



HAL
open science

Les Jets comme Sonde du Plasma de Quarks et de Gluons

Rachid Guernane

► **To cite this version:**

Rachid Guernane. Les Jets comme Sonde du Plasma de Quarks et de Gluons. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2023. tel-04492575

HAL Id: tel-04492575

<https://hal.science/tel-04492575>

Submitted on 6 Mar 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.

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique

Arrêté ministériel : 23 novembre 1988

Présentée par

Rachid Guernane

Docteur de l'Université Claude Bernard Lyon 1
Chercheur au CNRS

préparé au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie**
dans l'**École Doctorale de Physique**

Les Jets comme Sonde du Plasma de Quarks et de Gluons

HDR soutenue publiquement le **19 décembre 2023**,
devant le jury composé de :

Roberta Arnaldi

Directrice de Recherche, INFN Section de Turin, Examinatrice

Cvetan Cheskhov

Directeur de Recherche, IP2I Lyon, Rapporteur

Johann Collot

Professeur des Universités, Université Grenoble Alpes, Président

Marie-Hélène Genest

Directrice de Recherche, LPSC Grenoble, Examinatrice

Christian Kuhn

Directeur de Recherche, IPHC Strasbourg, Rapporteur

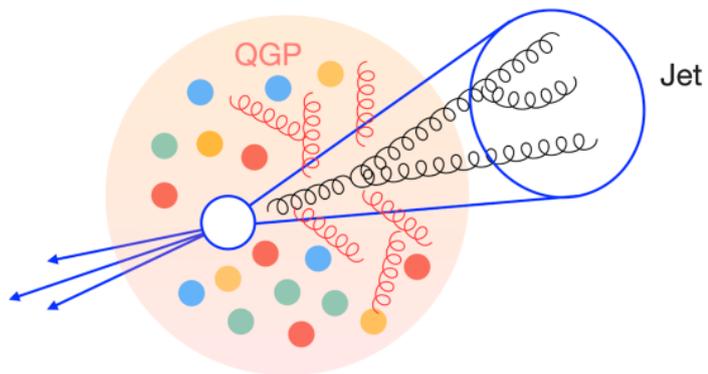
Haitham Zaraket

Professeur des Universités, Université Libanaise, Rapporteur



LES JETS COMME SONDE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS

RACHID GUERNANE



HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES
DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Les premières collisions de noyaux de plomb produites par le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) fin 2010 ont marqué le début d’une nouvelle ère dans l’étude des collisions relativistes d’ions lourds débutée 50 ans plus tôt au Bevatron (Billions of eVSynchrotron) de Berkeley. Le record d’énergie détenu jusqu’alors par le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) du BNL fut battu de plus d’un ordre de grandeur. D’importants échantillons de données de collisions Pb–Pb ont été enregistrés au cours des deux premières périodes d’exploitation du LHC, ce qui a permis de mieux comprendre les propriétés de la matière en interaction forte dans des conditions extrêmes. Le programme du LHC a non seulement confirmé la formation d’un plasma de quarks et de gluons (QGP) dont le rapport entre la viscosité de cisaillement et la densité d’entropie est proche de la limite inférieure prédite pour les fluides quantiques, mais il a également ouvert de nouvelles approches pour déterminer en détail les propriétés physique de ce milieu très fugace. Ce milieu dense et chaud, fortement couplé, constitue un environnement inédit en laboratoire au sein duquel la dynamique et les propriétés collectives de la QCD peuvent être étudiées dans des conditions similaires à celles qui prévalaient dans l’Univers primordial.

S’engager dans cette expérience scientifique, la plus grande jamais conçue par l’humanité, et ce, depuis la phase de conception des détecteurs [1], d’évaluation de leurs performances [2, 3], en passant par leur construction, leur mise en service et enfin aboutir à leur exploitation scientifique, fut pour moi une aventure extraordinaire.

Cette habilitation donne un aperçu des résultats que j’ai pu obtenir depuis 2015, en mettant l’accent sur les mesures de jets, sondes dures du milieu, produites en abondance pour la première fois dans les collisions d’ions lourds aux énergies du LHC. Les mesures de jets au LHC ont permis d’établir que ces derniers subissent des modifications importantes dans les collisions d’ions lourds par rapport à ceux des collisions proton–proton. Ces modifications, appelées *jet quenching*, offrent une voie intéressante pour étudier l’émergence d’un système régi par des interactions asymptotiquement faibles. Les jets énergétiques provenant de diffusions de partons à grand transfert de quantité de mouvement (Q^2) sont facilement identifiables sur les *event displays* de collisions proton–proton. Cependant, une mesure précise de l’énergie des jets dans les collisions d’ions lourds, de même qu’une mesure non biaisée de leur distribution est ardue. L’application d’un algorithme de reconstruction de jets à des événements de hautes multiplicités regroupe, en effet, des hadrons provenant de plusieurs sources incohérentes dans chaque jet reconstruit, entraînant un étalement significatif de la vraie distribution en énergie des jets durs. Il générera également une importante population de jets issus du bruit de fond combinatoire comprenant uniquement des hadrons générés par des processus mous (Q^2 en-dessous de quelques GeV^2).

Les résultats présentés dans ce document sont extraits des 3 thèses que j’ai encadrées :

- Hiroki Yokoyama, Mesure de la production inclusive de jets chargés dans les collisions Pb–Pb à 5.02 TeV avec l’expérience ALICE auprès du LHC [4];
- Ritsuya Hosokawa, Mesure des propriétés des jets dans les collisions pp et Pb–Pb à 5.02 TeV avec l’expérience ALICE auprès du LHC [5];
- Hadi Hassan, Modélisation et mesure des facteurs de modification nucléaire des jets issus de quarks beaux dans les collisions p–Pb à 5.02 TeV avec l’expérience ALICE auprès du LHC [6];

ainsi que des 5 publications dont je figure parmi les auteurs principaux qui s’ensuivent :

- Observation of medium-induced yield enhancement and acoplanarity broadening of low- p_T jets from measurements in pp and central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [7];
- Measurements of jet quenching using semi-inclusive hadron+jet distributions in pp and central Pb–Pb collisions at 5.02 TeV with ALICE [8];
- Multiplicity dependence of charged jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [9];
- Measurement of inclusive charged-particle b -jet production in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [10];
- Measurement of charged jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [11].

Parfaire notre compréhension des mécanismes d'hadronisation, compliquée par la présence de processus non perturbatifs, passera par une étude approfondie de la sous-structure de jets de quarks lourds. Pour ce faire, dans la perspective du Run 4 du LHC, l'expérience ALICE prépare une jouvence innovante de son trajectographe interne mettant en œuvre des capteurs monolithiques CMOS à pixels actifs flexibles de grande taille. Ayant rejoint ce projet (ITS3) depuis le début de l'année 2023, je présente dans ce document, à partir des résultats rassemblés dans la lettre d'intérêt [12], un aperçu des mesures de mésons et baryons lourds dont la reconstruction complète au sein des jets, rendue accessible par le détecteur ITS3, permettra d'étudier de nouvelles observables de sous-structure des jets de quarks lourds sensibles aux différents mécanismes d'hadronisation. Enfin, ayant mené de 2019 à 2022 un travail de R&D sur le développement d'un calorimètre électromagnétique Si-W hautement granulaire, toujours dans la perspective d'en équiper ALICE au Run 4 du LHC, j'en détaille le potentiel de physique pour l'étude de la saturation de gluons dans l'état initial qui a également fait l'objet d'une lettre d'intention [13].

CONTENTS

I Introduction

- 1 QCD en conditions extrêmes 17
 - 1.1 Introduction 17
 - 1.2 Structure de phase de QCD 18
 - 1.2.1 Les phases de QCD 18
 - 1.2.2 Équation d'état 20
 - 1.2.3 QCD sur réseau 21
 - 1.3 Sondes dures du QGP 23
 - 1.4 Phénomène du jet quenching 24
 - 1.4.1 Mise en évidence expérimentale du jet quenching 24
 - 1.4.2 Description théorique du jet quenching 26

II Méthodes Expérimentales

- 2 Mesure des jets dans l'expérience ALICE 37
 - 2.1 Le détecteur ALICE 37
 - 2.2 Géométrie de la collision 38
 - 2.2.1 Centralité 39
 - 2.2.2 Plan de l'événement 40
 - 2.3 Reconstruction des jets 41
 - 2.3.1 Définition d'un jet 41
 - 2.3.2 Algorithmes de recombinaison 42
 - 2.3.3 Défis de la reconstruction des jets en collisions d'ions lourds 42
 - 2.3.4 Densité moyenne de bruit de fond 43
 - 2.3.5 Fluctuations du bruit de fond 45
 - 2.4 Déconvolution 47

III Résultats Expérimentaux

- 3 Observables du jet quenching 53
 - 3.1 Introduction 53
 - 3.2 Mesure de jets en collisions pp aux énergies de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV 53
 - 3.2.1 Mesure des sections efficaces inclusives 53
 - 3.2.2 Production de jets en fonction de la multiplicité 54
 - 3.3 Mesure de la production inclusive de jets de quarks b en collisions pp et p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV 55
 - 3.3.1 Introduction 55
 - 3.3.2 Paramètre d'impact d'une trace 56
 - 3.3.3 Étiquetage des jets beaux 58
 - 3.4 Mesure du facteur de modification nucléaire des jets en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV 63
 - 3.5 Mesure de l'anisotropie azimutale de la production de jets en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV 65
 - 3.6 Sections efficaces semi-inclusives de jets en pp et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV 67
 - 3.6.1 Hadrons trigger et biais de sélection associé 68
 - 3.6.2 Coïncidences hadron-jets 68
 - 3.6.3 Mesures semi-inclusive des jets de recul 69
 - 3.6.4 Modification de la forme des jets 74
 - 3.6.5 Acoplanéité 79
 - 3.6.6 Conclusions 79

IV Perspectives

- 4 Étude des saveurs lourdes avec ITS3 83
 - 4.1 Introduction 83
 - 4.2 Le détecteur ITS3 86
 - 4.3 Mesure des baryons Λ_c^+ 86
 - 4.4 Mesure des baryons Λ_b^0 88

4.5	Mesure des mésons B_s^0	88
5	Étude de la saturation de gluons avec le calorimètre FoCal	91
5.1	Introduction	91
5.2	Motivations de physique	92
5.2.1	Distributions de partons dans les protons et les noyaux	92
5.3	Le détecteur FoCal	107
5.3.1	Considérations générales	107
5.3.2	Le calorimètre électromagnétique FoCal-E	109
5.3.3	Le calorimètre hadronique FoCal-H	110
5.4	Performances de physique attendues	111
5.4.1	Mesure des photons direct en collisions pp	111
5.4.2	Mesure des photons directs en collisions p-Pb	114
5.4.3	Impact de la mesure des photons directs sur la PDF de gluons	116
5.4.4	Comparaison avec les performances attendues de LHCb	117
5.4.5	Spectres de mésons neutres en collisions Pb-Pb et facteur de modification nucléaire	120

v Conclusion

Bibliographie	127
---------------	-----

LIST OF FIGURES

- Figure 1.1 Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température T -potentiel chimique baryonique μ . Les deux points rouges représentent respectivement le points critique chiral (le plus gros) et celui de la transition de phase liquide-gaz. La ligne en pointillés est la ligne de transition de crossover à basse température. Les flèches indiquent les régions du diagramme de phase explorées par les programmes expérimentaux ions lourds menés auprès de divers accélérateurs. Les calculs sur réseau présentés au paragraphe 1.2.3 ont été effectués à $\mu = 0$ qui correspond à l'axe vertical du diagramme de phase. 20
- Figure 1.2 Calcul ab initio de l'équation d'état de QCD pour 2 + 1 saveurs. p est la pression, ε la densité d'énergie, s la densité d'entropie et T la température. On calcule p/T^4 car cette quantité est sans dimension dans les unités naturelles $k_B = \hbar = c = 1$. Les bandes colorées pleines indiquent les erreurs de calcul. Les lignes continues à basse température représentent l'équation d'état d'un gaz parfait de hadrons (modèle du gaz de résonances hadroniques [51]) et la ligne pointillée à haute température correspond à un gaz parfait de quarks et de gluons de masse nulle (loi de Stefan-Boltzmann). Enfin, la bande verticale jaune marque la région du crossover autour de $T_c = (154 \pm 9)$ MeV [49]. 23
- Figure 1.3 À gauche, carré de la vitesse du son, c_s^2 , en fonction de la température pour plusieurs isentropiques (entropie par baryon constante) [50]. À droite, illustration de la convergence de la série de Taylor pour $s/n_B = 40$. 24
- Figure 1.4 À gauche : Facteurs de modification nucléaire en collisions dAu de biais minimum (triangles verts) et centrales (points rouges) mesurés par l'expérience STAR [59]. À droite : (a) Corrélations azimutales de paires de hadrons en collisions d + Au de biais minimum (triangles verts) et centrales (points rouges), et en collisions pp [60]. (b) Comparaison de la corrélation azimutale entre paires de hadrons en collisions dAu centrales avec celle observée en collisions pp et Au-Au centrales [60]. 24
- Figure 1.5 En haut : Distributions de l'asymétrie en énergie transverse des jets pour les données (points) et pour une simulation HIJING non quenchée avec des jets PYTHIA superposés (histogrammes jaunes pleins), en fonction de la centralité de la collision (de gauche à droite, des événements périphériques aux événements centraux). Les données des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, analysées avec la même sélection de jets, sont représentées par des cercles ouverts. En bas : Distributions de l'angle azimutal entre les deux jets $\Delta\phi$, pour les données et la simulation HIJING + PYTHIA, également en fonction de la centralité. 26
- Figure 1.6 Schéma d'un processus de diffusion dure au LHC [69]. 27
- Figure 1.7 Diagramme typique du rayonnement de gluons induit par le milieu. 28
- Figure 1.8 Panorama des formalismes du jet quenching dans le cadre de la QCD perturbative [113]. Les flèches indiquent des concepts ou des hypothèses communes entre les formalismes. 31
- Figure 1.9 (gauche) Perte d'énergie moyenne d'un quark léger d'énergie initiale E_i traversant le milieu formé dans des collisions Au-Au centrales (0-5 %) au RHIC. Dans cette figure, les quarks sont supposés être créés au centre du milieu et se propager dans la direction du plan de réaction [159]. Pertes d'énergies radiative et collisionnelle de quarks (milieu) c et (droite) b après avoir traversé le milieu créé en collisions Pb-Pb centrales (0-7.5 %) au LHC. L'axe des abscisses représente l'énergie initiale des quarks lourds et celui des ordonnées l'énergie perdue totale [160]. 33
- Figure 1.10 Coefficient de transport réduit \hat{q}/T^3 en fonction de la température T pour une quark d'énergie initiale $E = 10$ GeV au centre des collisions A-A les plus centrales à $\tau_0 = 0.6$ fm/c extrait par la Collaboration JET à partir des mesures des facteurs de modification nucléaire des hadrons [161]. 34
- Figure 2.1 (gauche) Résolution en impulsion transverse et (droite) efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de leur impulsion transverse en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. 38

- Figure 2.2 (gauche) Résolution en impulsion transverse et (droite) efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de leur impulsion transverse en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. 38
- Figure 2.3 (gauche) Distribution de l’amplitude VZERO (V0A + V0C). La distribution est ajustée par le modèle de Glauber représenté par la courbe de couleur rouge. L’encadré montre un agrandissement de la région la plus périphérique. (droite) Résolution des différents estimateurs de centralité. 39
- Figure 2.4 Résolution du plan de l’événement d’ordre deux, $\Psi_{EP,n}$, en fonction de la centralité, obtenue à l’aide de la corrélation des sous-événements issus de deux ou trois (sous-)détecteurs parmi la TPC, VZERO, FMD et PMD. Dans le cas de la TPC, la méthode “3-sub” consiste à combiner le sous-événement de la TPC avec ceux des détecteurs VZERO-A et VZERO-C. 41
- Figure 2.5 Dessin représentant les différentes étapes de la production et de la mesure d’un jet. 42
- Figure 2.6 Densité d’impulsion transverse en fonction de η et ϕ d’une collision pp à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV simulée à l’aide du générateur d’événement Monte-Carlo PYTHIA (gauche). Les différentes couleurs indiquent les jets reconstruits à l’aide de l’algorithme anti- k_T . Même collision plongée dans le bruit de fond d’une collision Pb–Pb centrale simulée à l’aide du générateur d’événement Monte-Carlo HYDJET (droite). 43
- Figure 2.7 Dépendance de la densité d’impulsion transversale par unité de surface ρ en fonction de la centralité de la collision (droite) et de la multiplicité de traces utilisées pour la reconstruction des jets (gauche). 44
- Figure 2.8 Densité d’impulsion transverse des traces chargées en fonction de leur angle azimutal pour une collision semi-périphérique (classe de centralité 30–50%). Les points de données (en noir) sont représentés avec leur seule barre d’erreur statistique. La courbe rouge montre le résultat de l’ajustement de la fonction donnée par l’équation 2.12. Les courbes verte et grise également obtenues après ajustement de la fonction 2.12 montrent les contributions respectives du flot elliptique (v_2) et triangulaire (v_3). La droite horizontale pointillée de couleur magenta représente la constante de normalisation ρ_0 . 45
- Figure 2.9 Distribution de probabilité de δp_T pour 3 types de cônes rigides aléatoires de rayon $R = 0.2$ placés dans des collisions Pb–Pb réelles et randomisées appartenant à différentes classes de centralité. L’impulsion transverse minimum des traces est de 0.15 GeV/c. La partie gauche des distributions est ajustée à l’aide d’une Gaussienne comme expliqué dans le texte. 47
- Figure 2.10 Écart type des distributions en δp_T pour des cônes rigides aléatoires de rayon $R = 0.2$ en fonction de la multiplicité brute de traces. Les points de données sont comparés à la limite Poissonienne. 47
- Figure 2.11 Distributions en δp_T pour des cônes rigides aléatoires en fonction de leur angle azimutal ϕ_{RC} par rapport au plan de l’événement après soustraction de la densité de bruit de fond (gauche) moyenne $\langle \rho^{ch} \rangle$ et (droite) extraite de ajustement événement par événement de la densité d’impulsion transverse donnée par l’équation 2.12. 48
- Figure 2.12 (gauche) Efficacité de reconstruction des jets pour deux coupures en impulsion transverse de la traces de plus grande impulsion transverse. (droite) Efficacité de reconstruction des jets pour une production de jets biaisée (jet–jet) et non-biaisée (MB) avec le générateur d’événements Monte-Carlo PYTHIA. Seules les incertitudes statistiques sont représentées. 49
- Figure 3.1 Comparaison des mesures de sections efficaces de production de jets chargés avec les prédictions MC à l’ordre NLO (POWHEG + PYTHIA8) pour différents paramètres de résolution du jet $R = 0.2$ (a), 0.3 (b), 0.4 (c) et 0.6 (d). Les incertitudes statistiques sont représentées par des barres d’erreur verticales. L’incertitude systématique sur les données est indiquée par une bande ombrée autour de l’unité, elle-même indiquée par une ligne rouge continue. 54

- Figure 3.2 Mesures des sections efficaces inclusives de production de jets chargés dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV après soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent. Les mesures effectuées pour différents paramètres de résolution du jet R variant de 0.2 à 0.7 sont comparées aux prédictions MC à l'ordre LO et NLO. Les incertitudes statistiques sont représentées par des barres d'erreur verticales tandis que les incertitudes systématiques sont quant à elles indiquées par des cases ombrées dans les panneaux du haut et des bandes ombrées autour de l'unité (ligne rouge pointillée) dans les panneaux du bas. 55
- Figure 3.3 Comparaison des mesures des taux de production (auto-normalisés) de jets chargés en fonction de la multiplicité de particules chargées (auto-normalisée [197]) avec les prédictions théoriques obtenues à l'aide du générateur MC PYTHIA8 pour quatre intervalles d'impulsion transverse ($5 \leq p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 7$ GeV/ c , $9 \leq p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 12$ GeV/ c , $30 \leq p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 50$ GeV/ c et $70 \leq p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 100$ GeV/ c) et trois rayons des jets : a) $R = 0.3$, b) $R = 0.5$ et c) $R = 0.7$. Les incertitudes statistiques et systématiques sont respectivement représentées par des barres d'erreur verticales et des encadrés autour des points de mesure. 56
- Figure 3.4 À gauche : Paramétrisation des traces dans le système de coordonnées de l'expérience ALICE [212]. Les trajectoires sont décrites par cinq paramètres et un point de référence, en utilisant une représentation au périhélie. Deux de ces paramètres sont les paramètres d'impact transversal et longitudinal d_0 et z_0 , définis comme les distances transversale et longitudinale du point le plus proche dans le plan transverse du point de référence. Les trois autres paramètres sont l'angle azimutal ϕ et l'angle polaire θ de l'impulsion de la trajectoire au point de référence et le rapport q/p de la charge de la trace reconstruite divisée par son impulsion. Le point de référence utilisé est la position du point de collisions (vertex primaire). À droite : Distribution normalisée de la signification statistique en paramètre d'impact des traces appartenant à un jet de quark b (rouge), c (vert) et léger (bleu). 58
- Figure 3.5 Résolution de pointage dans le plan transverse en fonction de l'impulsion transverse des traces ayant laissé un dépôt de charge dans chacune des six couches de l'ITS en collisions pp (à gauche) et Pb–Pb (à droite) [3]. 59
- Figure 3.6 Illustration d'un jet de quark lourd comportant un vertex secondaire provenant de la désintégration d'un hadron B ou D dont découle la présence de traces de particules chargées déplacées par rapport au vertex primaire d'interaction et qui montrent par conséquent de grandes valeurs de paramètre d'impact (d_0). 60
- Figure 3.7 Distributions-types en p_T^{rel} pour des jets de quarks b et de quarks plus légers et de gluons [216]. 60
- Figure 3.8 Performance de l'algorithme d'étiquetage par comptage de traces pour des jets d'impulsion transverse comprise dans l'intervalle $30 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 40$ GeV/ c . Les lignes pointillées indiquent les points de fonctionnement standards de l'algorithme d'étiquetage. 62
- Figure 3.9 Distributions de variable discriminante de l'algorithme probabiliste P_j pour des jets de b , c et légers obtenues à l'aide de simulations MC. 63
- Figure 3.10 Mesures de l'efficacité d'étiquetage par comptage de traces (gauche) et de la pureté de l'échantillon des jets de b correspondant (droite) obtenues en collisions pp et pPb. 63
- Figure 3.11 Mesure de la section efficace différentielle de production de jets de b de rayon $R = 0.4$ obtenue en collisions pp et pPb à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV à l'aide de la méthode d'étiquetage par comptage de trace. À titre de comparaison, la même mesure obtenue par la reconstruction d'un vertex secondaire à l'intérieur du jet est également représentée. 64
- Figure 3.12 Mesure du facteur de modification nucléaire des jets de b de rayon $R = 0.4$ obtenue à l'aide de la méthode d'étiquetage par comptage de trace. À titre de comparaison, la même mesure obtenue par la reconstruction d'un vertex secondaire à l'intérieur du jet est également représentée. 64

- Figure 3.13 Mesures du facteur de modification nucléaire des jets chargés en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV pour différent rayon du jet (rayon croissant du haut vers le bas) pour différentes classes de centralité (des collisions les plus centrales aux plus périphériques de la gauche vers la droite). Les incertitudes systématiques sont représentées par des rectangles creux ou pleins selon qu’elles sont respectivement corrélées ou indépendantes. 65
- Figure 3.14 Mesure du flot elliptique des jets chargés de rayon $R = 0.2$ en fonction de leur impulsion transverse dans les collisions Pb–Pb semi-centrales à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV (rouge). La même mesure en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV est également représentée (noir). 67
- Figure 3.15 Distributions semi-inclusives des taux de jets de recul par trigger pour des populations sélectionnées appartenant aux classes TT_{sig} et TT_{ref} en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV pour un rayon de jet $R = 0.2$ (haut), $R = 0.4$ (milieu) et $R = 0.5$ (bas). La distribution TT_{ref} est normalisée par le facteur c_{ref} . La distribution en Δ_{recoil} obtenue est également représentée. À gauche : Distributions selon $p_{\text{T,jet}}^{\text{reco,ch}}$ dans l’acceptance en $\Delta\phi$ utilisée pour la mesure de $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$. À droite : Distributions selon $\Delta\phi$ pour $p_{\text{T,jet}}^{\text{reco,ch}} \in [20, 30]$ GeV/c. 69
- Figure 3.16 Distributions semi-inclusives des taux de jets de recul par trigger pour des populations sélectionnées appartenant aux classes TT_{sig} et TT_{ref} en collisions Pb–Pb centrales à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV pour un rayon de jet $R = 0.2$ (haut), $R = 0.4$ (milieu) et $R = 0.5$ (bas). La distribution TT_{ref} est normalisée par le facteur c_{ref} . La distribution en Δ_{recoil} obtenue est également représentée. À gauche : Distributions selon $p_{\text{T,jet}}^{\text{reco,ch}}$ dans l’acceptance en $\Delta\phi$ utilisée pour la mesure de $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$. À droite : Distributions selon $\Delta\phi$ pour $p_{\text{T,jet}}^{\text{reco,ch}} \in [20, 30]$ GeV/c. Les valeurs négatives de Δ_{recoil} ne sont pas représentées mais sont toutes compatibles avec zéro dans la limite des incertitudes statistiques. 70
- Figure 3.17 Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ corrigées pour $R = 0.2$ (gauche), 0.4 (milieu), 0.5 (droite) en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE, PYTHIA8 et POWHEG. Sur les panneaux du bas sont représentés les rapports entre les ajustements des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ mesurées et prédites. 72
- Figure 3.18 Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\phi)$ corrigées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) pour $p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et $[50, 100]$ GeV/c (de la gauche vers la droite) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE, PYTHIA8 et POWHEG. Sur les sous-panneaux du haut sont représentés chacune des distributions tandis que ceux du bas représentent les rapports entre les ajustements des distributions mesurées et prédites. 73
- Figure 3.19 Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ corrigées pour $R = 0.2$ (gauche), 0.4 (milieu), 0.5 (droite) en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par le générateur MC JETSCAPE. Sur les panneaux du bas sont représentés les rapports entre les ajustements des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ mesurées et prédites. 74
- Figure 3.20 Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\phi)$ corrigées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) pour $p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et $[50, 100]$ GeV/c (de la gauche vers la droite) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par le générateur MC JETSCAPE. Sur les sous-panneaux du haut sont représentés chacune des distributions tandis que ceux du bas représentent les rapports entre les ajustements des distributions mesurées et prédites. 75
- Figure 3.21 $I_{\text{AA}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ à partir des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{\text{T,jet}}^{\text{ch}})$ mesurées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) en collisions Pb–Pb centrales (cf. figure 3.19) et pp (cf. figure 3.17). Les prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE et JEWEL sont également représentées. 76

- Figure 3.22 $I_{AA} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ pour $R = 0.2$ et 0.4 et différentes classes de TT_{ref} . Pour plus de clarté, les points de mesure ont été légèrement décalés tandis que les lignes verticales pointillées de couleur grise indiquent les limites des bins. Les prédictions de JETSCAPE sont également représentées pour les mêmes classes de TT_{ref} . 77
- Figure 3.23 Rapports des distributions en $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ pour $R = 0.2/R = 0.4$ (gauche) et $R = 0.2/R = 0.5$ (droite) en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV construits à partir de la figure 3.17 comparés aux prédictions théoriques de PYTHIA8 et JETSCAPE. Les rapports des sections efficaces de jets inclusifs pour les mêmes rayons de jets à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [11] et $\sqrt{s} = 13$ TeV [9] sont également représentés. 78
- Figure 3.24 Rapports des distributions en $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ pour $R = 0.2/R = 0.4$ (gauche) et $R = 0.2/R = 0.5$ (droite) en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV construits à partir des données de la figure 3.19 superposés au rapports obtenus en pp représenté sur la figure 3.23. Les incertitudes sur les rapports tiennent compte de la corrélation entre les incertitudes du numérateur et du dénominateur. Les prédictions théoriques données par JETSCAPE en collisions pp et Pb–Pb sont également représentées. 78
- Figure 3.25 $\Delta_{\text{recoil}} (\Delta\varphi)$ pour $R = 0.2$ (haut), $R = 0.4$ (milieu) et $R = 0.5$ (bas). Les sous-panneaux du haut montrent les valeurs de $\Delta_{\text{recoil}} (\Delta\varphi)$ pour différents intervalles de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ mesurées en collisions pp et PbPb tandis que les sous-panneaux du bas montrent les valeurs de $I_{AA} (\Delta\varphi)$ correspondantes comparées aux prédictions théoriques données par JETSCAPE, JEWEL et un calcul pQCD. 80
- Figure 4.1 Rapport baryon sur méson Λ_c^+ / D^0 en fonction de p_T dans le collisions Pb–Pb de centralité 0–10 % (gauche) et 30–50 % (milieu) et en collisions pp (droite) à l'énergie de 5.02 TeV comparé aux prédictions des modèles Catania, SHMc et TAMU, ainsi qu'à celles du générateur MC PYTHIA8 avec les paramétrages Monash et CR Mode 2. 84
- Figure 4.2 À gauche : maquette d'une des couches externes d'ITS3. Au milieu : mise en œuvre de la géométrie dans la simulation. À droite : distribution azimutale de l'épaisseur de matière. 86
- Figure 4.3 Résolution en paramètre d'impact dans le plan transverse pour des pions chargés primaires en fonction de leur impulsion transverse pour ITS2 (bleu) et ITS3 (rouge). Les lignes continues montrent les résultats obtenus avec une simulation rapide avec ITS seulement tandis que les lignes pointillées montrent ceux obtenus avec la même simulation rapide pour ITS + TPC. Les symboles ouverts montrent les résultats avec une simulation complète pour ITS seulement. 87
- Figure 4.4 Signification statistique (gauche) et rapport S/B (droite) en fonction de p_T pour la reconstruction du Λ_c^+ dans son canal de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ en collisions Pb–Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ nb}^{-1}$). Les barres d'erreur verticales représentent les incertitudes statistiques attendues. 87
- Figure 4.5 Signification statistique (gauche) et rapport S/B (droite) en fonction de p_T pour la reconstruction du Λ_b^0 dans son canal de désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ en collisions Pb–Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ nb}^{-1}$). Les barres d'erreur verticales représentent les incertitudes statistiques attendues. 88
- Figure 4.6 Efficacité de la sélection des mésons B_s^0 pour ITS2 et ITS3. 89
- Figure 4.7 À gauche : signification statistique en fonction de l'impulsion transverse du B_s^0 dans le canal de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ en collisions Pb–Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ nb}^{-1}$) pour ITS2 (bleu) et ITS3 (rouge). La ligne pointillée indique une signification statistique de trois, considérée comme la valeur minimale pour une observation. À droite : rapport de la signification statistique en fonction de l'impulsion transverse du B_s^0 attendue avec ITS3 et ITS2. 89
- Figure 4.8 Facteur de modification nucléaire attendu des mésons B_s^0 comparé aux prédictions théoriques du modèle TAMU pour les mésons B étranges (ligne pointillée rouge) et non étranges (ligne pointillée bleue). Les rectangles représentant les incertitudes systématiques pour ITS3 et ITS2 ont des largeurs légèrement différentes pour pouvoir les distinguer visuellement. 90

