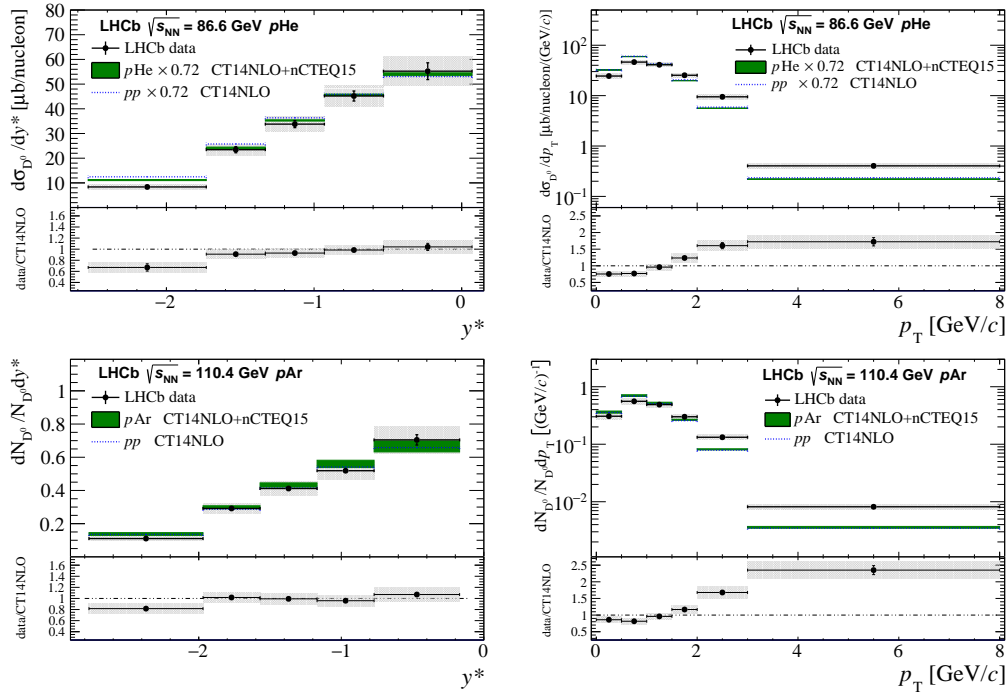


FIGURE 3.5 – Sections efficaces différentielles mesurées dans les données  $pHe$  (haut) et taux normalisés mesurés dans les données  $pAr$  (bas) de la production de  $D^0$  en fonction de sa rapidité dans le centre de masse (gauche) et de son impulsion transverse (droite). Les points indiquent le centre des bins, tandis que les barres noires verticales correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées. Les incertitudes systématiques corrélées sont représentées par les boîtes grises. Les prédictions théoriques sont décrites dans le texte. Sous chaque figure sont présentés les rapports entre les données et les prédictions HELAC-ONIA  $pp$ .

tivement à des interpolations linéaire et logarithmique entre les résultats de l'expérience E789 à  $\sqrt{s_{NN}} = 38.7$  GeV [70] et HERA-B à  $\sqrt{s_{NN}} = 41.5$  GeV [71] avec les résultats de l'expérience PHENIX à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [72]. Quant aux mesures de sections efficaces des mésons  $D^0$ , elles sont aussi comparées à HELAC-ONIA, dont les valeurs ont été multipliées par un facteur 0.72 afin de comparer directement les tendances en  $y^*$  et  $p_T$ . Toutes ces comparaisons souffrent de la faible statistique des collisions  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$ , mais aussi d'un manque de prédictions théoriques à ces énergies.

### 3.3 Conclusions

Ces premières mesures de sections efficaces de hadrons charmés ont validé la faisabilité d'un programme de physique de saveurs lourdes avec la configuration cible fixe de l'expérience LHCb. En plus d'améliorer significativement la mesure de la luminosité au LHC, cette configuration bénéficie des excellentes performances du détecteur LHCb, autant au niveau signal sur bruit de fond qu'au niveau des résolutions. Les résultats  $p\text{Ar}$  ont été présentés pour la première fois à la conférence Quark Matter 2017, et les résultats  $p\text{He}$  à Quark Matter 2018.

Cependant, ces premiers résultats ont mis en évidence la nécessité de plus longues prises de données afin d'étudier plus précisément les hadrons charmés et les charmonia mais aussi d'avoir accès aux états plus rares tels les mésons  $\psi(2S)$ ,  $\chi_c(1P)$  ainsi qu'aux baryons charmés. Il est aussi apparu évident qu'un réel programme de prises de données était requis afin d'effectuer des mesures dans des systèmes proton-noyau différents mais avec des énergies identiques afin de quantifier les effets nucléaires froids et éventuels effets chauds.

# Chapitre 4

## Production du charme dans les collisions $p\text{Ne}$ à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5 \text{ GeV}$

Fort du succès des runs  $p\text{Ar}$  (2015) et  $p\text{He}$  (2016), la collaboration LHCb a décidé de collecter en 2017 un long run SMOG durant la prise de données  $pp$  dite de référence pour les collisions PbPb. En effet, les collisions PbPb ayant une énergie dans le centre de masse de 5 TeV, il est important d'avoir pour référence des collisions  $pp$  à la même énergie. Typiquement, au LHC, la semaine avant la circulation des faisceaux plomb est dédiée à cette référence. Le LLR a donc proposé d'injecter du néon afin de pouvoir étudier la production du charme dans un nouveau système de collisions à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5 \text{ GeV}$  mais aussi d'obtenir une référence pour la prise de données PbNe envisagée pour 2018.

La prise de données  $p\text{Ne}$  est à ce jour la plus longue prise de données proton-noyau en configuration cible fixe. Pour la première fois, des faisceaux de protons de haute intensité ont été utilisés pour une prise de données SMOG. Cependant, ce bénéfice a été contrebalancé par une pollution importante provenant des collisions  $pp$  à 5 TeV. Malgré cela, ce lot de données a permis l'étude de la production de charme via l'analyse des mésons  $D^0$ ,  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$ , initiant un programme de physique dédié à l'étude de l'hadronisation en configuration cible fixe mais aussi en établissant la référence nécessaire à l'étude des collisions PbNe de 2018.

Plus précisément, la production des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  (respectivement  $c\bar{u}$  et  $\bar{c}u$ ), reposant sur les aspects non-perturbatifs de la Chromodynamique Quantique (QCD), a été étudiée à travers la mesure de sa section efficace mais aussi via la mesure de l'asymétrie  $(D^0 - \bar{D}^0)/(D^0 + \bar{D}^0)$ . Ces mesures permettent de sonder le contenu du nucléon, incluant notamment la présence de charme intrinsèque comme introduit dans le premier chapitre de cette habilitation. Ces mesures ont été publiées dans [?].

En plus d'être intrinsèquement intéressante, la production de mésons  $D^0$  peut être utilisée comme référence représentant la production totale de paires  $c\bar{c}$ , comme indiqué dans le chapitre 1. Il est alors possible de caractériser la modification de la production des charmonia dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau par rapport à la production de  $D^0$ . La statistique cumulée durant cette prise de données est importante comparée aux échantillons SMOG précédents, mais pas suffisamment pour permettre l'étude précise des états liés  $\psi(2S)$  et  $\chi_c$ . Ainsi, l'étude de la production des charmonia dans ces collisions  $p\text{Ne}$  se concentre sur la production des mésons  $J/\psi$  et la mesure du ratio  $\psi(2S)/J/\psi$ , analyses publiées dans [2]. Dans la suite, les études de production des mésons  $D^0$ ,  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$  seront présentées.

## 4.1 La prise de données $p\text{Ne}$ de 2017

La prise de données  $p\text{Ne}$  exploite un faisceau de protons d'énergie 2.5 TeV, disposant en moyenne de 650 "non-colliding bunches" contenant de l'ordre de  $10^{11}$  protons par bunch. Ayant duré 170h, cette prise de données correspond à environ  $4.5 \times 10^{23}$  protons sur cible, soit la plus grande statistique en configuration cible fixe. Par ailleurs, du fait de l'énergie du faisceau, la rapidité dans le centre de masse est décalée de 4.29 unités. Afin d'éviter la région très proche du faisceau (à grande rapidité) et aussi dans un souci d'obtenir des résultats facilement comparables dans un futur proche, il a été choisi d'effectuer les études en fonction de la rapidité dans le centre de masse, donc  $y^*$  tel que  $y^* = y^{\text{lab}} - 4.29$ , et de limiter l'intervalle en rapidité à  $y^* \in [-2.29, 0]$ , ce qui correspond à  $y^{\text{lab}} \in [2, 4.29]$ .

Contrairement aux prises de données  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$ , la configuration des faisceaux du LHC n'était pas optimale pour la prise de données  $p\text{Ne}$ . En effet, le nombre important de paquets de protons dans le second faisceau du LHC a significativement pollué les collisions  $p\text{Ne}$ , dû au déphasage des protons dans le faisceau 2 comme expliqué précédemment. Une étude dédiée [56] a mis en évidence que cette pollution, si non prise en compte, pouvait biaiser les mesures de section efficace jusqu'à 50%. Les recommandations de cette étude sont donc d'exclure la zone centrale où ces collisions résiduelles ont lieu, c'est-à-dire la zone  $[-100, +100]$  mm. De plus, l'analyse des collisions  $p\text{He}$  et  $p\text{Ar}$  nous a appris que la reconstruction des traces et vertex était dégradée pour un vertex issu de la zone  $[150, 200]$  mm. Ceci est logiquement dû au fait que lorsque les collisions proton-noyau ont lieu dans cette zone, les particules produites traversent peu de stations du VELO, réduisant drastiquement les efficacités liées aux traces. En conclusion, seules les collisions ayant lieu dans les zones  $[-200, -100]$  et  $[100, 150]$  mm seront considérées pour ces analyses.

## 4.2 La stratégie d'analyse

L'analyse de la production de charmonium et de hadrons charmés suit la stratégie standard : sélection des données, extraction du signal, détermination des corrections, mesures des sections efficaces et estimations des incertitudes systématiques. L'étude est effectuée en 2 dimensions, plus précisément dans des intervalles d'impulsion transverse  $p_T < 8 \text{ GeV}/c$  et en rapidité  $-2.29 < y^* < 0$  des candidats.

Les événements sont sélectionnés de manière similaire aux événements  $p\text{Ar}$  et  $p\text{He}$ . Au niveau 0 du système de déclenchement, au moins un muon doit être identifié. Au niveau logiciel, deux muons bien reconstruits formant une masse invariante  $m_{\mu^+\mu^-}$  supérieure à  $2700 \text{ MeV}/c^2$  sont requis. Concernant le stripping et la sélection finale, les événements doivent contenir un vertex primaire avec au moins 4 traces reconstruites dans le VELO. Les candidats  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$  sont formés à partir de deux muons de charge opposée, formant un vertex de bonne qualité. Les muons doivent être bien identifiés, avoir une impulsion transverse supérieure à  $500 \text{ MeV}/c$ , ainsi que provenir du vertex primaire afin de supprimer une potentielle contamination des désintégrations de hadrons  $B$ . Ces critères sont détaillés dans la Tab. 4.1.

Pour les candidats  $D^0$ , au niveau du système de déclenchement, il est requis qu'un minimum d'énergie de  $7.8 \text{ GeV}$  soit déposée dans le calorimètre pour le niveau 0, tandis que les niveaux logiciels imposent que des traces de kaon et pion bien identifiées, toutes deux d'impulsion transverse supérieure à  $250 \text{ MeV}/c$ , forment une masse invariante com-

TABLE 4.1 – Sélection des candidats  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$  : des critères du système de déclenchement (trigger) à la sélection finale pour l'analyse des données  $p\text{Ne}$ . IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire.

Trigger ou système de déclenchement	
L0Muon	$\mu^\pm : p_T > 500 \text{ MeV}/c$
HLT1DiMuonHighMass	$\mu^\pm : \text{IsMuon, track } \chi^2/\text{ndof} < 3, p > 3000 \text{ MeV}/c, p_T > 500 \text{ MeV}/c$ $J/\psi : m_{\mu^+\mu^-} > 2500 \text{ MeV}/c^2$
Stripping ou présélection	
$\mu^\pm$	track $\chi^2/\text{ndof} < 5, p_T > 500 \text{ MeV}/c$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	Distance d'approche minimale $< 2 \text{ mm}$ , vertex $\chi^2/\text{ndof} < 25$ $m_{\mu^+\mu^-} \in [2900, 4000] \text{ MeV}/c^2$
Sélection finale	
Évènement	$\geq 1$ vertex primaire, $\leq 5$ PUHits, $\leq 5$ backtracks
$\mu^\pm$	ProbNNmu $> 0.5, \eta \in [2, 4.5]$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 16, \text{IPCHI2} < 6$ $J/\psi : m_{\mu^+\mu^-} \in [2946, 3246] \text{ MeV}/c^2, y \in [2, 4.6], p_T < 8000 \text{ MeV}/c$
	$\psi(2S) : m_{\mu^+\mu^-} \in [3536, 3836] \text{ MeV}/c^2, y \in [2, 4.6], p_T < 8000 \text{ MeV}/c$

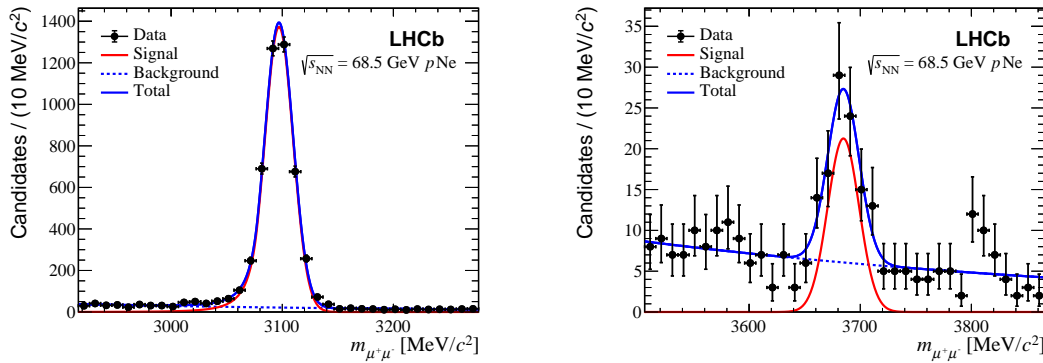


FIGURE 4.1 – Distributions des masses invariantes dimuons, avec à gauche les candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+$  et à droite les candidats  $\psi(2S) \rightarrow \mu^- \mu^+$ . Les ajustements avec les modèles de signal et de bruit de fond sont superposés aux données.

prise entre 1784 et 1944  $\text{MeV}/c^2$  ainsi qu'un vertex de bonne qualité. Pour le stripping et la sélection finale, les évènements doivent comporter au moins un vertex primaire utilisant au moins 4 traces reconstruites dans le VELO. Les pions et kaons, identifiés à partir de traces de bonne qualité, doivent provenir d'un vertex commun distant du vertex primaire, tandis que le candidat  $D^0$  doit avoir un faible paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. En complément, les candidats  $D^0$  doivent avoir un temps propre supérieur à 0.5 ps. Les détails de la sélection sont donnés dans la table 4.2.

La figure 4.1 présente les distributions de masses invariantes des états finaux dimuons donc des candidats  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$ . Les candidats sont identifiés via des ajustements non-binnés, où le signal est décrit par une fonction dite "Crystal ball" [73] tandis que le bruit de fond est modélisé par une fonction exponentielle décroissante. Il y a  $4542 \pm 71$  candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $76 \pm 12$  candidats  $\psi(2S) \rightarrow \mu^-\mu^+$ . Quant aux mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$ , les masses invariantes  $K^-\pi^+$  et  $K^+\pi^-$  sont présentées sur la figure 4.2, superposées avec les ajustements non-binnés permettant d'extraire les quantités de signal. Celui-ci est



TABLE 4.2 – Sélection des candidats  $D^0$  : des critères du système de déclenchement (trigger) à la sélection finale pour l'analyse des données  $p$ Ne. IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire.

Trigger	
L0SumEtBE	Energie dans le calorimètre $> 7.8 \text{ GeV}/c^2$
Hlt1SMOGKPi	$K^\mp, \pi^\pm$ : track $\chi^2/\text{ndof} < 4$ , $p > 3000 \text{ MeV}/c$ , $p_T > 400 \text{ MeV}/c$ $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ : distance d'approche minimale $< 1 \text{ mm}$ , vertex $\chi^2/\text{ndof} < 25$ masse invariante $\in [1714, 2014] \text{ MeV}/c^2$
Hlt2D02KPi	$K^\mp, \pi^\pm$ : $p > 2000 \text{ MeV}/c$ , $p_T > 250 \text{ MeV}/c$ $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ : vertex $\chi^2/\text{ndof} < 10$ masse invariante $\in [1784, 1944] \text{ MeV}/c^2$
Stripping	
$K^\mp$	$p > 3000 \text{ MeV}/c$ , $p_T > 250 \text{ MeV}/c$ , $\text{PID}_K > 5$ , $\text{IPCHI2} > 4$
$\pi^\pm$	$p > 3000 \text{ MeV}/c$ , $p_T > 250 \text{ MeV}/c$ , $\text{PID}_K < 5$ , $\text{IPCHI2} > 4$
$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$	distance d'approche minimale $< 0.5 \text{ mm}$ , vertex $\chi^2/\text{ndof} < 10$ , masse invariante $\in [1714, 2014] \text{ MeV}/c^2$
Sélection finale	
Évènement	$\geq 1$ vertex primaire, $\leq 5$ PUHits, $\leq 5$ backtracks
$K^\mp$	$\text{PID}_K > 5$ , $\text{IPCHI2} > 4$ , $p_T > 400 \text{ MeV}/c$ , $\eta \in [2, 4.5]$
$\pi^\pm$	$\text{PID}_K < 0$ , $\text{IPCHI2} > 4$ , $p_T > 400 \text{ MeV}/c$ , $\eta \in [2, 4.5]$
$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 16$ , $\text{IPCHI2} < 6$ , $\tau > 0.5 \text{ ps}$ masse invariante $\in [1747, 2003] \text{ MeV}/c^2$ , $y \in [2, 4.29]$ , $p_T < 8 \text{ GeV}/c$

décrit par la somme de deux fonctions gaussiennes alors que le bruit de fond est modélisé par une fonction exponentielle décroissante. Les quantités de signaux sont déterminées indépendamment dans les intervalles de  $p_T$  et  $y^*$ , dont les extrema sont respectivement  $(0, 0.5, 1, 1.5, 2, 3, 8 \text{ GeV}/c)$  pour  $p_T$  et  $(-2.29, -1.5, -1.0, -0.5, 0)$  pour  $y^*$ .