- Figure 5.1 (gauche) PDFs issues de l'analyse HERAPDF2.0 qui inclut les mesures des sections efficaces de production de charme, des jets de même que des données à basse énergie et celles de HERA-I et II [295]. (droite) Schéma du contenu en partons d'un hadron dans le plan (x, Q) [296]. L'évolution vers les hautes valeurs de Q^2 peut être décrite par DGLAP tandis que celle vers les faibles valeurs de x par BFKL. À très petit x , où la densité de gluons devient très élevée, de nouvelles équations d'évolution sont nécessaires pour inclure les effets non-linéaires (BK et JIMWLK). 93
- Figure 5.2 (gauche) Couverture cinématique dans le plan (x, Q) des données utilisées pour les mesures des fonctions de structure nucléaires par diffusion profondément inélastique à courant neutre incluses dans l'analyse NNPDF1.0. (droite) Comparaison de la modification nucléaire des distributions de gluons pour le Pb en fonction de x obtenue par les ajustements nNNPDF1.0, EPPS16 et nCTEQ15 à $Q^2 \geq Q_{\min}^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Pour l'analyse nNNPDF, les données au-dessus de $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ sont incluses tandis que les analyses EPPS16 et nCTEQ15 utilisent des données dont le Q_{\min}^2 est ramené à 1.7 GeV^2 (y compris la production de hadrons légers) de même que des données à haut Q^2 (W, Z et dijets). Dans tous les cas, la distribution pour $A = 1$ est celle obtenue par l'ajustement nNNPDF3.1. Les incertitudes représentées par les bandes colorées correspondent aux limites de l'intervalle de confiance à 90 % [297]. 94
- Figure 5.3 Mesure du facteur de modification nucléaire $R_{p\text{Pb}}$ en fonction de l'impulsion transverse des mésons D^0 prompts intégré sur les intervalles $2.5 < y^* < 4.0$ pour $p_T < 6 \text{ GeV}/c$ et $2.5 < y^* < 3.5$ pour $6 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ où y^* est la rapidité définie par rapport à la direction du faisceau de protons. Les barres d'erreur sont la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. Les données sont comparées aux prédictions du modèle CGC [298]. 95
- Figure 5.4 Corrélations azimutales de paires de π^0 émis vers l'avant en collisions centrales d'Au mesurées par l'expérience STAR au RHIC [299]. Les points de données sont représentés avec leurs seules erreurs statistiques. Les prédictions théoriques de calculs basés sur le formalisme CGC [300, 301] et pQCD [302]. 96
- Figure 5.5 Prédictions théoriques des corrélations azimutales des paires (gauche) $\gamma\text{-}\pi^0$ [303] et (droite) $\pi^0\text{-}\pi^0$ émises à grande rapidité en collisions pA et pp de biais minimum au LHC. [304] 97
- Figure 5.6 Diagrammes de Feynman des processus de production photons directs. Production de photons prompts (isolés) à l'ordre dominant par (a) diffusion Compton quark-gluon, (b) annihilation quark-antiquark. Production de photons de fragmentation (non isolés) à l'ordre NLO par (c) rayonnement Bremsstrahlung d'un quark et (d) fragmentation d'un gluon. 97
- Figure 5.7 Prédications à l'ordre NLO du code Monte-Carlo partonique JETPHOX des contributions relatives des processus de diffusion Compton qg , d'annihilation $q\bar{q}$ et de fragmentation à la production de photons directs (gauche) sans (droite) avec application d'une coupure d'isolation [305]. 98
- Figure 5.8 À gauche : Distributions en fraction d'impulsion des gluons (x_2) contribuant à la production de mésons D et de photons directs à grande rapidité pour $4 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ obtenues à l'aide de PYTHIA8. Les rectangles colorés sur le haut de la figure indiquent la médiane ainsi que l'intervalle contenant 90 % de la distribution. À droite : Médiane et intervalle de 90 % de la distribution en x des gluons (x_2) en fonction de l'impulsion transverse. 98
- Figure 5.9 À gauche : Distribution en x des gluons (x_2) sondée par la production de photons directs à grande rapidité en collisions pPb à 8.8 TeV donnée par JETPHOX utilisant la PDF CTEQ6.6 avec la modification nucléaire EPS09 [306]. Les différentes sources de photons directs sont représentées séparément. À titre de comparaison, la distribution en x_2 pour la production de π^0 avec la même cinématique est également représentée. À droite : Comparaison des distributions en x des gluons (x_2) pour la production de photons isolés, de π^0 et de mésons D obtenues à l'aide de calculs pQCD à l'ordre NLO [306, 307]. 99

- Figure 5.10 Hypothèses de suppression nucléaire des PDF de gluons fonction de x (panneaux du haut) et du facteur de modification nucléaire correspondant en fonction de p_T pour les mésons D dans l'acceptance la plus avant de l'expérience LHCb et les photons directs dans FoCal. À titre de comparaison les mesures réalisées par l'expérience LHCb [298] sont également représentées. 100
- Figure 5.11 Facteur de modification nucléaire des photons isolés à $\eta = 4$ en collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV calculé à l'aide des PDF nucléaires EPPS16 [308] et nNNPDF1.0 [297] comparé à deux calculs CGC [309, 310]. Seules les incertitudes provenant des PDF sont représentées. 101
- Figure 5.12 Spectre de photons isolés à $\eta = 4.5$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV (gauche) et $\eta = 5.25$ (droite) calculés à l'aide des PDF du proton CT14 [311] (rouge) et NNPDF3.1 [312] (bleu). Les bandes représentent l'incertitude sur la section efficace de production provenant de l'incertitude sur la PDF. 101
- Figure 5.13 Couvertures cinématiques en (x, Q) sondées par les mesures DIS de diverses expériences parmi lesquelles celles qui seront menées auprès du futur EIC, ainsi que les futures mesures de photons directs et de Drell-Yan (gauche) de même qu'hadroniques et UPC (droite) auprès du RHIC et du LHC. Les échelles de saturation estimées pour le proton et le Pb sont également représentées. 102
- Figure 5.14 À gauche : taux de production de particules associées par trigger en fonction de $\Delta\varphi$ et $\Delta\eta$ pour les paires de particules chargées avec $2 < p_{T, \text{trig}} < 4$ GeV/ c et $1 < p_{T, \text{assoc}} < 2$ GeV/ c en collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV appartenant à la classe de centralité 0–20 % après soustraction du taux de production obtenu dans la classe 60–100 %. À droite : Valeurs de v_2 en fonction de p_T extraites des corrélations à deux particules dans les collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV pour les hadrons (carrés noirs), pions (triangles rouges), kaons (étoiles vertes) et protons (cercles bleus) dans la classe de centralité 0–20 % après soustraction de la classe 60–100 %. 104
- Figure 5.15 À gauche : fonctions de corrélation à deux particules hadron- μ en fonction de $\Delta\varphi$ et $\Delta\eta$ pour les collisions pPb de haute multiplicité à 8.16 TeV mesurées par l'expérience ATLAS. À droite : valeurs de v_2 correspondantes extraites des fonctions de corrélation pour les hadrons et muons associés. 104
- Figure 5.16 Facteur de modification nucléaire R_{AA} en fonction de p_T pour la production de π^0 à mi-rapidité par l'expérience PHENIX (symboles bleus) et de π^- à $\eta = 2.2$ par l'expérience BRAHMS (symboles rouges) dans les collisions centrales Au–Au au RHIC. Seules les erreurs statistiques sont représentées. 105
- Figure 5.17 Facteur de modification nucléaire R_{AA} des jets et des hadrons dans les collisions Pb–Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. À gauche : R_{AA} des jets et des hadrons en fonction de la rapidité calculé avec YaJEM. À droite : R_{AA} pour les hadrons chargés dans différents intervalles de p_T en fonction de la pseudorapidité mesurée dans ATLAS. 106
- Figure 5.18 À gauche : R_{AA} de la production inclusive de J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV comparé aux résultats de PHENIX dans des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à mi-rapidité et à grande rapidité. À droite : R_{AA} de la production inclusive de J/ψ en fonction de la rapidité mesuré dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV comparé aux prédictions théoriques incluant le shadowing nucléaire. 107
- Figure 5.19 Installation des détecteurs FoCal-E et FoCal-H dans la caverne UX25 à la position 7 m du point d'interaction. 108
- Figure 5.20 Espace de phase accessible (η, p_T) pour les mesures de photons émis vers l'avant avec FoCal dans les collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV. La zone grisée est cinématiquement inaccessible. Les lignes pointillées noires indiquent des valeurs minimales de x de 10^{-4} et 10^{-5} . Les lignes colorées montrent les limites approximatives en p_T accessibles pour différentes distances effectives de séparation des deux photons d de 1.5 mm et 50 mm à $z = 7$ m. 109
- Figure 5.21 Vue schématique de la structure du détecteur FoCal-E. 111

- Figure 5.22 Distribution de l'énergie d'isolation ($E_{T,iso}$) dans un cône $R = 0.4$ autour de clusters de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. À gauche : comparaison des distributions avec FoCal-E uniquement (bleu) et la combinaison de FoCal-E et FoCal-H (rouge), pour les particules MC (en pointillés) et les quantités entièrement reconstruites (en trait plein). À droite : comparaison du rapport des efficacités entre le signal et le bruit de fond en fonction de la coupure de l'énergie d'isolation avec FoCal-E uniquement (cercles bleus ouverts) et la combinaison de FoCal-E et FoCal-H (cercles rouges pleins). 112
- Figure 5.23 À gauche : efficacité des clusters issus du bruit de fond obtenue à l'aide d'une simulations complètes pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ générées par PYTHIA. Une faible efficacité correspond à un fort pouvoir de rejet. À droite : efficacité correspondante pour les photons directs. 113
- Figure 5.24 Fig. 36 : À gauche : fraction de clusters provenant de photons directs dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ simulées avec PYTHIA. À droite : incertitude relative attendue sur la mesure de photons directs dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. La bande colorée représente l'incertitude systématique principalement imputable aux incertitudes sur l'efficacité et l'échelle d'énergie, ainsi qu'à la détermination du bruit de fond provenant des photons de décroissance. Les incertitudes statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} sont négligeables. 113
- Figure 5.25 Distribution de l'énergie d'isolation $E_{T,iso}$ dans un cône de rayon $R = 0.4$ autour des clusters de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ (panneau de gauche) et en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ (panneau de droite) pour des échantillons d'événements de biais minimum et de photons directs. 115
- Figure 5.26 À gauche : pouvoir de rejet des clusters de bruit de fond en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ pour des événements de signal générés avec PYTHIA plongés dans des événements de bruit de fond HIJING avec des coupures en masse invariante invariante et d'isolement dans l'intervalle de rapidité $4.75 < \eta_{lab} < 5.25$. À droite : efficacité correspondante pour les photons directs. 115
- Figure 5.27 Incertitude relative attendue (panneau de gauche) sur une mesure de photons isolés et facteur de modification nucléaire correspondant (panneau de droite) des photons isolés en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$. Les barres d'erreur noires indiquent les incertitudes statistiques. Les bandes indiquent les incertitudes systématiques, principalement dues aux incertitudes sur l'efficacité et l'échelle d'énergie, ainsi qu'à la détermination du bruit de fond des photons de désintégration. Les incertitudes actuelles des PDF nucléaires EPPS16 et nNNPDF 1.0 sont indiquées respectivement par la ligne noire et la bande ombrée. 116
- Figure 5.28 Incertitude relative sur la modification nucléaire de la PDF du gluon obtenue à partir des données expérimentales actuelles (ligne rouge, EPS99) et après inclusion de la mesure de photons directs par FoCal (bande grise) pour $Q = 2 \text{ GeV}$ et $Q = 10 \text{ GeV}$. La luminosité intégrée correspond à 50 mb^{-1} en collisions p-Pb. 117
- Figure 5.29 Modification nucléaire de la distribution de gluons pour les noyaux lourds en fonction de x à $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^2$. À gauche : comparaison (pour $x > 10^{-4}$) entre la paramétrisation actuelle nNNPDF1.0 de l'Au et celles incluant les pseudo-données EIC "basse énergie" et "haute énergie". À droite : comparaison (pour $x > 10^{-6}$) entre la paramétrisation nNNPDF1.0 du Pb et les ajustements aux pseudo-données de FoCal (bande rouge) et les pseudo-données EIC "haute énergie" (bande verte). Dans les deux panneaux, les bandes d'incertitude correspondant à un intervalle de confiance à 90 % sont tracées et les PDF nucléaires sont normalisées par la PDF NNPDF3.1 du proton. 117
- Figure 5.30 À gauche : distribution BDT des photons directs (rouge) et des photons issus des décroissances de mésons neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (bleu) dont ceux appartenant au pic de π^0 reconstruits (carrés bleus) de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$. La fraction du bruit de fond provenant des désintégrations de mésons neutres est d'environ 40 %. À droite : pureté en fonction de l'efficacité de sélection estimée à partir du BDT pour une fraction de photons directs de 5 % indépendante de p_T . 119

- Figure 5.31 À gauche : amélioration du rapport S/B (exprimé comme le rapport des efficacités du signal et du bruit de fond) des particules générées par EPOS, en appliquant une efficacité de détection des photons indépendante de leur impulsion transverse de 20, 40 et 60 % en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV, comparée aux performances de FoCal et LHCb [314] obtenues à l’aide de simulations complètes. À droite : comparaison des incertitudes attendues pour la mesure des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV pour FoCal et LHCb. Les performances de FoCal dans l’acceptance $4 < \eta < 5$ sont obtenues à l’aide de simulations complètes utilisant les générateurs d’événements MC HIJING et EPOS, avec une incertitude sur le bruit de fond de 5 %, identique à celle utilisée dans la figure 5.27. Concernant LHCb, le facteur 5 d’amélioration du rapport S/B correspondant à une efficacité de sélection de 0.2 (cf. figure 5.30 de droite) a été appliquée au rapport S/B initial donné par INCNLO [315] dans l’acceptance $3 < \eta < 4$ avec une incertitude de 5 % et de 10 % sur le bruit de fond. 119
- Figure 5.32 Incertitudes attendues sur la modification nucléaire R_g de la PDF du gluon en utilisant la paramétrisation nNNPDF1.0 (zone grise) après inclusion d’une mesure de photons isolés par LHCb (bande verte) dans la région $3 < \eta < 4$ avec les incertitudes indiquées sur la figure 5.31 et par FoCal (bande rouge) dans la région $4 < \eta < 5$. Le panneau de gauche montre le cas avec une incertitude de 5 % sur le bruit de fond (ligne continue sur la figure 5.31) et le panneau de droite montre le cas avec une incertitude de 10 % sur le bruit de fond (ligne pointillée sur la figure 5.31). Comme dans le panneau de droite de la figure 5.29, les bandes représentent les intervalles de confiance à 90 %. 120
- Figure 5.33 Distribution en masse invariante simulée pour des paires de photons de $6 < p_T < 8$ GeV/ c (panneau de gauche) et $8 < p_T < 10$ GeV/ c (panneau de droite) dans 10^6 événements Pb–Pb centraux pour un tube de faisceau en béryllium. 121
- Figure 5.34 Incertitudes statistiques et systématiques estimées pour une mesure de la production de π^0 en collisions Pb–Pb centrales (panneau de gauche) et du R_{AA} correspondant (panneau de droite) obtenue à partir de JEWEL pour un tube de faisceau en béryllium seul. 121

LIST OF TABLES

Table 4.1	Caractéristiques principales des détecteurs ITS1, ITS2 et ITS3.	86
-----------	---	----

Part I

INTRODUCTION

L'une des questions cruciales de la physique contemporaine concerne la compréhension des interactions fortes, interactions responsables de nombreux phénomènes depuis la cohésion des noyaux atomiques jusqu'à la grande variété de particules produites dans les collisions entre hadrons à haute énergie en laboratoire. Avec l'avènement du modèle de quarks constituants et le développement de la théorie communément acceptée des interactions fortes, la chromodynamique quantique, on a naturellement pensé que la matière à très haute densité pouvait exister dans un état de quarks et de gluons quasi libres, le plasma de quarks et de gluons. Extraire les propriétés physiques du plasma de quarks et de gluons, à partir de la chromodynamique quantique, n'est cependant pas une tâche aisée. À cet égard, les jets, soumis par nature à l'interaction forte, sont d'excellentes "sondes" du plasma de quarks et de gluons.

Dans cette partie, après une brève introduction à la chromodynamique quantique, nous passerons en revue les caractéristiques des différentes phases de QCD ainsi que de leurs transitions. Enfin, nous nous arrêterons plus en détail sur le formalisme de la perte d'énergie des partons dans le milieu, à l'origine du phénomène d'extinction des jets.

1.1 INTRODUCTION

La mise en service des collisionneurs de hautes énergies RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) au BNL depuis 2000 et LHC (Large Hadron Collider) au CERN depuis 2009, a permis l'émergence d'une nouvelle ère pour la physique des collisions d'ions lourds ultrarelativistes : les énergies disponibles lors des collisions sont à présent suffisantes (jusqu'à 200 GeV par paire de nucléons au RHIC et 5.02 TeV au LHC) pour produire de nouvelles formes de matière en interaction forte ou *matière QCD* qui se caractérisent par de hautes densités partoniques. Ces nouvelles formes de matière se réfèrent à la fois aux fonctions d'onde des noyaux incidents, avant la collision, qui voient leurs densités de gluons augmenter jusqu'à former des *Condensats de Verre de Couleur* (Color Glass Condensate) mais également au cours des étapes intermédiaires de la collision où la matière partonique prend la forme d'une *Plasma de Quarks et de Gluons* (Quark–Gluon Plasma).

L'objectif principal du programme de physique des ions lourds au RHIC et au LHC est d'étudier la ChromoDynamique Quantique (QCD), théorie établie des interactions fortes, à des températures extrêmement fortes auxquelles un QGP peut se former. Pour ce faire, on fait entrer en collisions des ions lourds à des énergies ultrarelativistes. Lorsque les deux noyaux se croisent, une région de très grande densité d'énergie est créée ($> 12 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, soit 20 fois la densité d'énergie d'un hadron, 1 fm/c après la collision) dont émane le QGP. Une des grandes découvertes des programmes expérimentaux menés au RHIC et au LHC montre que le QGP est bien décrit comme un fluide quasi-parfait d'une température maximale d'au moins 300 MeV. Ce fluide fortement couplé présente un rapport viscosité sur entropie ¹ proche de la limite inférieure supposée de $\hbar/4\pi k_B \approx 6.08 \times 10^{-13} \text{ K}$ s attendue pour les fluides quantiques ² décrits dans le cadre de la correspondance AdS/CFT.

L'un des défis majeurs que pose la physique du QGP consiste à comprendre comment un liquide aussi fortement corrélé découle de la théorie sous-jacente, QCD, et de ses degrés de liberté, les quarks et les gluons. Pour relever ce défi, les mesures de jets dans les collisions d'ions lourds, qui font l'objet des études menées dans le présent travail d'habilitation, présentent un grand intérêt puisque ces derniers sont capables de révéler la structure microscopique du QGP. Les jets étant des objets faisant intervenir une large gamme d'échelles d'énergie (depuis l'énergie de la collision elle-même jusqu'à l'échelle d'hadronisation non perturbative), ils permettent, en outre, de sonder le QGP à différentes échelles de longueur. Les jets sont ainsi essentiels pour comprendre la nature des interactions qui donnent lieu au comportement quasi parfaitement fluide du QGP.

Les jets sont produits dans les collisions hadroniques par la diffusion ponctuelle de quarks et/ou de gluons. Bien définis dans le cadre de la QCD, leur section efficace de production est à la fois calculée (jusqu'à l'ordre NNLO) mais également mesurée avec précision dans les collisions pp. Dans les collisions d'ions lourds, les diffusions élémentaires dures conduisant à la production de jets se produisent dans les premiers stades de la collision. L'évolution des jets jusqu'à l'hadronisation est noyée dans le QGP en évolution, et est donc sujette à des modifications par rapport aux collisions pp.

La première description de la propagation d'un parton énergétique (quark ou gluon) dans le QGP est parue très tôt dans [14]. Depuis, de nombreuses autres études ont permis d'identifier le mécanisme dominant de la perte d'énergie des partons de haute énergie comme étant le rayonnement de gluons induit par le milieu. Les modifications des propriétés des jets induites par le QGP sont appelées de manière générique *jet quenching* car la conséquence la plus directe de la perte d'énergie des partons dans le QGP est la réduction de l'énergie des jets, ce qui entraîne une réduction du nombre de jets reconstruits dans les collisions d'ions lourds à une impulsion donnée par rapport aux taux de production attendus d'une simple superposition de collisions pp indépendantes.

Dans ce chapitre, après un bref aperçu du diagramme des phases de la matière nucléaire et de son équation d'état calculée à l'aide d'une formulation sur réseau de la QCD (paragraphe 1.2), nous nous intéresserons plus particulièrement aux sondes dures du QGP dont font partie les jets (paragraphe 1.3) en s'attardant sur la description de leur production et de leur interaction avec le milieu qui est à l'origine du jet quenching (paragraphe 1.4).

¹ Il s'agit du rapport η/s qui permet de quantifier à quel point un fluide donné se rapproche d'un fluide parfait.

² À titre de comparaison, l'eau dans des conditions normales, a un rapport η/s 380 fois supérieur à $\hbar/4\pi k_B$.

1.2 STRUCTURE DE PHASE DE QCD

1.2.1 Les phases de QCD

1.2.1.1 Le vide de QCD

La matière en interaction forte possède une structure de phase très variée, comprenant une phase de liquide nucléaire, un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons. L'ensemble de ces états de la matière sont décrits par la QCD, théorie moderne des interactions fortes faisant partie intégrante du Modèle Standard de la physique des particules. L'immense champ de phénomènes émanant de l'interaction forte (structure des hadrons et leurs masses, propriétés des noyaux atomiques, facteurs de forme des hadrons, etc.) contraste singulièrement avec l'apparente simplicité de son Lagrangien. Ce dernier fait intervenir les champs de quarks $q_{\alpha f}^c$ et les champs de gluons A_{μ}^a où $\alpha = 1, \dots, 4$ est l'indice du spineur de Dirac, $c = 1, \dots, N_c$ (avec $N_c = 3$) l'indice de couleur et $f = u, d, s, c, b, t$ l'indice de saveur. La dynamique de la théorie est régie par les degrés de liberté de couleur. Le champ de jauge du gluon A_{μ}^a est un champ de vecteurs réels où l'indice $\mu = 1, \dots, 4$ désigne les directions de l'espace-temps et $a = 1, \dots, 8$ les indices de couleur des gluons. L'octet de champs de gluons est alors utilisé afin de construire un champ à valeur matricielle :

$$A_{\mu} = A_{\mu}^a \frac{\lambda^a}{2}, \quad (1.1)$$

où les λ^a , appelées *matrices de Gell-Mann*, constituent un ensemble de 8 matrices 3×3 hermitiennes et sans trace qui sont la représentation fondamentale d'une base de générateurs du groupe SU(3). Le Lagrangien de QCD s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_f^{N_f} \bar{q}_f \left(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m_f \right) q_f, \quad (1.2)$$

où $G_{\mu\nu}^a$ est le tenseur de la force du champ du gluon défini par :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} A_{\nu}^a - \partial_{\nu} A_{\mu}^a + g f^{abc} A_{\mu}^b A_{\nu}^c, \quad (1.3)$$

et $f^{abc} = \frac{1}{4i} \text{Tr} \left([\lambda^a, \lambda^b] \lambda^c \right)$ sont des constantes réelles appelées *constantes de structure* du groupe SU(3). La dérivée covariante agissant sur les champs de quarks est

$$i D_{\mu} q = (i \partial_{\mu} + g A_{\mu}) q, \quad (1.4)$$

et m_f est la masse des quarks. Les termes de l'équation 1.2 décrivent les couplages quark–gluon, de même que les interactions non linéaires entre trois (proportionnelle à g) et quatre gluons (d'ordre g^2). On remarque que, à l'exception du nombre de saveurs et de leur masse, la structure du Lagrangien de QCD est complètement déterminée par la symétrie locale de couleur SU(3).

En vue d'étudier la matière hadronique et le plasma de quarks et de gluons, on peut considérer les saveurs légères (u, d, s) sans masse et les saveurs lourdes (c, b, t) de masse infinie. Dans cette limite, le Lagrangien de QCD ne contient plus alors qu'un seul paramètre sans dimension, la constante de couplage g . Si on tient compte des effets quantiques, la constante de couplage *effective* acquiert une dépendance à un paramètre d'échelle [15, 16]. À l'ordre dominant, l'évolution de la constante de couplage ou couplage *mobile* (pour *running strong coupling*) s'écrit :

$$g^2(Q^2) = \frac{16 \pi^2}{b_0 \log \left(Q^2 / \Lambda_{\text{QCD}}^2 \right)}, \quad b_0 = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f, \quad (1.5)$$

où Q^2 est le carré du transfert d'impulsion entre les particules en interaction et N_f ($N_f = 3$ dans l'approximation considérée) le nombre de saveurs de quarks actifs (présents dans les boucles radiatives). L'évolution de la constante de couplage implique que QCD, en tant que théorie quantique, est caractérisée non pas par un couplage sans dimension, mais par une échelle dimensionnée, le paramètre d'échelle de QCD Λ_{QCD}^3 . On observe également que le couplage fort décroît avec l'impulsion transférée, c'est le

³ Cet effet est qualifié de *transmutation dimensionnelle* [17].

phénomène de *liberté asymptotique*. À grande distance, un effet d'anti-écran ou *confinement* se manifeste : l'interaction effective entre quarks augmente avec la distance (diminue avec l'énergie).

La propriété de liberté asymptotique et les symétries de QCD déterminent les principales phases de la matière en interaction forte qui apparaissent dans le diagramme de phase de QCD présenté sur la figure 1.1. Sur cette figure, les phases de QCD sont représentées en fonction de la température T et du potentiel chimique baryonique μ . Le potentiel chimique baryonique μ^4 , défini comme un tiers de la différence entre la densité volumique de quarks et d'antiquark, est l'énergie nécessaire pour ajouter un quark au système à température nulle. À température et potentiel chimique nuls, l'interaction entre quarks est dominée par les longues distances de sorte que le couplage effectif est grand. Les quarks et les gluons sont alors définitivement confinés dans les hadrons singulets de couleur de masse de l'ordre de Λ_{QCD} . Si on prend le cas du proton (de masse $m_p = 938 \text{ MeV}$) qui est composé de trois quarks de valence, les quarks ont une masse effective ou *masse constituante* $m_q \simeq m_p/3 \simeq \Lambda_{QCD}$ bien supérieure à leur masse nue ou *masse Lagrangienne* qui ne vaut plus que quelques MeV. Un récent calcul QCD non-perturbatif a permis de quantifier que 90 % de la masse du proton provient exclusivement de la dynamique des quarks et des gluons [18].

1.2.1.2 QCD à haute température

À très haute température, les quarks et les gluons acquièrent un moment thermique $p \sim T \gg \Lambda_{QCD}$. Ces particules n'interagissent plus que faiblement entre elles du fait de la liberté asymptotique et forment alors un plasma de charges de couleur mobiles, le plasma de quarks et de gluons [19, 20]. L'argument selon lequel à température asymptotiquement haute, le QGP est faiblement couplé est plus subtile qu'il n'y paraît et mérite qu'on s'y arrête un instant. Lorsque deux particules du plasma interagissent par diffusion à grand angle, le moment transféré est grand et le couplage effective faible en raison de la liberté asymptotique. Cependant, puisque l'interaction Coulombienne de couleur est dominée par des diffusions aux petits angles, comment peut-elle s'avérer faible ? Cela s'explique par la forte population thermique de charges mobiles ($n \sim T^3$) qui écrantent l'interaction aux distances au-delà de la longueur de Debye $r_D \sim 1/(gT)$.

La phase plasma n'est pas le siège du confinement de couleur ni de la brisure de la symétrie chirale. Cela signifie que la phase de QGP à haute température doit être séparée de la phase hadronique à basse température par une transition de phase. L'ordre de la transition est très sensible aux valeurs des masses des quarks. Dans la limite de masse nulle pour les quarks u, d et de masse infinie pour les quarks s, c, b, t , la transition est du deuxième ordre [21]. Pour des quarks u, d, s de masse nulle (ou suffisamment légers), la transition est du premier ordre. Des simulations sur réseau montrent que pour des masses de quarks réalistes ($m_u \simeq m_d \simeq 10 \text{ MeV}$ et $m_s \simeq 120 \text{ MeV}$), la transition est un *crossover* rapide (les propriétés thermodynamiques changent rapidement dans un court intervalle de température tandis que la pression et toutes ses dérivées demeurent continues) [22, 23]. Une température de transition pseudo-critique $T_c \simeq 151 \pm 3 \pm 3 \text{ MeV}$ [24, 25] est alors obtenue en identifiant le maximum de la susceptibilité chirale qui correspond à une singularité de l'évolution du paramètre d'ordre de la brisure spontanée de la symétrie chirale en fonction de la température.

On s'attend à ce que la transition devienne plus abrupte à mesure que le potentiel chimique augmente, de sorte qu'il existe une valeur critique de μ pour laquelle la transition de phase chirale cesse d'être de type *crossover* pour devenir du premier ordre [26]. Localiser ce point critique par des calculs sur réseau s'avère extrêmement ardu d'un point de vue numérique à cause du fameux *problème du signe* des fermions [27, 28]. L'étude du point critique n'en demeure pas moins très intéressante puisqu'il s'agit du seul point thermodynamiquement stable sur la ligne de transition de phase où la longueur de corrélation diverge (comme l'illustre la figure 1.1, un point similaire existe sur la ligne de transition liquide-gaz) se manifestant dans les collisions d'ions lourds par un accroissement des fluctuations [29] (accessible expérimentalement par ex. par la mesure des fluctuations événement par événement des quantités conservées comme le nombre baryonique, la charge et l'étrangeté). La mise en évidence du point critique fait l'objet du programme Beam Energy Scan (BES) mené au RHIC depuis 2010 [30].

Le point $T = \mu = 0$ du diagramme de phase correspond à l'état du vide de QCD. Une augmentation du potentiel chimique à $T = 0$ est d'abord sans effet puisqu'à température nulle, le potentiel chimique μ est l'énergie qu'il faut fournir pour ajouter un baryon au système et que QCD possède un grand écart de masse dans les états bayoniques. Le premier état différent du vide rencontré le long de l'axe μ du diagramme de phase est celui de la matière nucléaire⁵ formée par la condensation des nucléons en noyaux de densité de saturation nucléaire $\rho_0 \simeq 0.15 \text{ fm}^{-3}$. La force entre nucléons étant analogue à une

⁴ Le potentiel chimique baryonique μ est la variable de Lagrange associée à la densité baryonique.

⁵ La matière nucléaire représente une idéalisation de l'état de la matière dans la région centrale des noyaux décrite comme infinie et homogène et qui se comporte comme une superfluide fortement corrélé composé de nucléons non relativistes liés par l'interaction forte.

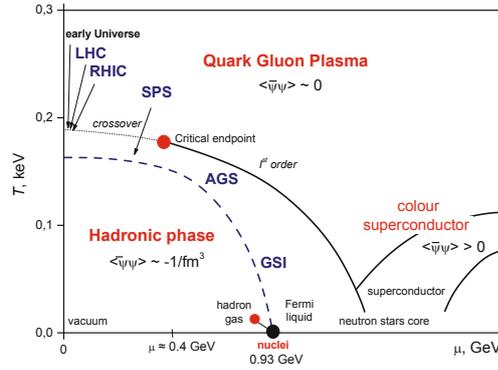


Figure 1.1: Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température T -potentiel chimique baryonique μ . Les deux points rouges représentent respectivement le points critique chiral (le plus gros) et celui de la transition de phase liquide-gaz. La ligne en pointillés est la ligne de transition de crossover à basse température. Les flèches indiquent les régions du diagramme de phase explorées par les programmes expérimentaux ions lourds menés auprès de divers accélérateurs. Les calculs sur réseau présentés au paragraphe 1.2.3 ont été effectués à $\mu = 0$ qui correspond à l'axe vertical du diagramme de phase.

force de van der Waals, la formation de noyaux s'apparente à une transition liquide-gaz. Cette transition s'estompe lorsque la température augmente jusqu'à disparaître en un point critique à $T \simeq 18 \text{ MeV}$ [31, 32, 33]. La matière nucléaire chaude ($T < T_c$) peut être décrite assez précisément comme un gaz de Hagedorn constitué de résonances hadroniques faiblement interagissantes.

1.2.1.3 QCD à haute densité baryonique

À très haut potentiel chimique, on peut établir que les quarks et les gluons sont faiblement couplés à l'aide d'arguments analogues à ceux invoqués dans la limite des hautes températures. La principale différence entre matière de quarks froide et QGP chaud réside dans le fait que, de par la haute densité d'états près de la surface de Fermi des quarks, des interactions même faibles peuvent provoquer des changements qualitatifs dans l'état fondamental de la matière dense. En particulier, la présence d'interactions attractives entre les quarks produit une instabilité menant à la formation de *paires de Cooper* à l'origine du phénomène de supraconductivité de couleur. Ces paires peuvent occuper le même état et forment ainsi un condensat de Bose $\langle qq \rangle$. Les multiples combinaisons de couleurs et de saveurs des quarks pouvant résulter en des phases supraconductrices aux propriétés physiques très différentes. La phase supraconductrice de couleur la plus symétrique nommée *Color-Flavor Locked* (CFL), dont l'existence est prédite à très haute densité [34, 35], est celle à trois saveurs pour laquelle les degrés de liberté de couleur et de saveur sont strictement corrélés dans l'état fondamental. La phase CFL fait intervenir une équipartition des condensats de paires de quarks des trois saveurs légères $\langle ud \rangle = \langle us \rangle = \langle ds \rangle$. À mesure que la densité s'abaisse, les effets de la masse non nulle du quark étrange deviennent plus importants et des phases moins symétriques sont susceptibles d'apparaître [36] parmi lesquelles des condensats de Bose de pions et de kaons ou de la matière d'hypérons. La région des potentiels chimiques intermédiaires telle que représentée sur la figure 1.1 n'est par conséquent que très largement spéculative. En définitive, nous savons qu'à bas potentiel chimique, la matière nucléaire est dans son état fondamental de symétrie chirale brisée et étrangeté nulle, tandis qu'à haut potentiel chimique émerge une phase CFL de symétrie chirale également brisée mais d'étrangeté non nulle. Ces deux phases pourraient en principe être séparée par une transition continue [37, 38] mais les modèles théoriques suggèrent une structure plus complexe où interviendraient une ou plusieurs transition du premier ordre comme illustré figure 1.1. Le cœur des étoiles à neutrons pourrait constituer un laboratoire idéal pour l'étude expérimentale de telles phases de la matière.

1.2.2 Équation d'état

La propriété la plus fondamentale d'une phase donnée de QCD, qui entre de façon la plus directe dans la description théorique d'un plasma de quarks et de gluons, est son équation d'état. L'équation d'état est une relation qui lie la pression du système à sa densité d'énergie et sa densité baryonique, $P = P(\epsilon, n_B)$, ou de manière équivalente, la pression à la température et au potentiel chimique, $P = P(T, \mu)$. La vitesse du son⁶ isentropique (entropie par baryon constante) $c_s^2 = \partial P / \partial \epsilon |_{s/n_B}$ caractérise la rigidité de

⁶ La vitesse du son est une dérivée seconde de la fonction de partition par rapport à la température. À noter qu'à $n_B = 0$, la vitesse du son n'est fonction que de la température.

la matière, elle gouverne l'expansion hydrodynamique du milieu. La vitesse du son relie les gradients de densité d'énergie aux gradients de pression, gradients de pression qui, selon la dynamique des fluides, génèrent une accélération à l'origine de l'expansion collective.

Il existent différents régimes dans lesquels un calcul analytique de c_s est possible. Dans la limite des très hautes températures ($T \gg T_c$), l'évolution de la constante de couplage est lente de sorte que QCD devient approximativement invariante d'échelle. L'équation d'état s'écrit alors $\varepsilon = 3P$ et par conséquent $c_s^2 = 1/3$. À très basse température et $n_B = 0$, la pression est principalement créée par des pions faiblement interagissants. Pour des pions de masse nulle, on retrouve l'expression $c_s^2 = 1/3$. En pratique, les pions étant non relativistes pour $T \lesssim 100$ MeV, la vitesse du son se rapproche de celle d'un gaz classique, soit $c_s^2 \simeq T/m_\pi$.

À densité baryonique nulle, le comportement de la vitesse du son est le suivant :

- À basse température, la vitesse du son augmente vers la valeur $c_s \sim 1/3$;
- Au voisinage du crossover, la matière est très compressible de sorte que la vitesse du son est minimale⁷.
- À haute température, c_s^2 augmente vers la valeur d'1/3 obtenue à l'aide d'un calcul de QCD perturbatif. Ce comportement suggère qu'un système produit avec une densité d'énergie initiale bien au-delà de la densité critique subira dans un premier temps une accélération rapide avant d'atteindre le régime de transition. Plus important encore, un système produit au voisinage de la densité d'énergie critique aura tendance à passer un certain temps dans le régime critique.

Le comportement de la vitesse du son dans la matière dense froide s'avère assez différent. Dans matière nucléaire froide, qui s'apparente à un liquide de Fermi, la vitesse du son est donnée par $c_s^2 = k_F^2 / (3m)$, où le moment de Fermi k_F s'exprime en fonction de la densité baryonique $\rho_B = 2k_F^3 / (3\pi^2)$. Au voisinage de la densité de saturation de la matière nucléaire, la vitesse du son dans le gaz de Fermi idéal vaut $c_s \simeq 0.15$. L'équation d'état de la matière aux densités supranucléaires est contrainte par les données observationnelles sur les masses et les rayons des étoiles à neutrons. L'existence d'étoiles à neutrons de masses proches de deux masses solaires tendrait à favoriser une équation d'état de la matière à haute densité pour laquelle la densité d'énergie augmente rapidement avec la pression (équation d'état dite *stiff* à l'opposé d'une équation *soft* mettant en jeu une augmentation lente de la densité d'énergie). Cela indiquerait également que la vitesse du son à plusieurs fois la densité de la matière nucléaire est probablement de l'ordre de la vitesse de la lumière [39]. On remarquera que la vitesse du son dans une matière de quarks asymptotiquement dense est proche de la valeur invariante d'échelle $c_s^2 = 1/3$. Cela signifie que, contrairement à la phase de la matière hadronique avant transition à température finie pour laquelle une équation d'état très *soft* est attendue (c_s^2 minimale), la matière hadronique avant transition à densité baryonique finie aura quant à elle une équation d'état très *stiff* (c_s^2 maximale).

1.2.3 QCD sur réseau

Dans le régime des hautes températures, il est possible de calculer les corrections perturbatives de QCD pour l'équation d'état d'un QGP idéal. Le développement perturbatif s'appuie sur une séparation des échelles $m_M \ll m_D \ll T$, où $m_M \sim g^2 T$ et $m_D \sim g T$ sont respectivement les masses effectives des modes magnétiques et électriques dans le plasma. La théorie des perturbations en puissances de g s'applique pour les très petites valeurs de la constante de couplage $g \lesssim 1$ [40]. Les modèles à quasi-particules reposant toujours sur une séparation des échelles mais non plus rigoureusement sur la théorie des perturbations elle-même, sont cependant capables de décrire assez bien la thermodynamique du plasma, y compris pour des températures proches de la transition de phase vers un gaz hadronique [41]. Même si ces modèles sont très utiles pour relier les propriétés du plasma à l'équilibre et hors équilibre, une évaluation fiable de l'équation d'état au voisinage de T_c n'est cependant possible qu'à partir de calculs sur réseau.

La QCD sur réseau, seule méthode non-perturbative *ab initio*, s'appuie sur la représentation en intégrale de chemin de la fonction de partition (cf. [42, 43] pour des articles de revue récents) :

$$Z(T, V, \mu) = \exp \{-\beta (H - \mu N)\} = \int \prod_\mu DA_\mu \prod_{f=u,d,s\dots} Dq_f D\bar{q}_f \exp \{-S_E(T, V, \mu)\} \quad (1.6)$$

où l'action Euclidienne S_E s'écrit :

$$S_E(T, V, \mu) = - \int_0^\beta d\tau \int_V d^3x \mathcal{L}^E \quad (1.7)$$

⁷ La valeur de ce minimum tend vers zéro lorsque la densité baryonique augmente.

$\beta = T^{-1}$ est l'inverse de la température et \mathcal{L}^E le Lagangien Euclidien obtenu par prolongement analytique de l'équation 1.2 vers un temps imaginaire $\tau = it$ par *rotation de Wick*. Dans le Lagrangien Euclidien, le potentiel chimique se couple à la densité baryonique conservée :

$$\mathcal{L}^E(\mu) = \mathcal{L}_{QCD}^E(0) + \mu q_f \gamma_0 \bar{q}_f. \quad (1.8)$$

Selon la technique introduite par Wilson [44], l'espace-temps Euclidien est discrétisé sur une grille hypercubique isotrope de taille $N_\tau \times N_\sigma^3$ et de longueurs de maille a_τ et a_σ , portant les champs de quarks sur ses sommets et les champs de jauge sur ses arêtes. De cette façon, on exploite la relation donnée par les axiomes de Wightman [45] qu'il existe entre une Théorie Quantique des Champs sur l'espace-temps continue et une Théorie Statistique des Champs classique à l'équilibre à quatre dimensions.

La taille de la maille est souvent prise égale à a ($a_\tau = a_\sigma = a$) mais cette condition n'est pas nécessaire. Dans les calculs à température finie, on choisit $\beta < L$ avec $\beta = N_\tau a_\tau$, $L = N_\sigma a_\sigma$ (volume $V = L^3$). Les grandeurs thermodynamiques à l'équilibre sont alors obtenues par dérivées successives de la fonction de partition :

$$\varepsilon = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial \log Z}{\partial \beta} \right|_{\beta, \mu}, \quad (1.9)$$

$$n_B = \frac{1}{\beta V} \left. \frac{\partial \log Z}{\partial \mu} \right|_{\beta}. \quad (1.10)$$

Les champs de jauge sont discrétisés sur les arêtes du treillis tandis que les champs de fermioniques sont définis au niveau de ses sites. Cela permet de maintenir l'invariance de jauge, même sur un réseau fini, mais l'invariance de Lorentz n'est restaurée que dans la limite continue. On notera qu'en raison de l'invariance d'échelle classique, l'action pour QCD sans masse est indépendante de a . La limite continue est atteinte en ajustant la constante de couplage nue à l'échelle donnée par la maille du réseau conformément à la liberté asymptotique (voir équation 1.5). En pratique, la maille n'étant pas suffisamment petite pour assurer la précision de cette méthode, elle doit être abandonnée au profit d'autres approches plus sophistiquées [42, 43][42, 43].

L'intégration sur les champs fermioniques calculée de façon exacte, permet d'obtenir le déterminant de l'opérateur de Dirac $\det M(A_\mu, \mu)$. Plusieurs méthodes existent pour discrétiser l'opérateur de Dirac M et en échantillonner le déterminant. Les différents schémas de discrétisation se distinguent par leur capacité à maintenir la symétrie chirale à maille finie. La formulation originale que l'on doit à Wilson [44] ne préserve aucune symétrie chirale, le schéma de fermions *staggered* [46] conserve un sous-ensemble de la symétrie chirale complète, tandis que les méthodes *domain wall* [47] et *overlap* [48] visent à préserver la symétrie chirale complète sur un réseau discret.

Un deuxième problème lié aux fermions est que pour $\mu \neq 0$, le déterminant fermionique n'est plus réel, de sorte que les méthodes standards d'échantillonnage préférentiel échouent. Il s'agit du problème du signe déjà mentionné dans la section 1.2.1.2. Après de nombreuses tentatives pour trouver des solutions directes au problème du signe, le seul régime où les calculs restent sous contrôle est celui des faibles densité et hautes températures. Dans cette région, la fonction de partition peut être développée en une série Taylor de la variable en μ/T . Les coefficients de Taylor sont les susceptibilités généralisées pouvant être calculés à l'aide de simulations sur réseau à potentiel chimique nul. Ces susceptibilités permettent de déterminer non seulement l'équation d'état à densité baryonique finie, mais également les fluctuations des charges conservées.

Parmi les résultats de calculs sur réseau essentiels pour l'analyse des collisions d'ions lourds, les figures 1.2 et 1.3 représentent respectivement l'équation d'état à $\mu = 0$ [49] et la vitesse du son pour différentes valeurs de μ [50]. On remarque que la densité d'énergie, la pression et la densité d'entropie, normalisées par les bonnes puissances de T , varient rapidement dans le régime critique défini par les fluctuations du paramètre d'ordre chiral. Leur montée vers la limite perturbative est quant à elle assez lente, en particulier, même à des températures aussi hautes que $T = 400$ MeV, la pression reste environ 25 % en-dessous de la limite de Stefan-Boltzmann. On notera également le très bon accord avec le modèle de gaz de résonance de hadrons jusqu'à une température $T \lesssim 180$ MeV.

La vitesse du son à $\mu = 0$ a été déterminée à partir de simulations sur réseau directes de $P(T)$. Les résultats à densité de baryon non nul ont été obtenus à l'aide d'un développement de Taylor. On observe que c_s^2 a bien le comportement attendu, à savoir un minimum local $c_s^2 \simeq 0.15$ autour de la transition de phase (point le plus *doux* de l'équation d'état où le rapport de la pression sur la densité d'énergie atteint son minimum), suivie d'une hausse progressive vers $c_s^2 = 1/3$. Dans le régime accessible à un

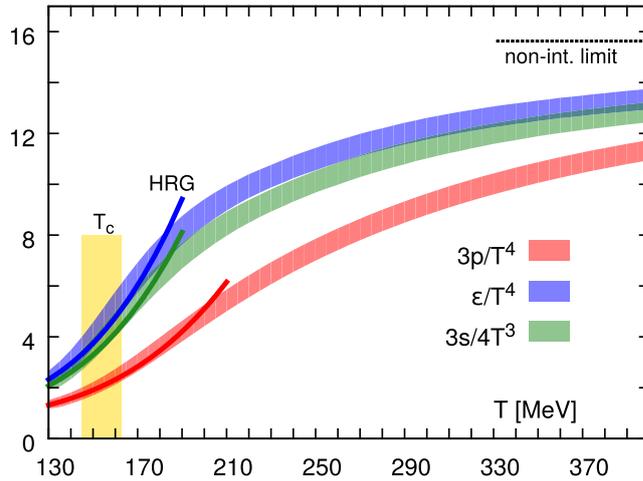


Figure 1.2: Calcul ab initio de l'équation d'état de QCD pour 2 + 1 saveurs. p est la pression, ϵ la densité d'énergie, s la densité d'entropie et T la température. On calcule p/T^4 car cette quantité est sans dimension dans les unités naturelles $k_B = \hbar = c = 1$. Les bandes colorées pleines indiquent les erreurs de calcul. Les lignes continues à basse température représentent l'équation d'état d'un gaz parfait de hadrons (modèle du gaz de résonances hadroniques [51]) et la ligne pointillée à haute température correspond à un gaz parfait de quarks et de gluons de masse nulle (loi de Stefan-Boltzmann). Enfin, la bande verticale jaune marque la région du crossover autour de $T_c = (154 \pm 9)$ MeV [49].

développement de Taylor, la dépendance de c_s^2 en fonction de n_B n'est pas très prononcée. Il en résulte une légère réduction de la température au point le plus doux, correspondant à la courbure de la ligne de transition de phase dans le plan (T, μ) .

1.3 SONDES DURES DU QGP

Comme envisagé très tôt par J.D. Bjorken [14, 52], les processus partoniques à grand transfert d'énergie-impulsion (Q^2) qui se déroulent sur une échelle de temps courte ($\tau \sim 1/Q$) constituent des observables de choix pour caractériser le milieu. Ces sondes dites *dures* créées hors équilibre qui interagissent dans le milieu, peuvent être utilisées pour en quantifier la dynamique (transport d'énergie, degré d'équilibration, etc.). En raison de leur impulsion élevée, il s'agit de phénomènes à courte longueur d'onde dont les interactions dans le QGP sont sensibles à sa structure microscopique. Il est toutefois important de noter que la notion de grand Q^2 se réfère uniquement au processus de création de ces sondes et non à leurs interactions dans le milieu, qui couvrent en général une large gamme de Q^2 . Ce paragraphe se concentre sur la production et la propagation dans le QGP de jets énergétiques, pour lesquels l'échelle de grand Q^2 implique une impulsion transverse élevée⁸. Les caractéristiques essentielles des processus à grand Q^2 en tant que sondes du QGP sont les suivantes :

1. dans les collisions élémentaires pp, les sections efficaces de production de tels processus sont calculables en QCD perturbative avec en principe une précision arbitraire (à n'importe quel ordre en perturbation) ;
2. dans les collisions d'ions lourds, d'après le principe d'incertitude et le théorème de factorisation de QCD, les processus à grand Q^2 devraient se produire au stade le plus précoce de la collision c.à.d. bien avant la formation du QGP, de sorte que les sondes dures permettent de sonder sa phase la plus chaude et la plus dense et sont sensibles à l'intégralité de l'évolution spatio-temporelle du système formé lors de la collision ;
3. l'interaction de ces sondes dures avec le QGP est calculable à partir de la QCD perturbative pour les collisions élémentaires ou de la théorie de transport, donnant une base conceptuelle solide à de telles approches de modélisation ;
4. les mécanismes à l'œuvre lors de l'interaction de ces sondes dures avec le QGP pourraient se rapprocher de ceux responsables de la thermalisation du QGP lui-même selon une approche "bottom-up" [53, 54].

⁸ Dans le cas de quarks lourds, l'échelle de Q^2 élevée est imposée par la masse des quarks.

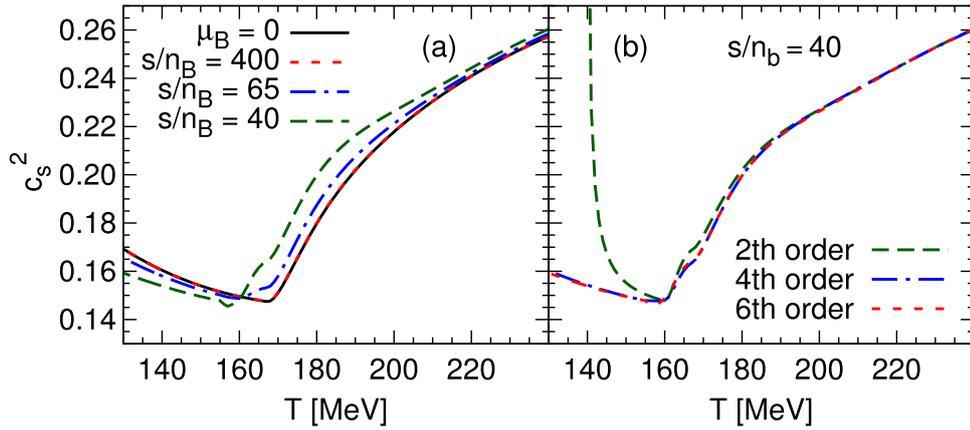


Figure 1.3: À gauche, carré de la vitesse du son, c_s^2 , en fonction de la température pour plusieurs isentropiques (entropie par baryon constante) [50]. À droite, illustration de la convergence de la série de Taylor pour $s/n_B = 40$.

1.4 PHÉNOMÈNE DU JET QUENCHING

1.4.1 Mise en évidence expérimentale du jet quenching

L'observation du quenching des jets a été effectuée pour la première fois par les expériences menées auprès du collisionneur RHIC. Les principaux résultats obtenus au RHIC par les quatre grandes collaborations (BRAHMS, PHOBOS, STAR, PHENIX) sont consignés dans leurs livres blancs [55, 56, 57, 58]. L'énergie disponible au RHIC ne permettant pas une reconstruction complète des jets, c'est par la mesure des spectres de particules que les premières études ont été entreprises. L'observable élémentaire pour quantifier ces mesures indirectes du jet quenching est le facteur de modification nucléaire décrite plus bas. Une étape nécessaire pour interpréter les résultats obtenus en collisions Au–Au où la formation d'un QGP est attendue, a consisté à effectuer les mêmes mesures en collisions dAu pour lesquelles l'énergie libérée n'était à priori pas suffisante à la formation du QGP. Les collisions dAu servant alors de référence pour l'interprétation des effets observés en collisions Au–Au mais également pour évaluer les effets de la matière nucléaire froide trouvant leur origine dans l'état initial de la collision (modification nucléaire des fonctions de distributions des partons, condensat de verre de couleur CGC, interactions partoniques multiples, etc.).

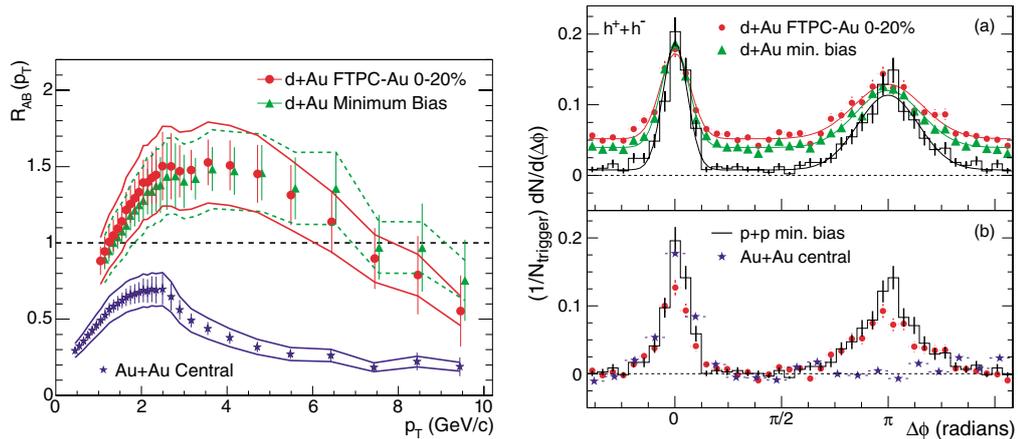


Figure 1.4: À gauche : Facteurs de modification nucléaire en collisions dAu de biais minimum (triangles verts) et centrales (points rouges) mesurés par l'expérience STAR [59]. À droite : (a) Corrélations azimutales de paires de hadrons en collisions d + Au de biais minimum (triangles verts) et centrales (points rouges), et en collisions pp [60]. (b) Comparaison de la corrélation azimutale entre paires de hadrons en collisions dAu centrales avec celle observée en collisions pp et Au–Au centrales [60].

La distribution de gauche sur la figure 1.4 représente le facteur de modification nucléaire R_{dA} en collisions dAu en fonction de l'impulsion transverse qui caractérise la différence entre les taux de production de hadrons chargés en collisions dAu et pp. R_{dA} est inférieur à l'unité pour les plus petites valeurs de p_T puis dépasse l'unité sur la majeure partie de la gamme de mesure de p_T . Ce comportement s'explique par deux effets : l'effet Cronin et le *shadowing*. L'effet Cronin [61] est responsable de l'excès observé à $p_T \gtrsim 2 \text{ GeV}/c$ qui peut s'interpréter comme la conséquence des diffusions multiples des partons/hadrons incidents lors de leur passage au travers du noyau cible. Ces diffusions multiples ont lieu avant l'interaction dure qui donne naissance au parton de grande impulsion transverse qui se fragmente alors en hadrons détectés. Le deuxième effet en question, le *shadowing*⁹ [61, 62], est quant lui responsable de la déplétion du R_{dA} pour $p_T \lesssim 1\text{--}2 \text{ GeV}/c$. Cette atténuation s'explique grossièrement par le fait que les nucléons de surface projettent leur "ombre", par analogie optique, sur les nucléons les plus internes qui ne sont plus exposés à l'intégralité de l'intensité du faisceau de hadrons. Ainsi, le nombre effectif de nucléons participant aux interactions inélastiques est réduit aux seuls nucléons de surface, soit $\approx A^{2/3}$ [63]. Ces deux effets sont des effets dans l'état initial, ce qui signifie que pour les prendre en considération dans les collisions nucléaires, il nous faut modifier la description des processus qui surviennent avant l'interaction dure. En général, ces effets sont absorbés dans les fonctions de structure nucléaires qui entrent dans la section efficace QCD factorisée (cf. section 1.4.2.1).

Le facteur R_{dA} peut être comparé à celui mesuré en collisions Au–Au centrales (R_{AA}). Pour $p_T > 4 \text{ GeV}/c$, la production de hadrons chargés en collisions Au–Au centrales est réduite d'un facteur ~ 5 par rapport à celle attendue d'une simple superposition de collisions nucléon–nucléon. Cette suppression subsiste jusqu'à $p_T \sim 10 \text{ GeV}/c$. Il n'est pas possible d'expliquer une telle suppression par un effet dans l'état initial et constitue ainsi une des premières preuves expérimentales de la forte extinction des jets en collisions d'ions lourds. Cette interprétation est corroborée par la mesure d'un R_{AA} des photons directs compatible avec l'unité [64] comme attendu puisque les photons, neutres de couleur ne peuvent pas être étouffés. Une autre preuve indirecte du phénomène de jet quenching est apportée par la mesure des corrélations azimutales entre un hadron *trigger* d'impulsion transverse $4 < p_T^{\text{trig}} < 6 \text{ GeV}/c$ et un deuxième hadron d'impulsion transverse $2 \text{ GeV}/c < p_T < p_T^{\text{trig}}$ [60, 65]. Comme le montre la figure 1.4 de droite, en collisions pp et dAu, deux pics bien marqués sont observés dans la distribution autour de $\Delta\phi \simeq 0$ (pair de hadrons du même jet) et $\Delta\phi \simeq \pi$ (pair de hadrons d'un dijet). Alors que le pic centré autour $\Delta\phi \simeq 0$ demeure visible en collisions Au–Au centrales, celui autour de $\Delta\phi \simeq \pi$ disparaît suggérant ainsi une forte extinction des jets. Une telle mesure indépendante du modèle de Glauber, nécessaire dans la mesure du R_{AA} pour tenir compte de la géométrie de la collision, est complémentaire de celle du R_{AA} .

L'observation du jet quenching au RHIC a été confirmée par celles, directe cette fois, effectuées par les expériences ATLAS puis CMS à l'aide de la reconstruction complète de paires de jets ou *dijets* quelques jours à peine après le démarrage de la première période ions lourds du LHC en novembre 2010. La section efficace de production de dijets est une contribution dominante à la section efficace totale de production de jets. Les jets sont par conséquent le plus souvent produits par paires bien équilibrées en azimut et en énergie transverse. Le quenching des jets peut conduire à un déséquilibre en énergie transverse puisque chaque jet, ou parton initial, parcourt une longueur de trajet différente dans le milieu QCD. Un tel déséquilibre peut être quantifié à l'aide de l'asymétrie définie comme $A_J = (E_{T,1} - E_{T,2}) / (E_{T,1} + E_{T,2})$, où $E_{T,1} > E_{T,2}$ sont les énergies transverses respectives des deux jets de l'événement ayant la plus haute énergie transverse. Ces jets doivent avoir une séparation angulaire azimutale, $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| > \pi/2$ pour réduire la contribution des états finaux multi-jets. De plus, le premier jet de la paire doit avoir une énergie $E_{T,1} > 100 \text{ GeV}$ et le deuxième jet $E_{T,2} > 25 \text{ GeV}$. La sélection des jets est telle que le jet de plus haute énergie transverse ait une efficacité de reconstruction élevée tandis que le deuxième soit au-dessus de la distribution des fluctuations du bruit de fond.

Les dijets devraient avoir une asymétrie maximale proche de zéro et décroissant rapidement vers la limite cinématique de 0.7 fixée par les coupures de sélection. La figure 1.5 montre le résultat de la mesure effectuée par la Collaboration ATLAS [66], les graphiques du haut montrent l'asymétrie des dijets, tandis que ceux du bas montrent les corrélations azimutales des dijets. La mesure est évaluée dans quatre classes de centralité de la collision, allant des plus centrales (0 – 10 %) aux plus périphériques (40 – 100 %). L'asymétrie des dijets mesurée en collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ est représentée par les symboles ajourés dans les graphiques du haut de la figure 1.5. Les distributions pleines de couleur jaune montrent la référence obtenue à l'aide d'une simulation MC qui consiste en des dijets générés par PYTHIA entièrement reconstruits plongés dans un événement sous-jacent simulé par le générateur MC HIJING. La présence de dijets présentant de grandes asymétries à la fois dans les échantillons de référence et dans les données pp reflète la contribution des événements avec une topologie à trois jets ou

⁹ La section efficace totale hadron–noyau σ_{hA} est connue pour être inférieure à A fois la section efficace totale hadron–nucléon σ_{hN} : $\sigma_{hA} < A \sigma_{hN}$.

plus ainsi que des effets instrumentaux. Par rapport à la référence, l'asymétrie mesurée dans les collisions Pb–Pb centrales montre la disparition du maximum proche de zéro et un plateau plutôt plat pour les asymétries en-dessous de ≈ 0.4 . Lorsque la centralité décroît, l'asymétrie diminue pour retrouver un bon accord avec les données de référence pp et les simulations MC. Parallèlement à l'asymétrie des dijets, leurs corrélations azimutales sont également mesurées (cf. graphiques du bas de la figure 1.5) pour les mêmes classes de centralité. Les distributions en $\Delta\phi$ montrent que les jets formant les dijets sont préférentiellement émis dos à dos pour l'ensemble des classes de centralité, avec cependant l'observation d'une augmentation systématique avec la centralité du taux de jets émis à grand angle par rapport à la direction de recul. De nombreuses études ont été réalisées pour vérifier que les événements présentant une grande asymétrie ne sont pas produits par des effets de fond ou instrumentaux.

Ces mesures réalisées par les expériences ATLAS et CMS [67] ont ouvert une ère nouvelle pour l'utilisation des jets comme moyen de sonder le plasma quarks–gluons qui est devenu dès lors un axe de recherche très dynamique dans lequel le présent travail d'habilitation s'inscrit.

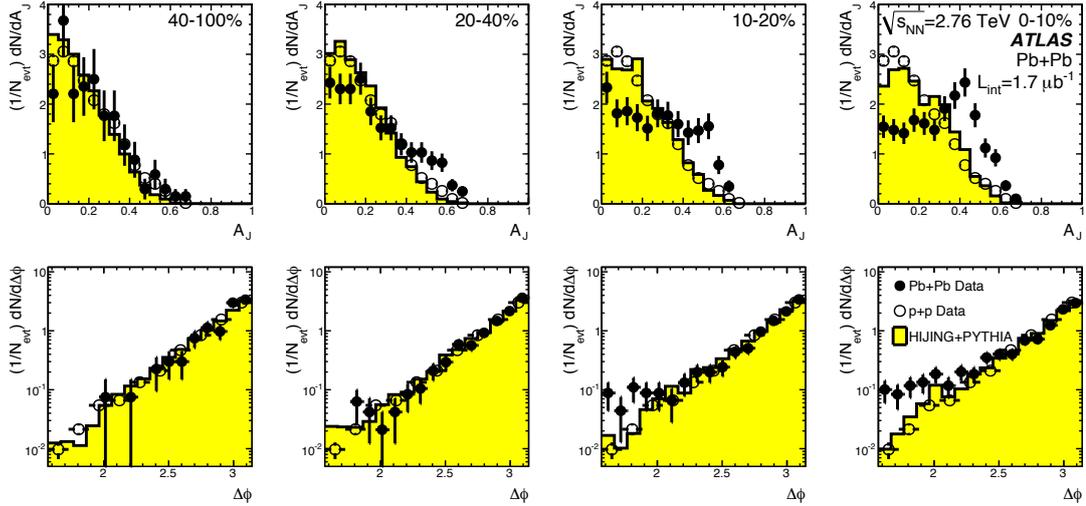


Figure 1.5: En haut : Distributions de l'asymétrie en énergie transverse des jets pour les données (points) et pour une simulation HIJING non quenchée avec des jets PYTHIA superposés (histogrammes jaunes pleins), en fonction de la centralité de la collision (de gauche à droite, des événements périphériques aux événements centraux). Les données des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, analysées avec la même sélection de jets, sont représentées par des cercles ouverts. En bas : Distributions de l'angle azimutal entre les deux jets $\Delta\phi$, pour les données et la simulation HIJING + PYTHIA, également en fonction de la centralité.

1.4.2 Description théorique du jet quenching

1.4.2.1 Les jets dans le vide

La référence indispensable, à laquelle il nous faut comparer les modifications des observables jet provoquées par la création d'un QGP, est constituée par la description des mêmes observables en collisions proton–proton. Dans ce cas où les jets se développent dans le vide, notre niveau de compréhension actuel est très avancé. Les taux de production ainsi que les propriétés des jets peuvent en effet être calculées avec précision analytiquement à l'aide de la théorie des perturbations ou par le biais de générateurs d'événements Monte-Carlo (MC). Cela est rendu possible par le théorème de factorisation qui permet de séparer un processus de diffusion en une partie à courte distance calculée en théorie des perturbations et une partie à grande distance décrite par des objets non-perturbatifs universels (indépendant du processus considéré), les distributions de partons (Parton Distribution Function) [68]. Cela est illustré sur la figure 1.6.

La production d'un état final X (parton, hadron, jet) s'écrit alors sous la forme

$$\sigma^{h_1 h_2 \rightarrow X}(p_1, p_2) = f_i^{h_1}(x_1, Q^2) \otimes f_j^{h_2}(x_2, Q^2) \otimes \sigma^{ij \rightarrow k}(x_1 p_1, x_2 p_2, Q^2) \otimes D_{k \rightarrow X}(z, Q^2). \quad (1.11)$$

Ici, la PDF $f_i^{h_1}(x_1, Q^2)$ ($f_j^{h_2}(x_2, Q^2)$) donne la probabilité de trouver un parton i (j) de virtualité Q^2 (échelle dure imposée par le processus partonique) emportant une fraction x_1 (x_2) de l'impulsion

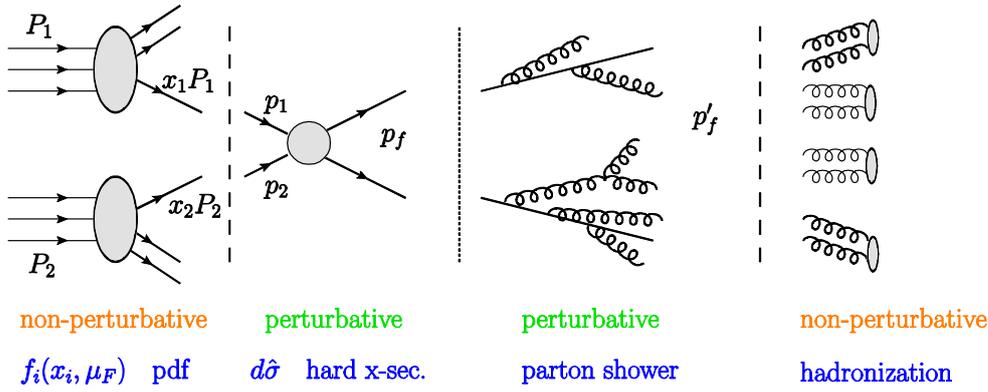


Figure 1.6: Schéma d'un processus de diffusion dure au LHC [69].

longitudinale du proton incident h_1 (h_2). L'évolution des PDFs en fonction de l'échelle d'énergie Q^2 est régie par les équations intégral-différentielles DGLAP (Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi [70, 71, 72]) dans le cadre de la QCD perturbative. Les conditions initiales, déterminées à partir des données par ajustements globaux, sont relativement bien contraintes dans le domaine cinématique de la production de jets.