Ces quantités sont ensuite corrigées des efficacités totales, incluant l'acceptance géométrique du détecteur, les efficacités du système de déclenchement, de sélection, de reconstruction du vertex primaire et des traces ainsi que de l'efficacité d'identification des particules. Tout comme l'analyse des collisions  $p$ He et  $p$ Ar, les efficacités d'identification des particules [74] et de reconstruction sont obtenues en exploitant des échantillons de contrôle  $pp$  à 13 TeV. Toutes les autres efficacités sont déterminées en utilisant les simulations Monte-Carlo. Celles-ci sont générées suivant le modèle présenté dans le chapitre précédent, mais avec une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5 \text{ GeV}$ . Afin de reproduire la multiplicité observée dans les données, des poids sont assignés à chaque évènement. Ces poids sont déterminés en comparant les distributions de multiplicité des clusters du VELO dans les simulations et dans les données, après sélection totale en utilisant la technique des Sweights pour ne considérer que les candidats signaux dans les données. Ces poids ont été calculés indépendamment pour les évènements ayant un vertex primaire dans la zone  $[-200, -100] \text{ mm}$  et dans la zone  $[100, 150] \text{ mm}$ . Après pondération, les simulations reproduisent la multiplicité observée dans les données ainsi que les distributions de la position  $Z$  du vertex primaire. Les quantités de signal ont donc été corrigées des efficacités totales afin de mesurer les sections efficaces de production de  $J/\psi$ ,  $D^0$ , ainsi que le ratio  $\psi(2S) / J/\psi$ .

Ces mesures sont affectées par différentes incertitudes systématiques, liées soit à la

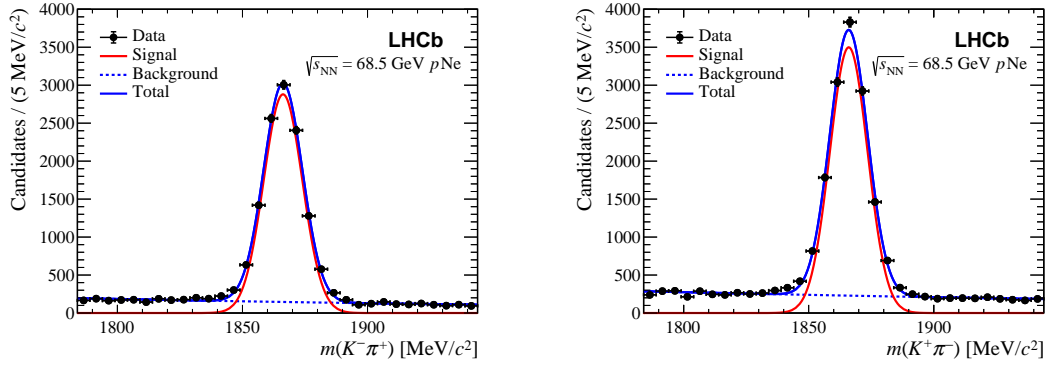


FIGURE 4.2 – Distributions des masses invariantes  $K^\mp\pi^\pm$ , avec à gauche les candidats  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  et à droite les candidats  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . Les ajustements avec les modèles de signal et de bruit de fond sont superposés aux données.

TABLE 4.3 – Incertitudes systématiques et statistiques affectant les mesures de sections efficaces des mésons  $J/\psi$  et du  $D^0$ . Les incertitudes systématiques corrélées affectent les mesures de la même manière. Les intervalles correspondent aux minimum et maximum des intervalles en  $y^*$  et  $p_T$ .

<b>Incertitudes systématiques</b>	$J/\psi$	$D^0$
<b>Non-corrélées entre les bins</b>		
Statistiques des simulations	[1.4, 7.0]%	[0.7, 8.0]%
Détermination du signal	[1.4, 11.0]%	[0.3, 5.6]%
<b>Corrélées entre les bins</b>		
Collisions proton-proton résiduelles	2.0%	2.0%
Contamination des hadrons $B$	négligeable	1.1%
Pureté du gaz (néon)	1.2%	1.2%
Efficacité de reconstruction	1.1%	3.0%
Efficacité de l'identification des particules	1.1%	3.6%
PV	3.9%	4.1%
Luminosité	6.5%	6.5%
<b>Incertitudes statistiques</b>	1.6%	0.6%

détermination de la quantité de signal, soit à l'évaluation des efficacités. Les incertitudes sont résumées dans la table 4.3 pour  $J/\psi$  et  $D^0$ , séparément pour les contributions corrélées et non-corrélées entre les intervalles de  $p_T$  et  $y^*$ . Deux incertitudes systématiques sont non-corrélées entre les bins. Il s'agit de l'incertitude provenant de la taille finie des simulations ainsi que celle liée à la détermination du signal à travers l'ajustement des modèles sur la masse invariante. Cette dernière est évaluée en utilisant des modèles alternatifs décrivant le signal et le bruit de fond, tels des fonctions gaussiennes et/ou "crystal ball" pour le signal et polynomiale pour le bruit de fond, reproduisant les données de manière satisfaisante. Parmi les incertitudes systématiques affectant les bins de manière équivalente, on note 2% reflétant la contamination maximale provenant des collisions résiduelles  $pp$ , déterminée en exploitant un échantillon de collisions  $pNe$  pures ainsi qu'un échantillon de collisions  $pp$  pures. L'effet résiduel de possibles désintégrations de hadrons  $b$  est étudié via la distribution de la qualité du paramètre d'impact des  $D^0$ . Cet effet est évalué à 1.1% pour  $D^0$  et négligeable pour les candidats  $J/\psi$ . L'incertitude systématique

associée à la pureté du gaz est aussi étudiée grâce à des données collectées en configuration de vide de type SMOG mais sans injection de gaz. Cette configuration permet d'évaluer la possible contamination issue de collisions entre le faisceau de protons et des atomes différents du néon, provenant du dégazage standard des matériaux. Au niveau du calcul des efficacités, puisque celles de reconstruction et d'identification des particules exploitent des données de calibration  $pp$ , il est important d'étudier les différences en termes de multiplicité entre les collisions  $p\text{Ne}$  et  $pp$ . Ces différences sont traduites en incertitudes systématiques, de l'ordre de 1.1% pour  $J/\psi$  et de 3-3.6% pour  $D^0$ . L'incertitude associée à la reconstruction du PV correspond à la variation des efficacités sur tout l'intervalle de  $PV_z$  ainsi qu'à la différence entre l'efficacité de reconstruction du PV évaluée avec la simulation Monte-Carlo et évaluée directement sur les données via l'exploitation de la désintégration  $\phi \rightarrow K^+K^-$ .

La luminosité intégrée, déterminée à partir de la diffusion élastique des électrons dans les interactions proton-néon, est évaluée à  $21.7 \pm 1.4 \text{ nb}^{-1}$  comme présentée dans la Réf. [53].

### 4.3 La production du $D^0$ : bien plus qu'une référence

Après avoir extrait les nombres de candidats dans chaque intervalle en 2 dimensions  $(y^*, p_T)$ , ces quantités sont corrigées de l'acceptance ( $\varepsilon_{D^0}^{acc}$ ) ainsi que de l'efficacité totale ( $\varepsilon_{D^0}$ ), et converties en section efficace de production des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  grâce à la mesure de la luminosité ( $\mathcal{L}_{p\text{Ne}}$ ) ainsi qu'en tenant compte des rapports de branchement  $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ , tel que

$$\sigma^{D^0} = \frac{N_{D^0}}{\mathcal{L}_{p\text{Ne}} \times \varepsilon_{D^0}^{acc} \times \varepsilon_{D^0} \times \mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)}. \quad (4.1)$$

#### 4.3.1 Section efficace des mésons $D^0$ et $\bar{D}^0$

La mesure de la section efficace de production des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  par nucléon cible, dans l'intervalle  $y^* \in [-2.29, 0]$ , est :

$$\sigma_{D^0}^{y^* \in [-2.29, 0]} = 48.2 \pm 0.3 \text{ (stat.)} \pm 4.5 \text{ (syst.)} \mu\text{b/nucléon.}$$

Cette section efficace est ensuite extrapolée à tout l'espace des phases en utilisant PYTHIA 8 [57] configuré pour l'expérience LHCb avec les fonctions de distributions partoniques CT09MCS [63], en supposant une symétrie avant/arrière dans la distribution en rapidité (les faibles asymétrie dues aux fonctions de distributions partoniques nucléaires, nPDFs, sont donc négligées). La section efficace de production des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  dans tout l'espace des phases est donc évaluée à

$$\sigma_{D^0}^{4\pi} = 97.6 \pm 0.7 \text{ (stat.)} \pm 9.1 \text{ (syst.)} \mu\text{b/nucléon,}$$

où la première incertitude est statistique et la seconde systématique.

Cette section efficace est aussi mesurée en fonction de la rapidité dans le centre de masse,  $y^*$ , et de l'impulsion transverse,  $p_T$ , comme indiqué sur la Fig. 4.3. Ces résultats sont comparés avec différents modèles. Plus précisément, les calculs FONLL du modèle de resommation (fixed-order plus next-to-leading-logarithms resummation model)[75, 76] ne

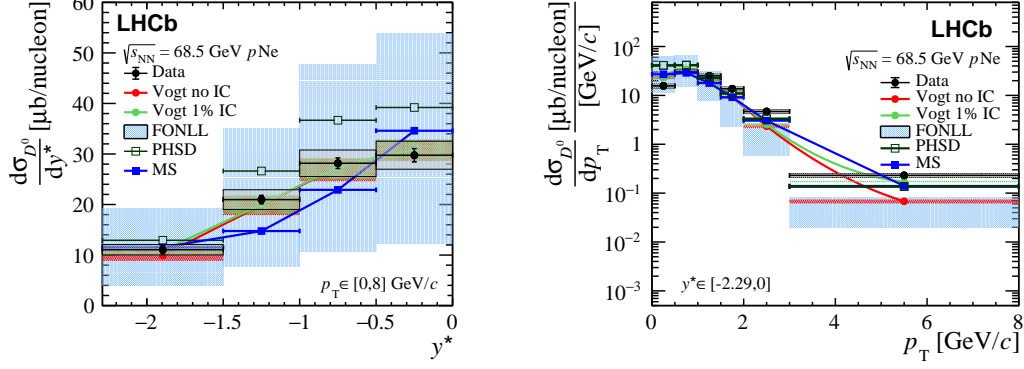


FIGURE 4.3 – Mesures des sections efficaces différentielles de production de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  dans les collisions  $p\text{Ne}$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV en fonction de  $y^*$  (gauche) et  $p_T$  (droite). Les barres correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées, tandis que les boîtes grises représentent les incertitudes corrélées systématiques. Les prédictions théoriques sont décrites dans le texte.

reproduisent pas de manière satisfaisante les résultats à haute impulsion transverse <sup>1</sup> alors qu'ils sont en accord avec la dépendance en rapidité. On notera que seules ces prédictions prennent en compte les incertitudes liées à l'échelle de factorisation et aux fonctions de distributions partoniques. Les résultats sont aussi comparés avec le modèle PHSD (Parton-Hadron-String Dynamics) où des tensions apparaissent à bas  $p_T$ . Les prédictions de Ramona Vogt [77], considérant les effets des nPDFs (shadowing dans le cas présent) et paramétrées en utilisant notamment les données de l'expérience SeaQuest, incluent la présence de 1% ou 0% de charme intrinsèque. Ces prédictions dont les variations sont représentées par les bandes, décrivent de manière satisfaisante les dépendances en  $p_T$  et  $y^*$ . Il en est de même des prédictions associées au modèle de Maciula et Szczurek (MS) [28] comportant une contribution du charme intrinsèque à hauteur de 1% et une contribution de la recombinaison à hauteur de 10%.

La Fig.4.3 tend donc à montrer que les modèles actuels de production de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  décrivent globalement bien les données. Des mesures plus précises notamment dans les intervalles moins peuplés tels  $p_T > 3$  GeV/c et  $y^* < -1.5$  sont nécessaires pour affiner les comparaisons avec les modèles théoriques.

### 4.3.2 L'asymétrie $D^0$ - $\bar{D}^0$

En complément de la mesure de la section efficace, une mesure de l'asymétrie entre la production de méson  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  et celle de son antiparticule,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , est effectuée. La stratégie d'analyse (sélection, calcul d'efficacité) est identique à celle présentée auparavant, mais effectuée indépendamment pour les mésons  $D^0$  et les mésons  $\bar{D}^0$ . L'asymétrie de production  $D^0 - \bar{D}^0$  est quantifiée de la manière suivante :

$$\mathcal{A}_{\text{prod}} = \frac{\sigma_{D^0} - \sigma_{\bar{D}^0}}{\sigma_{D^0} + \sigma_{\bar{D}^0}}, \quad (4.2)$$

où  $\sigma_{D^0}$  et  $\sigma_{\bar{D}^0}$  correspondent respectivement aux sections efficaces de  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  et  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ . Ce ratio bénéficie de l'annulation de plusieurs incertitudes systématiques dont celles liées à la luminosité, à la pureté du gaz ainsi qu'à l'identification

1. Les mesures de  $D^0$  effectuées par l'expérience STAR à  $\sqrt{s} = 200$  GeV dans les collisions  $pp$  à mi-rapidité ont montré un meilleur accord avec les prédictions FONLL à moyen et grand  $p_T$ .

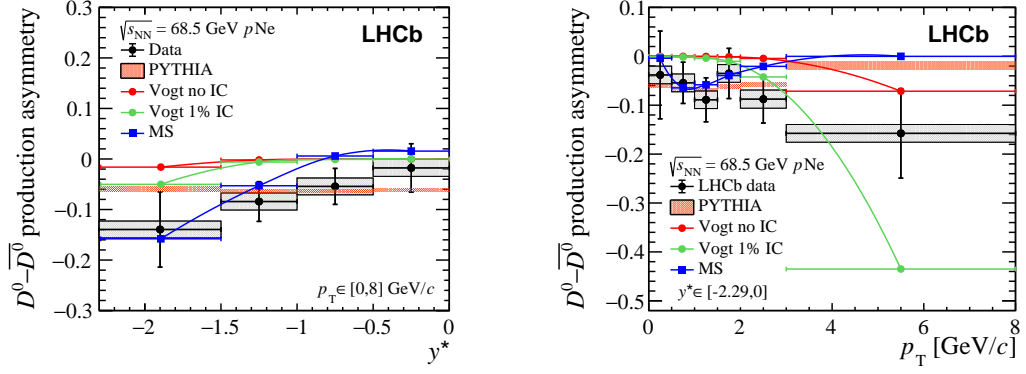


FIGURE 4.4 – L'asymétrie de production  $D^0 - \bar{D}^0$  mesurée dans les collisions  $p\text{Ne}$  à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV en fonction de la rapidité dans le centre de masse (gauche) et de l'impulsion transverse (droite). Les barres verticales correspondent aux sommes quadratiques des incertitudes statistiques et des systématiques non-corrélées, tandis que les boîtes grises représentent les incertitudes systématiques corrélées. Les prédictions théoriques sont décrites dans le texte.

des particules. D'autres s'annulent partiellement telles la taille des simulations et l'efficacité de reconstruction. Une incertitude systématique de 2.8% est conservée, englobant l'incertitude sur le budget matériel du détecteur.

La Fig. 4.4 présente l'asymétrie  $D^0 - \bar{D}^0$  en fonction de la rapidité dans le centre de masse et de l'impulsion transverse des candidats. Les grandes incertitudes statistiques affectant les mesures  $p\text{Ne}$  ne permettent que d'observer des tendances, et appellent à de plus grandes prises de données. Malgré cela, on observe une asymétrie négative, dont la magnitude augmente avec la valeur absolue de  $y^*$ . Plus précisément, l'asymétrie est proche de 0 pour  $y^* = 0$  puis avoisine  $-15\%$  pour  $y^* = -2.29$ . Ainsi, l'asymétrie est maximale dans la région où la contribution des quarks de valence des atomes de néon est plus importante comparée à la région à mi-rapacité ( $y^* \sim 0$ ). L'asymétrie, en valeur absolue, augmente aussi en fonction de l'impulsion transverse. Ces résultats sont comparés à diverses prédictions. PYTHIA 8 prédit une asymétrie d'environ  $-6\%$ , relativement indépendante de  $y^*$  et  $p_T$ , provenant vraisemblablement des modèles de fragmentation inclus dans PYTHIA [78]. Les prédictions de Ramona Vogt [79], dont les limites supérieures sont reportées sur la Fig.4.4 ne reproduisent pas parfaitement la magnitude de l'asymétrie observée, mais indiquent une tendance compatible avec celle des données, autant en fonction de  $y^*$  que  $p_T$ . Les prédictions de Maciula et Szczurek (MS) sont aussi globalement en accord avec les données, bien que présentant une différence significative avec les prédictions de Vogt à grande impulsion transverse. D'un point de vue qualitatif, l'asymétrie observée est compatible avec un surplus de quark  $u$  par rapport à l'antiquark  $\bar{u}$  dans la région de valence de la cible. Cette mesure, initialement proposée pour quantifier l'asymétrie du charme, rendrait finalement compte du phénomène de coalescence avec l'environnement de la paire  $c\bar{c}$ , et implicitement de l'asymétrie  $\bar{u}/u$  dans le nucléon, ouvrant le champ à une étude approfondie du phénomène de coalescence.

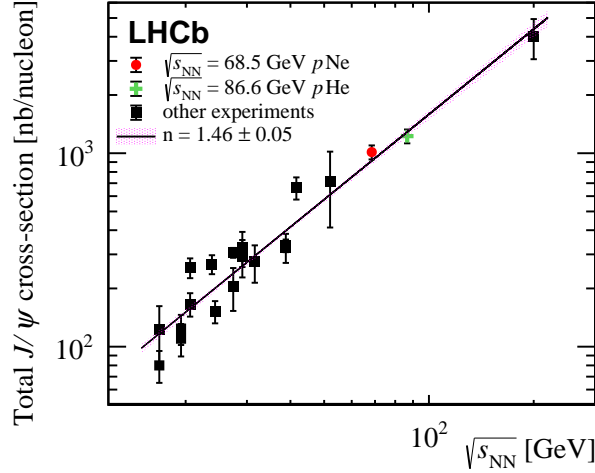


FIGURE 4.5 – Section efficace totale de la production du méson  $J/\psi$  par nucléon cible en fonction de l'énergie au centre de masse. Les données expérimentales, représentées par des points noirs, sont extraites de la Réf. [60]. Le point rouge correspond au résultat  $p$ Ne tandis que le point vert représente la mesure effectuée avec les collisions  $p$ He [1].

### 4.3.3 Conclusions sur l'étude de la production des mésons $D^0$

La mesure de la section efficace des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  est essentielle pour établir la référence nécessaire à l'étude de la suppression des charmonia dans les collisions SMOG, notamment en vue de l'analyse des collisions PbNe où la luminosité n'est à ce jour pas disponible. Cependant, la mesure de la production des mésons  $D^0$  s'avère être bien plus qu'une référence. En effet, l'asymétrie  $D^0$ - $\bar{D}^0$  dans l'intervalle  $y^* \in [-2.29, 0]$  permet de sonder les nucléons de la cible, avec notamment un accès à la région où les quarks de valence dominant. Cette mesure offre un accès privilégié au contenu en charme intrinsèque au sein du noyau. Ainsi, ces mesures ne sont qu'un avant-goût des multiples mesures de hadrons charmés possibles avec la grande statistique accessible grâce au dispositif SMOG2.

## 4.4 Étude de la production de charmonium

De manière similaire aux mésons  $D^0$ , la section efficace de production des mésons  $J/\psi$  est mesurée dans les collisions  $p$ Ne. En plus de mesurer les sections efficaces totale et différentielle, les rapports entre la production de mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  sont présentés. Ce lot de données SMOG étant statistiquement le plus important, la production du méson  $\psi(2S)$  a pu être étudiée pour la première fois à cette énergie.

### 4.4.1 Mesure de la production des mésons $J/\psi$

La section efficace de production des mésons  $J/\psi$  par nucléon cible et dans l'intervalle en rapidité  $[-2.29, 0]$  est mesurée en prenant en compte la moyenne mondiale du rapport de branchement des désintégrations  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [80], Cette section efficace est :

$$\sigma_{J/\psi}^{y^* \in [-2.29, 0]} = 506 \pm 8 \pm 46 \text{ nb/nucléon},$$

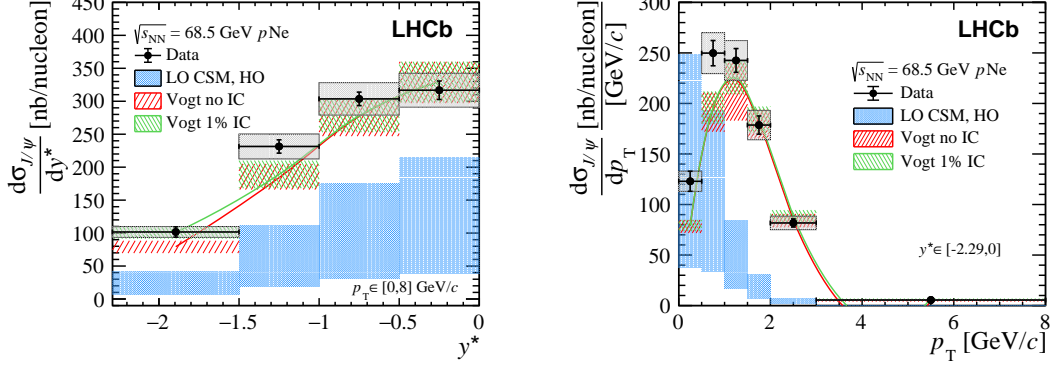


FIGURE 4.6 – Sections efficaces différentielles de la production des mésons  $J/\psi$  en fonction de  $y^*$  (à gauche) et  $p_T$  (à droite). Les barres verticales représentent les sommes quadratiques entre les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques non-corrélées, tandis que les incertitudes corrélées correspondent aux boîtes grises. Les prédictions utilisant les sets de PDFs CT14NLO et nCTEQ14 [65, 66, 67, 81] sont représentées par les aires bleues. Les prédictions de Vogt [77] correspondent aux boîtes vertes et rouges respectivement pour une contribution du charme intrinsèque à hauteur de 1% et de 0% (les lignes indiquent les valeurs centrales).

où la première incertitude est statistique tandis que la seconde est systématique. Cette section efficace est ensuite extrapolée à tout l'espace des phases en utilisant PYTHIA 8 avec le set de PDF CT09MCS [63], en supposant que la distribution en rapidité présente une symétrie avant-arrière. Aucune incertitude liée à l'extrapolation n'a été ajoutée. La section efficace totale de production du  $J/\psi$  dans tout l'espace de phases est alors :

$$\sigma_{J/\psi}^{4\pi} = 1013 \pm 16 \pm 92 \text{ nb/nucléon},$$

où la première incertitude est statistique alors que la seconde est systématique. Un panorama des mesures de sections efficaces des  $J/\psi$  effectuées à différentes énergies dans le centre de masse par des expériences diverses [60], incluant les deux mesures de  $J/\psi$  présentées dans cette habilitation, est présenté sur la Fig. 4.5. Les données sont compatibles avec une loi de puissance dépendant de l'énergie dans le centre de masse, c'est-à-dire par la fonction  $\sigma_{J/\psi} = C \times (\sqrt{s_{NN}})^n$ , avec  $n = 1.46 \pm 0.05$ , pour une énergie  $\sqrt{s_{NN}}$  entre  $\sim 20$  GeV et 200 GeV.

Les mesures de sections efficaces de production des mésons  $J/\psi$  sont aussi étudiées en fonction de la rapidité dans le centre de masse,  $y^*$ , et de l'impulsion transverse des candidats,  $p_T$ . Ces mesures différentielles présentées sur les Figures 4.6 sont comparées avec les prédictions du générateur HELAC-Onia (HO) [65, 66, 67], utilisant des calculs QCD du premier ordre (LO) avec le "Color Singlet Model" (CSM), ainsi que les sets CT14NLO et nCTEQ15 respectivement pour les PDF du proton et les PDF nucléaires [81]. La large bande bleue associée à ces prédictions correspond aux incertitudes obtenues en variant les échelles de renormalisation et factorisation entre 0.5 et 2. Les prédictions LO CSM sous-estiment clairement les sections efficaces mesurées. Les données sont mieux décrites par les prédictions de Ramona Vogt (Vogt) [77], basées sur le "Color Evaporation Model" dont les calculs ont été menés jusqu'au "Next-to-Leading Order" (NLO) pour les sections efficaces de saveurs lourdes, en considérant une contribution du charme intrinsèque de l'ordre de 1% ou 0% (IC) [79].

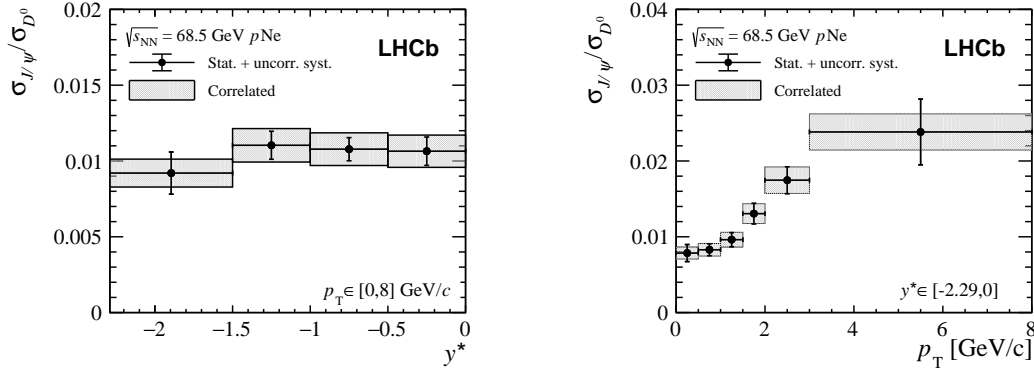


FIGURE 4.7 – Rapport entre les sections efficaces de production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  en fonction de  $y^*$  (à gauche) et  $p_T$  (à droite). Les barres verticales sont les sommes quadratiques entre les incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées, tandis que les boîtes grises représentent les incertitudes systématiques corrélées.

#### 4.4.2 Comparaison des productions des mésons $J/\psi$ et $D^0$

Afin de pouvoir étudier la production des mésons  $J/\psi$  entre les données proton-noyau et plomb-noyau de manière pertinente, il est important de se référer à un processus pas (ou du moins peu) affecté par la production du plasma de quarks et gluons. Les prises de données SMOG étant courtes et ne permettant donc pas de fournir des échantillons suffisamment grands pour effectuer avec une bonne précision les mesures des autres hadrons charmés, l'étude de la production des mésons  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  semble être un proxy raisonnable représentant la totalité des paires  $c\bar{c}$  produites.

Les mesures de sections efficaces de production du  $J/\psi$  et du  $D^0$  ayant été faites dans les mêmes conditions, leur rapport peut être directement calculé. Les incertitudes systématiques liées aux efficacités de PV et de reconstruction, ainsi qu'aux contaminations  $pp$  résiduelles, à la pureté du gaz, et à la détermination de la luminosité s'annulent dans ce ratio. Par conséquent, le rapport entre les sections efficaces de production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  est

$$\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{D^0}} = (1.06 \pm 0.02 \pm 0.09)\%,$$

où la première incertitude est statistique tandis que la seconde est systématique. Le ratio prend en compte les rapports de branchement[80] de  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Le rapport des sections efficaces  $J/\psi / D^0$  en fonction de  $y^*$  et  $p_T$  est montré sur les Fig. 4.7. Bien que ce rapport montre une forte corrélation avec l'impulsion transverse des candidats, aucune dépendance en fonction de la rapidité n'est observée. Ces mesures effectuées dans les collisions  $p$ Ne seront comparées à celles effectuées en PbNe dans le prochain chapitre.

#### 4.4.3 Rapport entre les productions de $\psi(2S)$ et $J/\psi$

En complément des mésons  $J/\psi$ , la production des  $\psi(2S)$  est aussi mesurée. Du fait de la statistique limitée des données  $p$ Ne, seule la production relative des mésons  $\psi(2S)$  par rapport aux  $J/\psi$  est étudiée. En effet, ce rapport présente l'avantage que la majorité des efficacités et incertitudes systématiques s'annulent. Les incertitudes systématiques résiduelles affectant ce résultat sont dues à la taille des simulations Monte-Carlo (0.01%), aux différences entre les efficacités totales des candidats  $J/\psi$  et  $\psi(2S)$  (0.09%), ainsi



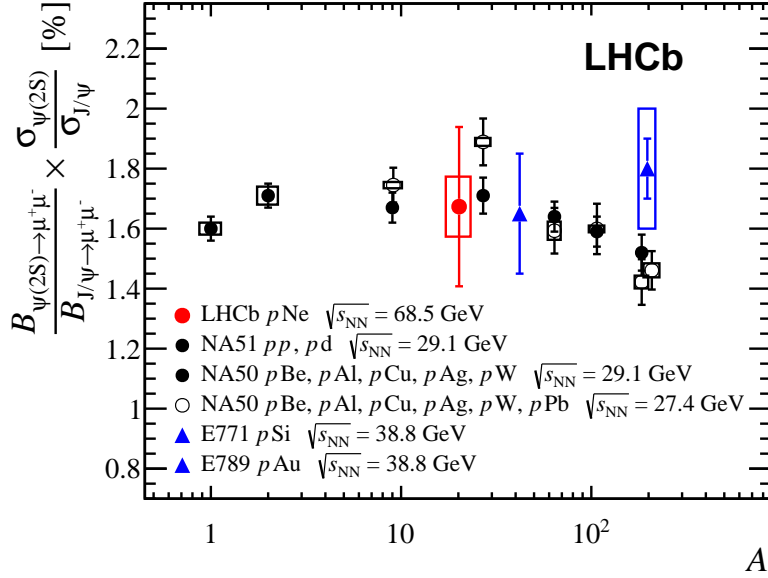


FIGURE 4.8 – Rapport des sections efficaces de production entre  $\psi(2S)$  et  $J/\psi$  en fonction du numéro atomique,  $A$ , des atomes de la cible. Le point rouge correspond au résultat  $p\text{Ne}$  à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV, la barre verticale représente l'incertitude statistique et la boîte l'incertitude systématique. Les autres points illustrent les résultats expérimentaux des précédentes expériences sur cible fixe à différentes énergies au centre de masse [82, 83, 84, 85, 70].

qu'à l'extraction du signal (0.05%). Le taux de production relatif entre les mésons  $\psi(2S)$  et  $J/\psi$  est

$$\frac{\mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}} \times \frac{\sigma_{\psi(2S)}}{\sigma_{J/\psi}} = (1.67 \pm 0.27 \pm 0.10)\%,$$

avec  $\mathcal{B}_{\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  et  $\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  les rapports de branchement des désintégrations des mésons  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  respectivement. La première incertitude est statistique, tandis que la seconde est systématique. La figure 4.8 présente une comparaison entre ce résultat et des mesures similaires effectuées à différentes énergies dans le centre de masse par d'autres expériences en fonction du nombre de masse atomique,  $A$ , de la cible [82, 83, 84, 85, 70]. La mesure effectuée avec les données  $p\text{Ne}$  est cohérente avec les autres mesures proton-noyaux ayant des valeurs de  $A$  similaires.

## 4.5 Conclusions

Les données  $p\text{Ne}$  acquises en 2017 ont démontré le fort potentiel de la configuration cible fixe de l'expérience LHCb. Non seulement l'énergie au centre de masse est idéale pour tester de manière non ambiguë le phénomène d'écrantage de couleur via la suppression séquentielle du charmonium, mais en plus cette configuration cible fixe ouvre de nombreux horizons. En effet, les trois unités de rapidité couvertes par l'expérience LHCb permettent notamment de sonder la région des quarks de valence des nucléons au sein de la cible. LHCb avec cette configuration a donc la possibilité de caractériser la production du charme via l'étude de la section efficace des mésons  $D^0$ , mais aussi leur asymétrie, investigant finement le contenu en quarks des nucléons incluant la présence de charme

intrinsèque. Des mesures complémentaires comprenant la production et l'asymétrie des autres hadrons charmés ( $D^+$ ,  $\Lambda_c^+$ ,  $D_s^+$ , ...) permettront aussi de tester l'universalité de l'hadronisation. Enfin, la mesure de la production du  $\psi(2S)$  dans les collisions  $p\text{Ne}$  n'est que la première étape vers le test complet de la suppression séquentielle des charmonia ( $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\chi_c$ ) avec les grands et variés lots de données cible fixe attendus avec le dispositif SMOG2.



# Chapitre 5

## Première analyse des collisions Pb-noyau avec la configuration cible fixe de LHCb

L'analyse de la production de charme au sein des collisions PbNe est au coeur de la thèse de Felipe Garcia [86]<sup>1</sup>. Il s'agit donc de résultats que j'ai co-supervisés ainsi que repris afin de les mener jusqu'à une publication [4]. F. Garcia a aussi développé un outil identifiant la centralité au sein des collisions PbPb en configuration collisionneur, mais aussi au sein des collisions PbNe en configuration cible fixe [87], élément indispensable à la conclusion de cette étude. La production de mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  dans les collisions PbNe a été étudiée en fonction de la centralité de la collision mais aussi comparée aux résultats obtenus pour les collisions  $p$ Ne à la même énergie. De ce fait, l'analyse a été effectuée dans les intervalles en rapidité dans le centre de masse et en impulsion transverse, choisis pour l'analyse des collisions  $p$ Ne, à savoir  $p_T \in [0, 8]$  GeV/ $c$  et  $y^* \in [-2.29, 0]$ .

### 5.1 La prise de données PbNe

Les données PbNe ont été collectées durant la dernière prise de données ions lourds du run 2 du LHC, donc en novembre 2018. Durant ce run ions lourds, les protons sont accélérés jusqu'à une énergie de 6.37 TeV, soit 2.51 TeV par nucléon au sein des noyaux de plomb ( $\times 82/208$ , le nombre de protons et nucléons du plomb étant respectivement 82 et 208). Ainsi, en mode cible fixe, l'énergie atteinte au centre de masse est  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV, énergie identique à celle des collisions  $p$ Ne.

Les collisions PbNe ont été collectées parallèlement aux collisions PbPb. Par conséquent, la configuration des faisceaux d'ions Plomb fut le résultat d'un compromis entre le nombre de collisions PbPb délivrées au point d'interaction de LHCb<sup>2</sup> et la quantité d'emplacements vides dans le second faisceau du LHC menant aux collisions Pb-SMOG. Le nombre de "non-colliding bunches" a donc varié entre 19 et 596 selon les faisceaux du LHC. Les données PbNe ayant été collectées durant 214h et le nombre d'ions Pb étant de l'ordre de  $10^7$  ions par paquet, cette prise de données correspond à environ  $5.10^{22}$  nucléons sur cible, c'est-à-dire une quantité suffisante de nucléons sur cible pour étudier la production du charme.

---

1. Il s'agit de la première thèse LHCb dédiée à la physique avec la cible fixe de LHCb

2. Le run PbPb de 2018 constitue à ce jour le plus grand lot de données PbPb.

Trigger ou système de déclenchement	
LOMuonBE	$\mu^\pm : p_T > 500 \text{ MeV}/c$
Hlt1SMOGDiMuonHighMass	$\mu^\pm : p_T > 400 \text{ MeV}/c, p > 3 \text{ GeV}/c$ track $\chi^2/\text{ndof} < 4$
Stripping ou présélection	
$\mu^\pm$	$p_T > 500 \text{ MeV}/c, \text{ track } \chi^2/\text{ndof} < 10$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 25$ $m_{\mu^-\mu^+} \in [2900, 4000] \cup [8000, \infty] \text{ MeV}/c^2$
Sélection finale	
$\mu^\pm$	$2 < \eta < 4.6, \text{ ProbNNmu} > 0.5$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 16, \text{ IPCHI2} < 6, y \in [2, 4.29]$

TABLE 5.1 – Sélection des candidats  $J/\psi$  : des critères du système de déclenchement (trigger) à la sélection finale pour l'analyse des données PbNe. IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire.

Comme pour les données précédentes, la pollution due aux collisions PbPb résiduelles, issues du déphasage des ions Pb, a été étudiée [88]. Du fait d'un espacement plus grand entre les paquets d'ions Pb comparé à celui des prises de données  $pp$  (75 ns et 100 ns pour les données PbNe, 25 ns pour les données  $p\text{Ne}$ ) ainsi qu'à un nombre d'ions par paquet moins important, cette contamination est peu contraignante. Appliquer un veto sur la région en amont du VELO, en imposant un nombre de hits dans les stations de Pile-Up inférieur ou égal à 10, ainsi que requérir un vertex primaire reconstruit à partir de 13 traces suffit à supprimer 99.77% de cette contamination résiduelle. Par conséquent, sont analysés les événements ayant un vertex primaire dans la zone  $[-200, 150]$  mm où les excellentes performances du détecteur LHCb sont conservées ainsi que les échantillons de calibration nécessaires aux calculs d'efficacités disponibles.