La diffusion dure entre les partons i et j , décrite par la section efficace perturbative $\sigma^{ij \rightarrow k}$, donne lieu à la création d'un système partonique (un paire de partons émis dos-à-dos à l'ordre dominant) formé par un parton k qui nous intéresse. Ce dernier va alors relâcher sa virtualité initiale Q^2 par émission de gluons ($q(\bar{q}) \rightarrow gq(\bar{q})$) qui, à leur tour, donneront naissance à d'autres gluons ($g \rightarrow gg$) et/ou à d'autres paires quark-anti-quark ($g \rightarrow q\bar{q}$), jusqu'à une échelle Q_0^2 en-dessous de laquelle la théorie des perturbations n'est plus valable et où l'hadronisation des fragments a lieu.

La probabilité qu'un parton k (de genre temps) se scinde en une paire de partons l et m , emportant respectivement une fraction z et $1 - z$ de son impulsion, est donnée par

$$dw^{k \rightarrow l+m} = \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{d^2k_\perp}{k_\perp^2} dz P_{lk}(z), \quad (1.12)$$

où les $P_{lk}(z)$ sont les fonctions de désintégration partoniques (encore appelées *fonctions ou noyaux de branchement*) d'Altarelli–Parisi [71] qui ont la propriété de décrire également l'évolution partonique de genre espace (virtualité croissante) des PDFs et k_\perp est l'impulsion transverse générée par le processus de branchement. De par la double dépendance logarithmique de l'équation 1.12¹⁰, on retrouve le fait bien connu que le processus de branchement des partons soit dominé par l'émission de gluons *mous* (qui n'emportent qu'une petite fraction de l'énergie totale du parton initial, $x = \omega/E \ll 1$) et colinéaires [73]. La divergence logarithmique colinéaire dérivant, en effet, du terme $\int d^2k_\perp k_\perp^{-2} \propto \log Q^2/Q_0^2$, de même que la divergence molle provenant de l'intégration en z des contributions aux noyaux de branchement pour lesquelles un gluon emportant une faible fraction de l'impulsion est émis ($\propto \int dz/(1-z)$ pour $z \rightarrow 1$ et $\propto \int dz/z$ pour $z \rightarrow 0$).

Le structure spatio-temporelle des branchements multiples dans les régions logarithmiques se caractérise par un fort arrangement des échelles de temps typiques des branchements successifs, $t_f \sim z(1-z)E/k_\perp^2$. Contrairement à une évolution de genre espace où c'est le rangement selon l'impulsion transverse k_\perp qui explique la resommation des grands termes logarithmiques, $\alpha_s \log Q^2/Q_0^2 \sim 1$, l'évolution de genre temps est déterminée par l'arrangement angulaire strict des branchements successifs en raison des effets de cohérence de couleur. Cette configuration angulaire dictée par la cohérence de couleur, associée à la domination des émissions molles, définit la structure spatio-temporelle du développement d'un jet : les branchements se produisent tour à tour par angle d'émission décroissant avec des émissions de plus en plus molles. Depuis peu, des observables sensibles à la structure interne des jets (dites observables de *sous-structure*) inspirées des outils développés pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard [74, 75] ont fait leur apparition. Elles font l'objet d'intenses efforts à la fois théoriques et expérimentaux puisqu'on s'attend à ce qu'elles soient modifiées suite à la traversée du QGP [76].

À l'issue de la gerbe partonique, on obtient un grand nombre de partons assez mous provenant de la fragmentation du parton dur initial k qui subissent alors une hadronisation pour former des hadrons dans

¹⁰ Cette double contribution logarithmique de l'équation 1.12 est l'ingrédient essentiel de la construction des équations d'évolution partoniques dans les jets hadroniques.

l'état final observables expérimentalement. En dépit de son caractère intrinsèquement non perturbatif qui la rend inaccessible à partir des principes premiers de la QCD, la physique de l'hadronisation peut cependant être effectivement décrite par des fonctions de fragmentation $D_{i \rightarrow X}(x, Q)$ qui donnent la distribution de probabilité qu'un état final X (hadron, jet, etc.) provienne des branchements puis de l'hadronisation des fragments d'un parton i dont il emporte une fraction x de l'impulsion longitudinale. L'évolution des fonctions de fragmentations est donnée par les équations MLLA (Modified Leading-Logarithmic Approximation) [77] dont les paramètres non-perturbatifs sont contraints par un ajustement global des données à la manière des PDFs [78].

1.4.2.2 Modélisation de la perte d'énergie

Comme évoqué dans la section 1.1, on doit l'idée originale de la perte d'énergie des jets se propageant au travers d'un milieu partonique dense à J.D. Bjorken au début des années 80 [14]. En s'inspirant du phénomène de perte d'énergie par ionisation, il posa les bases d'une description de la perte d'énergie des partons de hautes impulsions par diffusions multiples sur les quanta du milieu. Il a été montré depuis que, même si une part non négligeable de la perte d'énergie demeure collisionnelle, et ce, tout particulièrement pour les quarks lourds [79], la majeure partie de la perte d'énergie provient du rayonnement de gluons. Le rayonnement de gluons dans un plasma s'apparente au processus de Bremsstrahlung en QED. Le parton produit dans le processus dur, lors de sa traversée du milieu, subit des diffusions élastiques ainsi que des diffusions induisant un rayonnement de gluons, gluons qui interagissent à leur tour avec le milieu. Dans cette partie, nous donnerons un aperçu du mécanisme de perte d'énergie partonique. Pour un état des lieux des développements théoriques et phénoménologiques récents, voir les articles de revue [80, 81, 82].

Afin de décrire le processus de rayonnement de gluons dans le milieu, nous devons dans un premier temps introduire les quantités suivantes (comme illustré sur la figure 1.7) :

- énergie du parton initial E ,
- énergie du gluon rayonné ω ,
- impulsion transverse du gluon rayonné k_T ,
- impulsion transverse échangée avec le milieu q_T ,
- épaisseur du milieu L .

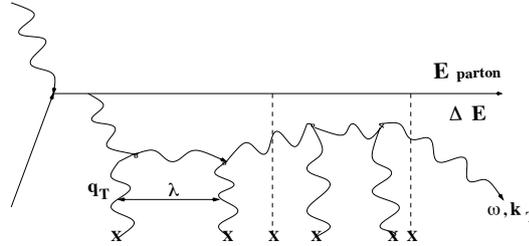


Figure 1.7: Diagramme typique du rayonnement de gluons induit par le milieu.

Pour décrire l'interaction entre la particule sonde et le milieu, il nous faut de plus introduire le libre parcours moyen λ , l'opacité \bar{n} et le coefficient de transport \hat{q} . Le libre parcours moyen s'exprime de façon classique comme :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \rho}, \quad (1.13)$$

où σ est la section efficace élastique d'interaction particule-milieu et ρ la densité du milieu. L'opacité :

$$\bar{n} = \frac{L}{\lambda}, \quad (1.14)$$

défini comme le nombre de diffusions subies par la particule dans un milieu d'épaisseur L . Le coefficient de transport, qui caractérise le pouvoir de diffusion du milieu, est défini comme le transfert d'impulsion transverse (à la trajectoire du particule sonde) quadratique moyen par unité de libre parcours moyen :

$$\hat{q} = \frac{\langle q_T^2 \rangle}{\lambda}. \quad (1.15)$$

Ces quantités étant définies, nous pouvons à présent essayer de dégager les propriétés élémentaires du rayonnement de gluons. On peut décrire le rayonnement de gluons à partir son impulsion transverse k_T , son énergie $\omega = |\vec{k}|$ et l'angle entre la direction du gluon émis et la direction du parton émetteur $\theta \simeq k_T/\omega$. Dans le vide, l'effet de cohérence de couleur s'est avéré jouer un rôle déterminant sur le rayonnement des partons. Tandis que le vertex associé au gluon est ponctuel, le processus de rayonnement ne l'est pas. Lorsque le gluon commence à être rayonné, sa fonction d'onde se superpose à celle du parton émetteur et le système ainsi formé se comporte de façon cohérente, ce qui signifie que les deux quanta ne peuvent être distingués l'un de l'autre (la situation analogue en QED est connue sous le nom d'effet Chudakov [83]). En d'autres mots, cela signifie qu'il faut du temps pour que le gluon soit entièrement formé. Ce temps est appelé temps/longueur de formation t_{form} ou longueur de cohérence. Le gluon est considéré comme entièrement formé lorsque la distance qui le sépare du parton émetteur $d_{\perp} \simeq \theta \Delta t$, est supérieure à sa longueur d'onde de Compton $\lambda_{\perp} = 1/k_T \simeq 1/(\omega \theta)$. On obtient ainsi

$$t_{\text{form}} \simeq \frac{2\omega}{k_T^2} \simeq \frac{2}{\omega \theta^2}. \quad (1.16)$$

L'équation 1.16 est valable aussi bien pour un rayonnement dans le vide que dans un milieu. Dans le vide, le parton virtuel aura tendance à réduire sa virtualité par l'émission de gluons préférentiellement colinéaires et/ou mous dont le temps de formation est long. De plus, dans le vide, il n'existe pas de relation simple liant k_T et ω (au-delà de la conservation de l'énergie-impulsion) qui s'appuierait sur des considérations générales liées aux propriétés du rayonnement. De tels arguments peuvent cependant être avancés dans le cas du milieu.

En effet, une particule sonde traversant un milieu diffuse quant à elle sur les champs créés par les partons déconfinés qui le constituent. À chaque diffusion, elle acquiert une légère accélération induisant un rayonnement de gluons. Cette fois, la virtualité initiale du parton dur n'est pas le facteur qui contrôle le rayonnement. Les gluons induits par la présence du milieu accumulent de l'impulsion transverse k_T par rediffusions dans le milieu pendant leur formation. Cela implique que le k_T , dû à N diffusions successives (on suppose que le gluon émis diffuse sur N centres diffuseurs et que ces diffusions sont indépendantes les unes des autres), est relié à \hat{q} par conservation du moment transverse comme suit :

$$\hat{q} = \frac{\langle q_T^2 \rangle}{\lambda} = \frac{N \langle q_T^2 \rangle}{N \lambda} = \frac{k_T^2}{t_{\text{form}}}. \quad (1.17)$$

Nous supposons ici que le temps de formation est plus long que le libre parcours moyen dans le milieu. En injectant l'expression du temps de formation donnée par l'équation 1.16 dans l'équation 1.17, on obtient :

$$k_T^2 = \sqrt{2\omega \hat{q}}, \quad (1.18)$$

$$t_{\text{form}} = \sqrt{\frac{2\omega}{\hat{q}}}. \quad (1.19)$$

On en déduit alors qu'il existe une corrélation entre k_T et ω dans le cas d'un rayonnement dans le milieu et que le temps de formation du gluon croît avec l'énergie selon $t_{\text{form}} \propto \sqrt{\omega}$. Dans l'équation 1.17, nous avons supposé un temps de formation supérieur au libre parcours moyen dans le milieu et inférieur à la taille du milieu, de sorte que :

$$\lambda < t_{\text{form}} < L. \quad (1.20)$$

Ce qui implique que l'énergie rayonnée est comprise entre ω_{min} et ω_{max} , ω_{max} étant traditionnellement nommée énergie caractéristique. En utilisant l'équation 1.19, on obtient les expressions suivantes pour ω_{min} et ω_{c} :

$$\omega_{\text{min}} = \frac{1}{2} \hat{q} \lambda^2, \quad (1.21)$$

$$\omega_c = \frac{1}{2} \hat{q} L^2. \quad (1.22)$$

En remplaçant $\theta \simeq k_T/\omega$ dans l'équation 1.18, on obtient l'expression :

$$\theta = \left(\frac{2\hat{q}}{\omega^3} \right)^{1/4}, \quad (1.23)$$

qui nous permet, à partir des équations 1.21 et 1.22, d'estimer les angles minimal et maximal comme suit :

$$\theta_c = \frac{2}{\sqrt{\hat{q}L^3}}, \quad (1.24)$$

$$\theta_{\max} = \frac{2}{\sqrt{\hat{q}\lambda^3}}. \quad (1.25)$$

L'existence d'un domaine angle d'émission est caractéristique du rayonnement dans un milieu. Pour $\hat{q} = 1 \text{ GeV}^2/c$ et $L = 10 \text{ fm}$, l'angle minimal est assez faible $\theta_c \approx 0.01 \text{ rad}$. Le spectre de rayonnement par unité de longueur qui a été calculé pour la première fois dans les années 80 par Gunion et Bertsch [84] s'écrit :

$$\omega \frac{d^2 I_{\text{GB}}}{d\omega dz} \simeq \frac{\alpha_s}{\lambda}, \quad (1.26)$$

où I représente l'intensité qui est une quantité sans dimension proportionnelle au nombre de gluons et dz est un élément de libre parcours moyen. Dans le cas de N diffusions indépendantes, le spectre de rayonnement total s'exprime sous la forme :

$$\omega \frac{d^2 I}{d\omega dz} \simeq \frac{1}{N} \omega \frac{d^2 I_{\text{GB}}}{d\omega dz} \simeq \frac{1}{N} \frac{\alpha_s}{\lambda} \simeq \frac{\alpha_s}{t_{\text{form}}} \simeq \alpha_s \sqrt{\frac{\hat{q}}{2\omega}} \simeq \alpha_s \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}}. \quad (1.27)$$

Cela signifie que le spectre rayonné est dominé par des gluons mous. Ces gluons mous étant, d'après l'équation 1.23, émis à grand angle. Cette propriété fondamentale obtenue à partir de considérations simples a été confirmée par les mesures effectuées au LHC [85]. Enfin, en intégrant le spectre précédent de 0 à ω_c , on obtient l'énergie totale perdue par le parton :

$$\langle \Delta E \rangle = \int_0^{\omega_c} \omega \frac{d^2 I}{d\omega dz} \propto \omega_c \propto \hat{q} L^2. \quad (1.28)$$

On peut alors en déduire que la perte d'énergie radiative moyenne croît quadratiquement en fonction de la longueur du trajet parcouru dans le milieu. Ce comportement, de même que les propriétés de la perte d'énergie partonique discutées dans cette section, d'un intérêt seulement heuristique sont reproduits par des modèles théoriques détaillés du quenching des jets basés sur des calculs QCD perturbatifs. Ces calculs plus poussés de perte d'énergie développés au cours des vingt dernières années peuvent être classés, comme illustré sur la figure 1.8, en quatre grandes catégories référencées d'après les noms de leurs auteurs :

- BDMPS-Z : Baier, Dokshitzer, Mueller, Peigné, Schiff et Zakharov ; [86, 87, 88, 89, 90, 91, 92] ASW : Armesto, Salgado, Wiedmann [93, 94, 95, 96, 97] ;
- GLV : Gyulassy, Levai, Vitev [98, 99, 100, 101] ;
- HT (Higher Twist) : Luo, Qiu, Sterman [102, 103, 104, 105, 106, 107] ;
- MCGILL AMY : Arnold, Moore, Yaffe [108, 109, 110, 111, 112].

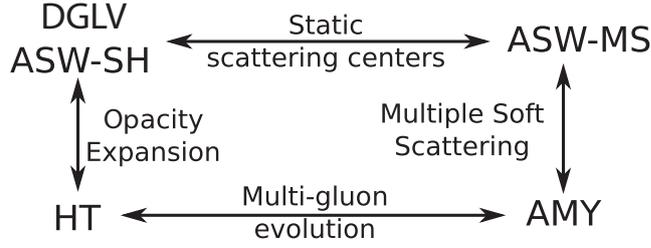


Figure 1.8: Panorama des formalismes du jet quenching dans le cadre de la QCD perturbative [113]. Les flèches indiquent des concepts ou des hypothèses communes entre les formalismes.

Tandis que ces catégories de calculs diffèrent par les relations qui lient les échelles et les hypothèses utilisées sur la structure du milieu, il n'en reste pas moins que chacune d'elles incorpore l'intégralité des effets de perte d'énergie dans le calcul de la modification de la fonction de fragmentation due à la présence du milieu en altérant le spectre de gluons rayonnés par un parton dur selon les considérations discutées plus haut. Tous ces calculs choisissent notamment l'approximation colinéaire ($\omega \gg k_T$) et se placent également, hormis AMY, dans l'approximation des gluons mous, c.-à-d. qui considère que la fraction d'énergie emportée par le gluon est négligeable devant l'énergie de la particule émettrice ($\omega/E \ll 1$). Ils s'appuient tous sur la propriété de factorisation de la QCD perturbative et modélisent les modifications du développement dans le vide d'une gerbe partonique dues à la présence du milieu. Le processus d'hadronisation du parton dur est quant à lui toujours supposé avoir lieu dans le vide après que le parton, dont l'énergie s'est dégradée, se soit échappé du milieu. BDMPS/ASW et GLV calculent la modification de la fonction de fragmentation au moyen du spectre de rayonnement de gluons par le parton émetteur. BDMPS/ASW utilisent la technique des intégrales de chemin pour calculer la perte d'énergie en s'appuyant sur la théorie de la diffusion multiple. La propagation du parton initial et des gluons émis est décrite par la méthode des fonctions de Green obtenues par intégrale de chemin sur les champs de quarks et de gluons. Le spectre résultant de gluons rayonnés exprimé en fonction de \hat{q} sert au calcul de poids P_E correspondant à la probabilité que le parton perde une fraction $\epsilon = \Delta E/E$ de son énergie par suite de n émissions de gluon :

$$P_E(\epsilon, \hat{q}) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^n \int d\omega_i \frac{dI^{\text{med}}(\hat{q})}{d\omega} \right] \delta\left(\epsilon - \sum_{i=1}^n \frac{\omega_i}{E}\right) \exp\left[-\int d\omega \frac{dI^{\text{med}}(\hat{q})}{d\omega}\right]. \quad (1.29)$$

Le poids peut alors être utilisé pour calculer les fonctions de fragmentation modifiées :

$$D^{\text{med}}(z'_h, \mu^2) = P_E(\epsilon, \hat{q}) \otimes D^{\text{vac}}(z_h, \mu^2), \quad (1.30)$$

où z_h est la fraction d'impulsion emportée par le hadron formé dans l'état final et μ est l'échelle de factorisation. Le formalisme GLV part de l'amplitude d'émission d'un gluon par le parton dur qui est ensuite développée, à l'aide d'une méthode récursive [114], à tous ordres en série de puissances de l'opacité pour tenir compte de l'émission de gluons par diffusions élastiques successives dans le milieu. Ce développement est dominé par le terme du premier ordre correspondant à une interaction avec les constituants du milieu (échange d'un gluon) suivie de l'émission d'un seul gluon. Une fonction de probabilité semblable à 1.29 est alors obtenue qui sert à calculer les fonctions de fragmentation modifiées de la même manière qu'en 1.30. HT et AMY calculent directement les fonctions de fragmentation modifiées par la présence du milieu. L'approximation HT a été développée à l'origine pour décrire la diffusion inélastique d'un électron sur un noyau et les fonctions de fragmentation en paires de hadrons dans les collisions e^+e^- [115, 116] et a ensuite été appliquée au calcul de la perte d'énergie partonique en collisions d'ions lourds. Elle suppose un nombre fini de centres diffuseurs et calcule la modification de la fonction de fragmentation par l'introduction de fonctions de *splitting* modifiées, ce qui la rend par essence assimilable au formalisme DGLAP. La fonction de fragmentation modifiée pour la transition d'un parton i en un hadron h s'exprime comme la somme $D_{i \rightarrow h}^{\text{med}} = D_{i \rightarrow h}^{\text{vac}} + \Delta D_{i \rightarrow h}^{\text{med}}$ où :

$$\Delta D_{i \rightarrow h}^{\text{med}}(z_h, \mu^2) = \int_0^{\mu^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[\int_{z_h}^1 \frac{dz}{z} \sum_{j=q,g} (\Delta P_{i \rightarrow j}^{\text{med}}(z, k_T^2) D_{j \rightarrow h}\left(\frac{z_h}{z}, \mu^2\right)) \right]. \quad (1.31)$$

Dans l'expression 1.31, $\Delta P_{i \rightarrow j} \propto P_{i \rightarrow j} C_A \alpha_s T_{qg}^A$ représente la fonction de *splitting* modifiée qui englobe la totalité des effets de milieu au moyen de la fonction de corrélation quark-gluon T_{qg}^A . Le facteur de

normalisation C de ce corrélateur, aussi appelé constante de corrélation, est un paramètre libre de la théorie. Dans l’approche AMY, les fonctions de fragmentation modifiées sont obtenues par convolution des fonctions de fragmentation dans le vide avec les distributions de partons durs. Une équation de transport du type Fokker-Planck est alors utilisée pour décrire l’évolution des distributions de partons durs initiales dans le milieu¹¹. AMY suppose un nombre infini de diffusions dans un milieu en équilibre et des partons initiaux réels avec des énergies de l’ordre de la température du milieu. L’hypothèse d’une température élevée permet la réorganisation du développement perturbatif de QCD par resommation des boucles dures ou *Hard Thermal Loops* [117, 118, 119]. Les paramètres libres de l’approche AMY sont la température et la constante de couplage de l’interaction forte α_s .

D’autres développements théoriques importants ont suivi, tels que le calcul des spectres de gluons émis par une “antenne de couleur” (ou dipôle de couleur) $q\bar{q}$ traversant le milieu [120, 121, 122] prenant en compte la cohérence de couleur dans les émissions multiples de gluons dans le milieu. Ces développements ont mis en évidence une nouvelle échelle transverse, la longueur de corrélation du milieu. Cette échelle fixe la distance transverse limite au-dessous de laquelle une paire de partons conserve sa cohérence de couleur et est donc résolue par le milieu comme une seule charge de couleur. Le rôle de ces interférences dans le spectre de rayonnement à deux gluons a également été étudié dans une série d’articles [123, 124, 125].

Des travaux théoriques récents visent à augmenter la précision des calculs analytiques en assouplissant les approximations. La principale difficulté est le traitement correct des diffusions multiples avec le milieu et leur interférence telle que décrite par l’analogie en QCD de effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) de la QED [126, 127]. Une solution numérique du problème a d’abord été développée [128, 129, 130] suivie d’un calcul semi-analytique avec resommation de diffusions multiples à l’ordre NLO [131, 132, 133, 134] qui permet d’incorporer au sein d’un même cadre théorique les deux limites asymptotiques connues de l’interaction parton–milieu, à savoir une diffusion dure simple et des diffusions multiples. La connaissance du spectre de gluons induits par le milieu ainsi que la définition d’observables de jets qui intègrent à la fois les limites moles et dures constituent des références théoriques essentielles pour sonder les échelles de longueur les plus courtes dans le QGP, y compris pour déterminer s’il est possible de résoudre une diffusion ponctuelle dans le QGP.

Certaines observables de jets sont accessibles à une approche analytique. Un calcul à partir des principes premiers de la dépendance en R de la suppression des jets inclusifs a , par exemple, été récemment présentée [135], incorporant à la fois les derniers calculs NLO du spectre de gluons et les effets de cohérence des couleurs. L’extension de la théorie effective des champs SCET (Soft Collinear Effective Theory) en présence d’un milieu dense étendu [136, 137] fournit un cadre théorique pour le calcul des observables de sous-structure des jets en collisions d’ions lourds [138].

En règle générale, les mesures de jets sont comparées aux prédictions obtenues à l’aide de simulations Monte-Carlo car elles apportent d’importantes corrections d’ordres supérieurs au travers de leur algorithme sophistiqué de gerbe partonique dont le développement est étendu tout au long de la durée de vie du QGP. Les prescriptions théoriques pour les émissions de gluons simples induites par le milieu sont incorporées dans les générateurs Monte-Carlo [139, 140, 141, 142, 143].

Alors que la gerbe partonique se développe et que les constituants du jet deviennent de plus en plus mous, l’énergie perdue par le jet et la réponse du milieu à celle-ci peuvent être décrites à l’aide de modèles de transport [130, 144, 145]. Certains modèles décrivent la réponse du milieu par la création de partons thermiques énergétiques appelés *particules de recul* tandis que d’autres la décrivent de manière hydrodynamique après thermalisation locale [146].

Tous les développements ci-dessus reposent sur l’applicabilité de la QCD perturbative. Cependant, les jets sont des objets multi-échelles et au fur et à mesure que les partons de la gerbe évoluent, ils finissent par atteindre des échelles de l’ordre de la température du QGP pour lesquelles les calculs perturbatifs (couplage faible) pourraient ne plus être valables. La correspondance AdS/CFT a permis d’utiliser des calculs holographiques pour étudier la perte d’énergie dans un QGP fortement couplé [147]. Le modèle hybride [148] utilise une approche Monte-Carlo qui intègre des prescriptions holographiques pour la perte d’énergie.

Cette section est destinée à présenter brièvement le contexte théorique des mesures de jets dans les collisions d’ions lourds qui seront discutées dans la suite. Nous renvoyons le lecteur à quelques revues théoriques récentes [149, 150, 151] pour une lecture plus approfondie.

¹¹ L’équation de Fokker-Planck est une équation aux dérivées partielles linéaire qui gouverne l’évolution temporelle de la densité de probabilité d’un processus stochastique de diffusion tel que le mouvement Brownien.

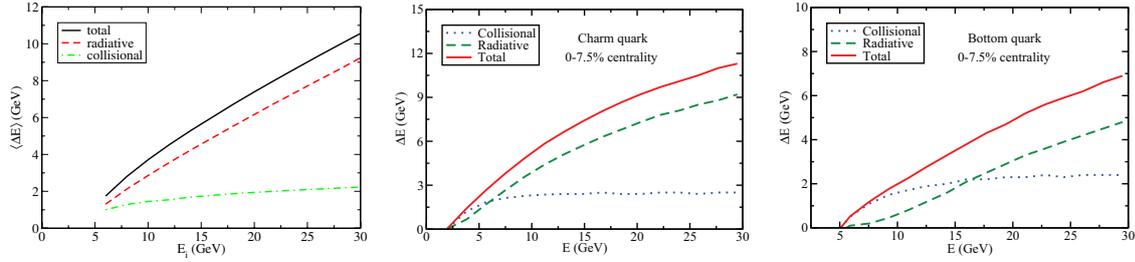


Figure 1.9: (gauche) Perte d'énergie moyenne d'un quark léger d'énergie initiale E_i traversant le milieu formé dans des collisions Au–Au centrales (0–5 %) au RHIC. Dans cette figure, les quarks sont supposés être créés au centre du milieu et se propager dans la direction du plan de réaction [159]. Pertes d'énergies radiative et collisionnelle de quarks (milieu c et (droite) b après avoir traversé le milieu créé en collisions Pb–Pb centrales (0–7.5 %) au LHC. L'axe des abscisses représente l'énergie initiale des quarks lourds et celui des ordonnées l'énergie perdue totale [160].

1.4.2.3 Perte d'énergie des quarks lourds

Dans le cas des quarks lourds, il est généralement admis que les collisions élastiques constituent le mécanisme dominant de perte d'énergie, plus spécifiquement pour des quarks d'énergie intermédiaire (par ex. quarks c d'énergie $E \sim 5\text{--}10\text{ GeV}$ [79]), en raison de leur masse qui tend à réduire l'espace de phases disponible pour l'émission de gluons (aussi bien dans le vide que) dans le milieu, effet connu sous le nom de *dead cone* [152, 153]¹². À plus haute énergie, les quarks lourds deviennent à leur tour ultra-relativistes et la perte d'énergie collisionnelle seule ne suffit plus à décrire l'évolution des quarks lourds dans le milieu, la contribution radiative s'intensifiant alors [155, 156, 157, 158]. Comme le montre la figure 1.9, les diffusions quasi-élastiques dominent la perte d'énergie des quarks lourds à basse énergie tandis que l'émission de gluons induite par le milieu s'intensifie à plus haute énergie, où l'effet lié à la masse finie s'estompe, pour finir par dominer au dessus de 6 GeV pour les quarks c et 16 GeV pour les quarks b . Ces résultats montrent que la perte d'énergie collisionnelle peut à elle seule décrire correctement les mesures de saveurs lourdes au RHIC mais devient insuffisante aux énergies du LHC.

La mesure des jets de quarks lourds décrit au paragraphe 3.3, permettra donc d'apporter un éclairage complémentaire à l'étude des mécanismes de perte d'énergie des partons dans le milieu.

1.4.2.4 Extraction des paramètres de transport

Depuis la découverte du jet quenching au RHIC (cf. paragraphe 1.4.1) puis sa confirmation au LHC, son étude s'est focalisée sur l'extraction précise des coefficients de transport des jets par la confrontation systématique des données aux prédictions théoriques des modèles décrivant la propagation et l'interaction d'un parton dans le milieu dense. Même si chacun des modèles décrits dans la section précédente présente des paramètres différents contrôlant la perte d'énergie, on peut tout de même tenter de les comparer d'après les valeurs du coefficient de transport \hat{q} obtenues par ajustements de leurs paramètres libres aux données de facteurs de modification nucléaire des hadrons chargés observées au RHIC et au LHC [161]. Comme le montre la figure 1.10, le coefficient de transport obtenu dans les gammes de températures initiales accessibles au RHIC et au LHC, en bon accord avec les calculs pQCD et AdS-CFT à l'ordre NLO [162], est environ deux ordres de grandeur plus grand qu'à l'intérieur d'un noyau froid ($\hat{q}_N = 0.02\text{--}0.06\text{ GeV}^2/\text{fm}$), soulignant les températures et densités extrêmes des QGP formés dans les collisions d'ions lourds de hautes énergies. Ces résultats constituent une première étape dans l'étude systématique des propriétés du milieu, les mesures de jets reconstruits décrites dans ce manuscrit pourront également être exploitées afin d'en améliorer la précision.

¹² Prédit par QCD il y a près de trente ans, l'effet de *dead cone* a été récemment mis en évidence par la Collaboration ALICE en collisions pp à l'aide de jets de D^0 [154]

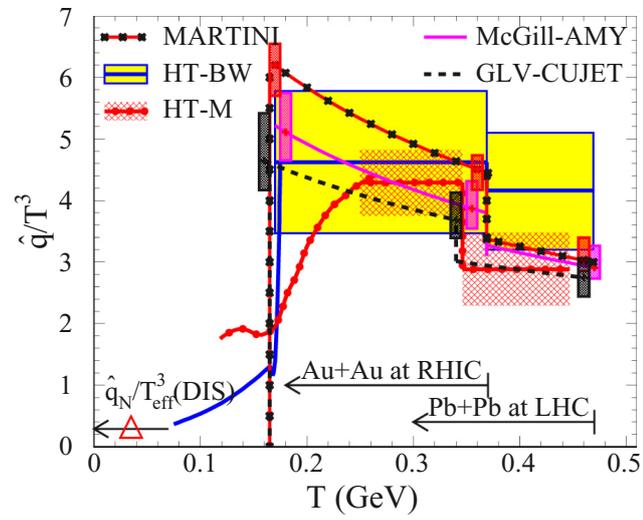


Figure 1.10: Coefficient de transport réduit \hat{q}/T^3 en fonction de la température T pour une quark d'énergie initiale $E = 10$ GeV au centre des collisions A-A les plus centrales à $\tau_0 = 0.6$ fm/c extrait par la Collaboration JET à partir des mesures des facteurs de modification nucléaire des hadrons [161].

Part II

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

Dans l'expérience ALICE, les jets chargés sont reconstruits dans le tonneau central à partir des traces mesurées par le système de trajectographie interne et la chambre à projection temporelle. Les jets peuvent être mesurés avec précision et analysés particule par particule sur une large gamme d'impulsion transverse avec le détecteur ALICE qui est le seul à pouvoir mesurer des constituants jusqu'à un p_T de 150 MeV/ c . Les mesures à faible p_T du jet et des ses constituants sont cruciales pour les collisions d'ions lourds, où l'on s'attend à ce que le rayonnement de gluons induit par le milieu augmente la production des particules de bas p_T dans le jet.