## 5.2 Stratégie d'analyse

L'étude de la production des candidats  $J/\psi$  et  $D^0$  dans les collisions PbNe suit la stratégie d'analyse décrite pour les données  $p\text{Ne}$ .

Au niveau du système de déclenchement, les candidats  $J/\psi$  sont identifiés par au moins un muon au niveau 0, puis au niveau 1 par deux muons de charge opposée formant un vertex (le niveau 2 était ouvert, c'est-à-dire en mode "passthrough"). Pour les candidats  $D^0$ , une énergie minimale déposée dans les calorimètres est requise, puis au niveau Hlt1 une trace avec une impulsion transverse supérieure à  $500 \text{ MeV}/c$  est demandée. Les sélections finales sont similaires aux études précédentes. Les candidats  $J/\psi$  doivent être reconstruits à partir de deux muons bien identifiés, chacun d'impulsion transverse supérieure à  $500 \text{ MeV}/c$ , et provenant d'une collision PbNe dans la zone  $[-200, 150]$  mm. Les candidats  $D^0$  correspondent à un kaon et un pion de charges opposés, tout deux bien identifiés et provenant d'un vertex déplacé. Les candidats  $D^0$  doivent avoir un temps propre supérieur à 0.4 ps et provenir du vertex primaire. Les détails des sélections sont présentés dans les Tab 5.1 et 5.2 respectivement pour  $J/\psi$  et  $D^0$ .

Ensuite les signaux sont extraits grâce à des ajustements non-binnés sur les distributions de masse invariante des candidats. Les candidats  $J/\psi$  sont décrits par une fonction dite "Crystal Ball" [73] tandis que les candidats  $D^0$  sont représentés par la somme de

Trigger ou système de déclenchement	
L0HadronBE Hlt1BEHasTrack	Énergie déposée dans HCAL $> 15 \text{ MeV}/c^2$ , et nSPDHits $> 4$ $K^\mp$ ou $\pi^\pm$ : $p_T > 500 \text{ MeV}/c$ , track $\chi^2/\text{ndof} < 4$ , TRGHOSTPROB $< 0.8$
Stripping ou présélection	
$K^\mp, \pi^\pm$	$p_T > 250 \text{ MeV}/c$ , $p > 3 \text{ GeV}/c$ , $\eta \in [0, 10]$ , track $\chi^2/\text{ndof} < 5$ ,
$K^\mp$	PID <sub>K</sub> $> 0.0$ , IPCHI2 $> 4$
$\pi^\pm$	PID <sub>K</sub> $< 5.0$ , IPCHI2 $> 4$
$K^\mp\pi^\pm$	Distance d'approche minimale $< 2 \text{ mm}$
$D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$	vertex $\chi^2/\text{ndof} < 16$ , $m_{K^\mp\pi^\pm} \in [1764.84, 1964.84] \text{ MeV}/c^2$
Sélection finale	
$K^\mp, \pi^\pm$	$2 < \eta < 4.6$ , $p_T > 650 \text{ MeV}/c$
$K^\mp$	PID <sub>K</sub> $> 5$
$\pi^\pm$	PID <sub>K</sub> $< 0$
$D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$	IPCHI2 $< 6$ , $y \in [2, 4.29]$ , $\tau > 0.4 \text{ ps}$ , DIRA $> 0.9998$

TABLE 5.2 – Sélection des candidats  $D^0$  : des critères du système de déclenchement (trigger) à la sélection finale pour l'analyse des données PbNe. IPCHI2 désigne la qualité du paramètre d'impact du candidat considéré par rapport au vertex primaire. DIRA est le cosinus de l'angle entre le vecteur impulsion du  $D^0$  et le vecteur direction défini entre le vertex primaire et le vertex de désintégration associé au  $D^0$ .

deux fonctions gaussiennes. Dans les deux cas, le bruit de fond est modélisé par une fonction exponentielle décroissante, de paramètres différents selon la masse invariante étudiée. La figure 5.1 présente les masses invariantes des candidats  $J/\psi$  et  $D^0$  après sélections finales sur le lot de données PbNe. Au total, il y a environ 550 candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  et 5700 candidats  $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$ . Les données présentant une statistique limitée, toute l'analyse (extraction du signal et calcul des efficacités) est effectuée en exploitant individuellement une seule dépendance. Plus précisément, l'étude est effectuée en intervalles d'impulsion transverse ( $p_T$ , dont les extrémités sont 0, 1, 2, 3, 8 GeV/c), mais aussi en intervalles de rapidité dans le centre de masse ( $y^*$ , dont les extrémités sont -2.29, -1.5, -1, -0.5, 0), ainsi qu'en fonction de la multiplicité, représentative de la centralité des collisions<sup>3</sup>.

Les quantités de signal sont ensuite corrigées de l'acceptance géométrique ainsi que des efficacités du système de déclenchement, de sélection, de reconstruction du vertex primaire et des traces ainsi que de l'efficacité d'identification de particules. L'évaluation de ces efficacités nécessite des simulations Monte-Carlo, dont la génération est identique à celle décrite pour l'analyse des données pNe mais pour un faisceau d'ions Plomb. En plus des simulations, les efficacités de reconstruction et d'identification des particules utilisent des échantillons de calibration Pb $p$ , dont la multiplicité couvre celle observée dans les collisions PbNe, afin de corriger au mieux la restructibilité des traces dans les simulations Monte-Carlo et d'utiliser des techniques dites "data-driven" pour l'identification des particules. Après reconstructions et sélection finale, une comparaison entre les simulations et les données ne contenant que des candidats  $J/\psi$  ou  $D^0$ , grâce à la méthode des Sweights, est effectuée. Cette comparaison a mis en avant des disparités

3. La centralité représente le recouvrement des noyaux entrant en collision. Une centralité égale à 0% correspond à un recouvrement total, tandis que les grandes valeurs de centralité décrivent les collisions périphériques voire ultra-périphériques.

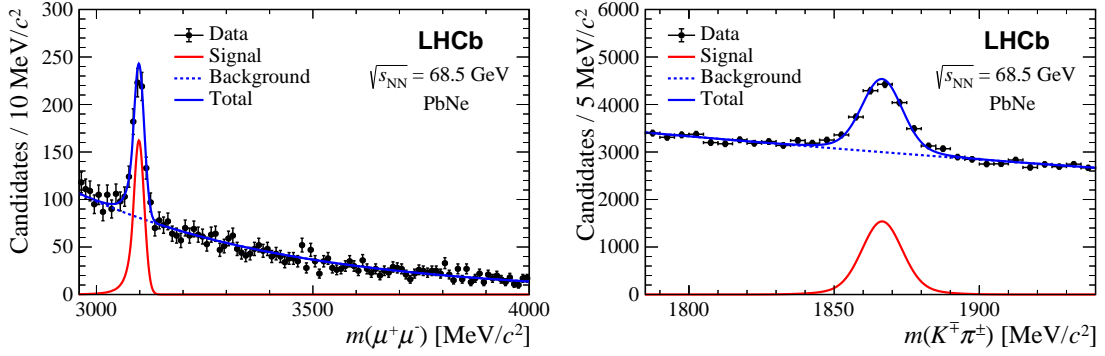


FIGURE 5.1 – Distributions des masses invariantes des candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+$  (gauche) et  $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$  (droite) en utilisant l'intégralité des collisions PbNe à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV.

concernant les distributions de multiplicité mais aussi d'impulsion transverse des candidats. Pour corriger ces deux effets, une repondération des simulations à l'aide d'un "gradient boosted reweighter" [89], exploitant la multiplicité des hits dans le SPD ainsi que les distributions en  $p_T$  des candidats, a été effectuée. Une fois les simulations Monte-Carlo repondérées, les efficacités totales incluant l'acceptance et toutes les efficacités, sont respectivement évaluées à 13.9% et 1.1% pour les désintégrations des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$ .

Les quantités de signal sont donc corrigées indépendamment dans chaque intervalle en rapidité dans le centre de masse, en impulsion transverse ainsi qu'en multiplicité évaluée avec le SPD. Les ratios entre les taux corrigés de candidats  $J/\psi$  et  $D^0$ , correspondant au rapport entre les sections efficaces, sont alors calculés en prenant en compte les rapports de branchement  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+)$  et  $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)$  [80].

Ces résultats sont affectés par différentes sources d'incertitudes systématiques, agissant soit sur la détermination de la quantité de signal, soit sur l'évaluation des efficacités. Ces incertitudes sont résumées dans la table 5.3 séparément pour les incertitudes corrélées (affectant tous les bins de la même manière) ou non-corrélées entre les bins.

La repondération des simulations a été attentivement étudiée. Des sets alternatifs de poids ont été calculés et les différences observées sur les ratios  $J/\psi / D^0$  ont été utilisées comme incertitudes systématiques. Les principales variations ont été obtenues en divisant de manière aléatoire les échantillons d'entraînement et de test, ainsi qu'en utilisant des variables alternatives (telles le nombre de traces longues, de traces dans le VELO ou de clusters dans le VELO au lieu de la multiplicité dans le SPD) dans le "gradient boosted reweighter". La plus grande différence observée entre les distributions des données et des simulations a concerné la distribution de la position en  $Z$  du vertex primaire. Cette différence s'annulant partiellement dans le ratio  $J/\psi / D^0$ , une incertitude systématique résiduelle a été conservée. Au total, l'incertitude corrélée associée à la repondération des simulations a été évaluée à 16.0%. En plus de cette incertitude systématique, d'autres effets ont été étudiés. La procédure de correspondance MC-truth a été testée et son inefficacité a été considérée comme une incertitude systématique corrélée. La différence entre les efficacités de reconstruction du vertex primaire évaluées dans les simulations des collisions PbNe pour les candidats  $J/\psi$  et  $D^0$  a aussi été utilisée comme incertitude systématique. Les incertitudes liées à la multiplicité lors de la détermination des efficacités de reconstruction et d'identification de particules ont pris en compte les différences entre les multiplicités des collisions PbNe et celles des échantillons de calibrations (Pbp)

Incertitudes systématiques	$J/\psi / D^0$
<b>Corrélées bin à bin</b>	
Repondération des simulations	16.0%
Efficacité de la correspondance MC-truth	4.1%
Efficacité PV	0.3%
Multiplicité et efficacité de reconstruction	2.9%
Multiplicité et efficacité d'identification des particules	1.2%
<b>Non corrélées bin à bin</b>	
Modélisation du signal	[1.1, 14.7]%
Statistiques des simulations	[0.5, 1.8]%
Statistiques de TrackingCalib	< 0.1%
Statistiques de PIDCalib	[6.5, 6.9]%
<b>Incertitude systématique totale</b>	19.6%

TABLE 5.3 – Résumé des incertitudes systématiques affectant le ratio  $J/\psi / D^0$ . TrackingCalib et PIDCalib désignent les lots de données Pb $p$  utilisés pour calculer correctement les efficacités de reconstruction et d'identification de particules. Les incertitudes corrélées affectent tous les bins de manière équivalente, tandis que les intervalles spécifiés correspondent aux valeurs minimale et maximale parmi les bins de  $y^*$ ,  $p_T$  et de multiplicité.

utilisés.

Les incertitudes systématiques non corrélées affectant la mesure du ratio  $J/\psi / D^0$  correspondent à la modélisation du signal ainsi qu'aux statistiques des échantillons utilisées. Plus précisément, l'incertitude reliée à l'ajustement sur les distributions de masse invariante a été évaluée en utilisant des descriptions alternatives pour le signal et le bruit de fond, reproduisant également les données de manière satisfaisante. Les autres incertitudes systématiques non corrélées proviennent de la taille des échantillons utilisés, qu'il s'agisse des simulations, de la statistique des collisions Pb $p$  pour évaluer les facteurs de corrections MC/données pour l'efficacité de reconstruction ou la statistique des collisions Pb $p$  utilisées pour l'efficacité d'identification des particules.

La contamination résiduelle des collisions PbPb, évaluée à 0.23%, a été considérée négligeable dans le ratio  $J/\psi / D^0$ . La fraction de candidats provenant de désintégration de hadrons  $B$  a aussi été considérée comme négligeable puisqu'inférieure à 0.1% pour une énergie au centre de masse de  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV.

À toutes ces incertitudes systématiques, s'est ajoutée une dernière incertitude systématique n'affectant que le résultat intégré. En effet, l'étude  $J/\psi / D^0$  est effectuée en intervalles de  $y^*$ ,  $p_T$  et multiplicité. Ainsi, le rapport  $J/\psi / D^0$  total correspond à la moyenne entre les résultats intégrés en  $y^*$  ou  $p_T$  et multiplicité. La différence entre cette moyenne et les résultats individuels, 7.8%, est alors utilisé comme incertitude systématique complémentaire.



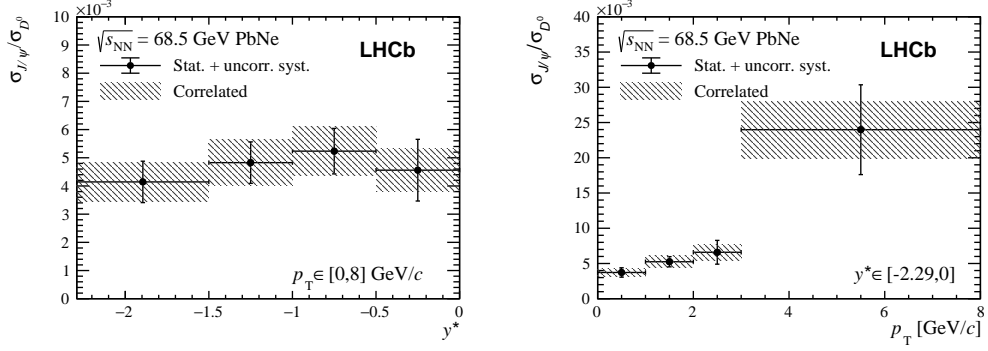


FIGURE 5.2 – Rapport des sections efficaces de production  $J/\psi/D^0$  en fonction de la rapidité dans le centre de masse,  $y^*$  (gauche), et en fonction de l'impulsion transverse (droite). Les barres d'erreurs correspondent à la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées, tandis que les boîtes représentent les incertitudes corrélées.

### 5.3 Des résultats encourageants

Le rapport entre les sections efficaces de production des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$ , prenant en compte les rapports de branchement, mesuré dans les collisions PbNe est :

$$\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{D^0}} = \frac{Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} \times \varepsilon_{J/\psi}} \times \frac{\mathcal{B}_{D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm} \times \varepsilon_{D^0}}{Y_{D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm}} = 0.51 \pm 0.04 (\text{stat.}) \pm 0.10 (\text{syst.})\%,$$

où  $Y_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  ( $Y_{D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm}$ ),  $\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}$  ( $\mathcal{B}_{D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm}$ ) et  $\varepsilon_{J/\psi}$  ( $\varepsilon_{D^0}$ ) sont respectivement les taux, rapports de branchement et efficacités totales de  $J/\psi$  ( $D^0$ ). Les rapports de ces sections efficaces en fonction de  $y^*$  et  $p_T$  sont montrés sur la Fig. 5.2. Ce rapport dépend fortement de  $p_T$ , mais semble indépendant de  $y^*$  en considérant les grandes incertitudes affectant cette mesure. Ces tendances sont compatibles avec les mêmes ratios mesurés dans les collisions  $p\text{Ne}$  à la même énergie [2], présentés sur la Fig 4.7. On notera que les ratios mesurés en  $p\text{Ne}$  et  $\text{PbNe}$  sont compatibles à grande impulsion transverse, alors qu'à faible  $p_T$  le ratio est plus petit pour les collisions  $\text{PbNe}$  par rapport à la configuration  $p\text{Ne}$ .

Le rapport des sections efficaces  $J/\psi/D^0$  est aussi intégré puis comparé avec la mesure effectuée dans les collisions  $p\text{Ne}$ . Ces deux mesures sont reportées sur la Fig 5.3 en fonction du produit des numéros atomiques  $AB$  des constituants du faisceau ( $A$ ) et de la cible ( $B$ ). En considérant que les effets nucléaires froids affectant l'état initial de la production de paires  $c\bar{c}$  s'annulent dans le ratio  $J/\psi/D^0$ , on peut écrire que les sections efficaces de production des mésons  $D^0$  et  $J/\psi$  dans une collision  $AB$  correspondent aux sections efficaces de production des mésons  $D^0$  et  $J/\psi$  dans une collision  $pp$  (respectivement  $\sigma_{D^0}^{pp}$ ,  $\sigma_{J/\psi}^{pp}$ ) multipliées par  $AB$  pour  $D^0$  mais par  $(AB)^\alpha$  pour  $J/\psi$ , avec  $\alpha$  un paramètre quantifiant la suppression de la production du  $J/\psi$  par rapport au  $D^0$ . Selon les hypothèses précédentes, la dépendance en  $AB$  du rapport  $J/\psi/D^0$  est

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{\sigma_{D^0}^{AB}} = \frac{\sigma_{J/\psi}^{pp}}{\sigma_{D^0}^{pp}} \times (AB)^{\alpha-1} = C \times (AB)^{\alpha-1}. \quad (5.1)$$

L'ajustement de cette fonction sur les données, tel que présenté sur la Fig 5.3, donne  $\alpha = 0.86 \pm 0.04$  (et  $C = (1.59 \pm 0.26) \times 10^{-2}$ ), indiquant que la production du méson

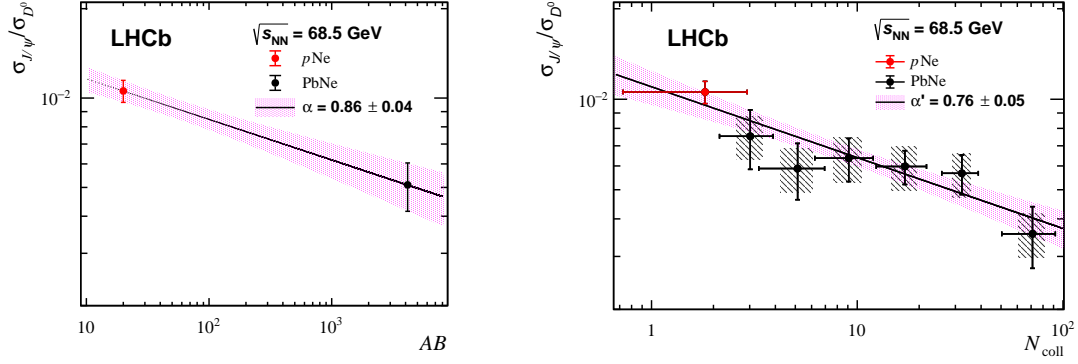


FIGURE 5.3 – À gauche : rapport des sections efficaces de production  $J/\psi / D^0$  en fonction de  $AB$ , le produit du nombre de nucléons des atomes composant le faisceau ( $A$ ) et la cible ( $B$ ). Les barres d'erreur représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. À droite : rapport des sections efficaces de production  $J/\psi / D^0$  en fonction du nombre de collisions nucléon-nucléon,  $N_{coll}$ . Les barres d'erreur représentent la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques non-corrélées, tandis que les boîtes grises représentent les incertitudes systématiques corrélées. Les points rouges et noirs correspondent respectivement aux collisions  $p\text{Ne}$  et  $\text{PbNe}$ .

$J/\psi$  est bien affectée par des effets nucléaires additionnels par rapport à la production du  $D^0$ .

Afin de caractériser plus précisément cette suppression, les productions des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  ont été étudiées en fonction du nombre de collisions binaires nucléon-nucléon,  $N_{coll}$ . Plus précisément, les données  $\text{PbNe}$  sont divisées en intervalles de  $N_{coll}$  correspondant à différents intervalles de centralité c'est-à-dire au recouvrement entre les deux noyaux lors de l'interaction. Plus  $N_{coll}$  est grand, plus le recouvrement entre les deux noyaux est important. Il est donc pertinent d'étudier la suppression de la production du  $J/\psi$  par rapport au  $D^0$  afin d'identifier si la suppression est du même ordre de grandeur quelque soit les intervalles de  $N_{coll}$  ou si une suppression supplémentaire s'ajoute à grand  $N_{coll}$ , résultant d'une possible formation du plasma de quarks et gluons.

On notera que le nombre de collisions binaires n'est pas une observable. Cependant il peut être extrait d'un modèle de Monte-Carlo Glauber permettant d'établir une table de correspondance entre la multiplicité mesurée dans un détecteur (ici le SPD) et la centralité incluant le nombre de collisions binaires. Cette méthode a été développée dans LHCb par F. Garcia et est documentée dans [87]. Cette correspondance est présentée dans la table 5.4. Le nombre de collisions binaires a aussi été calculé pour les collisions  $p\text{Ne}$ , en intégrant tous les paramètres d'impact. Le nombre de collisions binaires pour  $p\text{Ne}$  est évalué à  $N_{coll}^{p\text{Ne}} = 1.81$  avec un  $\text{RMS} = 1.10$ .

La figure 5.3 (droite) présente les ratios des sections efficaces de production  $J/\psi / D^0$  en fonction du nombre de collisions binaires. En considérant que les sections efficaces des mésons  $J/\psi$  et  $D^0$  évoluent respectivement en  $N_{coll}^{\alpha'}$  et  $N_{coll}$ , le rapport des sections efficaces doit dépendre de  $N_{coll}^{\alpha'-1}$ . L'ajustement sur les données, illustré sur la Fig 5.3, permet d'extraire la valeur de  $\alpha' = 0.76 \pm 0.05$ . On notera que les incertitudes corrélées ne sont pas considérées dans cet ajustement. Cette valeur d' $\alpha'$  peut être comparée avec la valeur d' $\alpha$  précédemment déterminée, en étudiant la dépendance entre  $N_{coll}$  et  $AB$  via un modèle de Monte-Carlo Glauber intégrant différentes collisions noyaux-noyaux. Cette dépendance est présentée sur la Fig 5.4. L'ajustement de la fonction  $N_{coll} = c_1(AB)^\beta$

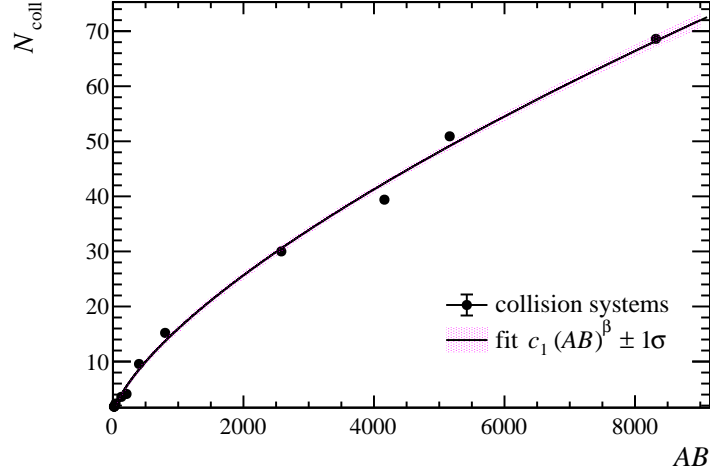


FIGURE 5.4 – Dépendance du nombre de collisions binaires,  $N_{coll}$ , en fonction de  $AB$ , produit des nombres de masses atomiques des espèces en collisions, obtenue à partir d'un modèle Monte-Carlo Glauber. Les points sont ajustés par une loi de puissance tandis que la zone rose indique l'intervalle de confiance à  $1\sigma$ .

permet alors d'extraire  $\beta = 0.687 \pm 0.026$ . En remplaçant  $AB$  dans l'équation 5.1 par  $N_{coll}$ , on obtient

$$\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{\sigma_{D^0}^{AB}} = C \times (AB)^{\alpha-1} = C \times \left(\frac{N_{coll}}{c_1}\right)^{\frac{\alpha-1}{\beta}}. \quad (5.2)$$

Or  $\frac{\sigma_{J/\psi}^{AB}}{\sigma_{D^0}^{AB}} = const \times N_{coll}^{\alpha'-1}$ , d'où  $\alpha' - 1 = \frac{\alpha-1}{\beta}$ , ce qui mène à

$$\alpha = 1 + \beta(\alpha' - 1). \quad (5.3)$$

Ainsi, en utilisant les résultats des ajustements pour  $\alpha'$  et  $\beta$ , on obtient  $\alpha = 0.83 \pm 0.05$ , compatible avec la valeur d' $\alpha$  extraite de l'ajustement en fonction de  $AB$ . Les résultats des ajustements en fonction de  $AB$  et  $N_{coll}$  sont donc cohérents<sup>4</sup>.

En conclusion, la suppression de la production des mésons  $J/\psi$  par rapport à la production des  $D^0$  est constatée globalement entre les collisions  $p$ Ne et PbNe. Cette suppression suit la même tendance lorsqu'elle est étudiée en intervalle de collisions binaires, en partant des collisions  $p$ Ne puis des collisions périphériques PbNe jusqu'aux collisions PbNe les plus centrales. Ainsi les mesures des rapports de sections efficaces  $J/\psi / D^0$  dans les collisions PbNe n'indiquent pas de suppression additionnelle du  $J/\psi$ , donc pas de production de plasma de quarks et gluons dans les collisions PbNe à  $\sqrt{s_{NN}} = 68.5$  GeV avec les incertitudes actuelles.

## 5.4 Conclusions

L'analyse du premier lot de données Pb-noyaux en configuration cible fixe au LHC a permis de valider la faisabilité de l'étude de saveurs lourdes dans cette configuration. Au niveau du détecteur, aucune saturation n'a été observée, contrairement aux collisions PbPb en configuration collisionneur. De plus, cette première étude a permis l'observation

4. Une vérification a aussi été menée avec les constantes.

	Multiplicité SPD	$\langle N_{coll} \rangle$	$RMS(N_{coll})$	Centralité
<b><i>p</i>Ne</b>		1.81	1.10	
<b>PbNe</b>	0 – 200	3.02	0.88	83.7%
	200 – 300	5.13	1.81	76.1%
	300 – 446	9.09	2.87	66.9%
	446 – 715	17.04	4.67	55.9%
	715 – 960	32.26	6.51	43.2%
	960 – 1700	71.12	20.70	23.5%

TABLE 5.4 – Correspondance entre les intervalles de multiplicité dans le SPD et les intervalles en collisions binaires,  $N_{coll}$ . La moyenne,  $\langle N_{coll} \rangle$ , et la valeur moyenne quadratique,  $RMS(N_{coll})$ , de la distribution de  $N_{coll}$  sont présentées.

de la suppression du  $J/\psi$  par rapport à la production du  $D^0$ . Cette suppression est compatible avec des effets nucléaires froids, puisqu'aucune suppression supplémentaire significative n'a été observée dans les collisions PbNe les plus centrales.

Cette étude a aussi été accompagnée du développement de l'outil définissant la centralité pour les collisions dans le détecteur LHCb. Cette analyse est donc une étape majeure dans le développement du programme cible fixe.



# Chapitre 6

## SMOG2 : L'avenir

La configuration cible fixe de l'expérience LHCb a rapidement montré son potentiel pour les études d'hadronisation, la physique des ions lourds et l'astrophysique. Cependant, le système SMOG présente deux inconvénients : une cible peu dense ( $\sim 10^{-7}$  mbar) résultant en de faibles lots de données, ainsi qu'un point d'interaction entre le faisceau du LHC et le gaz coïncidant avec le point de collision  $pp$  nominal de LHCb, entraînant une contamination des collisions SMOG. Pour poursuivre et élargir le programme de physique de la cible fixe de LHCb, il est devenu fondamental d'améliorer ces deux aspects. De plus, il est apparu essentiel de pouvoir injecter de nouveaux gaz, notamment des gaz non nobles, afin d'étudier des collisions  $p$ -hydrogène, référence fondamentale aux diverses analyses de production du charme, mais aussi de pouvoir injecter des gaz lourds tels le krypton et le xénon, afin d'élargir la gamme de densité d'énergie accessible. Ces différents défis ont été relevés par Pasquale Di Nezza (INFN) et son équipe, qui ont réalisé une cellule de stockage du gaz, appelée SMOG2, et ont adapté le revêtement interne du tube du LHC de manière à pouvoir injecter des gaz non nobles.

Dans la suite de ce chapitre, la jouvence du détecteur LHCb pour les runs 3 et 4 ainsi que SMOG2 seront présentés. Les premiers tests de SMOG2 durant le run 3 seront aussi abordés, avant de détailler l'incident du vide du LHC de 2023 ayant fortement affecté le VELO de LHCb. Ce chapitre se conclura avec la présentation du programme de physique des saveurs lourdes que je souhaite mener durant ces prochains runs, accompagné des attentes statistiques associées.

### 6.1 La jouvence de LHCb pour les runs 3 et 4

La jouvence du détecteur LHCb pour les runs 3 et 4 a été motivée par l'importante augmentation de la luminosité instantanée pour les collisions  $pp$ , soit  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , c'est-à-dire 5 fois plus que durant le run 2 du LHC, avec en moyenne 5.2 collisions  $pp$  par croisement de faisceaux (comparé à une seule collision en moyenne lors du run 2). Cette jouvence a eu lieu durant le second long arrêt du LHC, de 2018 à 2022.

Afin de conserver les excellentes performances du détecteur LHCb, notamment au niveau de la résolution sur l'impulsion et de l'identification des particules, une mise à niveau de tous les détecteurs a été nécessaire. Tout d'abord, le trajectographe a été entièrement remplacé : le détecteur de vertex est dorénavant un détecteur à pixels avec une électronique fonctionnant à 40 MHz, les stations en amont de l'aimant ont été remplacées par l'Upstream Tracker (UT) constitué de fines bandes de silicium, moins épaisses et couvrant une plus grande ouverture angulaire. Quant aux stations du trajectographe

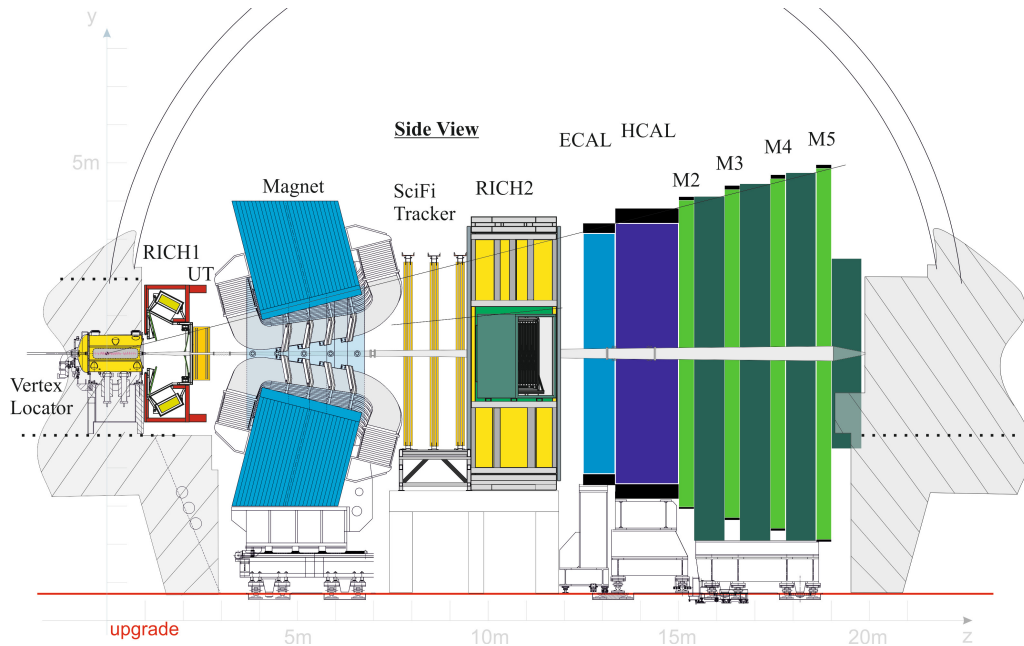


FIGURE 6.1 – Le détecteur LHCb après la jouvence du long arrêt 2 (2018 - 2022).

en aval de l'aimant, elles ont aussi été remplacées par le SciFi, détecteur exploitant des fibres scintillantes. Les détecteurs à effet Tcherenkov ont bénéficié de nouveaux photomultiplicateurs et d'une nouvelle électronique, ainsi que d'un nouveau système optique pour le RICH1. La calorimétrie ne conserve que les calorimètres électromagnétique et hadronique (ECAL et HCAL), dont les cartes électroniques ont été changées. Les stations à muons sont réduites à 4, la station en amont des calorimètres ayant été supprimée, et possèdent une nouvelle électronique. Le détecteur LHCb, paré pour les run 3 et 4, est représenté sur la figure 6.1.

Ces changements d'électronique et suppression de différents détecteurs (SPD, PS, Muon 1) ont été motivés par un changement de paradigme au niveau de la prise de données. En effet, le système de déclenchement fonctionne dorénavant entièrement "on-line". Toutes les électroniques doivent donc fonctionner à 40 MHz, rendant les détecteurs auparavant essentiels au déclenchement de niveau 0 obsolètes. Ainsi, plus de 90% du détecteur a bénéficié de cette jouvence.

## 6.2 Une amélioration ciblée : SMOG2

Les analyses des données  $p\text{He}$ ,  $p\text{Ar}$ ,  $p\text{Ne}$  et  $\text{PbNe}$  ont mis en évidence la nécessité de collecter une plus grande quantité de collisions cible fixe. Depuis 2017, une cellule de stockage appelée SMOG2 est développée par Pasquale Di Nezza (INFN) et son équipe. Cette cellule consiste en un tube de 20 cm de long et de diamètre 1 cm comme illustré par la figure 6.2 (gauche). Au centre du tube, un capillaire permet d'injecter du gaz dans la cellule, avec une pression d'injection identique à la configuration SMOG. Toutefois, le gaz étant injecté dans une cellule étroite, la pression est localement plus importante. Pour quantifier cette amélioration, définissons la densité volumique,  $\rho_0$  par le rapport entre le flux du gaz injecté,  $\Phi$ , et la conductivité totale du tube  $C_{tot}$ . Puisque le gaz est injecté au milieu du tube, le système est considéré symétrique par rapport au point d'injection jusqu'à l'extrémité considérée, comme représenté sur le schéma 6.2 (droite).

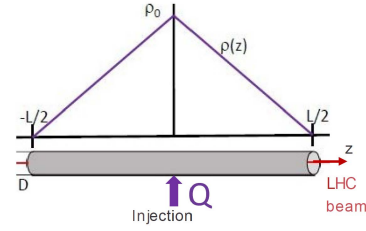
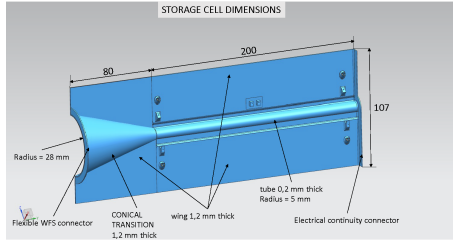


FIGURE 6.2 – Schéma de la cellule de stockage à droite et profil de la densité volumique  $\rho$  du gaz injecté dans SMOG3 à gauche.

	Gaz considéré								
	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Ne	Ar	Kr	Xe
$\theta_{SMOG2}/\theta_{SMOG}$	7.7	10.9	10.9	28.6	30.3	24.4	34.5	25.0	31.3

TABLE 6.1 – Amélioration de la densité surfacique attendue avec SMOG2 par rapport à SMOG ( $\theta_{SMOG2}/\theta_{SMOG}$ ) pour différents gaz.

Il n'est donc nécessaire d'évaluer la conductivité que pour un tube de longueur  $L = 10$  cm. Dans le régime de flux moléculaire, la conductivité au sein d'un tube cylindrique est donnée par la formule [90]  $C$  (l/s) =  $3.81 \sqrt{T/M} \frac{D^3}{L+1.33D}$ , avec  $L$  et  $D$  les longueur et diamètre en cm (respectivement 10 et 1 cm dans la configuration SMOG2),  $T$  la température en K ( $T \sim 300$  K)<sup>1</sup>, et  $M$  le nombre de masse atomique du gaz injecté. On peut alors calculer la densité surfacique,  $\theta$  telle que

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{1}{2} \rho_0 L \\ &= \frac{1}{2} \frac{\Phi}{C_{tot}} L \\ &\simeq 0.86 \cdot 10^{-3} \times \Phi \sqrt{M}. \end{aligned}$$

On peut dorénavant évaluer les performances attendues pour SMOG2, et les comparer avec SMOG. Lors de l'analyse des données  $p$ He [53], le flux d'hélium a été mesuré tel que  $\Phi_{He} = 3.5 \times 10^{15}$  particules/s, pour une densité surfacique correspondant à  $\theta_{SMOG} = 5.6 \times 10^{11}$  atomes/cm<sup>2</sup>. Or pour un flux d'hélium identique, selon l'équation précédente, la densité surfacique attendue avec SMOG2 est  $\theta_{SMOG2} = 6.0 \times 10^{12}$  atoms/cm<sup>2</sup>, soit une augmentation d'un facteur 10.9 pour le même débit injecté. Cet exercice a été répété pour différents gaz, en considérant indépendamment les flux de particules injectées. De manière générale, les flux sont élevés pour les petits noyaux et plus faibles pour les gros noyaux. Les ratios  $\theta_{SMOG2}/\theta_{SMOG}$ , caractérisant l'amélioration apportée par SMOG2, sont présentés dans la Table 6.1. On notera que ce ratio varie en fonction de  $\sqrt{M}$ , donc augmente rapidement pour les faibles valeurs de  $M$ . Pour les hautes valeurs de  $M$ , le ratio stagne à cause de la limitation du flux injecté pour les gaz lourds. Ainsi SMOG2 augmente drastiquement la pression locale, donc les statistiques cumulées en configuration cible fixe.