Dans cette partie, nous décrivons les performances des détecteurs ainsi que les méthodes utilisées pour mesurer les jets chargés en s'arrêtant sur le défi que pose la présence de l'énorme bruit de fond provenant de l'événement sous-jacent en collisions d'ions lourds.

2.1 LE DÉTECTEUR ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience dédiée à la physique ions lourds auprès du LHC au CERN. Une description détaillée des détecteurs de l'expérience ALICE (jusqu'au LS2) et de leurs performances est disponible dans les références [163, 164]. Seuls les détecteurs utilisés dans les travaux présentés dans ce document sont décrits dans le texte qui suit.

Le tonneau central du détecteur ALICE (couverture en pseudorapidité $|\eta| < 0.9$ sur tout l'azimut) est immergé dans un champ magnétique uniforme de 0.5 T orienté selon de l'axe du faisceau (z) délivré par le solénoïde L3. Deux compteurs de scintillateur plastique, positionnés de part et d'autre du point d'interaction à grande rapidité ($2.8 < \eta < 5.1$ pour le VZERO-A et $-3.7 < \eta < -1.7$ pour le VZERO-C), servent de déclencheur d'interaction.

Le tonneau central contient un ensemble de détecteurs de trajectographie : un système de trajectographie interne (ITS) en silicium de haute résolution à six couches entourant le tube du faisceau (on trouve de l'intérieur vers l'extérieur des capteurs de 3 technologies différentes : à pixels de silicium SPD, à dérive SDD et à micro-pistes SSD) et une chambre à projection temporelle (TPC) de grand volume (5 m de long, 5.6 m de diamètre). Les impacts laissés dans l'ITS et la TPC par les particules chargées émergentes de la collision sont combinés pour reconstruire des traces sur une large gamme d'impulsions transversales ($0.15 < p_T < 100 \text{ GeV}/c$). Les traces sélectionnées doivent avoir au moins 70 points dans la TPC sur un maximum de 159 possibles et doivent représenter plus de 60 % des points identifiables dans la TPC sur la base des paramètres de la trace. Pour la meilleure résolution en impulsion, au moins 3 points de la trace doivent être localisés dans l'ITS.

La position du vertex primaire est reconstruite à partir des traces de particules chargées comme décrit dans [165]. Seules les traces provenant du vertex primaire, appelées traces primaires, sont utilisées pour la reconstruction des jets. Ces traces sont sélectionnées en fonction de leur distance d'approche minimale du vertex primaire de l'interaction (respectivement inférieure à 2.4 cm et 3.2 cm dans le plan transversal et le long de l'axe du faisceau).

Pour compenser la perte d'efficacité de reconstruction des traces due aux zones mortes du SPD et récupérer une bonne résolution en impulsion, les traces sans aucun impact dans l'une des deux couches du SPD, appelées "traces hybrides", sont conservées mais contraintes au vertex primaire [166]. En collisions pp, l'efficacité de reconstruction des traces estimée à partir d'une simulation complète du détecteur ALICE est d'environ 80 % pour les traces de $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$, tombant à 60 % pour celles de $p_T = 0.15 \text{ GeV}/c$ (cf. panneau de droite de la figure 2.1). La résolution en impulsion est quant à elle meilleure que 3 % pour les traces hybrides de p_T inférieur à $1 \text{ GeV}/c$, et augmente linéairement jusqu'à 10 à $p_T = 100 \text{ GeV}/c$ (cf. panneau de gauche de la figure 2.1).

Comme illustré sur le panneau de droite de la figure 2.2, en collisions Pb-Pb, l'efficacité de reconstruction des traces passe d'environ 70 % à $p_T = 300 \text{ MeV}/c$ à près de 80 % à $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ avec une atténuation de quelques pour-cent lorsque la centralité de la collision augmente. Au-delà de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$, l'efficacité se maintient à un plateau de 80 % sans ne plus dépendre de la centralité. La résolution en p_T des traces en collisions Pb-Pb est quant à elle indépendante de la centralité et similaire à celle obtenue en collisions pp (cf. panneau de gauche de la figure 2.2).

Les mesures présentées dans ce document utilisent les données des collisions pp, pPb et Pb-Pb à l'énergie dans le centre de masse de 5.02 TeV collectés par l'expérience ALICE au Run 2 du LHC (2015-2018). Au cours de cette période, les événements de biais minimal (MB) ont été sélectionnés par la coïncidence des signaux produits par les particules chargées dans les hodoscopes VZERO-A et VZERO-C. La section efficace pp visible correspondante a été mesurée avec la technique de van der Meer à $51.2 \pm 1.2 \text{ mb}$ [167]. Lors de la montée en intensité, la luminosité instantanée délivrée par le LHC a été successivement nivelée à $2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ résultant en des taux d'interactions valant respectivement 10 kHz et 50 kHz [168]. La qualité de la traces s'est avérée indépendante du taux d'interaction.

Un critère supplémentaire de sélection des événements MB appliqué au cours de l'analyse hors-ligne consiste à exiger que la position du vertex primaire se trouve dans un intervalle de $\pm 10 \text{ cm}$ autour du point d'interaction nominal. Cela garantit une acceptation géométrique totale de l'ITS pour les traces de pseudorapidité $|\eta| < 0.9$. Les interactions d'empilement sont maintenues à un nombre moyen d'interactions pp par croisement de paquets inférieur à 0.06 en séparant les faisceaux dans le plan horizontal. Les événements d'empilement résiduels sont rejetés sur la base d'un algorithme de recherche

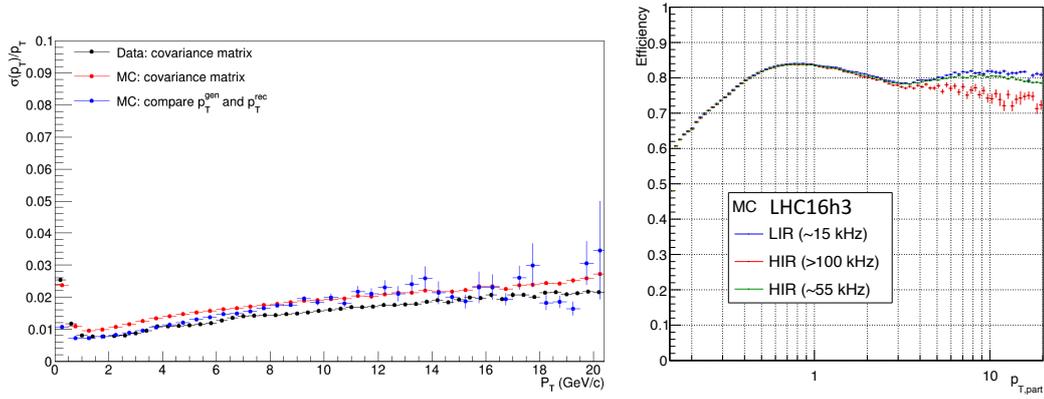


Figure 2.1: (gauche) Résolution en impulsion transverse et (droite) efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de leur impulsion transverse en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

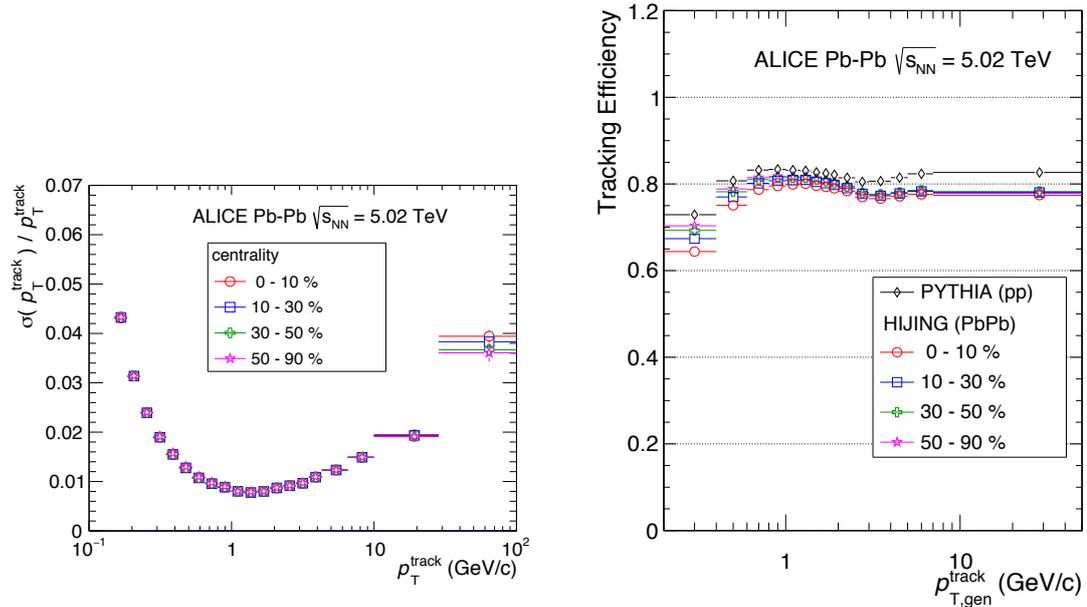


Figure 2.2: (gauche) Résolution en impulsion transverse et (droite) efficacité de reconstruction des traces chargées en fonction de leur impulsion transverse en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.

de vertex multiples utilisant les informations du SPD [166]. Après sélection des événements, un ensemble 103×10^6 collisions pp de biais minimal correspondant à une luminosité intégrée $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2 \text{ nb}^{-1}$ a finalement été utilisé pour les mesures en collisions pp qui sont présentées dans ce document.

La statistique utilisée en collisions Pb-Pb est quant à elle de 67.6×10^6 événements de biais minimal collectés par l'expérience ALICE en 2015. Un rejet des interactions d'empilement spécifique aux collisions Pb-Pb est également appliqué. Il exploite les corrélations entre le nombre de traces reconstruites seulement avec la TPC et le nombre de segments de droite construits à partir des amas laissés dans les 2 couches du SPD appelés *tracklets*.

2.2 GÉOMÉTRIE DE LA COLLISION

Dans le cas de noyaux sphériques, la géométrie des collisions d'ions lourds se caractérise par le vecteur paramètre d'impact \mathbf{b} qui relie les centres des deux noyaux qui entrent en collision dans le plan transversale aux faisceaux. Expérimentalement, la centralité (reliée à $b := |\mathbf{b}|$) et l'angle du plan de réaction (angle azimutal de \mathbf{b}) sont estimés respectivement à partir des multiplicités de particules et/ou de l'énergie à zéro degré, et des anisotropies d'émission de particules. Nous décrirons dans ce qui suit les méthodes mises en œuvre dans ce travail et les résolutions obtenues sur ces variables.

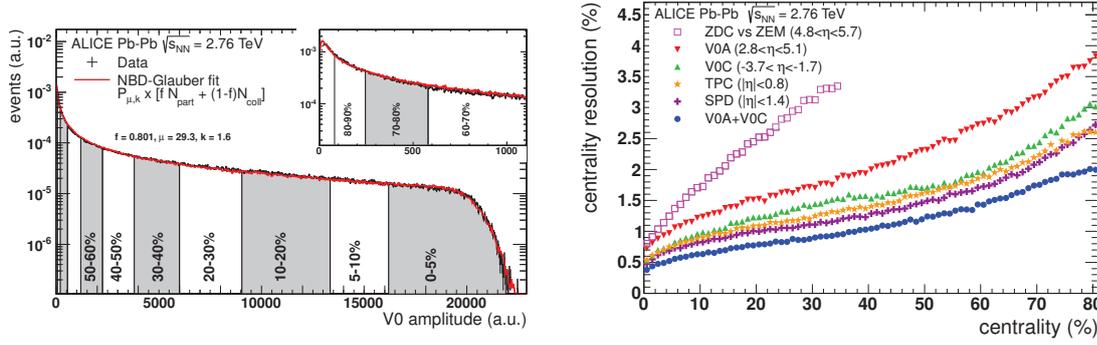


Figure 2.3: (gauche) Distribution de l'amplitude VZERO (V0A + V0C). La distribution est ajustée par le modèle de Glauber représenté par la courbe de couleur rouge. L'encadré montre un agrandissement de la région la plus périphérique. (droite) Résolution des différents estimateurs de centralité.

2.2.1 Centralité

Il est d'usage d'exprimer la centralité des collisions nucléaires non pas d'après le paramètre d'impact b (qui n'est pas une quantité mesurable) mais au travers d'un pourcentage de la section efficace totale d'interaction nucléaire σ_{AA} [169]. Le centile de centralité c d'une collision AA de paramètre d'impact b est donc défini en intégrant la distribution en paramètre d'impact $d\sigma/db'$:

$$c(b) = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'. \quad (2.1)$$

Expérimentalement, la centralité est définie comme la fraction de la section efficace hadronique correspondant à une multiplicité de particules chargées détectées au-dessus d'une certaine valeur seuil N_{ch} :

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{ch}}^\infty \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \approx \frac{1}{N_{ev}} \int_{N_{ch}}^\infty \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch}, \quad (2.2)$$

où N_{ev} est le nombre d'événements observés, corrigé de l'efficacité de déclenchement. La définition 2.2 s'appuie sur l'hypothèse, qu'en moyenne, la multiplicité à mi-rapidité croît avec volume de chevauchement des noyaux, c.-à-d. avec la centralité de la collision.

L'estimation de la centralité à l'aide de la multiplicité de particules mesurée dans le détecteur VZERO est illustrée sur le panneau de gauche de la figure 2.3. Les intervalles de centralité sont définis en intégrant la distribution de particules chargées selon l'équation 2.2, tandis que l'échelle absolue est déterminée par ajustement du modèle de Glauber [170, 171] à la distribution de l'amplitude du VZERO.

Le modèle de Glauber décrit la géométrie de la collision à partir de la distribution en densité nucléaire, en supposant que les nucléons suivent des trajectoires rectilignes et subissent des collisions binaires nucléon-nucléon selon la section efficace inélastique σ_{NN} ($= 64$ mb en accord avec la mesure réalisée par l'expérience ALICE en collisions pp [172]). Le nombre N_{coll} de collisions binaires NN et le nombre de nucléons participants N_{part} (nucléons ayant subi une collision NN) sont calculés pour une valeur donnée de paramètre d'impact. La distribution en multiplicité est alors décrite comme issue d'une double composante, $f N_{part} + (1 - f) N_{coll}$, dont chacune des sources émet des particules selon une loi binomiale négative (NBD) de paramètre μ et k . Le paramètre f représente la contribution des processus mous (à bas transfert d'impulsion) à la production de particules. L'ajustement permet alors d'extraire le nombre d'événements intégré N_{ev} nécessaire à l'estimation de l'échelle absolue de centralité et relie le nombre de participants et de collisions binaires NN à la centralité.

La centralité peut être estimée à partir des multiplicités mesurées dans chacun des détecteurs VZERO-A, VZERO-C, ZDC, SPD et TPC. La résolution de chacun de ces estimateurs de la centralité (évaluée événement par événement comme l'écart type de la distribution de la différence entre la valeur de centralité donnée par chaque estimateur et la valeur moyenne obtenue sur l'ensemble des estimateurs), définie comme l'écart type sur un échantillon d'événement de même centralité b , est présentée figure 2.3 (droite). La résolution dépend de la couverture angulaire du détecteur utilisé. La meilleure résolution est obtenue par combinaison des détecteurs VZERO-A et VZERO-C, de par leur vaste couverture en pseudorapidité (4.3 unités au total), c'est celle que nous avons utilisé dans le travail ici présenté.

2.2.2 Plan de l'événement

Le plan de réaction, défini comme l'espace engendré par l'axe du faisceau et le vecteur paramètre d'impact, n'est pas accessible expérimentalement puisque la distribution initiale des nucléons n'est pas connue. Il doit donc être approximé par le plan de l'événement de l'harmonique de rang n , $\Psi_{EP,n}$, qui correspond à l'axe de symétrie de la densité de particules dans le plan transverse [173]. Pour une harmonique de rang n donnée, on construit le vecteur bidimensionnel du plan de l'événement \mathbf{Q}_n ou *vecteur de flot*, à partir de la mesure de la distribution azimutale des particules produites dans l'événement :

$$\mathbf{Q}_n = (Q_{n,x}, Q_{n,y}) = \left(\sum_i w_i \cos n\varphi_i, \sum_i w_i \sin n\varphi_i \right). \quad (2.3)$$

où l'indice de sommation court sur l'ensemble des traces reconstruites dans le cas de la TPC, ou des cellules de détecteurs de segmentation azimutale comme le VZERO, FMD, ZDC ou PMD. L'angle φ_i représentera selon le cas, l'angle azimutale d'émission de la particule i ou la coordonnée de la cellule i du détecteur. Pour les traces reconstruites dans la TPC, le poids w_i peut être égal à un ou une fonction spécifique de p_T . Pour les détecteurs segmentés, w_i est donné par le signal mesuré dans la cellule i . On détermine alors l'angle $\Psi_{EP,n}$ à l'aide des composantes du vecteur \mathbf{Q}_n :

$$\Psi_{EP,n} = \frac{1}{n} \arctan 2 (Q_{n,y}, Q_{n,x}). \quad (2.4)$$

La résolution angulaire du plan de l'événement, proche de zéro (l'unité) dans le cas d'une reconstruction médiocre (parfaite) du plan de symétrie de la collision, peut être directement calculée à partir des données à l'aide de la technique des corrélations à deux ou trois (sous-)détecteurs [174]. La résolution d'un sous-événement s'exprime dans le cas de deux (sous-)détecteurs A et B sous la forme :

$$\mathcal{R}_n^{\text{sub}} = \sqrt{\langle \cos n (\Psi_n^A - \Psi_n^B) \rangle}, \quad (2.5)$$

où Ψ_n^A et Ψ_n^B sont les angles du plan de l'événement des deux sous-événements, et les crochets symbolisent une moyenne d'ensemble. La résolution d'un événement complet, c.-à-d. la corrélation entre l'angle du plan de l'événement pour les sous-événements combinés et celui du plan de réaction, s'écrit alors :

$$\mathcal{R}_n(\chi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \left\{ I_0\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_1\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \right\}, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{R}_n^{\text{full}} = R_n \left(\sqrt{2} \chi_{\text{sub}} \right). \quad (2.7)$$

où $\chi \equiv v_n/\sigma$ ($= v_n\sqrt{2N}$, N étant le nombre de particules utilisées pour déterminer le plan de l'événement) et I_0, I_1 sont des fonctions de Bessel modifiées. Dans le cas de (sous-)détecteurs couvrant des régions de (pseudo)rapidité distinctes, comme c'est le cas pour le VZERO-A et le VZERO-C, l'utilisation des sous-événements de trois détecteurs permet d'obtenir la résolution pour un détecteur donné à partir de la corrélation de chacune des paires :

$$\mathcal{R}_n^A = \sqrt{\frac{\langle \cos n (\Psi_n^A - \Psi_n^C) \rangle \langle \cos n (\Psi_n^A - \Psi_n^B) \rangle}{\langle \cos n (\Psi_n^B - \Psi_n^C) \rangle}}, \quad (2.8)$$

où Ψ_n^A est l'angle du plan de l'événement dont on souhaite calculer la résolution tandis que B et C sont les deux autres (sous-)détecteurs. La figure 2.4 montre la résolution \mathcal{R}_2 du plan de l'événement d'ordre deux obtenue en corrélant les sous-événements de 3 détecteurs parmi la TPC, VZERO, FMD et PMD, en fonction de la centralité.

Pour la mesure du flot elliptique des jets chargés, présentée dans la partie 3.5, le plan de l'événement est reconstruit à l'aide du détecteur VZERO-C. Avant de pouvoir utiliser les signaux du VZERO pour construire les vecteurs \mathbf{Q}_n , une procédure d'étalonnage [175] a été mise en œuvre afin de garantir qu'une multiplicité incidente donnée produira la réponse identique dans chacune des cellules du VZERO. Cet étalonnage comprend deux étapes : l'égalisation des gains des tubes photomultiplicateurs du VZERO suivi du recentrage des vecteurs \mathbf{Q}_n [176].

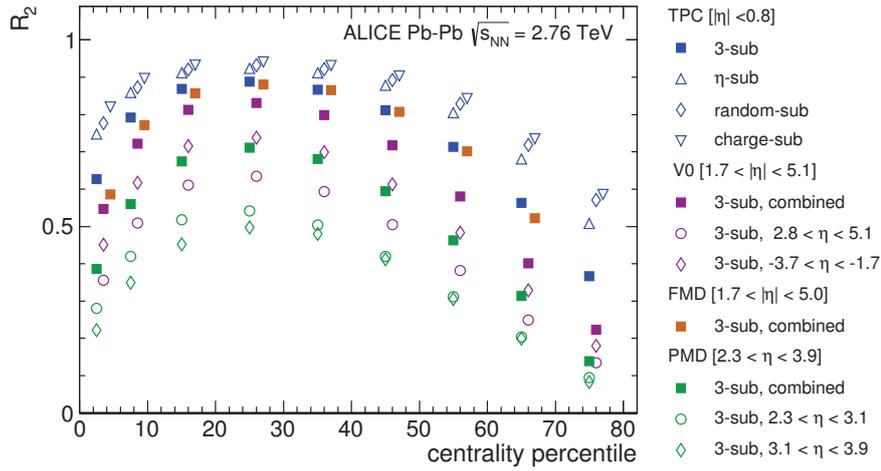


Figure 2.4: Résolution du plan de l'événement d'ordre deux, $\Psi_{EP,n}^2$, en fonction de la centralité, obtenue à l'aide de la corrélation des sous-événements issus de deux ou trois (sous-)détecteurs parmi la TPC, VZERO, FMD et PMD. Dans le cas de la TPC, la méthode "3-sub" consiste à combiner le sous-événement de la TPC avec ceux des détecteurs VZERO-A et VZERO-C.

2.3 RECONSTRUCTION DES JETS

2.3.1 Définition d'un jet

Les quarks et les gluons ne peuvent exister à l'état libre : ils s'hadronisent pour former des faisceaux collimés de particules aux propriétés cinématiques corrélées appelés *jets hadroniques*. On a recours à un algorithme de jet dont le rôle est de regrouper les particules issues d'un parton donné, réduisant ainsi la complexité des topologies à hautes multiplicités, et donnant accès la cinématique du parton initial (quadri-vecteur énergie-impulsion). Les propriétés cinématiques des jets ainsi obtenues sont résilientes au processus de fragmentation QCD, ce qui constitue le rôle principal des jets.

La définition d'un jet demeure cependant, même en collisions e^+e^- où l'état initial est purement électromagnétique, intrinsèquement ambiguë y compris au niveau partonique. Dans le cas par exemple de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, lorsqu'un gluon est émis à petit angle par rapport au quark émetteur, le gluon est généralement inclus dans le jet, tandis que si il est émis à grand angle, il pourra être considéré comme un troisième jet. En pratique, les jets doivent être défini par un algorithme qui prend comme entrée une liste de particules et tente de les associer (selon un critère de proximité puisque ces particules doivent appartenir à la même gerbe) en jets dont la cinématique (énergie et impulsion) peut être reliée à celle des partons produits par diffusion dure à courte distance¹. Comme illustré sur la figure 2.5, les particules d'entrée de l'algorithme peuvent être des partons ou des hadrons dans le cadre d'un calcul théorique (aussi bien avec quelques partons pour des calculs au-delà de l'ordre le plus bas, c'est-à-dire à l'approximation au-delà des logarithmes dominants ou Next-to-Leading Order (NLO) qu'avec un grand nombre après la gerbe partonique telle que simulée par un générateur d'événements Monte-Carlo) mais également des traces et/ou des dépôts calorimétriques au niveau expérimental. L'objectif est ainsi de caractériser la physique à courte distance, événement par événement, à partir des jets trouvés par l'algorithme, et ce, de façon similaire quelque soit le niveau auquel il est appliqué. Les effets de l'événement sous-jacent seront alors corrigés jet par jet aussi précisément que possible (voir paragraphe 2.3.4).

D'un point de vue expérimental, un jet est donc défini par l'algorithme utilisé mais pour qu'une comparaison avec des prédictions théoriques soit possible ou que l'algorithme puisse être utilisé dans les deux cas, ce dernier doit être par construction insensible aux divergences infrarouges et colinéaires (*InfraRed and Colinear safe*). La stabilité infrarouge et colinéaire est la propriété selon laquelle si on modifie l'événement par l'émission d'un gluon colinéaire ou dont l'énergie tend vers zéro, l'ensemble de jets durs identifiés par l'algorithme reste inchangé. En plus de garantir la convergence des calculs QCD perturbatifs, la stabilité infrarouge et colinéaire limite l'impact des effets instrumentaux (résolution

¹ Un algorithme de jet générique est une application surjective d'un ensemble de hadrons de quadri-moments $\{p_1^{\text{had}}, p_2^{\text{had}}, \dots, p_N^{\text{had}}\}$ vers un ensemble de jets de quadri-moments $\{p_1^{\text{jet}}, p_2^{\text{jet}}, \dots, p_M^{\text{jet}}\}$, avec généralement $M < N$ et $p^{\text{jet}} = \sum_{i \in \text{jet}} p_i^{\text{had}}$. Le vecteur somme des quadri-moments d'entrée définit l'axe du jet. Il n'y a pas de définition unique d'un jet puisqu'elle dépend de comment cette correspondance est réalisée.

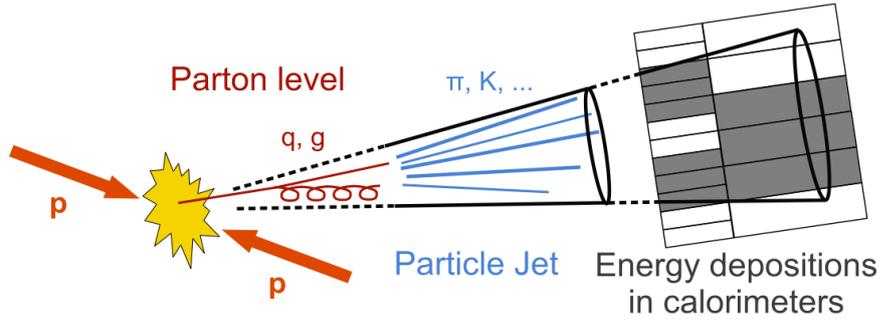


Figure 2.5: Dessin représentant les différentes étapes de la production et de la mesure d'un jet.

angulaire du détecteur, agrégation des dépôts d'énergie dans les calorimètres, bruit électronique, etc.) sur la construction des jets.

La reconstruction du jet, dans les analyses pp, pPb et Pb-Pb présentées dans ce document, est effectuée à l'aide d'un algorithme de recombinaison (cf. paragraphe 2.3.2) appliqués aux seules traces de particules chargées. Même si l'emploi de traces plutôt que d'amas calorimétriques autorisent des mesures plus précises (meilleures résolutions angulaire et de pointage), les observables s'appuyant sur ces "jets chargés" ne sont à priori pas *IRC safe* en théorie des perturbations car le rayonnement transporté par les particules neutres n'est pas pris en compte. L'utilisation d'une "fonction de traces" non-perturbative qui décrit la fraction d'énergie d'un parton emportée par les traces chargées, analogue à une fonction de fragmentation ou une distribution de partons dont la dépendance en μ (échelle de renormalisation) est bien définie par une évolution de type DGLAP, permet d'absorber les divergences infrarouges [177]. Les calculs perturbatifs utilisant ces fonctions de traces sont en bon accord avec ceux de PYTHIA [178, 179]. Les fonctions de traces fournissent donc une base de comparaison rigoureuse des mesures de jet chargés présentées ici avec les calculs QCD analytiques et Monte Carlo.

2.3.2 Algorithmes de recombinaison

Un jet est défini par une heuristique rangée selon deux grandes catégories d'algorithmes : les algorithmes de recombinaisons séquentiels ($2 \rightarrow 1$) et les algorithmes de cône. Seule la première catégorie d'algorithmes, conceptuellement plus simples et insensibles aux divergences infrarouges et colinéaires, a été utilisée dans le travail présenté dans ce document et est décrit plus en détails dans ce qui suit. Les algorithmes anti- k_T , k_T [180] et Cambridge/Aachen agrègent les jets par recombinaisons successives, ce qui équivaldrait d'une certaine façon à "remonter" le processus de branchement probabiliste qui a lieu pendant la phase de fragmentation. Ces algorithmes, dont l'usage est de loin le plus répandu, peuvent être considérés comme différentes versions de l'algorithme k_T généralisé [181]. Dans un premier temps, on introduit une distance d_{ij} entre chaque paire de particules ainsi que la distance de la particule au faisceau :

$$d_{ij} = \min \left(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p} \right) \frac{\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2}{R^2}, \quad d_{iB} = k_{T,i}^{2p}. \quad (2.9)$$

Les paramètres libres de l'algorithme sont le rayon R du jet et l'entier p . Les algorithmes anti- k_T , k_T et Cambridge/Aachen correspondent à des valeurs respectives de $p = -1$, 1 et 0. On répète ensuite la séquence suivante jusqu'à épuisement des particules : à chaque itération, on identifie la distance la plus courte. Si cette distance est celle d'une paire de particules, ces dernières sont combinées entre elles par addition de leurs quadri-moments (schéma de recombinaison appelée *E-scheme*). Dans le cas contraire, la particule est considérée comme un jet et retirée de la liste. À l'issue de cette séquence, on se retrouve avec un ensemble de jets stables et bien séparés. Chaque particule n'appartient qu'à un seul jet et chacun de jets stables a une multiplicité de particules bien définie.

2.3.3 Défis de la reconstruction des jets en collisions d'ions lourds

En collisions d'ions lourds, les jets sont produits dans un environnement à haute multiplicité très peu propice à leur détection ou mesure précise. Ce grand nombre de particules de faible impulsion transversale remplissant la totalité de l'espace des phases forme un événement sous-jacent ou *Underlying Event* (UE) sur lequel les jets viennent se superposer. L'énorme bruit de fond formé par l'UE fluctue

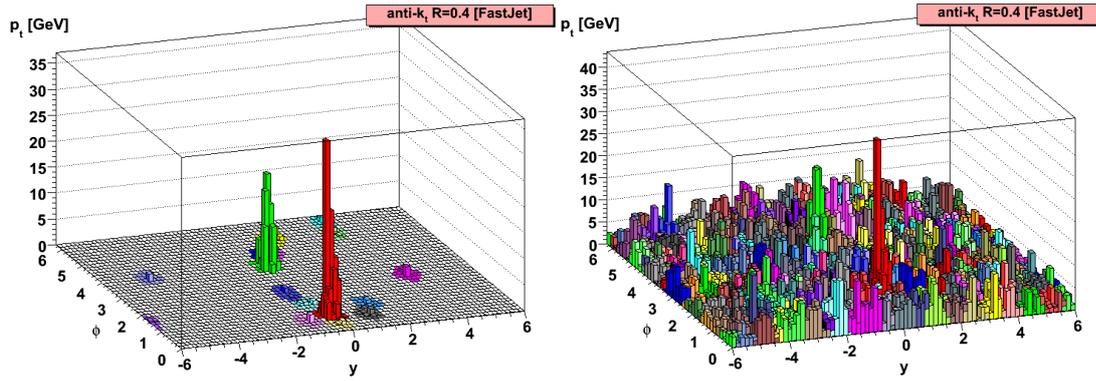


Figure 2.6: Densité d'impulsion transverse en fonction de η et ϕ d'une collision pp à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV simulée à l'aide du générateur d'événement Monte-Carlo PYTHIA (gauche). Les différentes couleurs indiquent les jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T . Même collision plongée dans le bruit de fond d'une collision Pb–Pb centrale simulée à l'aide du générateur d'événement Monte-Carlo HYDJET (droite).

fortement d'un jet à l'autre au sein d'un même événement, de même que pour chaque événement. La figure 2.6 illustre le principal défi posé par la reconstruction des jets en collisions d'ions lourds : l'intégralité des traces produites dans un événement sont groupées en jets par l'algorithme de jet, ce qui signifie que :

- une proportion non négligeable de jets sont reconstruits à partir de traces non corrélées appelés jets combinatoires ou *fake jets* ;
- les amas de particules vont contenir à la fois des particules provenant d'une gerbe partonique mais également des particules non corrélées émises dans le même espace des phases.