D'un point de vue technique, cette cellule de stockage est divisée en deux parties, fixées au VELO de manière à être solidaire de celui-ci lors de ses mouvements. Ainsi, lorsque le LHC injecte et ajuste les faisceaux, SMOG2 est en position ouverte. Lorsque

1. On notera que la température doit être mesurée précisément pour déterminer la densité surfacique.



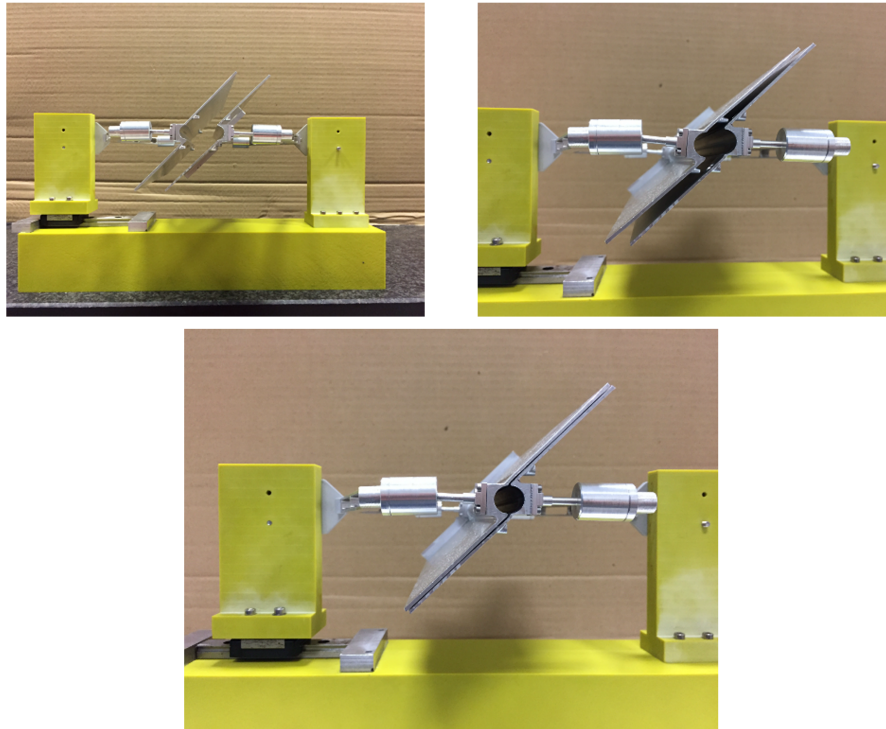


FIGURE 6.3 – Illustration du mécanisme d'ouverture et fermeture de SMOG2 avant son installation dans la caverne de LHCb.

les faisceaux sont déclarés stables, le VELO ainsi que SMOG2 se ferment. Ce mécanisme est illustré par la figure 6.3. La cellule de stockage est installée en amont du point de collisions  $pp$ , entre -501 et -301 mm, comme indiqué sur la figure 6.4. Le point de collision  $pp$  nominal étant à 0 mm, les vertex primaires des modes collisionneur et cible fixe sont dorénavant séparés. Les prises de données cible fixe ne nécessitent donc plus une configuration spéciale du LHC<sup>2</sup>, et peuvent donc être simultanées avec les prises de données en mode collisionneur. Dorénavant, tous les paquets de protons du faisceau entrant dans LHCb peuvent être utilisés avec la configuration SMOG2. Ce nouveau dispositif a été installé durant le mois d'août 2021, comme l'attestent la figure 6.5 puis testé durant l'année 2022.

En complément de SMOG2, un changement majeur affectant directement les prises de données cible fixe a aussi eu lieu durant le second long arrêt du LHC (2018 - 2022). Auparavant, seuls des gaz nobles pouvaient être injectés via SMOG. Cette limitation est due au revêtement interne du LHC, appelé NEG, qui absorbe les éléments résiduels, issus du dégazage des matériaux en-dehors des gaz nobles. Ce revêtement a été adapté de manière à pouvoir injecter certains gaz non-nobles tels l'hydrogène, indispensable pour établir la base fondamentale aux études envisagées en réalisant des collisions proton-proton à  $\sqrt{s_{NN}} \sim 100$  GeV.

2. Seuls les paquets de protons du faisceau 1 rencontrant des paquets vides dans le faisceau 2 au point d'interaction de LHCb étaient considérés pour les prises de données SMOG.

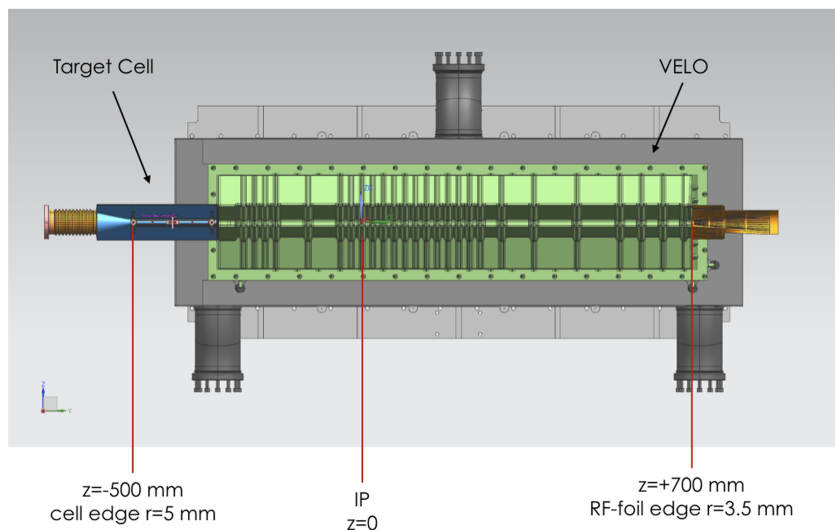


FIGURE 6.4 – Position de SMOG2 par rapport au détecteur de vertex (VELO) de LHCb.

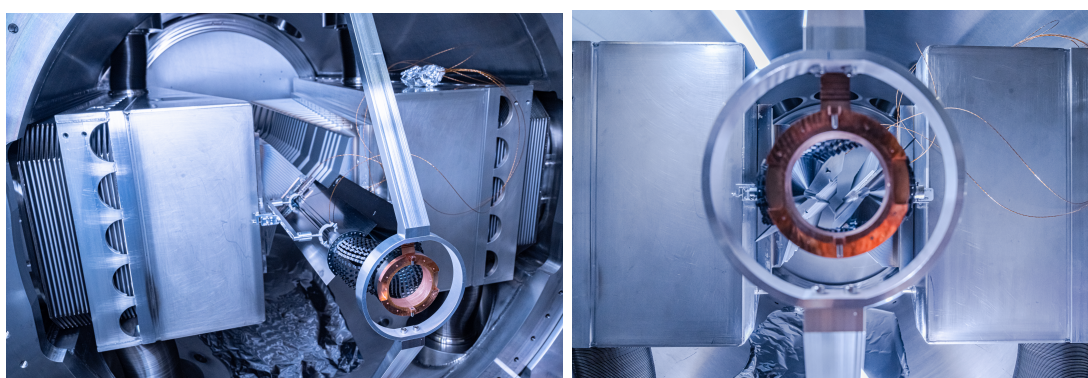


FIGURE 6.5 – Photographies de SMOG2 installé auprès du détecteur de vertex de LHCb durant le mois d'août 2021.

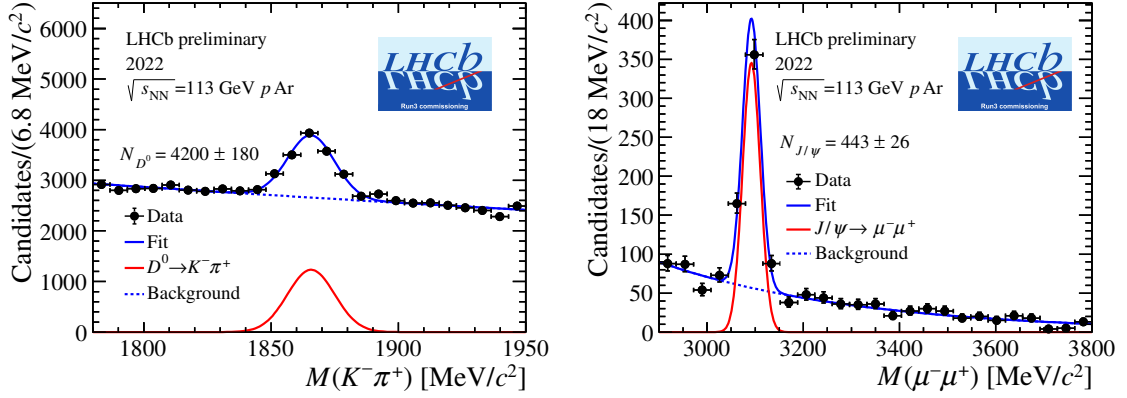


FIGURE 6.6 – Distributions des masses invariantes des candidats  $D^0$  (gauche) et  $J/\psi$  (droite) obtenues en analysant 18 min de collisions  $p\text{Ar}$  enregistrées en Novembre 2022.

### 6.3 2022 : Mise en service de LHCb et SMOG2

L'année 2022 signe le retour des protons dans le LHC. Ces protons, d'énergie 6.8 TeV, circulant dès le printemps, permettent l'étalonnage des différents sous-détecteurs de LHCb. On notera que l'Upstream Tracker (UT) était absent de cette première phase de mise en service puisque son installation n'a été finalisée qu'au début de l'année 2023. De plus, la prise de données 2022 a été écourtée du fait de la crise énergétique<sup>3</sup>. Malgré ces impondérables, LHCb a collecté différentes prises de données, permettant d'améliorer la compréhension de ses sous-détecteurs.

La configuration SMOG2 a aussi été testée via de courtes injections de gaz (argon, hélium et hydrogène) en novembre 2022. Le run d'argon ayant la plus grande statistique a été obtenu en 18 minutes. Durant ce run, l'augmentation du flux d'injection d'argon a été testée avec succès. Grâce à un alignement préliminaire des différents sous-détecteurs, l'équipe du LLR (nommément Oscar Boente Garcia et Kara Mattioli) a démontré la présence de candidats  $D^0$  et  $J/\psi$ , voir la figure 6.6, en quantité égale aux 18h du run  $p\text{Ar}$  de 2015. Ce gain significatif en terme de candidats, donc de pression, valide le bon fonctionnement de la cellule de stockage. Quant aux injections d'hélium, elles n'ont malheureusement pas pu être exploitées du fait de l'exclusion temporaire du SciFi lors de la prise de données. L'injection d'hydrogène fut brève, 21 minutes, mais fructueuse. En effet, en utilisant le même alignement préliminaire, l'équipe du LLR a étudié les masses invariantes des états finaux  $\pi^+ \pi^-$  and  $p \pi^-$ , où se matérialisent respectivement le méson  $K_S^0$  et le baryon  $\Lambda$  comme illustré par la figure 6.7. Il s'agit des premières particules reconstruites dans des collisions  $p\text{H}$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 113 \text{ GeV}$ . Cette prise de données ouvre la voie à de plus longues injections d'hydrogène.

L'année 2023 devait permettre de finir la mise en service de LHCb avec l'installation de l'Upstream Tracker. Elle devait aussi être l'année de la montée en puissance des prises de données, aussi bien  $pp$  que SMOG2. Cependant l'année 2023 restera marquée par l'incident du vide du LHC, affectant irrémédiablement le VELO de LHCb.

3. Le mois usuel dédié aux runs ions lourds s'est transformé en quelques jours.

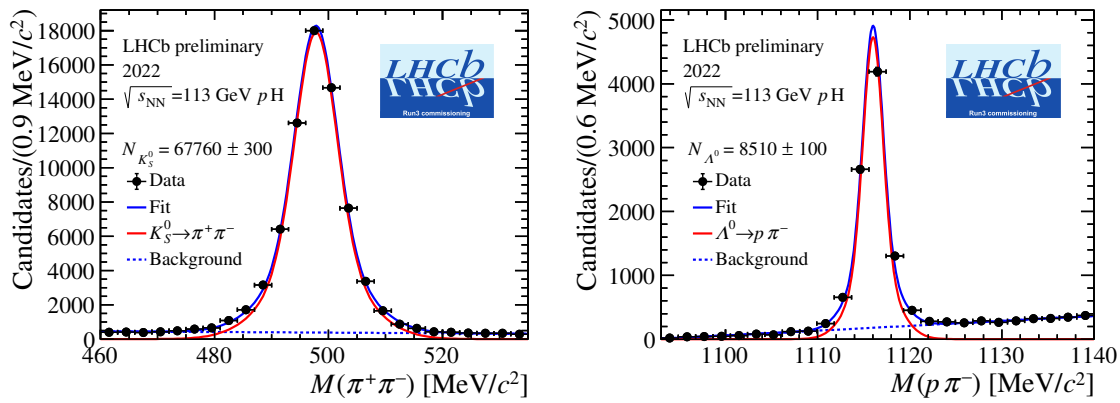


FIGURE 6.7 – Distributions des masses invariantes des candidats  $K_S^0$  (gauche) et  $\Lambda$  (droite) obtenues en analysant 21 min de collisions  $pH$  enregistrées en Novembre 2022.

## 6.4 2023 : L'incident du vide du LHC - VELO

Le 10 janvier 2023, un incident majeur au niveau du VELO de LHCb a eu lieu. Afin de comprendre cet incident, différents détails techniques mais essentiels sont nécessaires.

Le VELO de LHCb est placé dans une enceinte où règne un vide secondaire, séparé du vide du tube du LHC par une feuille d'aluminium dite "RF foil". Cette feuille assure le blindage du VELO par rapport aux traînées de champs générées par le passage des protons dans le LHC. Afin de réduire la quantité de matière, l'épaisseur de cette feuille doit être minimale. Il en résulte que cette feuille ne peut supporter qu'un faible différentiel de pression entre le vide du VELO et celui du LHC, c'est-à-dire  $\pm 10$  mbar. Si le différentiel de pression devait être supérieur à cette valeur, des déformations inélastiques pourraient avoir lieu empêchant le VELO de LHCb de s'approcher au plus près des collisions du LHC. Ainsi il est essentiel de disposer d'un système de contrôle et d'ajustement de la pression redondant afin de ne pas mettre en péril le fonctionnement du VELO donc de l'expérience. Deux systèmes d'ajustement de la pression existent. Le premier ajuste la pression au niveau du vide du LHC. Plus précisément, si le vide du LHC est en surpression de plus de 2 mbar par rapport au vide du VELO, alors une pompe turbomoléculaire (TP301, présentée dans le chapitre 2, section SMOG) est actionnée afin de réduire ce différentiel. Si le vide du VELO est en surpression par rapport au vide du LHC, alors du néon ultra-pur est injecté dans le volume du LHC. Si ce système d'ajustement de la pression n'est pas suffisamment efficace, c'est-à-dire si le différentiel de pression atteint les  $\pm 10$  mbar, un second système se déclenche. Une valve s'ouvre alors mettant en contact les deux volumes de vide afin d'égaliser leur pression. L'intégrité de la feuille d'aluminium est préservée, bien que quelques polluants provenant du vide du VELO puissent se répandre au sein du volume du LHC.

Le 10 janvier 2023, des tests d'arrêts d'urgence (AUG) étaient planifiés à 7h00 pour l'expérience LHCb. Afin de mettre le VELO en position de sûreté, un cycle de chauffe a été initié le 9 janvier à 23h11<sup>4</sup>. La pression au sein du VELO a donc augmenté jusqu'à atteindre un différentiel de 5 mbar après 14 minutes. Le système d'ajustement du vide s'est alors mis en route afin de réguler ce différentiel en injectant du néon dans le vide du LHC. Cependant, l'équilibre n'a pas été rétabli puisqu'à 23h41, le différentiel de pression

4. Afin de préserver les performances de détection malgré les irradiations intenses, les pixels doivent être refroidis à  $-20$  degrés.

atteint les 6.8 mbar. L'équipe du VELO décide alors d'arrêter ce cycle de chauffe et de contacter les experts du vide du LHC. À minuit, les experts du vide confirment le dysfonctionnement du système d'ajustement de la pression et identifient qu'un réglage manuel sur le manomètre associé à la bouteille de néon est nécessaire afin d'injecter suffisamment de gaz pour réduire le différentiel de pression. Cette action, nécessitant l'action sur place d'un expert du vide, est repoussée au lendemain. Les tests d'arrêts d'urgence sont repoussés à une date ultérieure. L'équipe du VELO inverse le cycle de chauffe, le VELO retrouve donc sa température initiale, et le différentiel de pression est réduit à 2.4 mbar à environ 2h00 le 10 janvier 2023.

Cependant, à 6h22, une coupure de l'approvisionnement en air sec, planifiée pour les tests d'arrêts d'urgence et effectuée online, engendre l'arrêt du refroidissement du VELO. Celui-ci va donc chauffer jusqu'à atteindre la température ambiante, et ce de manière incontrôlée. Le différentiel de pression au niveau de la feuille d'aluminium augmente : après une minute seulement, le différentiel est de 5 mbar. Le système d'ajustement se met en route, mais comme mis en évidence quelques heures auparavant, la quantité de néon injectée est insuffisante pour équilibrer le différentiel. Celui-ci augmente d'environ 1 mbar/10s. À 6h24, le différentiel atteint 8.8 mbar, déclenchant normalement l'ouverture de la valve entre les deux volumes de vide<sup>5</sup>. Cependant, un relais défaillant entraîne une mauvaise lecture de la pression ainsi qu'un court-circuit. Cette défaillance empêche l'ouverture de la valve, rendant impossible la diminution du différentiel de pression. De plus, l'alimentation électrique qui aurait dû totalement s'arrêter, se voit réduite à 9.8 V au lieu de 24 V à cause d'une résistance électrique trop élevée. Cette alimentation est insuffisante pour actionner correctement les différents éléments de la chaîne de contrôle : les mesures de pression sont dorénavant erronées (selon ces "mesures", le volume du LHC est lui-aussi en surpression). Le système de pompage du volume du LHC se met à fonctionner afin de réduire cette "surpression". Le système de contrôle aurait dû détecter la défaillance de ce relais, mais l'alimentation électrique étant encore présente, aucun problème n'est officiellement reporté : tout est "nominal". À ce stade, la pression au sein du vide du VELO continue d'augmenter puisque le refroidissement est toujours éteint, la valve entre les 2 vides est fermée alors que le logiciel de gestion du vide l'a officiellement actionnée, et le volume du vide du LHC est pompé puisque le système de contrôle a l'information erronée que le volume du LHC est en surpression.