La stricte discrimination des particules issues d'un jet de celles provenant du bruit de fond, s'avère impossible non seulement d'un point de vue technique mais également conceptuellement du fait des lois de la mécanique quantique. Il s'agira alors d'extraire les propriétés des jets par des moyennes d'ensemble. Jusqu'à très récemment, la plupart des analyses de jets se limitaient à l'étude des corrélations à deux particules afin de réduire les effets de l'UE. Quant aux analyses mettant en œuvre une reconstruction complète des jets, ces dernières tendent à engendrer un biais de leur population de jets en imposant une coupure élevée sur l'impulsion transversale de leurs constituants, les rendant par là même sensibles aux divergences colinéaires et entraînant fatalement un biais sur l'impulsion reconstruite des jets qui devra être ensuite corrigé à l'aide de simulations Monte-Carlo implémentant un modèle spécifique du mécanisme de perte d'énergie partonique. L'enjeu des méthodes de reconstruction complète des jets, sera par conséquent de demeurer insensibles aux divergences colinéaires, avec une coupure infrarouge faible, sans biaiser leur fragmentation.

2.3.4 Densité moyenne de bruit de fond

L'énergie ou l'impulsion transverse p_T^{jet} des jets mesurée en collisions Pb–Pb doit être corrigée de la contribution du bruit de fond provenant de l'UE. Dans les résultats présentés dans ce document, l'approche proposée dans les références [182, 183] a été utilisée. La densité moyenne d'impulsion transversale par unité de surface est calculée événement par événement comme suit :

$$\rho = \text{median} \left\{ \frac{p_{T,i}}{A_i} \right\}, \quad (2.10)$$

où $p_{T,i}$ et A_i désignent respectivement l'impulsion transversale et l'aire du i -ième amas de particules obtenus à l'aide de l'algorithme de jet k_T^2 . L'emploi de la médiane, de même que l'exclusion des deux amas les plus énergétiques, permettent de limiter l'influence des jets durs sur l'évaluation de ρ . Pour chaque jet dur j , ρA_j est alors soustrait à son impulsion transverse pour en corriger la contamination au bruit de fond :

2 L'algorithme de jet k_T s'avère particulièrement approprié à l'étude du de l'UE puisque, pour un bruit de fond constitué d'une distribution uniforme de trace, il aura naturellement tendance à produire des jets de surface relativement constante ($A \propto \pi R^2$) tandis que l'algorithme anti- k_T créera quant à lui un grand nombre des jets de surface quasi nulle et de basse impulsion transverse (et seulement quelques jets durs de surface $A \propto \pi R^2$), introduisant un biais dans le calcul de ρ .

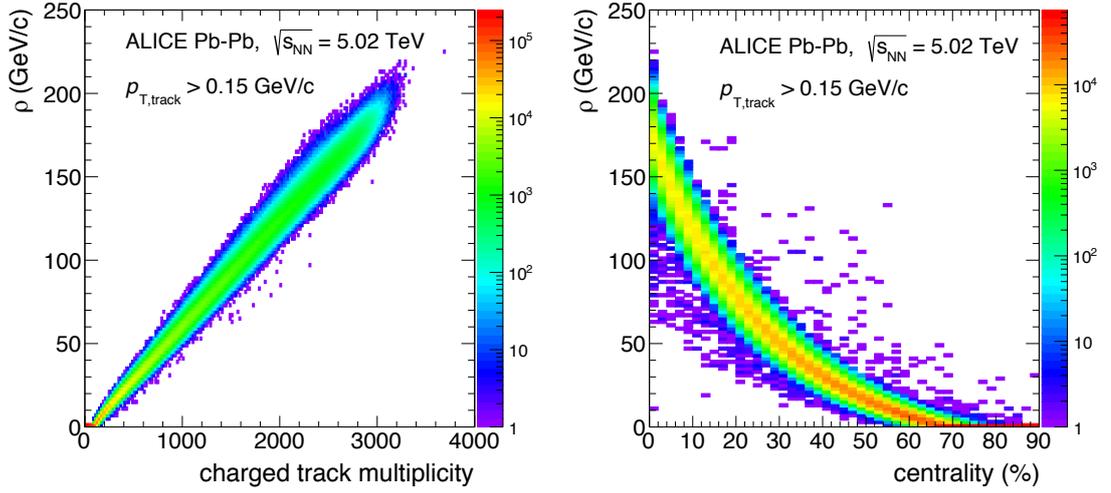


Figure 2.7: Dépendance de la densité d'impulsion transversale par unité de surface ρ en fonction de la centralité de la collision (droite) et de la multiplicité de traces utilisées pour la reconstruction des jets (gauche).

$$p_{T,j}^{\text{sub}} = p_{T,j} - \rho A_j. \quad (2.11)$$

La figure 2.7 représente la dépendance de la densité d'impulsion transversale par unité de surface ρ en fonction de la multiplicité brute de particules chargées produites dans les collisions Pb–Pb à l'énergie $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Comme attendu, ρ varie linéairement avec la multiplicité de particules chargées. Cette croissance linéaire correspond à une impulsion transversale moyenne $\langle p_T \rangle$ non corrigée d'environ 0.7 GeV/c par trace chargée acceptée. Pour les 10% des collisions les plus centrales, la densité moyenne de bruit de fond par unité de surface est de l'ordre de $\rho \simeq 146.4$ GeV/c³. Cela signifie que pour des jets de rayons 0.2, 0.3 et 0.4, le bruit fond sous-jacent moyen sera respectivement d'environ $\pi R^2 \rho \simeq 18.4$, 41.4 et 73.6 GeV/c si on suppose des jets de surface circulaire. De plus, la dispersion considérable de ρ pour les collisions les plus centrales souligne l'importance d'une soustraction du bruit de fond événement par événement.

Dans les collisions Pb–Pb non centrales, on doit tenir compte de l'anisotropie de l'UE décrite par les coefficients de flot dominants v_2 et v_3 :

$$\rho^{\text{ch}}(\varphi) = \rho_0 (1 + 2 \{v_2 \cos[2(\varphi - \Psi_{\text{EP},2})] + v_3 \cos[3(\varphi - \Psi_{\text{EP},3})]\}), \quad (2.12)$$

où $\rho(\varphi)$ est distribution azimutale de la somme des impulsions transversales des traces de $p_T < 5$ GeV/c et $|\eta_{\text{track}}| < 0.9$. Les paramètres ρ_0 et v_n sont extraits événement par événement par ajustement aux données de la fonction définie par l'équation 2.12. Les angles des plans de l'événement $\Psi_{\text{EP},n}$ sont ceux obtenus à l'aide du détecteur VZERO. L'exemple de cette procédure appliquée à un événement donné est illustrée dans la figure 2.8, où les points représentent la distribution en densité d'impulsion transversale de l'événement, la courbe rouge représente la fonction $\rho(\varphi)$ donnée par l'équation 2.12, les courbes verte et grise les contributions respectives des harmoniques v_2 et v_3 et la ligne pointillée magenta la constante de normalisation ρ_0 . Afin de limiter le biais induit par les jets durs sur les valeurs de v_n dans l'équation 2.12, le jet le plus dur est écarté de l'événement en rejetant toutes traces vérifiant $|\eta_{\text{jet}} - \eta_{\text{track}}| < R$. La séparation en η entre les traces et les détecteurs VZERO permet en outre de supprimer les corrélations à courte portée entre les plans d'événement et les traces.

L'impulsion transversale corrigée $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ d'un jet de surface A est alors calculée à partir de son impulsion transversale brute $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch,raw}}$ selon :

$$p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} = p_{T,\text{jet}}^{\text{ch,raw}} - \rho_{\text{local}}^{\text{ch}} A, \quad (2.13)$$

où $\rho_{\text{local}}^{\text{ch}}$ est obtenue par intégration de $\rho^{\text{ch}}(\varphi)$ sur la région $\varphi_{\text{jet}} \pm R$:

3 La densité moyenne décroît avec la centralité, pour les collisions semi-périphériques (50–90%), ρ ne vaut plus que $\rho \simeq 3.7$ GeV/c.

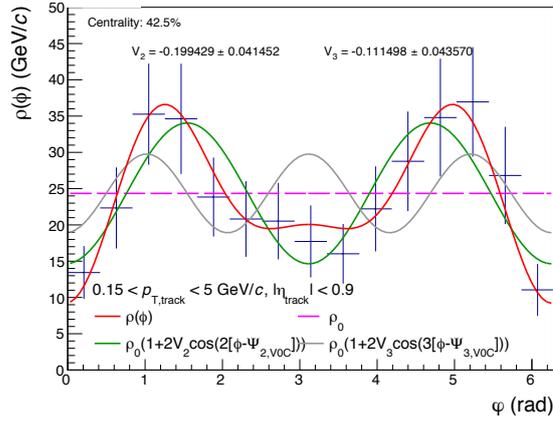


Figure 2.8: Densité d'impulsion transverse des traces chargées en fonction de leur angle azimutal pour une collision semi-périphérique (classe de centralité 30–50%). Les points de données (en noir) sont représentés avec leur seule barre d'erreur statistique. La courbe rouge montre le résultat de l'ajustement de la fonction donnée par l'équation 2.12. Les courbes verte et grise également obtenues après ajustement de la fonction 2.12 montrent les contributions respectives du flot elliptique (v_2) et triangulaire (v_3). La droite horizontale pointillée de couleur magenta représente la constante de normalisation ρ_0 .

$$\rho_{\text{local}} = \frac{\langle \rho^{\text{ch}} \rangle}{2R\rho_0} \int_{\varphi-R}^{\varphi+R} \rho^{\text{ch}}(\varphi) d\varphi. \quad (2.14)$$

Le facteur devant l'intégral est choisi de sorte qu'une intégration sur tout l'azimut redonne la densité d'impulsion transversale moyenne $\langle \rho^{\text{ch}} \rangle$.

2.3.5 Fluctuations du bruit de fond

L'UE n'est de toute évidence pas un flux d'impulsion continue et uniforme mais plutôt un ensemble discret de particules reconstruites sous forme de traces et de dépôts d'énergie calorimétriques. Par là même, le niveau de bruit de fond dû à l'UE fluctuera d'un endroit à l'autre au sein du même événement. Ces fluctuations sont la principale source d'incertitude sur la mesure de l'énergie ou de l'impulsion des jets⁴ en collisions Pb–Pb et affectent même l'équilibre en énergie des paires de jets malgré l'absence d'effets de milieu [184].

Dans une collisions d'ions lourds, diverses sources contribuent à ces fluctuations : fluctuations stochastiques non corrélées (Poissoniennes) du nombre et de l'impulsion des particules mais également des variations corrélées de la densité d'impulsion d'une région à l'autre de l'espace des phases dues aux effets instrumentaux (comme par ex. la non uniformité de l'efficacité) ou à la collision elle-même (fluctuations d'excentricité de la zone de superposition des noyaux pour les collisions à paramètre d'impact fini).

Pour évaluer l'impact de ces fluctuations sur le signal mesuré, on incorpore dans des collisions d'ions lourds des sondes connues : cônes rigides aléatoires ou *random cones* (RC), trace simple de haut p_T ou jet produit dans une collision pp par le générateur d'événements Monte Carlo PYTHIA. L'écart entre l'impulsion transverse du jet contenant la sonde soustraite du bruit de fond et l'impulsion transverse de la sonde elle-même, permet de quantifier l'influence du bruit de fond sur l'impulsion transverse du jet reconstruit :

$$\delta p_T = p_T^{\text{jet,rec}} - \rho A^{\text{jet,rec}} - p_T^{\text{probe}}, \quad (2.15)$$

où $p_T^{\text{jet,rec}}$, $A^{\text{jet,rec}}$ sont respectivement l'impulsion transverse et la surface du jet reconstruit (par l'algorithme anti- k_T) et p_T^{probe} est l'impulsion transverse de la sonde. Pour évaluer les fluctuations du bruit de fond de manière indépendante du choix de l'algorithme de jet, des cônes rigides de rayon $R = 0.2$ sont placés dans chaque événement reconstruit à une position aléatoire ($\eta^{\text{RC}}, \varphi^{\text{RC}}$) mais en vérifiant la condition d'être entièrement contenus dans l'acceptance du détecteur ($|\eta^{\text{RC}}| < 0.7$). Les fluctuations du bruit de fond sont alors mesurées par la différence entre la somme des impulsions

⁴ Définie dans l'équation 2.11.

transversales de toutes les particules contenues dans le cône aléatoire et la valeur estimée à partir de la densité moyenne d'impulsion transversale ρ comme suit :

$$\delta p_T^{\text{RC}} = \sum_i^{\text{RC}} p_{T,i} - \rho A, \quad (2.16)$$

où A est la surface du cône $A = \pi R^2$. Contrairement à ce qui se passe lors de l'utilisation d'un algorithme de jet, la position et la surface des cônes aléatoires ne dépendent pas de la structure de l'événement. La figure 2.9 montre les distributions en δp_T normalisées obtenues à l'aide de la méthode des cônes aléatoires pour les différentes classes de centralité. Les fluctuations sont centrées autour de zéro, cela signifie qu'en moyenne la densité de p_T est correctement évaluée. Les fluctuations du bruit de fond se caractérisent par la dispersion de la distribution en δp_T donnée par l'écart-type $\sigma(\delta p_T)$ qui vaut $\sim 5 \text{ GeV}/c$ pour les collisions les plus centrales (0–10%). Les distributions sont manifestement asymétriques avec une longue traîne du côté positif⁵ qui peut être attribuée à la superposition fortuite du cône aléatoire avec des fragments de jets présents dans un événement Pb–Pb. On s'attachera alors à caractériser la partie gauche (LHS) de la distribution afin d'en tirer les propriétés de l'UE en limitant ainsi le biais introduit par les fragments de jets. La partie gauche de la distribution peut être décrite par une fonction Gaussienne. Pour déterminer la largeur de la partie gauche, les distributions sont ajustées de façon itérative à l'aide d'une fonction Gaussienne dans l'intervalle $[\mu^{\text{LHS}} - 3\sigma^{\text{LHS}}, \mu^{\text{LHS}} + 0.5\sigma^{\text{LHS}}]$ en prenant comme valeurs initiales de σ et μ , respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution en δp_T . Comme le montre la figure 2.9, l'écart-type de la partie gauche de la distribution en δp_T vaut environ $4 \text{ GeV}/c$ ⁶ pour les collisions Pb–Pb les plus centrales (0–10%) et, comme attendu, décroît pour les collisions périphériques.

Afin d'étudier séparément les sources de fluctuations stochastiques et corrélées, trois variantes de la méthodes des cônes rigides aléatoires ont été testées : l'échantillonnage d'événements Pb–Pb mesurés, l'échantillonnage d'événements Pb–Pb en évitant la superposition du cône avec le jet de plus grand p_T , et enfin, l'échantillonnage d'événements Pb–Pb *randomisés* dans lesquels les corrélations entre particules émises ont été supprimées.

En plaçant les cônes aléatoires suffisamment loin du jet de plus haute impulsion transversale⁷, on réduit l'influence des vrais jets sur les fluctuations du bruit de fond. L'asymétrie positive de la distribution en δp_T s'en trouve alors fortement réduite (carrés bleus sur la figure 2.9) tandis que sa partie gauche n'est pas modifiée. La contribution aux fluctuations du bruit de fond qui proviendrait de particules indépendantes est étudiée à l'aide d'événements Pb–Pb *randomisés* où les corrélations angulaires des traces mesurées ont été supprimées tout en conservant leur impulsion transversale. La distribution en δp_T de tels événements aléatoires correspondant à une émission décorrélée est représentée sur la figure 2.9 (losanges noirs). On remarque que la partie gauche de la distribution en δp_T pour les événements *randomisés* est moins large que celle pour les événements non modifiés, ce qui indique la présence de fluctuations corrélées d'une région à l'autre en plus des fluctuations purement statistiques et de celles attendue des processus durs. La figure 2.10 représente l'écart-type de la distribution en δp_T en fonction de la multiplicité de traces pour les trois types de cônes aléatoires. La largeur de la distribution en δp_T dans le cas d'événements Pb–Pb *randomisés* est bien décrite par une loi de Poisson. L'écart-type de fluctuations Poissoniennes s'écrit (en supposant qu'il n'y ait pas de corrélation entre la multiplicité de particules et le p_T moyen :

$$\sigma(\delta p_T) = \sqrt{N_A \sigma^2(p_T) + N_A \langle p_T \rangle^2}, \quad (2.17)$$

où N_A désigne la multiplicité de trace dans le cône, $\langle p_T \rangle$ et $\sigma(p_T)$ sont respectivement la moyenne et l'écart-type du spectre en impulsion transversale des particules.

Les valeurs de fluctuations du bruit de fond rapportées ici dépendent du détecteur puisqu'elles ne sont corrigées ni de l'efficacité de reconstruction des traces ni de la résolution sur leur impulsion. La distribution en δp_T est mesurée afin d'en évaluer les distorsions du spectre en impulsion transversale des jets reconstruits induites par les fluctuations du bruit de fond. Les fluctuations mesurées seront utilisées à posteriori pour corriger les spectres de jets par une méthode de déconvolution itérative basée sur le théorème de Bayes (cf. paragraphe 2.4). Les jets issus du bruit de fond combinatoire formé d'un ensemble de traces ne provenant pas de la diffusion dure elle-même sont supprimé par la procédure de

⁵ Cette traîne positive se manifeste dans la différence d'écart-type entre la distribution en δp_T totale $\sigma(\delta p_T)$ et l'ajustement Gaussien de la distribution en δp_T tronquée à droite $\sigma^{\text{LHS}}(\delta p_T)$, soit, pour les collisions Pb–Pb les plus centrales (0–10%), respectivement $\sigma(\delta p_T) = 5.2 \text{ GeV}/c$ et $\sigma^{\text{LHS}}(\delta p_T) = 4.1 \text{ GeV}/c$.

⁶ Cette valeur est inférieure à celle de la distribution complète à cause de sa forme asymétrique pour $\delta p_T > 0 \text{ GeV}/c$.

⁷ La distance entre cône rigide et le jet de plus haut p_T doit vérifier $\Delta R = \sqrt{(\eta^{\text{RC}} - \eta^{\text{lead, jet}})^2 - (\phi^{\text{RC}} - \phi^{\text{lead, jet}})^2} > 1$.

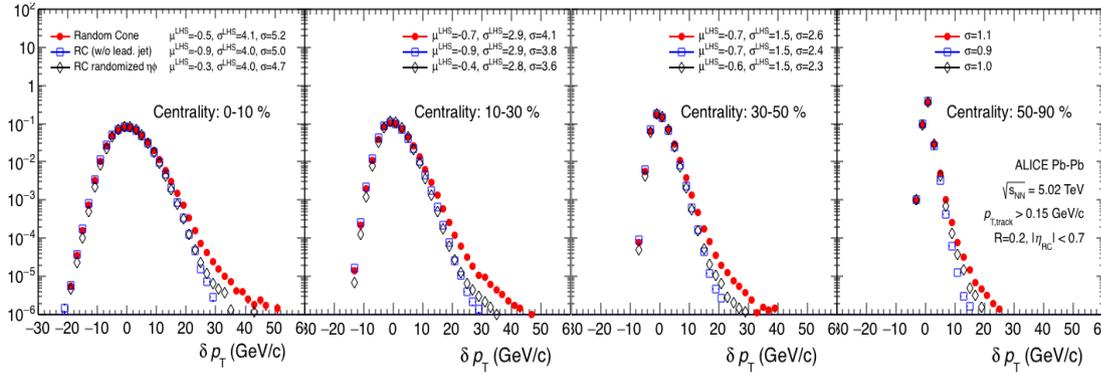


Figure 2.9: Distribution de probabilité de δp_T pour 3 types de cônes rigides aléatoires de rayon $R = 0.2$ placés dans des collisions Pb–Pb réelles et randomisées appartenant à différentes classes de centralité. L’impulsion transverse minimum des traces est de $0.15 \text{ GeV}/c$. La partie gauche des distributions est ajustée à l’aide d’une Gaussienne comme expliqué dans le texte.

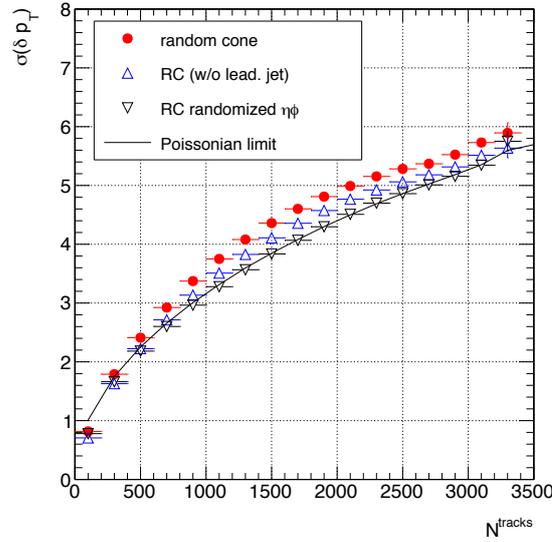


Figure 2.10: Écart type des distributions en δp_T pour des cônes rigides aléatoires de rayon $R = 0.2$ en fonction de la multiplicité brute de traces. Les points de données sont comparés à la limite Poissonienne.

déconvolution en ne contraignant pas la région en impulsion transverse mesurée inférieure à $30 \text{ GeV}/c$. De plus, une coupure caractéristique de l’ordre de $5 \text{ GeV}/c$ sur l’impulsion transverse minimale de la trace de plus haute impulsion transverse du jet, permet de supprimer une large fraction des jets combinatoires présents dans l’échantillon de jets, au prix d’un biais introduit sur la fragmentation des jets qui devient plus dure.

La distribution en δp_T^{RC} en fonction de l’angle azimutal du cône par rapport au plan de l’événement $\Psi_{\text{EP},2}$ est représentée sur la figure 2.11. Sur la figure de gauche, la densité moyenne d’impulsion transversale $\langle \rho \rangle$ est utilisée tandis que sur la figure de droite, on utilise $\rho^{\text{ch}}(\varphi)$. On remarque que la prise en compte de la dépendance azimutale de l’événement sous-jacent, conduit à une atténuation notable de la modulation sinusoidale de la distribution en δp_T^{RC} .

2.4 DÉCONVOLUTION

La déconvolution ou désapodisation dans le langage du traitement du signal, est une méthode mathématique répandue en physique visant à extraire des distributions de probabilité “vraies” à partir de données affectées par des fluctuations aléatoires. En d’autres termes, cela revient à résoudre l’équation de convolution (qui est une équation de Fredholm de deuxième espèce) qui relie la distribution “vraie” $f(t)$ à la distribution “mesurée” $g(s)$ [185] :

$$g(s) = \int K(s,t) f(t) dt \quad (2.18)$$

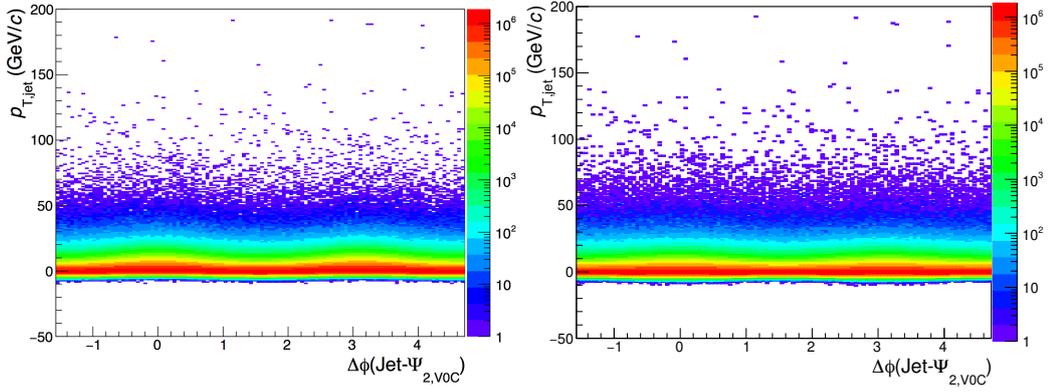


Figure 2.11: Distributions en δp_T pour des cônes rigides aléatoires en fonction de leur angle azimutal φ_{RC} par rapport au plan de l'événement après soustraction de la densité de bruit de fond (gauche) moyenne $\langle \rho^{\text{ch}} \rangle$ et (droite) extraite de ajustement événement par événement de la densité d'impulsion transverse donnée par l'équation 2.12.

dont le noyau $K(s, t)$ [186] aussi appelé *fonction de réponse* décrit le processus de mesure [187]. Après avoir soustrait le bruit de fond provenant de l'UE selon la procédure décrite au paragraphe 2.3.4, les distributions brutes en impulsion transverse des jets doivent être corrigées des effets instrumentaux (acceptance limitée et résolution finie) et des fluctuations de ρ . L'équation 2.18 peut alors être réécrite dans le cas des spectres de jets sous la forme :

$$M(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch rec}}) = \int G(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch rec}}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}}) T(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}}) \varepsilon(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}}) dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}} \quad (2.19)$$

où $T(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})$ est le spectre "vrai" déconvolué, $M(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch rec}})$ mesuré, $G(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch rec}}, p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})$ est la fonction de réponse des distorsions dues aux fluctuations du bruit de fond et la réponse du détecteur et $\varepsilon(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})$ est l'efficacité de reconstruction des jets en fonction de l'impulsion transverse des jets de particules générées obtenue définie par :

$$\varepsilon(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}}) = \frac{N_{\text{matched}}^{\text{rec}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})}{N_{|\eta|<0.5}^{\text{gen}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})} \quad (2.20)$$

où N^{gen} est le nombre de jets produits à l'aide du générateurs d'événements PYTHIA [188] et $N_{\text{matched}}^{\text{rec}}$ le nombre de jets trouvés par l'algorithme de jets à partir des traces reconstruites dans le détecteur après transport des particules générées au travers d'une simulation GEANT [189] complète du détecteur. Pour calculer $\varepsilon(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch gen}})$, on ne considère que les sous-ensembles des ensembles de jets générés et reconstruits reliés entre eux par une bijection définie par une distance minimale dans le plan $\eta\phi$ inférieure à 0.1. La figure 2.12 montre l'efficacité de reconstruction des jets de rayon $R = 0.2$ reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T en fonction de l'impulsion des jets. En pratique, l'équation intégrale 2.19 est résolue numériquement par discrétisation du problème, les spectres sont alors représentés par des histogrammes et la fonction de réponse par une matrice :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_m &= \mathbf{G}_{m,t} \times \mathbf{T}'_t \\ &= \mathbf{G}_{m,d} \times \mathbf{G}_{d,t} \times \mathbf{T}'_t \end{aligned} \quad (2.21)$$

où \mathbf{M}_m est le spectre de jets discret mesuré, \mathbf{T}'_t est la solution de l'équation discrète⁸ et $\mathbf{G}_{m,t}$ est la matrice de réponse combinée définie comme le produit de la matrice de réponse des effets instrumentaux $\mathbf{G}_{m,d}$ (remplie en suivant une procédure d'appariement similaire à celle décrite plus haut pour calculer l'efficacité de reconstruction des jets) par celle des fluctuations de la densité d'impulsion transverse $\mathbf{G}_{d,t}$.

⁸ Le spectre de jets "vrai" \mathbf{T}_t est obtenu après correction de l'efficacité de reconstruction des jets donnée par l'équation 2.20, $\mathbf{T}_t = \mathbf{T}'_t \times \mathbf{1}/\varepsilon_t$.

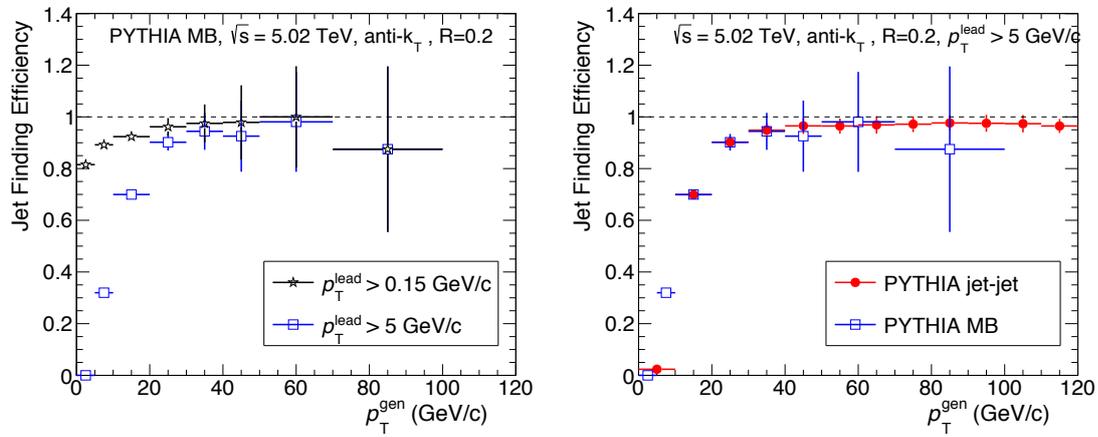


Figure 2.12: (gauche) Efficacité de reconstruction des jets pour deux coupures en impulsion transverse de la traces de plus grande impulsion transverse. (droite) Efficacité de reconstruction des jets pour une production de jets biaisée (jet-jet) et non-biaisée (MB) avec le générateur d'événements Monte-Carlo PYTHIA. Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

Part III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Cette partie décrit les différentes mesures de jets chargés que j'ai menées dans l'expérience ALICE depuis 2015 qui, confrontés aux prédictions théoriques correspondantes, fournissent des informations sur les processus QCD responsables de la gerbe partonique et de l'hadronisation, ainsi que sur la physique sous-jacente du jet quenching.

3.1 INTRODUCTION

Comme décrit au chapitre 1, les jets hadroniques sont d'excellentes sondes de la matière QCD créée dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes. Les interactions des partons de haute impulsion transverse, produits par diffusions dures, avec la matière colorée peuvent modifier la structure interne des jets, adoucir et élargir la distribution de leurs constituants par rapport aux jets produits dans le vide, et même une déviation des jets à grands angles. Ces phénomènes, connus sous le nom de jet quenching, permettent de sonder les propriétés dynamiques du milieu et la nature des quasi-particules dans le QGP.

Le jet quenching produit des effets marqués observables expérimentalement. Les mesures des distributions inclusives et des corrélations de hadrons de haut p_T ont révélé une suppression significative de la production dans les collisions nucléaires par rapport à celle attendue dans le vide. Une suppression de la production inclusive des jets reconstruits et un excès de di-jets émis dos-à-dos déséquilibrés en énergie ont également été observés en collisions d'ions lourds. La mesure de l'impulsion transverse manquante moyenne par événement suggère que l'énergie rayonnée induite par l'interaction d'un parton énergétique avec le milieu est transportée dans une large mesure par des particules molles à grands angles par rapport à l'axe du jet. La mesure de jets reconstruits sur une large gamme d'énergie et de paramètre de résolution (R) est nécessaire pour une compréhension globale du jet quenching dans les collisions d'ions lourds. De telles mesures sont cependant difficiles, en raison de la présence d'un bruit-de-fond complexe non corrélé au signal, et de la nécessité de minimiser les biais dans la population de jets sélectionnés imposés par les techniques de suppression du bruit de fond.

Des mesures multiples et complémentaires, différant à la fois par l'instrumentation et par les techniques d'analyse, sont donc importantes pour élucider la physique du jet quenching à l'aide de jets reconstruits. C'est précisément l'approche que j'ai suivie comme en témoignent mes travaux de recherche depuis 2015 décrits dans cette partie.

3.2 MESURE DE JETS EN COLLISIONS PP AUX ÉNERGIES DE $\sqrt{s} = 5.02$ TeV ET $\sqrt{s} = 13$ TeV3.2.1 *Mesure des sections efficaces inclusives*

Les figures 3.1 et 3.2 montrent respectivement les mesures des sections efficaces de production de jets chargés reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T corrigées des effets instrumentaux en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et 13 TeV. Ces sections efficaces sont mesurées pour des valeurs du paramètre de résolution $0.2 < R < 0.7$. Le choix de R permet d'étudier l'influence relative des effets perturbatifs et non-perturbatifs (hadronisation et événement sous-jacent) de QCD sur la distribution en impulsion transverse des jets. La modification de l'impulsion transverse des jets due à l'hadronisation variant comme $1/R$ tandis que les corrections induites par l'événement sous-jacent croissent en R^2 augmentant ainsi avec la surface du jet [190]. La pseudorapidité des jets est limitée à l'intervalle $|\eta| < 0.9 - R$ afin d'éviter les effets de bord liés l'acceptance du trajectographe. Les sections efficaces différentielles en impulsion transverse des jets chargés reconstruits avec différents paramètres de résolution R sont comparées aux prédictions du générateur Monte Carlo POWHEG effectuant un calcul au second ordre dominant (NLO). Les incertitudes théoriques proviennent du choix des échelles de factorisation et de renormalisation¹ ainsi qu'aux faibles contraintes sur les fonctions de distribution de partons dans cette région cinématique. POWHEG décrit les données avec un écart inférieur à 10 % pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} > 10$ GeV/ c . En-deçà, l'écart entre prédictions et données augmente, allant jusqu'à 50 % aux plus basses valeurs de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$, mais reste inférieur à la combinaison des incertitudes expérimentales et théoriques. Ce désaccord à bas $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ s'explique par les corrections non-perturbatives qui sont dominées par les interactions multipartoniques dans cette région. Comme le montre la figure 3.2, PYTHIA surestime les données par des facteurs allant de 20 % à 40 % pour de jets de $R = 0.2$ sur l'intégralité de la gamme en impulsion transverse mesurée. Comme expliqué plus haut, ce désaccord augmente avec le paramètre de résolution du jet avec des valeurs pouvant atteindre 75 % à bas p_T pour $R = 0.7$. On attribue ce désaccord au modèle employé pour décrire l'événement sous-jacent [192].