À 6h25, le différentiel de pression atteint les 9.8 mbar, les jauges sensées fonctionner jusqu'à  $\pm 133$  mbar se figent alors pour une raison inconnue. À 6h36, l'équipe du VELO de LHCb contacte les experts du vide. Après investigations des informations contradictoires (les mesures indiquent que les 2 volumes sont en surpression), la décision d'arrêter le système d'ajustement de la pression est prise à 9h43. Le pompage du vide dans le LHC est donc arrêté. Des inspections visuelles des racks du VELO s'ensuivent : le problème de l'alimentation électrique est identifié à 12h00. A 16h30, la jauge de pression installée sur la ligne d'injection du néon est utilisée pour mesurer la pression au sein du volume du LHC. Celle-ci a chuté de 180 mbar par rapport à la veille tandis qu'au sein du volume du VELO, la pression a augmenté de 40 mbar environ. Ainsi, le différentiel de pression est de l'ordre de 200 - 220 mbar, alors que la feuille d'aluminium ne peut subir nominalement qu'un différentiel de 10 mbar. Des tests en laboratoire ont mis en évidence qu'un différentiel de 200 mbar engendre une déformation maximale de l'ordre de 17 mm dans les endroits les plus flexibles de la feuille.

Le rétablissement du VELO et de son système de vide fut long et prudent afin de

---

5. Le seuil d'ouverture de la valve est fixé à 9 mbar.

ne pas introduire de nouvelles déformations. Le différentiel de pression est lentement réduit. Toute la chaîne de sécurité est analysée et corrigée. Il est établi que la capacité de détection des pixels du VELO n'est pas affectée par ce problème. Le 14 février, le système de vide du VELO est testé de manière rassurante : la feuille d'aluminium bien que déformée ne présente pas de fuite. Le VELO peut donc être utilisé mais la déformation empêche le déplacement des stations de détection au plus proche du point d'interaction. Le remplacement de la feuille d'aluminium est nécessaire, mais requiert au minimum 13 semaines d'intervention. Celle-ci engendrerait un retard de 6 à 9 semaines dans le planning 2023 du LHC. Le directoire du CERN recommande donc de planifier cette opération durant l'arrêt hivernal 2023 - 2024. LHCb fonctionnera en 2023 avec un VELO partiellement ouvert. Il est rapidement devenu évident que le VELO ne pourrait au mieux être fermé qu'à 10 mm, puis 16 mm, et le 23 juin, il a été acté que le VELO sera fermé à 24.5 mm, correspondant à la position de sûreté de VELO lors de l'injection des faisceaux. Le programme de physique de l'expérience LHCb est donc extrêmement perturbé pour l'année 2023 : la perte en acceptance géométrique est considérable et la nécessité de remplacer la feuille au plus tôt impose une faible activation des matériaux environnants, donc de réduire le nombre de collisions par croisement de faisceaux. La statistique envisagée en collisions proton-proton est donc faible comparée au run 2, et SMOG2 ne pourra pas être fermé. Seules des prises de données avec des injections à la SMOG sont envisagées pour 2023.

L'été 2023 est aussi marqué par diverses fuites dans le LHC. Il en résulte un bouleversement du calendrier du LHC : l'accélérateur est à l'arrêt entre mi-juillet et début septembre (6 semaines). À sa reprise, le LHC n'est pas en capacité d'accélérer des faisceaux de protons de fortes intensités. Il a donc été décidé de reporter la prise de données  $pp$  dite de référence pour le run ions lourds à 2024, et de débiter la prise de données PbPb dès mi-septembre. Ainsi, jusqu'à fin octobre<sup>6</sup>, LHCb a collecté des collisions PbPb et des collisions PbAr afin de finir la mise en service du détecteur et préparer au mieux la prise de données 2024.

## 6.5 Un futur lumineux

À partir de 2024, après le changement de la feuille d'aluminium séparant les vides du LHC et du VELO, celui-ci pourra de nouveau se mouvoir et permettre le fonctionnement nominal de SMOG2. Dans la suite, les statistiques reliées à la production du charme dans les collisions proton-noyau seront présentées, ainsi que les intérêts physiques associés, avant de conclure avec les collisions plomb-noyau.

### 6.5.1 Statistiques attendues en collisions protons-noyaux

À partir des résultats  $p$ Ne et en utilisant les facteurs d'amélioration présentés dans la table 6.1, ainsi que la nouvelle zone de vertex primaire (20 cm), l'énergie au sein de la collision ( $\sqrt{s_{NN}} = 113$  GeV) et l'exploitation de l'intégralité des paquets de protons du faisceau du LHC, on peut estimer que 170h de collisions  $p$ Ne avec SMOG2 résulteraient en une luminosité intégrée de  $\mathcal{L}_{pNe 170h}^{SMOG2} = 6.3 \text{ pb}^{-1}$ , correspondant à 1.5 M de candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 30 k  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 90 k  $\chi_c \rightarrow J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$  et 7.5 M candidats

6. Durant les quelques semaines du run ions lourds, la prise de données a été significativement affectée par différents quenchs du LHC.

Gaz injecté	Durée de la prise de données
$pH$	7 160 h
$pD$	2 530 h
$pHe$	1 265 h
$pN$	138 h
$pO$	114 h
$pNe$	113 h
$pAr$	40 h
$pKr$	26 h
$pXe$	13 h

TABLE 6.2 – Durée de la prise de données nécessaire pour cumuler 1 M de candidats  $J/\psi$  en configuration SMOG2 nominale (la suppression du  $J/\psi$  est négligée mais les différences de densité ).

$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ . La barre symbolique du million de candidats  $J/\psi$  serait atteinte au bout 113h de collisions  $pNe$  avec la configuration nominale du faisceau de protons. Un des intérêts de SMOG2 étant de varier les systèmes de collisions afin de scanner un maximum de densité d'énergie, il est pertinent de calculer le nombre d'heures requis permettant la collecte d'un million de candidats pour les divers systèmes de collisions SMOG2 (la suppression du  $J/\psi$  a été négligée pour cet exercice). Ces nombres d'heures sont reportés dans le tableau 6.2. Il semble peu probable que le million de candidats  $J/\psi$  soit atteint pour les collisions  $pH$ ,  $pD$  et  $pHe$ , du fait des importantes quantités d'heures de prise de données nécessaires. Toutefois, une prise de données de l'ordre de 1 à 2 mois devrait permettre d'atteindre  $\sim 100\,000$  candidats, afin d'établir une base solide aux études envisagées. Ainsi, les années 2024 et 2025 devraient permettre de cumuler suffisamment de statistique pour caractériser de manière précise la production du charme dans les collisions proton-noyau.

### 6.5.2 Intérêts physiques des collisions proton-noyau

Grâce à la grande variété des collisions proton-noyau attendues, différents axes de recherche sont envisagés. Tout d'abord, dans la suite logique des analyses SMOG effectuées, les nombreuses collisions proton-noyau collectées permettront de caractériser les effets nucléaires froids affectant la production des charmonia :  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  et  $\chi_c$ . Les hautes statistiques permettront d'étudier les différents états du  $\chi_c$  notamment via son canal de désintégration  $J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$  avec la conversion du photon en paire électron-positron, impliquant une meilleure résolution pour distinguer les 3 états du  $\chi_c$ . Cette base précise est fondamentale à la compréhension des effets dus à la production potentielle du plasma de quarks et gluons dans les collisions plomb-noyau. De nouvelles études telles la mesure du temps de formation des quarkonia seront aussi effectuées [91].

De manière complémentaire, la production de charme ouvert sera aussi étudiée. En effet, comme mis en avant dans l'analyse du lot de données  $pNe$ , les mésons  $D^0$  se révèlent être bien plus qu'une simple normalisation. Tout d'abord, il est fondamental d'améliorer notre compréhension de l'hadronisation : est-elle universelle comme le suggéraient jusqu'il y a peu les résultats d'HERA-B et des collisionneurs  $e^+e^-$  ? Ou bien dépend-elle de l'environnement comme semble l'indiquer diverses récentes mesures ? LHCb, grâce à sa grande couverture en rapidité, étudiera précisément l'hadronisation du charme pour

Signal	Quantités attendues
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1 M
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	20 k
$\chi_c \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \gamma$	60 k
$\chi_c \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) e^+ e^-$	6 k
$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$	5 M
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^\pm \pi^\mp$	50 k
$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	250
Drell-Yan	300

TABLE 6.3 – Quantités de signal attendues pour une prise de données correspondant à 1M de candidats  $J/\psi$  en configuration SMOG2 nominale.

différentes régions de Björken- $x$ . En plus de la mesure des mésons  $D^0$ , tout le spectre du charme ouvert sera étudié, incluant les mésons  $D^\pm$ ,  $D_s^\pm$ , les baryons  $\Lambda_c^+$  ainsi que les mésons  $D^{*+}$ . On notera que le méson  $D^{*+}$  est le seul méson charmé excité dont la désintégration peut mener à un changement de charge, puisque la majorité du  $D^{*+}$  se désintègre en  $D^0 \pi^+$  (le reste allant en  $D^+$ ). Il est donc particulièrement intéressant de contraindre sa production. Les mesures d'asymétrie telles qu'initiées dans l'analyse de la production du  $D^0$  dans les collisions  $p$ Ne seront répétées pour tous les hadrons charmés. Ces mesures permettront de contraindre la présence de charme intrinsèque dans les nucléons ainsi que le mécanisme de coalescence. Un nouvel axe de recherche sera aussi lancé via ces études d'asymétrie. En effet, puisque la masse des quarks  $c$  donne accès à la zone des quarks de valence des noyaux cible, mais aussi aux quarks de la mer, les mesures d'asymétrie devraient permettre de caractériser les rapports  $d/u$  mais aussi  $\bar{d}/\bar{u}$  au sein des protons, tel qu'illustré par la figure 6.8, et des neutrons. Pour ces analyses de symétrie d'isospin, les collisions proton-hydrogène et proton-deutérium seront cruciales. De plus, ces études concernant la production du charme ouvert permettront de conclure sur la pertinence d'utiliser les mésons  $D^0$  comme référence pour étudier la suppression des charmonia. Des alternatives à cette référence seraient de mesurer la section efficace totale des hadrons charmés ou bien de mesurer la production de mésons  $D^0$  uniquement (puisque'il semble que la production du  $\bar{D}^0$  soit affectée par la présence des quarks de valence de la cible). Ainsi l'étude de la suppression des charmonia par rapport à la production du charme ouvert dans les collisions cible fixe, de  $p$ H à  $p$ Xe, permettra de caractériser précisément l'absorption nucléaire, élément crucial à l'étude des collisions plomb-noyau.

### 6.5.3 Intérêts physiques des collisions plomb-noyau

En extrapolant les résultats de l'analyse des collisions PbNe et en considérant les améliorations dues à SMOG2, un mois de prise de données PbNe en 2024 ou 2025 résulterait en 25 000 candidats  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 500  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 1 500  $\chi_c \rightarrow J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$  et 125 000  $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$  (les suppressions des  $\psi(2S)$  et  $\chi_c$  sont négligées pour ces estimations). Puisque l'analyse des collisions PbNe n'a pas mis en évidence une suppression anormale des mésons  $J/\psi$  par rapport à la production des  $D^0$ , il semble pertinent de sonder les collisions PbAr en 2024. Un mois de collisions PbAr correspondrait à 70 000  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 1 400  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , 4 200  $\chi_c \rightarrow J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-) \gamma$  et 350 000  $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$  (les suppressions des  $c\bar{c}$  sont négligées pour ces estimations). Selon les résul-



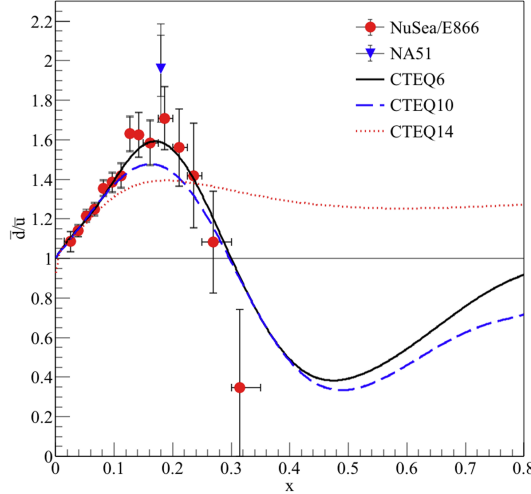


FIGURE 6.8 – Ratios  $\bar{d}/\bar{u}$  mesurés par les collaborations NUSEA [92] et NA51 [93] (les corrections nucléaires du deutérium sont faibles). Les courbes représentent les ajustements globaux au "next-to-leading-order" de CTEQ6, CTEQ10 [94] et CTEQ14 [95], illustrant l'évolution temporelle de ces ajustements.

tats obtenus, l'année 2025 pourrait être utilisée pour doubler la statistique ou bien pour collecter un lot complémentaire de données tel des collisions PbNe ou PbHe. On notera que les collisions PbKr ou PbXe ne sont pas envisagées pour le run 3 en raison d'une saturation potentielle du détecteur LHCb. En effet, les évaluations de performances pour les collisions PbPb ont mis en évidence une saturation du SciFi à partir de 30% de centralité pour les collisions PbPb. Or cette multiplicité correspond à celle des collisions PbKr. Il apparaît donc peu judicieux d'effectuer de telles prises de données durant le run 3. Les futures jouvences de LHCb, introduisant notamment un trajectographe avec une fine granularité dans la partie centrale du SciFi puis le remplacement de l'Upstream Tracker devraient permettre de reconstruire intégralement les collisions PbKr et PbXe durant les runs 4 puis 5 du LHC.

Ainsi les collisions les plus violentes accessibles en configuration cible fixe durant le run 3 sont les collisions PbAr. Que peut-on attendre de ces collisions à  $\sqrt{s_{NN}} = 71$  GeV ? Est-ce qu'un milieu déconfiné pourrait être produit dans ces collisions PbAr ? F. Fleuret a étudié les multiplicités attendues pour diverses collisions à  $\sqrt{s_{NN}} = 71$  GeV via le logiciel EPOS [58], ces valeurs sont reportées dans la table 6.4. La multiplicité des collisions PbPb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV y est aussi reportée. Cette dernière correspond à la prise de données enregistrée par l'expérience NA50 qui a observé pour la première fois la suppression anormale du  $J/\psi$  dans les collisions PbPb les plus centrales. Plus précisément, cette suppression supplémentaire a été observée à partir de 30% de centralité, soit pour une multiplicité égale ou supérieure à 1338 selon la table 6.4. Or cette multiplicité est atteinte dans les données PbNe à  $\sqrt{s_{NN}} = 71$  GeV uniquement pour les collisions les plus centrales (intervalle 10-0% en centralité), ce qui corrobore les résultats obtenus en PbNe tout en questionnant le ratio  $J/\psi/D^0$  pour les collisions les plus centrales<sup>7</sup>. Concernant les collisions PbAr, à partir de 30% de centralité, la multiplicité atteint 1228, puis dépasse 1700 pour une centralité de 20%. Il est donc raisonnable de s'attendre à une production

7. Le ratio  $J/\psi/D^0$  obtenu pour les collisions PbNe les plus centrales est en-dessous de l'ajustement décrivant les collisions pNe et PbNe, mais souffre d'une grande incertitude statistique, rendant toutes les hypothèses possibles.

de plasma de quarks et gluons pour les collisions PbAr les plus centrales. Ainsi, l'étude de la production de charmonia, incluant pour la première fois  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  et  $\chi_c$ , dans les collisions PbAr permettra de tester la suppression séquentielle des charmonia.

## 6.6 Conclusions

L'amélioration du système de cible fixe, SMOG2, ouvre un horizon lumineux à l'étude de l'hadronisation du charme ainsi qu'à la caractérisation de l'écrantage de couleur. Malgré une année 2023 difficile, les prises de données envisagées permettront une collecte inédite d'un large spectre de collisions, allant des densités d'énergie faibles  $pH$ ,  $pD$ , aux densités d'énergie importantes PbAr en passant par des collisions  $pXe$ . Ces données enrichiront notre compréhension de l'hadronisation, mais aussi de la structure des nucléons. Elles permettront aussi de tester de manière non-ambiguë l'écrantage de couleur prédit en 1986.

Selon les résultats obtenus, il pourra être nécessaire d'accumuler plus de données lors du run 4 du LHC. On peut notamment envisager d'augmenter les statistiques  $pH$  ou bien d'accumuler des données PbKr et ultérieurement PbXe afin d'atteindre la suppression totale du  $J/\psi$  correspondant à la fin du second plateau dans la suppression séquentielle du charmonia. Le run 5 du LHC bénéficiera d'un nouveau système de cible fixe, permettant l'injection de gaz polarisé. Ce projet, LHCspin, ouvrira le champ de la physique du spin au LHC, complétant la physique de l'Electron-Ion Collider (EIC) dont le démarrage est prévu pour la prochaine décennie.

Système	Centralité							
	Collisions périphériques						Collisions centrales	
	100 – 60%	60 – 50%	50 – 40%	40 – 30%	30 – 20%	20 – 10%	10 – 0%	
PbPb, $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV	124.2	331.6	605.9	919.6	1338.7	2035.8	2980.5	
PbNe, $\sqrt{s_{NN}} = 71$ GeV	108.6	254.4	392.5	588.0	814.5	1086.0	1494.9	
PbAr, $\sqrt{s_{NN}} = 71$ GeV	123.6	308.8	496.5	806.6	1228.3	1711.9	2372.7	
PbKr, $\sqrt{s_{NN}} = 71$ GeV	196.9	533.6	919.1	1451.2	2205.5	2986.6	4084.3	
PbXe, $\sqrt{s_{NN}} = 71$ GeV	201.4	581.7	1031.0	1587.3	2400.2	3541.7	5065.7	

TABLE 6.4 – Multiplicité évaluée dans  $4\pi$  avec le logiciel EPOS [58] pour différentes collisions Pb-noyaux (crédits F. Fleuret). Les collisions PbPb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV correspondent à la configuration de l'expérience NA50 où la suppression anormale du  $J/\psi$  a été observée dans les intervalles les plus centraux. Les configurations à  $\sqrt{s_{NN}} = 71$  GeV correspondent aux collisions SMOG ou SMOG2.