¹ Un calcul jusqu'à l'ordre NNLO [191] permettra de réduire la dépendance en fonction des échelles de la prédiction théorique.

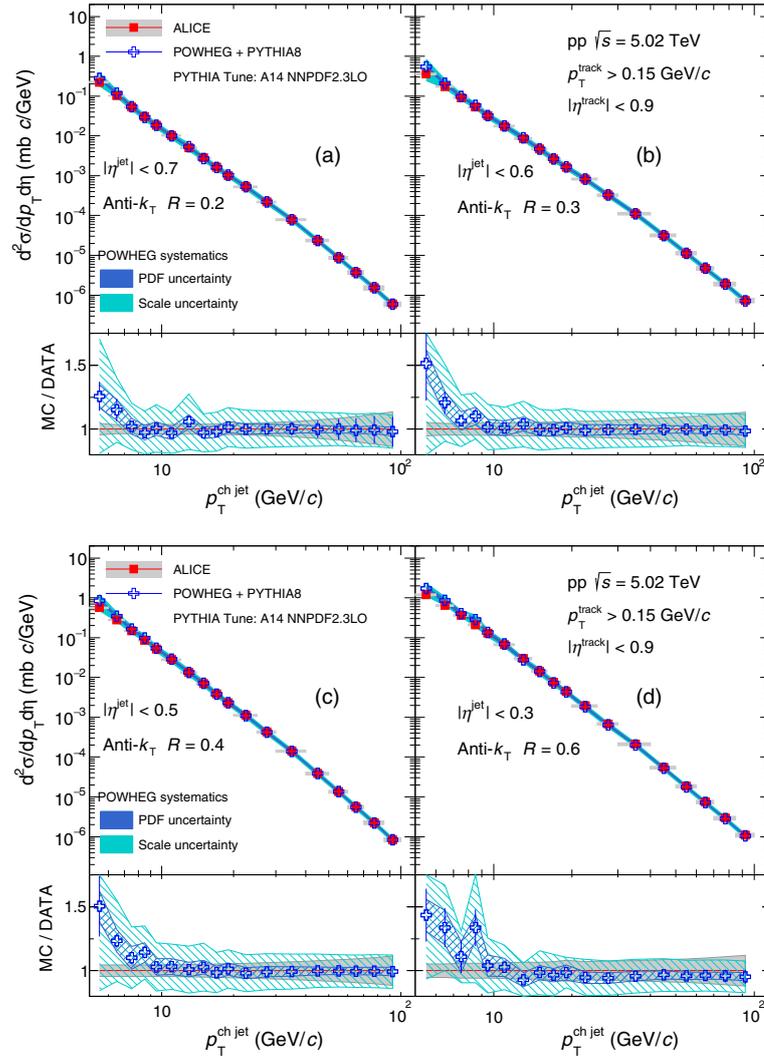


Figure 3.1: Comparaison des mesures de sections efficaces de production de jets chargés avec les prédictions MC à l'ordre NLO (POWHEG + PYTHIA8) pour différents paramètres de résolution du jet $R = 0.2$ (a), 0.3 (b), 0.4 (c) et 0.6 (d). Les incertitudes statistiques sont représentées par des barres d'erreur verticales. L'incertitude systématique sur les données est indiquée par une bande ombrée autour de l'unité, elle-même indiquée par une ligne rouge continue.

3.2.2 Production de jets en fonction de la multiplicité

La figure 3.3 montre la production relative de jets en fonction de la densité relative de particules chargées pour différents intervalles en impulsion transverse et paramètre de résolution du jet. L'emploi de grandeurs relatives permet de réduire les incertitudes expérimentales et faciliter la comparaison avec d'autres mesures ou modèles. L'excès par rapport à la production en collisions de biais minimum, observé pour d'autres sondes dures [193, 194, 195], augmente avec la densité relative de particules chargées pour atteindre un facteur 9 pour des événements dont la densité de multiplicité de particules chargées est 3.7 fois celle des événements de biais minimum. Cette augmentation est plus faible pour les jets de plus basse impulsion transverse à haute multiplicité. On interprète cette corrélation entre le taux de production de jets et la multiplicité de particules chargées par la forte activité hadronique concomitante à la production d'un jet qui biaise ainsi les distributions en $dN_{ch}/d\eta$ vers des valeurs plus élevées. Comme le montre la figure 3.3, la dépendance non-linéaire de la production relative de jets en fonction de la multiplicité est plutôt bien décrite par PYTHIA même si elle est surestimée pour les multiplicités les plus élevées.

Ces mesures apportent un éclairage utile à l'étude de la relation entre la production de particules molles et le processus dur. Elles permettront, en particulier, d'étudier la production de jets dans les collisions de systèmes légers de hautes multiplicités (pp, pPb) où plusieurs effets collectifs semblables à ceux observés en collisions Pb-Pb ont été mis en évidence [196].

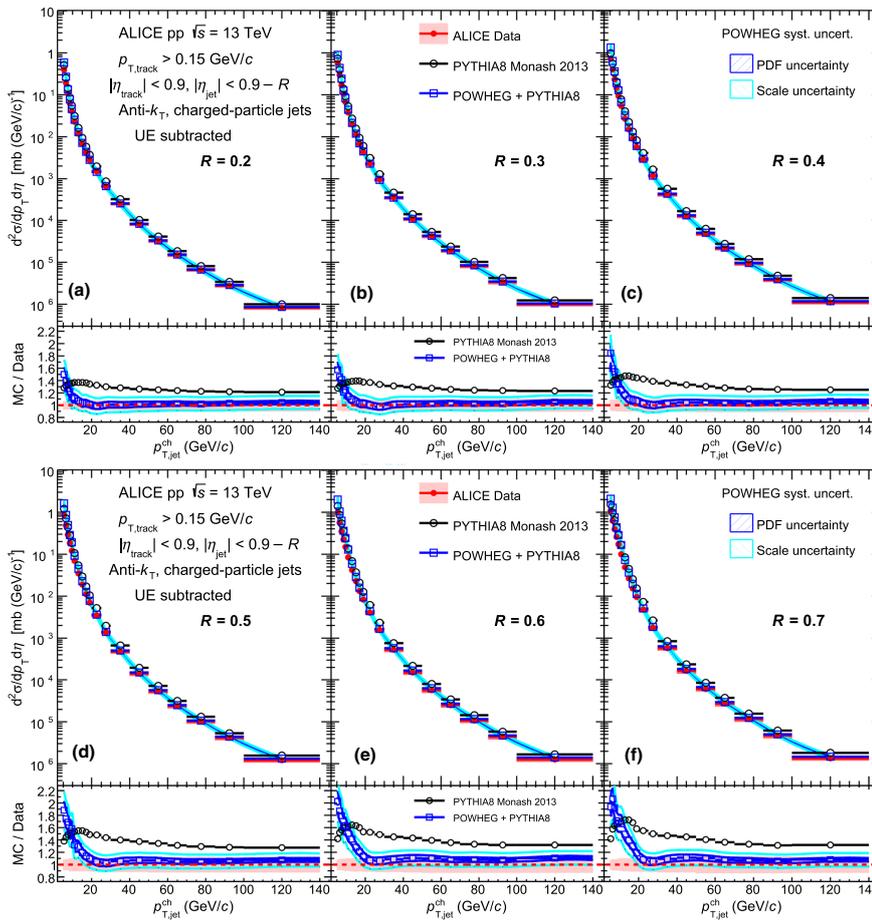


Figure 3.2: Mesures des sections efficaces inclusives de production de jets chargées dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 13$ TeV après soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent. Les mesures effectuées pour différents paramètres de résolution du jet R variant de 0.2 à 0.7 sont comparées aux prédictions MC à l'ordre LO et NLO. Les incertitudes statistiques sont représentées par des barres d'erreur verticales tandis que les incertitudes systématiques sont quant à elles indiquées par des cases ombrées du haut et des bandes ombrées autour de l'unité (ligne rouge pointillée) dans les panneaux du bas.

3.3 MESURE DE LA PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS DE QUARKS b EN COLLISIONS PP ET P-PB À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

3.3.1 Introduction

Les quarks lourds sont créés lors de diffusions à grand transfert d'impulsion. Au cours du processus d'hadronisation qui s'ensuit, ils perdent leur virtualité initiale et produisent des hadrons de saveurs lourdes à courte durée de vie, qui peuvent être reconstruits soit par leurs désintégrations hadroniques faibles, soit indirectement via leurs canaux de désintégration semi-leptoniques. Comme décrit au paragraphe 1.4.2.1, en collisions pp, la section efficace inclusive de production de hadrons de saveurs lourdes peut être calculée à l'aide de la QCD perturbative en utilisant le théorème de factorisation, qui suppose que la collision peut être décrite par la convolution de PDF, de la section efficace partonique à courte distance et d'une fonction de fragmentation. Cette factorisation s'est avérée valide à l'ordre dominant en Q [198], ainsi qu'aux termes d'ordre supérieur en $\mathcal{O}(1/Q^2)$ [106, 107]. Le concept de factorisation QCD est souvent extrapolé aux collisions proton-noyau en remplaçant les PDF habituels par des PDF nucléaires (nPDF), tout en conservant la section efficace partonique à courte distance et la fonction de fragmentation identiques. Cependant, il existe des mécanismes supplémentaires qui peuvent ou non être incorporés dans les nPDF, par exemple les interactions de gluons mous avec les hadrons entrants et/ou sortants, provoquant un élargissement en k_T et une perte d'énergie des partons dans la matière nucléaire froide (Cold Nuclear Matter) [199, 200, 201, 202]. Ces effets peuvent remettre en question l'applicabilité du théorème de factorisation QCD dans les collisions nucléaires, rendant ainsi les nPDF dépendantes du processus considéré. Cette dépendance sera alors mise en œuvre dans divers

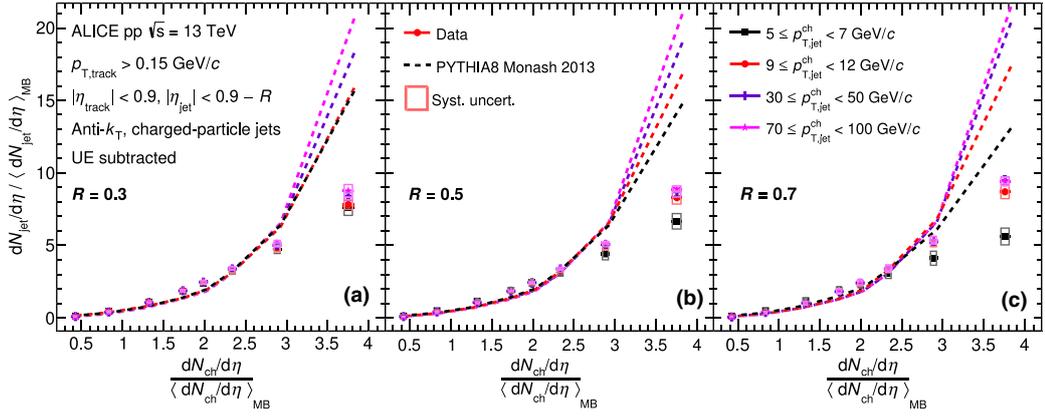


Figure 3.3: Comparaison des mesures des taux de production (auto-normalisés) de jets chargés en fonction de la multiplicité de particules chargées (auto-normalisée [197]) avec les prédictions théoriques obtenues à l’aide du générateur MC PYTHIA8 pour quatre intervalles d’impulsion transverse ($5 \leq p_{T,jet}^{ch} < 7 \text{ GeV}/c$, $9 \leq p_{T,jet}^{ch} < 12 \text{ GeV}/c$, $30 \leq p_{T,jet}^{ch} < 50 \text{ GeV}/c$ et $70 \leq p_{T,jet}^{ch} < 100 \text{ GeV}/c$) et trois rayons des jets : a) $R = 0.3$, b) $R = 0.5$ et c) $R = 0.7$. Les incertitudes statistiques et systématiques sont respectivement représentées par des barres d’erreur verticales et des encadrés autour des points de mesure.

modèles en introduisant des facteurs de modification ou des convolutions avec des fonctions ad hoc [203, 204, 205, 206]. Cette différence entre la factorisation des collisions pp et pA est généralement appelée effets sur la matière nucléaire froide (CNM). L’impact global des effets de CNM sur la section efficace différentielle de production inclusive de jets en fonction de leur impulsion transverse peut être quantifié au moyen du facteur de modification nucléaire, défini comme le rapport entre le taux de production de jets mesuré dans les collisions proton-noyau et celui qui serait obtenu à partir d’une superposition de collisions pp indépendantes. On s’attend à ce que la sensibilité des saveurs lourdes aux effets de CNM diffère de celle des saveurs légères en raison de la dépendance en masse de la fragmentation des jets [207, 208, 97].

Étant donné que les quarks lourds sont principalement produits lors de processus durs dans l’état initial et que leur nombre reste largement inchangé dans les étapes ultérieures de la réaction [209, 210], ils permettent d’étudier l’évolution spatio-temporelle du QGP. Dans ce contexte, les collisions pp et pA représentent un test important des modèles théoriques qui tiennent compte de l’évolution des signatures du QGP en fonction de la taille du système ainsi que des effets de CNM. Comprendre les effets de CNM reste donc essentiel pour quantifier avec précision les effets liés à la formation d’un milieu dense et chaud dans les collisions d’ions lourds.

La reconstruction de jets contenant des hadrons de saveurs lourdes fournit un accès plus direct à la cinématique des quarks lourds ayant initiés les jets qu’une mesure inclusive des hadrons de saveurs lourdes. En mesurant les jets de quarks lourds, les effets liés à la production et à la fragmentation peuvent être étudiés séparément. La Collaboration ALICE a mesuré la production de jets contenant un hadron charmé en collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [11] tandis que l’expérience CMS a mesuré la production de jets de b en collisions pp et pPb [211]. Un facteur de modification nucléaire pour les jets de b d’impulsion transverse supérieure à $50 \text{ GeV}/c$ a ainsi pu être mesuré. Grâce à ses excellentes capacités de trajectographie jusqu’aux basses impulsions transverses, le détecteur ALICE permettra de mesurer les jets de b à faibles impulsions transverse. C’est pourquoi il s’agit là d’une opportunité unique au LHC d’étudier la modification nucléaire des jets de b jusqu’à la région où l’échelle d’énergie des jets est de l’ordre de la masse du quark b , augmentant dès lors la sensibilité aux effets dépendants de la masse. Dans ce qui suit, nous présentons la première mesure de la section différentielle de production inclusive de jets de b ainsi que leur fraction, jusqu’à une impulsion transverse minimale de $10 \text{ GeV}/c$ en collisions pp et pPb à 5.02 TeV . Le facteur de modification nucléaire des jets b correspondant a été mesuré dans l’intervalle de moment transverse compris entre 10 et $100 \text{ GeV}/c$.

3.3.2 Paramètre d’impact d’une trace

Le paramètre d’impact (IP) aussi appelé distance d’approche minimale (DCA) d’une trace est défini comme la distance dans l’espace au vertex primaire (PV) de l’interaction du périégée (cf. panneau de gauche de la figure 3.4). La mesure du paramètre d’impact d’une trace s’avère indispensable à l’étude des signaux de physique caractérisés par la présence d’un vertex secondaire faiblement déplacé par

rapport au vertex d'interaction, en l'occurrence pour la détection de particules de saveurs lourdes ouvertes (charme ou beauté). Dans ALICE, l'information sur le paramètre d'impact est principalement fournie par les deux couches les plus internes à pixels du trajectographe au silicium. Les projections respectives du paramètre d'impact dans le plan transversal à la direction du faisceau (xy) et selon la direction du faisceau (z) s'écrivent :

$$d_0(r\varphi) = \rho - \sqrt{(x_{PV} - x_0)^2 + (y_{PV} - y_0)^2} \quad \text{et} \quad d_0(z) = z_0 = z_{\text{track}} - z_{PV}, \quad (3.1)$$

où ρ et $(x_0; y_0)$ désignent le rayon et le centre de la projection de la trace dans le plan transversale, $(x_{PV}; y_{PV}; z_{PV})$ la position du vertex primaire, et z_{track} la coordonnée en z du point d'approche minimale dans le plan transversal de la trace après qu'elle a été prolongée. Dans les études présentées dans ce document, nous n'utiliserons que le paramètre d'impact transversale, $d_0(r\varphi)$, qui présente l'avantage d'être moins sensible à l'erreur sur la position du vertex primaire que sa version longitudinale, z_0 , qui, elle, souffre de l'erreur significative commise sur la position en z du vertex primaire.

On affecte un signe à la valeur du paramètre d'impact d'une trace d'un jet selon que cette dernière est produite en aval ou en amont du vertex primaire. En pratique, le signe du paramètre d'impact sera donné par le signe du produit scalaire entre le paramètre d'impact et l'axe du jet, où l'axe du jet est défini par la direction de sa quantité de mouvement et le vertex primaire. Un signe positif signifiera donc que l'angle entre le paramètre d'impact et l'axe du jet est inférieur à $\pi/2$. Ainsi, comme illustré sur le panneau de droite de la figure 3.4, la grande majorité des traces issues des produits de désintégration d'un hadron B , qui ont tendance à être collimatés autour de l'axe du hadron de par son facteur relativiste, auront par conséquent un grand paramètre d'impact positif tandis que les traces issues de la fragmentation qui proviennent quant à elles du vertex primaire auront un paramètre d'impact distribué symétriquement autour de 0^2 , la dispersion n'étant imputable qu'à la résolution sur les traces et le vertex primaire. En pratique, afin de tenir compte de la résolution expérimentale et ainsi donner plus de poids aux traces les mieux reconstruites, on utilisera plutôt la signification statistique en paramètre d'impact définie comme le quotient de la valeur du paramètre d'impact par son erreur :

$$S_{d_0} = \text{IP}_{xy} = d_0 / \sigma_{d_0} \quad (3.2)$$

3.3.2.1 Résolution en paramètre d'impact

Afin d'évaluer la signification statistique d'une mesure du paramètre d'impact, il est nécessaire d'évaluer l'erreur statistique qui lui est associée. La résolution sur le paramètre d'impact également appelée *résolution de pointage* selon les deux projections, $r\varphi$ et z , résulte de la convolution de la résolution en position de la trace et de la résolution en position du vertex primaire :

$$\sigma_{d_0} = \sigma_{\text{track}} \oplus \sigma_{\text{vertex}}.$$

σ_{vertex} qui s'avère être du même ordre de grandeur que la taille de la région d'interaction ($\sigma_{\text{beam}} / \sqrt{2} \simeq 10 \mu\text{m}$ [213]) est bien inférieure à la résolution en position de la trace σ_{track} pour des traces d'impulsion transverse jusqu'à environ $10 \text{ GeV}/c$ en collisions noyau-noyau. La figure 3.5 (panneau de droite) représente les résolutions en paramètre d'impact en fonction de l'impulsion transverse pour des électrons (e^\pm), pions (π^\pm), kaons (K^\pm) et proton (p et \bar{p}) dans la région de rapidité centrale ($|\eta| < 0.9$). On notera la forte disparité selon la projection qui reflète la différence des résolutions spatiales dans les directions $r\varphi$ et z des détecteurs composant le trajectographe interne au silicium. La dépendance en impulsion transverse de la résolution en paramètre d'impact transversale peut être décrite, comme attendu, par la somme d'une contribution indépendante de la quantité de mouvement et de la direction de la particule, attribuée à la résolution spatiale des détecteurs et d'un second terme qui dépend de la quantité de mouvement ainsi que de l'épaisseur de matière traversée par la particule, reflétant l'influence de la diffusion multiple. Pour les pions chargés, on obtient la paramétrisation suivante :

$$\sigma_{d_0(r\varphi)} (\mu\text{m}) = 10 + \frac{53}{p_T (\text{GeV}/c) \sqrt{\sin \theta}}, \quad (3.3)$$

où θ est l'angle polaire de la trace. La dispersion angulaire due à la diffusion multiple allant comme $1/\beta$, à basse impulsion où il s'agit de la contribution dominante, la résolution en paramètre d'impact

² Les queues de distribution non Gaussiennes sont dues à des particules à grand temps de vol (K_S, Λ) présentes dans le jet ou à la diffusion multiple dans les premières couches du trajectographe interne.

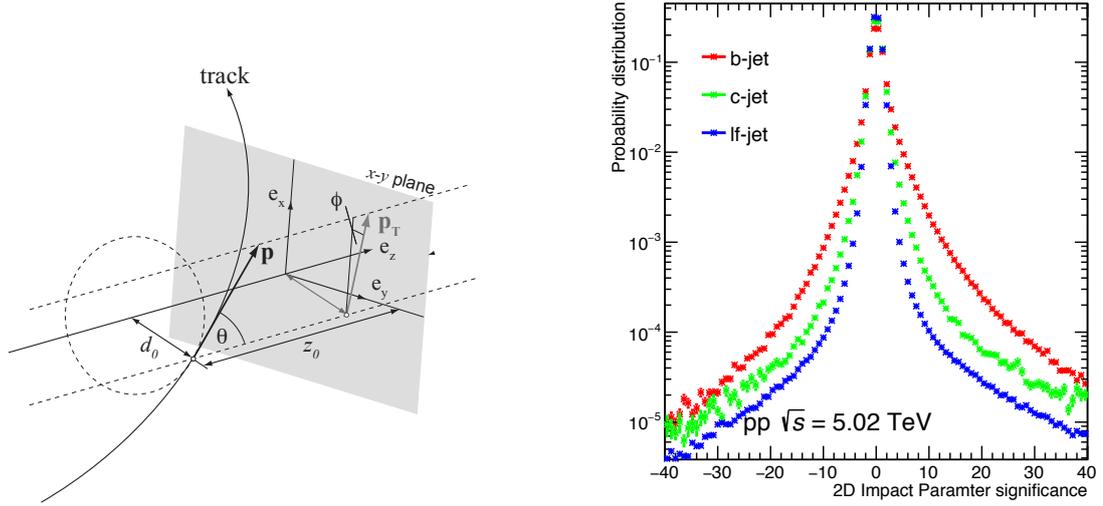


Figure 3.4: À gauche : Paramétrisation des traces dans le système de coordonnées de l'expérience ALICE [212]. Les trajectoires sont décrites par cinq paramètres et un point de référence, en utilisant une représentation au périégée. Deux de ces paramètres sont les paramètres d'impact transversal et longitudinal d_0 et z_0 , définis comme les distances transversale et longitudinale du point le plus proche dans le plan transverse du point de référence. Les trois autres paramètres sont l'angle azimutal ϕ et l'angle polaire θ de l'impulsion de la trajectoire au point de référence et le rapport q/p de la charge de la trace reconstruite divisée par son impulsion. Le point de référence utilisé est la position du point de collisions (vertex primaire). À droite : Distribution normalisée de la signification statistique en paramètre d'impact des traces appartenant à un jet de quark b (rouge), c (vert) et léger (bleu).

devient dépendante du type de particule, se détériorant pour les particules les plus lourdes. Au-delà de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ ($1.5 \text{ GeV}/c$), les résolutions des kaons (protons) coïncident avec celles des pions. La séparation entre pions et électrons à bas p_T s'explique quant à elle par la perte d'énergie subit par les électrons du fait du processus de Bremsstrahlung qui, même si il se produit rarement ($\sim 1\%$ à $p_T = 1 \text{ GeV}/c$), vient dégrader à la fois la résolution en impulsion et celle en paramètre d'impact.

En collisions pp, l'erreur sur la position du vertex primaire, d'un ordre de grandeur supérieure à celle obtenue en collisions Pb–Pb, contribue de manière significative à la résolution en paramètre d'impact. Elle déclinera cependant lorsque le nombre de traces reconstruites dans l'événement augmente : pour une trace de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$, elle ne représente plus que 20% si le nombre total de traces est supérieur à 10 et même seulement 15% lorsqu'il dépasse 15. La résolution sur la position de la trace dans le plan transversal, qui constitue la contribution majeure à la résolution en paramètre d'impact, est quant à elle très semblable à celle obtenue en collisions Pb–Pb. La figure 3.5 (panneau de gauche) montre la résolution en paramètre d'impact en collisions pp pour des pions chargés. La piètre résolution sur la position du vertex primaire en collisions pp détériore au finale la résolution en paramètre d'impact transversal de 30% pour une trace de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ et de 50% pour une trace de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ relativement aux collisions Pb–Pb.

3.3.3 Étiquetage des jets beaux

L'identification des jets issus de la fragmentation de quarks b parmi les jets plus abondants provenant des quarks plus légers et des gluons, communément appelé *étiquetage* des jets de b , s'appuie sur des propriétés propres à un quark b :

- Les hadrons contenant un quark b ont un temps de vie long $\tau \sim 1.5 \text{ ps}$ (correspondant à une distance de vol $c\tau \sim 400 \mu\text{m}$ [214]) de part les faibles valeurs des termes V_{cb} et V_{ub} de la matrice CKM, alors que celui d'un quark c est inférieur à 1 ps. Ainsi, un méson B de masse $m_B \sim 5 \text{ GeV}$ et d'impulsion transversale $p_T = 50 \text{ GeV}/c$ parcourra une distance dans le plan transversal $L_{xy} = \beta\gamma c\tau = p_T/m_B \cdot c\tau \sim 4 \text{ mm}$ avant de se désintégrer. Les traces laissées dans le détecteur par les produits de décroissance du méson B ne seront pas issues du vertex primaire d'interaction mais d'un vertex de désintégration secondaire déplacé par rapport au vertex primaire. Cette incompatibilité des traces avec le vertex primaire se caractérise par la présence de traces possédant de grands paramètres d'impact par rapport au vertex primaire. Ces caractéristiques sont à la base d'algorithmes d'étiquetage spatial des jets de b .

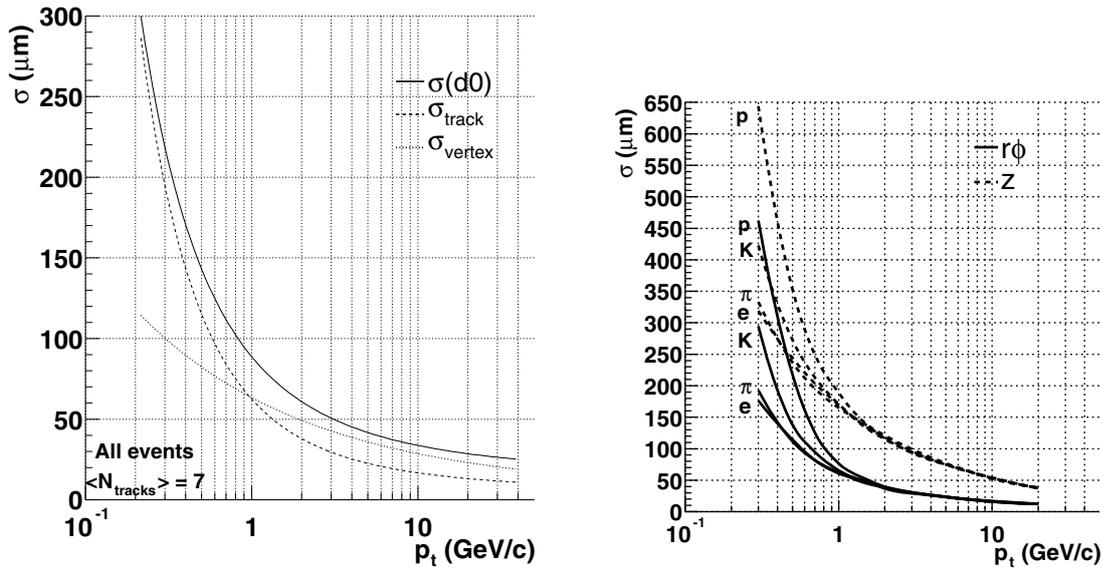


Figure 3.5: Résolution de pointage dans le plan transverse en fonction de l'impulsion transverse des traces ayant laissé un dépôt de charge dans chacune des six couches de l'ITS en collisions pp (à gauche) et Pb-Pb (à droite) [3].

- Le quark b de masse $m_b = 4.8^{+0.03}_{-0.02}$ GeV [214] est plus lourd que les autres quarks (hormis le quark t) et les gluons sans masse. Cela se traduira par une fragmentation plus dure (le hadron B emporte en moyenne $\sim 75\%$ de l'énergie du jet) et une plus grande multiplicité de traces (ou masse invariante) associée au vertex secondaire. Il en résulte que, d'une part, les jets de quark b sont plus étendus que les jets légers [215] et d'autre part, que les produits de désintégration des hadrons de saveurs lourdes ont, en moyenne, une impulsion transversale par rapport à l'axe du jet (p_T^{rel}) plus grande que les autres constituants du jet.
- Une autre caractéristique du quark b consiste en leur capacité à se désintégrer de façon semi-leptonique avec des rapports d'embranchement supérieurs à ceux des quarks plus légers. Ainsi, puisque le rapport d'embranchement semi-leptonique d'un hadron B est de 20% (en incluant les désintégrations en cascade $B \rightarrow D \rightarrow \ell X$), 40% des jets de b contiendront un lepton. Ce taux est cependant à nuancer puisque dans l'expérience ALICE, seule une détection des électrons est possible dans le tonneau central, ce qui réduira de moitié la proportion de jets contenant un lepton (électron). Enfin, puisque l'impulsion transversale relative du lepton par rapport à l'axe du jet sera, en moyenne, plus élevée que pour un jet léger comme le montre la figure 3.7, les jets de quarks b peuvent être identifiés en imposant la présence d'un lepton dans le jet et en utilisant son p_T^{rel} comme variable discriminante. Cette méthode d'étiquetage connue sous le nom d'étiquetage par *lepton mou* a, malgré son efficacité limitée par les rapports d'embranchement semi-leptoniques, permet d'atteindre un niveau de pureté très élevé. Elle est de plus très peu corrélée aux méthodes d'étiquetage basées sur le paramètre d'impact des traces de sorte qu'en la combinant à ces dernières, une amélioration des performances d'étiquetage devient possible.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement à deux méthodes utilisant le paramètre d'impact des traces d'un jet que nous décrirons plus en détails dans les paragraphes suivants. Les performances de tels algorithmes basés sur le paramètre d'impact sont limitées par l'efficacité de reconstruction des traces, la résolution expérimentale sur les paramètres des traces et l'efficacité de reconstruction du vertex primaire. On s'appuiera donc sur l'excellente efficacité et la haute précision du système de trajectographie du détecteur ALICE, particulièrement au plus près du point d'interaction. La sélection de traces de haute qualité s'avère également indispensable.

3.3.3.1 Performances d'étiquetage

Les performances d'un algorithme d'étiquetage donné sont quantifiées par son efficacité d'étiquetage (ϵ_b), définie comme le rapport entre le nombre de jets de b identifiés comme tels par l'algorithme d'étiquetage et le nombre total de jets de b dans l'échantillon d'événements mais également par son taux de mauvaise identification, défini comme la fraction (ϵ_q) de jets légers erronément étiquetés comme jets de b , ou autrement dit comme l'efficacité de l'algorithme d'étiquetage sur les jets légers (on sépare usuellement

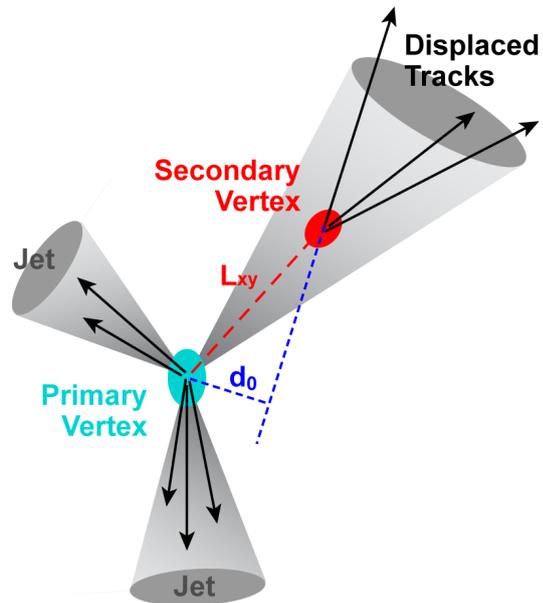


Figure 3.6: Illustration d'un jet de quark lourd comportant un vertex secondaire provenant de la désintégration d'un hadron B ou D dont découle la présence de traces de particules chargées déplacées par rapport au vertex primaire d'interaction et qui montrent par conséquent de grandes valeurs de paramètre d'impact (d_0).