# Conclusion

L'expérience LHCb avec sa cible fixe a ouvert un champ d'investigation unique au LHC. Cette configuration cible fixe bénéficie des nombreux avantages du détecteur LHCb et du LHC. Tout d'abord, les qualités de détection de LHCb permettent de reconstruire efficacement les hadrons charmés et les charmonia. La possibilité d'injecter différents gaz et d'exploiter les faisceaux de protons et de plomb du LHC offre une large gamme de densité d'énergie au sein des collisions. D'autre part, la configuration cible fixe donne accès à une énergie inédite au sein des collisions :  $\sqrt{s_{NN}} \sim 100$  GeV, ayant pour conséquence la production d'une seule paire  $c\bar{c}$  dans les collisions PbPb les plus centrales, donc s'affranchissant du phénomène dit de recombinaison statistique observé aux collisionneurs RHIC et LHC. De plus, les trois unités de rapidité couvertes par LHCb se traduisent en terme de rapidité dans le centre de masse de la collision par une couverture quasi complète de l'hémisphère arrière de la collision. Tous ces éléments font de LHCb en configuration cible fixe le lieu idéal pour investiguer de manière exhaustive la chromodynamique quantique.

Les analyses de la production du charme durant le run 2 du LHC, présentées dans cette habilitation, ont démontré la faisabilité d'un programme de physique dédié à la physique du charme avec cette configuration. Malgré le manque de statistiques, les études des collisions proton-gaz mais aussi plomb-gaz ont permis d'obtenir des premiers résultats physiques, ouvrant la voie à un vaste programme de physique.

Grâce à SMOG2, le nouveau système de cible fixe de LHCb, ce programme de caractérisation de l'hadronisation mais aussi de la suppression des charmonia menant à l'étude non-ambigüe du phénomène d'écrantage de couleur prédit au sein du plasma de quarks et gluons, sera effectif dès le run 3 du LHC. Après avoir analysé des lots de données d'énergies différentes avec des statistiques extrêmement limitées, la configuration cible fixe de LHCb va entrer dans l'ère de la précision !



# Bibliographie

- [1] R. et al. Aaij. First measurement of charm production in fixed-target configuration at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 122 :132002, 2019.
- [2] R. Aaij et al. Charmonium production in  $p\text{Ne}$  collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV. *Eur. Phys. J. C*, 83(7) :625, 2023.
- [3] R. et al. Aaij. Open charm production and asymmetry in  $p\text{Ne}$  collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV. *Eur. Phys. J. C*, 83(6) :541, 2023.
- [4] R. Aaij et al.  $J/\psi$  and  $D^0$  production in  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 68.5$  GeV  $\text{PbNe}$  collisions. *Eur. Phys. J. C*, 83(7) :658, 2023.
- [5] S. J. Brodsky, F. Fleuret, C. Hadjidakis, and J. P. Lansberg. Physics Opportunities of a Fixed-Target Experiment using the LHC Beams. *Phys. Rept.*, 522 :239–255, 2013.
- [6] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle  $J$ . *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1404–1406, Dec 1974.
- [7] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in  $e^+e^-$  annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1406–1408, Dec 1974.
- [8] R. L. Workman et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022 :083C01, 2022.
- [9] J. P. Lansberg. New Observables in Inclusive Production of Quarkonia. *Phys. Rept.*, 889 :1–106, 2020.
- [10] M. Bedjidian et al. Hard probes in heavy ion collisions at the LHC : Heavy flavor physics. 10 2004.
- [11] Y. Q. Ma and R. Vogt. Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model. *Phys. Rev. D*, 94(11) :114029, 2016.
- [12] V. Cheung and R. Vogt. Production and polarization of prompt  $J/\psi$  in the improved color evaporation model using the  $k_T$ -factorization approach. *Phys. Rev. D*, 98(11) :114029, 2018.
- [13] A. Verbytskyi M. Lisovyi and O. Zenaiev. Combined analysis of charm-quark fragmentation-fraction measurements. *Eur. Phys. J. C*, 76(7) :397, 2016.
- [14] S. Acharya et al. Charm-quark fragmentation fractions and production cross section at midrapidity in  $pp$  collisions at the LHC. *Phys. Rev. D*, 105(1) :L011103, 2022.
- [15] R. J. Fries et al. Hadron production in heavy ion collisions : Fragmentation and recombination from a dense parton phase. *Phys. Rev. C*, 68 :044902, Oct 2003.
- [16] M. He and R. Rapp. Hadronization and charm-hadron ratios in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 124 :042301, Jan 2020.
- [17] K. P. Das and R. C. Hwa. Quark-antiquark Recombination in the Fragmentation Region. *Phys. Lett. B*, 68 :459, 1977. [Erratum : *Phys.Lett.B* 73, 504 (1978)].

- [18] R. Vogt and S. J. Brodsky. QCD and intrinsic heavy quark predictions for leading charm and beauty hadroproduction. *Nuclear Physics B*, 438(1) :261–277, 1995.
- [19] J. Yu E. Braaten and T. Mehen. The Leading particle effect from heavy quark recombination. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :122002, 2002.
- [20] R. Rapp and E. V. Shuryak. D meson production from recombination in hadronic collisions. *Phys. Rev. D*, 67 :074036, 2003.
- [21] R. Aaij et al. Enhanced production of  $\Lambda_b^0$  baryons in high-multiplicity  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. (to be submitted) *Phys. Rev. Lett.*
- [22] S. Acharya et al.  $\Lambda_c^+$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and in  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *JHEP*, 04 :108, 2018.
- [23] A. Białas and W. Czyż. Projectile fragmentation in hadron-nucleus collisions at high energies. *Nuclear Physics B*, 194(1) :21–37, 1982.
- [24] M. Adamovich et al. Study of  $D^+$  and  $D^-$  feynman's  $x$  distributions in  $\pi^-$ -nucleus interactions at the SPS. *Physics Letters B*, 305(4) :402–406, 1993.
- [25] G. A. Alves et al. Feynman- $x$  and transverse-momentum dependence of  $D^\pm$  and  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$  production in 250 GeV  $\pi^-$ -nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :3147–3150, Nov 1992.
- [26] J Magnin J.C Anjos and G Herrera. On the intrinsic charm and the recombination mechanisms in charm hadron production. *Physics Letters B*, 523(1) :29–34, 2001.
- [27] R. Aaij et al. Study of Z Bosons Produced in Association with Charm in the Forward Region. *Phys. Rev. Lett.*, 128(8) :082001, 2022.
- [28] R. Maciula and A. Szczurek. Recombination mechanism for  $D^0$ -meson production and  $\bar{D}^0$  production asymmetry in the LHCb  $p+^{20}\text{Ne}$  fixed-target experiment. *Phys. Lett. B*, 835 :137530, 2022.
- [29] A. Buckley et al. LHAPDF6 : parton density access in the LHC precision era. *Eur. Phys. J. C*, 75 :132, 2015.
- [30] F. Arleo and C. J. Naïm. Nuclear  $p_\perp$ -broadening of Drell-Yan and quarkonium production from SPS to LHC. *JHEP*, 07 :220, 2020.
- [31] F. Arleo and S. Peigne. Heavy-quarkonium suppression in  $p$ -A collisions from parton energy loss in cold QCD matter. *JHEP*, 03 :122, 2013.
- [32] R. Vogt C. Lourenco and H. K. Woehri. Energy dependence of  $J/\psi$  absorption in proton-nucleus collisions. *JHEP*, 02 :014, 2009.
- [33] B. Alessandro et al.  $J/\psi$  and  $\psi'$  production and their normal nuclear absorption in proton-nucleus collisions at 400-GeV. *Eur. Phys. J. C*, 48 :329, 2006.
- [34] F. Arleo and V. N. Tram. A Systematic study of  $J/\psi$  suppression in cold nuclear matter. *Eur. Phys. J. C*, 55 :449–461, 2008.
- [35] E. G. Ferreira A. Capella and A. B. Kaidalov. Nonsaturation of the  $J/\psi$  suppression at large transverse energy in the comovers approach. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :2080–2083, Sep 2000.
- [36] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense matter : Neutrons or asymptotically free quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34 :1353–1356, May 1975.
- [37] E.V. Shuryak. Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions. *Physics Letters B*, 78(1) :150–153, 1978.

- [38] U. W. Heinz and M. Jacob. Evidence for a new state of matter : An Assessment of the results from the CERN lead beam program. 1 2000.
- [39] A. Adare et al.  $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev. C*, 84 :054912, Nov 2011.
- [40] B. I. Abelev et al.  $J/\psi$  production at high transverse momentum in p+p and Cu+Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev. C*, 80 :041902, 2009.
- [41] J. Adam et al.  $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. *Phys. Lett. B*, 766 :212–224, 2017.
- [42] J. Adam et al. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions. *Nature Phys.*, 13 :535–539, 2017.
- [43] T. Matsui and H. Satz.  $J/\psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett. B*, 178 :416–422, 1986.
- [44] P. Petiau et al. Anomalous  $J/\psi$  production in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Phys. Lett. B*, 410(2-4) :337–343, 1997.
- [45] H. Satz and K. Sridhar. Charmonium production versus open charm in nuclear collisions. *Phys. Rev. D*, 50 :3557–3559, Sep 1994.
- [46] A. Adare et al. Heavy-quark production in  $p+p$  and energy loss and flow of heavy quarks in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys. Rev. C*, 84 :044905, Oct 2011.
- [47] A. A. Alves Jr. et al. The LHCb detector at the LHC. *JINST*, 3 :S08005, 2008.
- [48] A. Abulencia et al. Observation of  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  Oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :242003, 2006.
- [49] R. et al. Aaij. LHCb detector performance. *Int. J. Mod. Phys.*, A30 :1530022, 2015.
- [50] R. et al Aaij. Precision luminosity measurements at LHCb. *JINST*, 9 :P12005, 2014.
- [51] C. Barschel. *Precision luminosity measurement at LHCb with beam-gas imaging*. PhD thesis, 2014.
- [52] J. Blouw et al. Proposal for LHCb Participation to the Heavy Ion Runs. Technical report, CERN, Geneva, 2015.
- [53] R. Aaij et al. Measurement of antiproton production in  $p$ He collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 110$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 121(22) :222001, 2018.
- [54] R. Aaij et al. Measurement of antiproton production from antihyperon decays in  $p$ He collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 110$  GeV. *Eur. Phys. J. C*, 83(6) :543, 2023.
- [55] P. Robbe M. A. Winn E. Maurice, F. Fleuret and Y. Zhang. First measurements of open and hidden charm production at  $\sqrt{s_{NN}} = 86.6$  and 110.4 GeV with LHCb in its fixed target configuration. Technical report, 2018.
- [56] F. Garcia F. Fleuret, B. Audurier and E. Maurice. Global event cuts for 2017  $p$ Ne SMOG data. Technical report, CERN, Geneva, 2020.
- [57] S. Mrenna T. Sjöstrand and P. Skands. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [58] T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner. EPOS LHC : Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev.*, C92 :034906, 2015.



- [59] S. Agostinelli et al. GEANT4 : a simulation toolkit. *Nucl. Instr. Meth.*, 506 :250–303, 2003.
- [60] F. Maltoni et al. Analysis of charmonium production at fixed-target experiments in the NRQCD approach. *Phys. Lett.*, B638 :202–208, 2006.
- [61] J. Adam et al.  $D$ -meson production in  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5.02$  TeV and in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV. *Phys. Rev. C*, 94(5) :054908, 2016.
- [62] P. Nason M. L. Mangano and G. Ridolfi. Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys.*, B373 :295, 1992.
- [63] H.-L. Lai et al. Parton distributions for event generators. *JHEP*, 04 :035, 2010.
- [64] L. Gladilin. Fragmentation fractions of  $c$  and  $b$  quarks into charmed hadrons at LEP. *Eur. Phys. J. C*, 75(1) :19, 2015.
- [65] J. P. Lansberg and H. S. Shao. Towards an automated tool to evaluate the impact of the nuclear modification of the gluon density on quarkonium, D and B meson production in proton-nucleus collisions. *Eur. Phys. J.*, C77 :1, 2017.
- [66] H. S. Shao. HELAC-Onia 2.0 : an upgraded matrix-element and event generator for heavy quarkonium physics. *Comput. Phys. Commun.*, 198 :238–259, 2016.
- [67] H. S. Shao. HELAC-Onia : An automatic matrix element generator for heavy quarkonium physics. *Comput. Phys. Commun.*, 184 :2562–2570, 2013.
- [68] S. Peigne F. Arleo, R. Kolevatov and M. Rustamova. Centrality and  $p_T$  dependence of  $J/\psi$  suppression in proton-nucleus collisions from parton energy loss. *JHEP*, 05 :155, 2013.
- [69] F. Arleo and S. Peigné. Heavy-quarkonium suppression in  $p$ -A collisions from parton energy loss in cold QCD matter. *JHEP*, 03 :122, 2013.
- [70] M. H. Schub et al. Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  production for 800 GeV/c proton-gold collisions. *Phys. Rev.*, D52 :1307, 1995.
- [71] I. Abt et al. Kinematic distributions and nuclear effects of  $J/\psi$  production in 920-GeV fixed-target proton-nucleus collisions. *Eur. Phys. J. C*, 60 :525–542, 2009.
- [72] A. Adare et al.  $j/\psi$  production versus transverse momentum and rapidity in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :232002, Jun 2007.
- [73] T. Skwarnicki. *A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances*. PhD thesis, Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986. DESY-F31-86-02.
- [74] L. Anderlini et al. The PIDCalib package. Technical Report LHCb-PUB-2016-021, 2016.
- [75] P. Nason M. Cacciari and R. R. Vogt. QCD predictions for charm and bottom quark production at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :122001, 2005.
- [76] M. Cacciari, M. Greco, and P. Nason. The  $p_T$  spectrum in heavy-flavour hadroproduction. *JHEP*, 05 :007, 1998.
- [77] R. Vogt. Contribution from intrinsic charm production to fixed-target interactions with the SMOG Device at LHCb. *Phys. Rev. C*, 108(1) :015201, 2023.
- [78] E. Norrbin and T. Sjöstrand. Production mechanisms of charm hadrons in the string model. *Physics Letters B*, 442(1) :407–416, 1998.

- [79] R. Vogt. Limits on intrinsic charm production from the SeaQuest experiment. *Phys. Rev.*, C103 :035204, 2021.
- [80] R. L. Workman et al. Review of particle physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2022(8) :083C01, 2022.
- [81] K. et al. Kovarik. nCTEQ15 - Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework. *Phys. Rev.*, D93 :085037, 2016.
- [82] M. C. Abreu et al.  $J/\psi$ ,  $\psi'$  and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c. *Phys. Lett.*, B438 :35–40, 1998.
- [83] B. Alessandro et al. Charmonium production and nuclear absorption in p-A interactions at 450 GeV. *Eur. Phys. J.*, C33 :31–40, 2004.
- [84] B. Alessandro et al.  $J/\psi$  and  $\psi'$  production and their normal nuclear absorption in proton-nucleus collisions at 400 GeV. *Eur. Phys. J.*, C48 :329–341, 2006.
- [85] T. Alexopoulos et al. Production of  $J/\psi$ ,  $\psi'$  and  $\Upsilon$  in 800 GeV/c proton-silicon interactions. *Phys. Lett.*, B374 :271–276, 1996.
- [86] F. A. Garcia Rosales. *Study of  $J/\psi$  and  $D^0$  production in  $\sqrt{s_{NN}} = 69$  GeV PbNe collisions with the LHCb experiment.* PhD thesis, 2021. 2021IPPAX107.
- [87] R. Aaij et al. Centrality determination in heavy-ion collisions with the LHCb detector. *JINST*, 17 :P05009, 2022.
- [88] F. Garcia F. Fleuret, B. Audurier and E. Maurice. Global event cuts for 2018 PbNe SMOG data. Technical report, CERN, Geneva, 2021.
- [89] A. Rogozhnikov. Reweighting with boosted decision trees. *J. Phys. Conf. Ser.*, 762(1) :012036, 2016. [https://github.com/arogozhnikov/hep\\_ml](https://github.com/arogozhnikov/hep_ml).
- [90] E. Steffens and W. Haeberli. Polarized gas targets. *Reports on Progress in Physics*, 66(11) :R02, nov 2003.
- [91] F. Fleuret E. G. Ferreira and E. Maurice. Towards quarkonium formation time determination. *Eur. Phys. J. C*, 82(3) :201, 2022.
- [92] R. S. Towell et al. Improved measurement of the anti-d / anti-u asymmetry in the nucleon sea. *Phys. Rev. D*, 64 :052002, 2001.
- [93] A. Baldit et al. Study of the isospin symmetry breaking in the light quark sea of the nucleon from the Drell-Yan process. *Phys. Lett. B*, 332 :244–250, 1994.
- [94] H. L. Lai et al. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev. D*, 82 :074024, Oct 2010.
- [95] S. Dulat et al. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. *Phys. Rev. D*, 93 :033006, Feb 2016.

## Remerciements

Je tiens à remercier les membres de mon jury qui m'ont fait l'honneur de lire mon manuscrit et d'être présents lors de ma soutenance. Merci donc à François Arléo, Olivier Drapier, Giovanni Passaleva, Patrick Robbe et Yves Sirois. Merci pour vos commentaires, vos questions motivantes et votre soutien.

Cette habilitation conclut la phase pionnière du programme cible fixe de l'expérience LHCb. Ce programme cible fixe n'aurait pu avoir lieu sans deux visionnaires : Frédéric Fleuret et Patrick Robbe. En me proposant un postdoc de 18 mois, ils m'ont offert un ambitieux programme de physique, où tout est à définir, à mesurer. Merci à eux ! Ce postdoc de 18 mois s'est transformé en 3 ans grâce à divers soutiens, merci donc à P2IO, au programme Prestige du programme européen MSCA, à l'École polytechnique, au LLR ainsi qu'à la fondation L'Oréal-Unesco. Grâce à l'École polytechnique, et plus précisément au département de physique, je peux aujourd'hui m'investir pleinement dans le programme cible fixe. Après cette phase pionnière, il est temps de rentrer dans une phase de précision avec SMOG2 et le run 3 du LHC. L'aventure de la production du charme va prendre son envol en 2024 !

Je remercie évidemment tous les membres du LLR, pour l'ambiance conviviale qui règne dans notre laboratoire incluant les multiples cafés, les repas, les barbecues, les divers pots, les fêtes de la science... Merci à tous !

Derniers remerciements, et non des moindres, merci à John Dainton, Louis Kluberg et Frédéric Fleuret, pour leurs conseils savamment distillés.