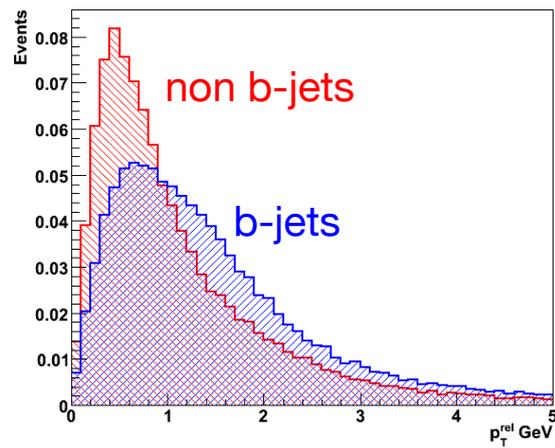


Figure 3.7: Distributions-types en p_T^{rel} pour des jets de quarks b et de quarks plus légers et de gluons [216].

le taux de mauvaise identification de jets de c , ε_c , de celui de jets de quarks légers ou de gluons, ε_l). La pureté du lot de jets de b s'exprime alors comme $P = 1 - \varepsilon_q$ et le facteur de réjection des jets légers comme $R = 1/\varepsilon_q$. Le taux de mauvaise identification est généralement attribuable aux interactions secondaires et désintégrations de particules à longue durée de vie. Les interactions secondaires avec la matière du trajectrographe peuvent produire des vertex secondaires et par conséquent des traces de grands paramètres d'impact. Les particules à longue durée de vie, comme les kaons neutres K_S^0 , les baryons étranges Λ^0 et plus particulièrement les hadrons charmés, peuvent produire de vrais vertex de désintégration très décalés qui constituera un bruit de fond potentiellement irréductible.

3.3.3.2 Courbes ROC

Afin de comparer les performances de différents algorithmes d'étiquetage, ou même choisir un point de fonctionnement pour un algorithme donné, il est utile de construire les courbes ROC (Receiver Operating Characteristic) qui donnent la réjection des jets de c et légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets de b . En d'autres termes, la courbe ROC montre le rapport entre le taux de vrais positifs donné par l'efficacité de l'algorithme d'étiquetage et le taux de faux positifs donné par la fraction de jets de c et légers identifiés comme des jets de b par l'algorithme d'étiquetage. Elle se construit alors en appliquant des coupures de plus en plus strictes sur la variable discriminante de l'algorithme (dans le cas par exemple de l'étiquetage par comptage de traces, il s'agira de la signification statistique en paramètre d'impact de la n -ième trace la plus décalée). À chaque valeur de la coupure correspond un point de la courbe donné par les efficacités du signal et du bruit de fond. Un point de fonctionnement optimal correspondra à une coupure qui minimisera la contamination du lot de jet de b tout en maintenant l'efficacité nécessaire à une mesure suffisamment précise.

3.3.3.3 Étiquetage par comptage de traces

Cette méthode exploite la haute multiplicité de traces chargées produites lors de la désintégration d'un hadron B , $\langle n_b^{\text{ch}} \rangle = 4.955 \pm 0.062$ d'après la mesure réalisée auprès du LEP [217]. Selon cette approche, un jet est étiqueté comme provenant d'un quark b si il contient un nombre minimal de traces de haute qualité ayant une signification statistique en paramètre d'impact supérieure à un certain seuil. L'avantage majeur de cette méthode réside dans la simplicité de sa mise en œuvre, aucune étape supplémentaire dans la reconstruction n'est requise comme par exemple la reconstruction d'un vertex décalé. De plus, les désintégrations du quark b en quark c étant fortement favorisées par les valeurs des éléments de la matrice CKM ($|V_{cb}|^2 / |V_{ub}|^2 \sim 10^2$), l'ensemble des vertex décalés y compris les vertex tertiaires contribue de manière inclusive à la puissance statistique de la méthode. En pratique, les traces de paramètres d'impact positifs (celles de paramètres d'impact négatifs donnent accès à la résolution expérimentale) sont rangées par ordre décroissant de leur signification statistique en paramètre d'impact et la signification statistique de la N -ième trace sert de variable discriminante. En général, le nombre N de traces requises est de deux ou trois selon le compromis qu'on souhaite atteindre entre efficacité et pureté du lot étiqueté. La valeur de N ne peut pas être trop grande sans risquer une baisse notable de l'efficacité d'étiquetage suite à l'épuisement de l'échantillon de traces remplissant les critères de qualité.

La figure 3.8 représente la courbe ROC de l'algorithme par comptage de traces en collisions p-Pb. On y retrouve les performances attendues en imposant une, deux ou trois traces : comme on pouvait s'y attendre, l'utilisation d'une ou deux traces permet d'atteindre des efficacités plus élevées tandis que si ce nombre est porté à trois, le niveau de réjection des jets légers augmente sensiblement.

3.3.3.4 Étiquetage probabiliste

Un extension naturelle de la méthode d'étiquetage par comptage de traces présentée dans la section précédente, initialement développée dans plusieurs expériences menées auprès LEP [217, 218], consiste à combiner l'information en paramètre d'impact de toutes les traces d'un même jet afin d'évaluer la probabilité que ce jet provienne du vertex primaire, probabilité qui sert alors de variable discriminante pour l'étiquetage des jets de b . Cette probabilité s'obtient comme suit. Puisque la partie négative de la distribution de la signification statistique en paramètre d'impact des traces est imputable à la seule résolution sur la mesure, elle fait office de fonction de résolution. La probabilité qu'une trace soit issue du vertex primaire, P_{tr} , est alors donnée par la fonction de répartition de la signification statistique, c.-à-d. en intégrant la fonction de résolution, $\mathcal{R}(s)$, de $-\infty$ jusqu'à la valeur absolue de la signification statistique en paramètre d'impact, $-|S_d|$:

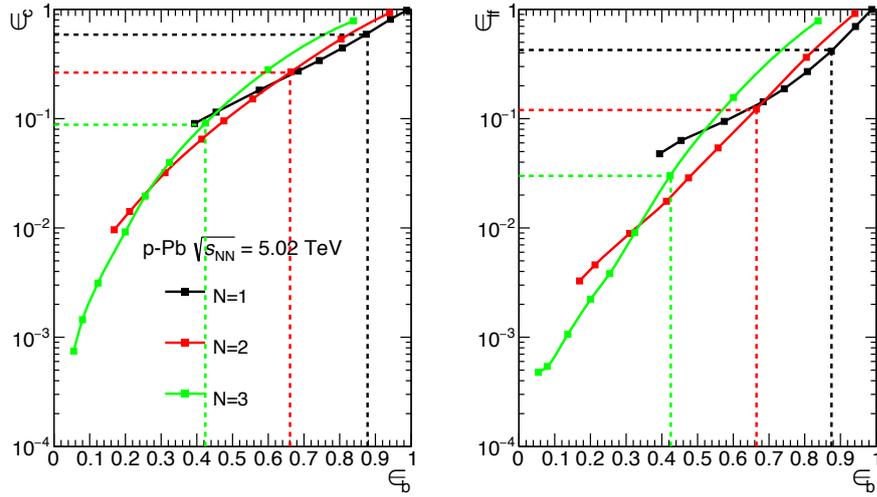


Figure 3.8: Performance de l'algorithme d'étiquetage par comptage de traces pour des jets d'impulsion transverse comprise dans l'intervalle $30 < p_{T,jet}^{ch} < 40$ GeV/c. Les lignes pointillées indiquent les points de fonctionnement standards de l'algorithme d'étiquetage.

$$P_{tr}(S_d) = \frac{\int_{-\infty}^{-|S_d|} \mathcal{R}(s) ds}{\int_{-\infty}^0 \mathcal{R}(s) ds}. \quad (3.4)$$

Conceptuellement, la fonction de répartition représente la probabilité qu'une valeur positive de signification statistique mesurée soit conforme à la partie négative de la distribution en signification statistique utilisée comme fonction de résolution, ou autrement dit, la probabilité que la particule provienne du vertex primaire. La fonction de résolution dépend étroitement de la qualité des traces reconstruites, comme par exemple du nombre de hits dans l'ITS. En pratique, on définira donc plusieurs fonctions de résolution en fonction de la qualité des traces qui seront rangées selon sept classes. D'après l'équation 3.4, les traces issues des produits de désintégration d'une particule de long temps de vol ayant une grande signification statistique seront affectées d'une faible probabilité dénotant leur incompatibilité avec le vertex primaire tandis que les probabilités des traces provenant du vertex primaire seront quant à elles uniformément distribuées entre 0 et 1. Les probabilités individuelles des traces de paramètre d'impact positif du jet sont ensuite combinées entre elles afin de construire la probabilité, P_j , que cet ensemble de N traces soit compatible avec le vertex primaire :

$$P_j = \prod_{tr=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^{tr}}{tr!}, \quad (3.5)$$

où Π est le produit des probabilités individuelles des traces, P_{tr} , et l'indice de sommation parcourt les N traces du jet. Par construction, si les probabilités P_{tr} sont distribuées uniformément et non corrélées, les probabilités P_j le seront également, et ce indépendamment de la valeur de N . Une simple coupure sur la valeur seuil de $-\ln P_j$ (qui devient alors la variable discriminante de l'algorithme) permet d'identifier les jets de b . La figure 3.9 montre les distributions en P_j pour des jets de b , c et légers (quarks uds et g). On peut voir que les distributions sont, comme attendues, plates pour les jets légers et piquées en 0 pour les saveurs lourdes (b et c).

3.3.3.5 Mesure de l'efficacité d'étiquetage par comptage de traces

L'estimation de l'efficacité d'étiquetage dans des événements Monte Carlo est aisée (puisqu'on connaît l'ensemble des particules composant chaque jet, on peut sans ambiguïté en identifier la saveur) mais la difficulté à reproduire fidèlement les distributions en paramètre d'impact dans la simulation du détecteur nous incite à envisager une mesure de l'efficacité à partir des données réelles. Dans cette approche fondée sur les données, l'efficacité d'étiquetage par comptage de traces est obtenue au moyen d'un second algorithme d'étiquetage, à savoir l'étiquetage probabiliste présenté au paragraphe 3.3.3.4, par ajustement des distributions en $-\ln P_j$ par des modèles pour les différentes saveurs construits à partir des simulations Monte Carlo. L'efficacité d'étiquetage est alors définie comme le rapport du

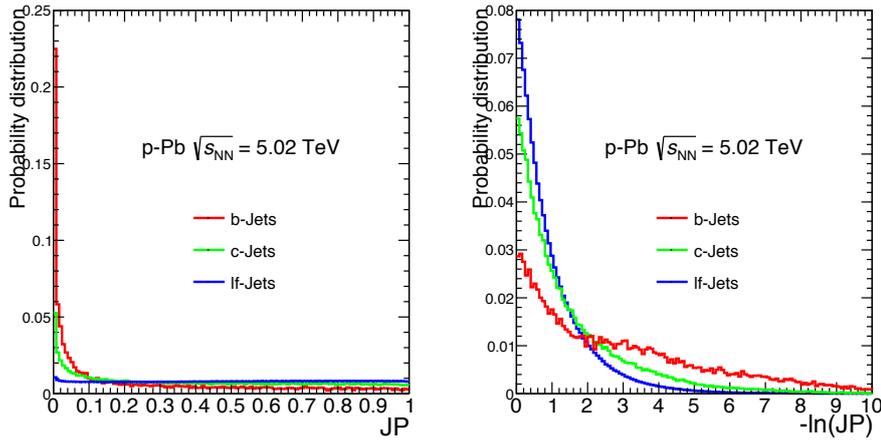


Figure 3.9: Distributions de variable discriminante de l'algorithme probabiliste P_j pour des jets de b , c et légers obtenues à l'aide de simulations MC.

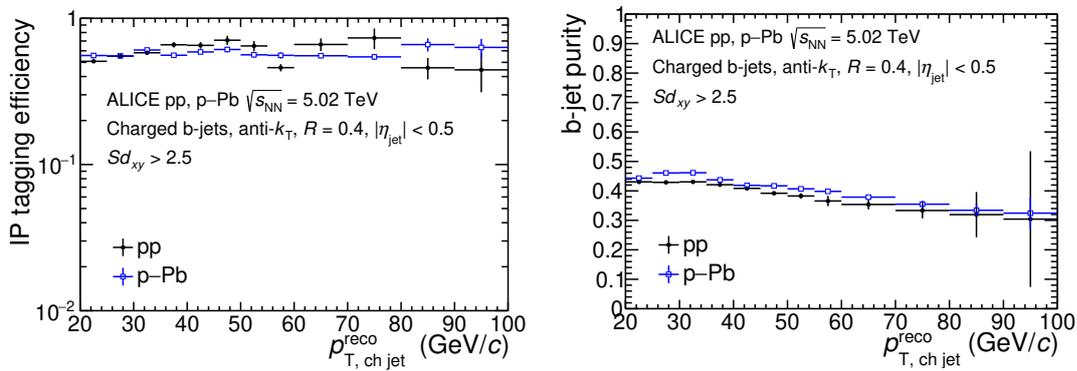


Figure 3.10: Mesures de l'efficacité d'étiquetage par comptage de traces (gauche) et de la pureté de l'échantillon des jets de b correspondant (droite) obtenues en collisions pp et pPb.

nombre de jets de b étiquetés par l'algorithme de comptage de traces sur le nombre de jets de b avant étiquetage. La figure 3.10 (gauche) représente les efficacités d'étiquetage de l'algorithme de comptage de traces mesurées en collisions pp et pPb. La pureté correspondante de l'échantillon étiqueté est également représenté sur la figure 3.10 (droite).

3.3.3.6 Mesure du facteur de modification nucléaire des jets de quarks b

La figure 3.11 montre les mesures des sections efficaces de production de jets de b en collisions pp et pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV obtenue à l'aide de l'algorithme d'étiquetage par comptage de traces. Le facteur de modification nucléaire $R_{pPb}^{b\text{-jet}}$ correspondant est représenté sur la figure 3.12. $R_{pPb}^{b\text{-jet}}$ compatible avec l'unité dans la limite des incertitudes témoigne de l'absence d'effets nucléaires notables affectant la production de jets de b à mi-rapacité en collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus par l'expérience CMS pour des jets complets [219].

3.4 MESURE DU FACTEUR DE MODIFICATION NUCLÉAIRE DES JETS EN COLLISIONS PB-PB À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

La perte d'énergie partonique peut être étudiée par la mesure de la suppression des jets en collisions Pb-Pb par rapport à la référence donnée par les collisions pp où aucun effet de quenching notable n'est attendu. Le taux de production de diffusions dures croît avec la centralité de la collision en raison du plus grand chevauchement des noyaux qui augmente la luminosité de partons [220] disponibles pour participer aux processus de diffusions dures. Ce taux production de diffusions dures est proportionnelle

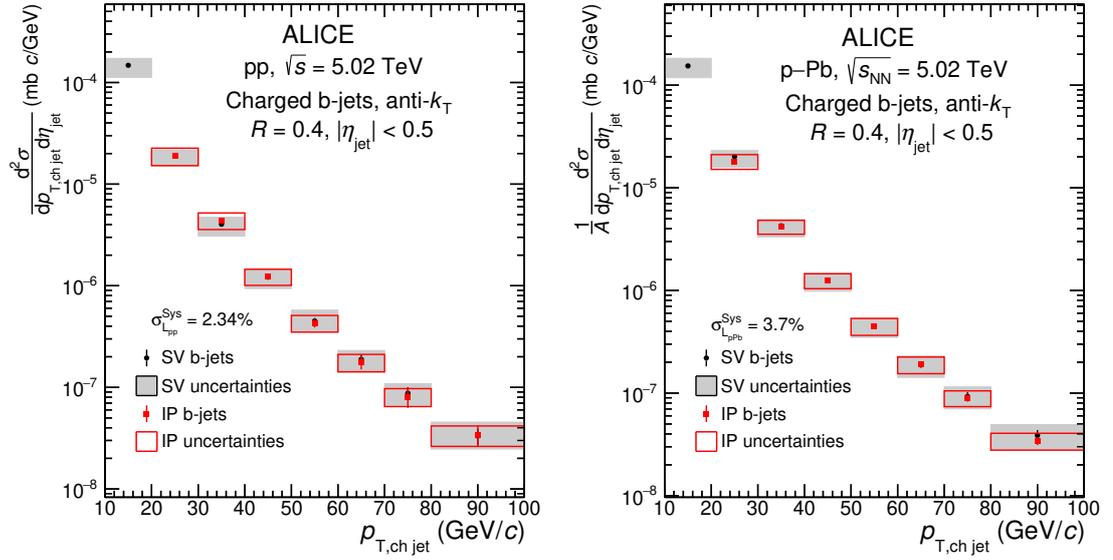


Figure 3.11: Mesure de la section efficace différentielle de production de jets de b de rayon $R = 0.4$ obtenue en collisions pp et pPb à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV à l'aide de la méthode d'étiquetage par comptage de trace. À titre de comparaison, la même mesure obtenue par la reconstruction d'un vertex secondaire à l'intérieur du jet est également représentée.

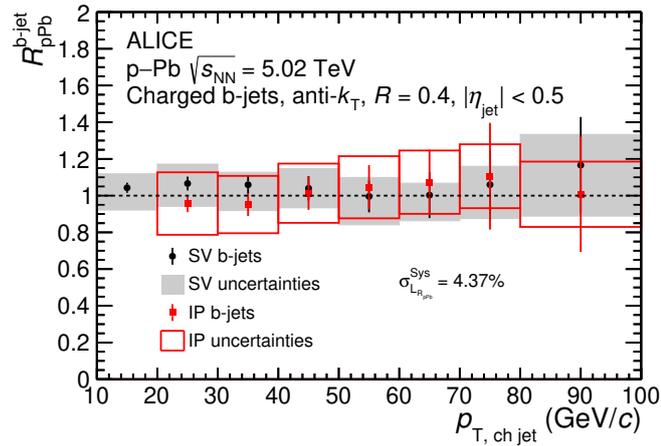


Figure 3.12: Mesure du facteur de modification nucléaire des jets de b de rayon $R = 0.4$ obtenue à l'aide de la méthode d'étiquetage par comptage de trace. À titre de comparaison, la même mesure obtenue par la reconstruction d'un vertex secondaire à l'intérieur du jet est également représentée.

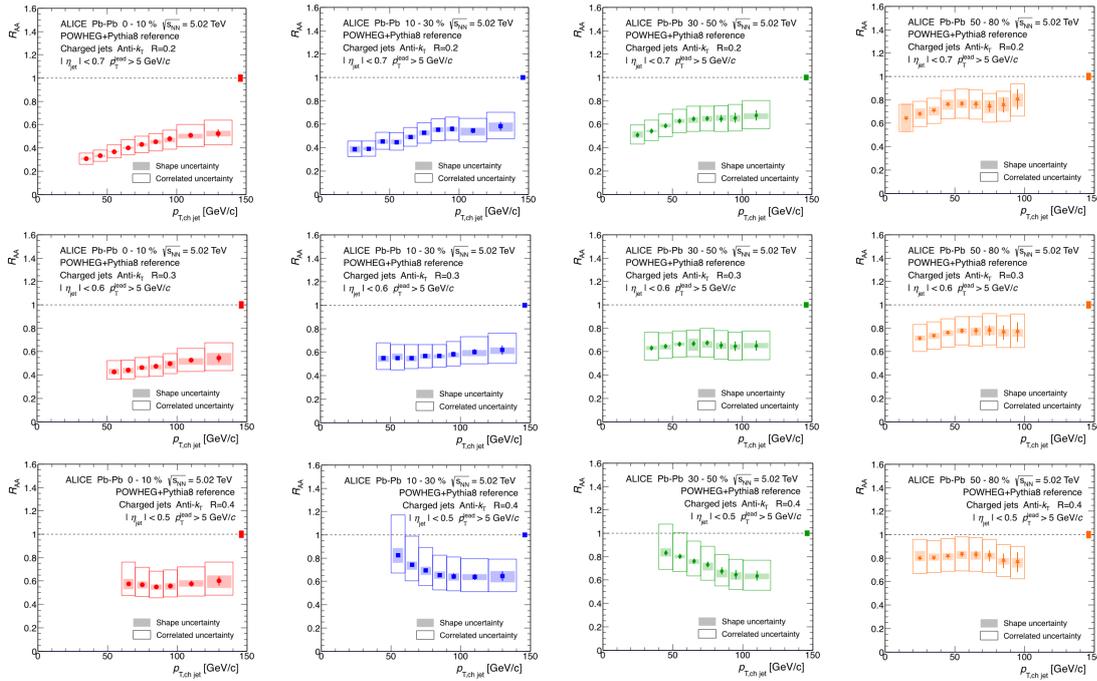


Figure 3.13: Mesures du facteur de modification nucléaire des jets chargés en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV pour différent rayon du jet (rayon croissant du haut vers le bas) pour différentes classes de centralité (des collisions les plus centrales aux plus périphériques de la gauche vers la droite). Les incertitudes systématiques sont représentées par des rectangles creux ou pleins selon qu'elles sont respectivement corrélées ou indépendantes.

à la fonction de recouvrement nucléaire T_{AA} . La suppression est mesurée par le facteur de modification nucléaire défini comme

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{\text{jets}}^{AA} / dp_T d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2 \sigma_{\text{jets}}^{pp} / dp_T d\eta'} \quad (3.6)$$

où N_{jets}^{AA} est le spectre de jets mesuré en collision Pb-Pb, $\sigma_{\text{jets}}^{pp}$ est la section efficace de production de jets en collisions pp et $\langle T_{AA} \rangle$ est fonction de recouvrement nucléaire moyenne pour l'intervalle de centralité considéré. La quantité $\langle T_{AA} \rangle$, calculée à l'aide du modèle de Glauber qui décrit la géométrie d'une collision nucléaire [169], est reliée au nombre moyen $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ de collisions nucléon-nucléon (NN) et à la section efficace inélastique nucléon-nucléon $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ par l'équation $\langle N_{\text{coll}} \rangle = \langle T_{AA} \rangle \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$.

Les mesures de R_{AA} des jets obtenues à partir des spectres de jets en collisions Pb-Pb et pp corrigés des effets instrumentaux pour différents paramètres de résolution sont présentées sur la figure 3.13. Le R_{AA} des jets diminue lorsque que la centralité de la collisions augmente sur l'intégralité de la gamme en impulsion transverse mesurée. Même si le R_{AA} moyen des jets semble augmenté, comme attendu, avec le paramètre de résolution du jet, les incertitudes systématiques demeurent trop larges pour étudier avec précision la hiérarchie en paramètre de résolution du R_{AA} des jets.

Ces mesures devront être comparées aux prédictions de modèles tels que JETSCAPE décrivant l'évolution de la gerbe partonique conjuguée à la réponse d'un milieu en expansion hydrodynamique.

3.5 MESURE DE L'ANISOTROPIE AZIMUTALE DE LA PRODUCTION DE JETS EN COLLISIONS Pb-Pb À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

Les différents mécanismes de perte d'énergie des partons traversant le QGP montrent différentes dépendances en fonction de la longueur L de parcours du parton dans le milieu. Le flot elliptique des jets $v_2^{\text{ch, jet}}$ est une observable directement sensible à la dépendance en L de la perte d'énergie.

Les jets issus des diffusions dures initiales sont émis sans direction privilégiée dans le plan transversal (plan xy), de sorte que la distribution azimutale de jets dans le vide (pas de formation de QGP) est uniforme. Dans des collisions Pb-Pb non centrales, la région de superposition des deux noyaux dans le plan transversal est approximativement ellipsoïde. Les jets émis selon le petit axe de l'ellipse (définie comme la direction *dans-le-plan*) traverseront en moyenne une plus faible épaisseur de milieu — et par

conséquent perdront moins d'énergie — que ceux émis selon le grand axe (ou direction *hors-du-plan*). La mesure de la dépendance de la production de jets en fonction de l'angle formé avec le plan de réaction (approximé par le plan de symétrie Ψ_2 donné par l'harmonique de rang 2) permet d'étudier la dépendance en L de la perte d'énergie des jets. Cette dépendance se quantifie par la grandeur $v_2^{\text{ch jet}}$ définie comme le coefficient de Fourier de rang 2 de la distribution azimutale de jets par rapport aux plans de symétrie Ψ_n par :

$$\frac{dN}{d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_n]} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2 v_n^{\text{jet}} \cos(n [\varphi_{\text{jet}} - \Psi_n]), \quad (3.7)$$

où φ_{jet} désigne l'angle azimutal du jet. L'amplitude v_n^{jet} de l'harmonique de rang n étant donnée par :

$$v_n^{\text{jet}}(p_T) = \langle \cos[n(\varphi_{\text{jet}} - \Psi_n)] \rangle, \quad (3.8)$$

où $\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne sur tous les jets de tous les événements. En pratique, $v_2^{\text{ch jet}}$ ne peut pas être obtenu directement à partir de l'équation 3.8 à cause de la contamination du bruit de fond formé des particules produites par l'événement sous-jacent. L'équation 3.7 peut cependant être réécrite à partir de quantités disponibles expérimentalement, à savoir les distributions en impulsion transverse des jets dans-le-plan (N_{in}) et hors-du-plan (N_{out}) par rapport au plan de réaction $\Psi_{\text{EP},2}$ (qui est une estimation expérimentale de Ψ_2). N_{out} et N_{in} sont obtenues par intégration de la distribution 3.7 sur des intervalles en $\varphi_{\text{jet}} - \Psi_2$, si on s'en tient à l'harmonique de rang 2, on obtient :

$$\begin{aligned} N_{\text{in}}(p_T) &= \int_{-\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{4}} \frac{dN}{d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}]} d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}] + \int_{\frac{3\pi}{4}}^{\frac{5\pi}{4}} \frac{dN}{d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}]} d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}] \\ N_{\text{out}}(p_T) &= \int_{\frac{3\pi}{4}}^{\frac{7\pi}{4}} \frac{dN}{d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}]} d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}] + \int_{\frac{5\pi}{4}}^{\frac{7\pi}{4}} \frac{dN}{d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}]} d[\varphi_{\text{jet}} - \Psi_{\text{EP},2}], \end{aligned} \quad (3.9)$$

et enfin :

$$\begin{aligned} N_{\text{in}}(p_T) &= a \left(\pi + 4 v_2^{\text{obs}} \right) \\ N_{\text{out}}(p_T) &= a \left(\pi - 4 v_2^{\text{obs}} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

où a est une constante de normalisation. La notation v_2^{obs} introduite dans l'équation 3.10 indique que le coefficient de Fourier se rapporte à l'angle $\Psi_{\text{EP},2}$ plutôt qu'à Ψ_2 . En introduisant le facteur correctif $\mathcal{R}_2 (= v_2^{\text{obs}} / v_2^{\text{ch jet}})$ défini dans l'équation 2.8 pour tenir compte la précision finie avec laquelle le plan $\Psi_{\text{EP},2}$ approche le plan de symétrie réel Ψ_2 , il vient :

$$v_2^{\text{ch jet}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\mathcal{R}_2} \frac{N_{\text{in}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) - N_{\text{out}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})}{N_{\text{in}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}) + N_{\text{out}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})}. \quad (3.11)$$

La réécriture de l'équation 3.7 permet finalement d'obtenir l'expression 3.11 contenant exclusivement des quantités mesurables.

En collisions centrales, une simple considération géométrique nous indique que l'équivalence des distances parcouru par un parton dans le plasma selon les directions dans-le-plan et hors-du-plan doit résulter en une valeur très faible de $v_2^{\text{ch jet}}$. Dans les collisions semi-centrales, la distance moyenne parcourue dans le milieu est plus courte tandis que la distance relative entre les distances moyennes dans et hors-du-plan est plus longue conduisant à une valeur non nulle de $v_2^{\text{ch jet}}$. Il faut cependant mentionner que les fluctuations des distributions de nucléons initiales au sein de la région de superposition des noyaux peut conduire à des contributions supplémentaires au $v_2^{\text{ch jet}}$ ainsi qu'à des coefficients de Fourier de rangs supérieurs.

L'observable $v_2^{\text{ch jet}}$ est différente du facteur de modification nucléaire des jets car elle relie directement la perte d'énergie à la longueur du trajet parcouru par le parton dans un milieu de température et de densité données en sondant différentes longueurs de parcours au sein d'événements semblables plutôt que d'étudier par exemple la dépendance en centralité de la perte d'énergie. Elle offre par conséquent une quantification plus précise de la dépendance de la perte d'énergie partonique à l'égard de la distance moyenne parcourue dans le milieu.

Les coefficients $v_2^{\text{ch jet}}$ en fonction de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ pour des collisions Pb-Pb de centralité 30–50% à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV sont présentés sur la figure 3.14. On observe un $v_2^{\text{ch jet}} > 0$ notable sans dépendance visible en

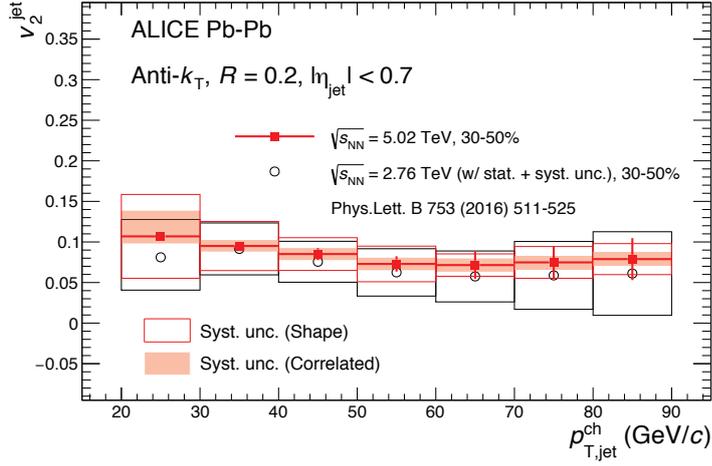


Figure 3.14: Mesure du flot elliptique des jets chargés de rayon $R = 0.2$ en fonction de leur impulsion transverse dans les collisions Pb-Pb semi-centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (rouge). La même mesure en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV est également représentée (noir).

impulsion transverse. Ce comportement témoigne de la dépendance de la perte d'énergie partonique en fonction de la longueur de parcours dans le milieu. Les résultats obtenus à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [221] sont également représentés sur la figure 3.14. De même que pour les mesures des facteurs de modification nucléaire des jets, aucune dépendance en énergie n'est observée pour les coefficients v_2^{jet} .

3.6 MESURES DES SECTIONS EFFICACES SEMI-INCLUSIVES DE PRODUCTION DE JETS EN COLLISIONS PP ET PB-PB À $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

Comme il a été discuté au paragraphe 2.3.5, en collisions Pb-Pb, la population de jets durs est usuellement sélectionnée jet par jet en imposant la présence d'une trace de haut p_T parmi les constituants du jet, ce qui a pour effet d'en biaiser la fragmentation. L'analyse présentée ici suit une approche différente pour laquelle la correction du bruit de fond s'applique sur les distributions moyennes sans discrimination individuelle de candidats jets. Nous proposons la mesure d'une nouvelle observable du jet quenching s'appuyant sur la distribution semi-inclusive de jets chargés de recul contre un hadron chargé de haute impulsion transverse faisant office de particule trigger (on parle de coïncidences hadron-jet) en collisions Pb-Pb centrales (0-10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Les hadrons de trigger émis dans l'acceptance $|\eta| < 0.9$ sont sélectionnés dans différents intervalles d'impulsion transverse $p_{T,\text{trig}}$ également appelés classe de trace de trigger (Trigger Track). Cette distribution du nombre de jets de recul mesurés dans l'acceptance normalisé par le nombre de hadrons de trigger est équivalente au quotient des sections efficaces de production inclusives,

$$\frac{1}{N_{\text{trig}}^{\text{AA}}} \left. \frac{d^2 N_{\text{jet}}^{\text{AA}}}{dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\Delta\varphi} \right|_{p_{T,\text{trig}} \in \text{TT}} = \left(\frac{1}{\sigma^{\text{AA} \rightarrow \text{h} + \text{X}}} \cdot \frac{d^2 \sigma^{\text{AA} \rightarrow \text{h} + \text{jet} + \text{X}}}{dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\Delta\varphi} \right) \Big|_{p_{T,\text{h}} \in \text{TT}}, \quad (3.12)$$

où AA désigne les collisions pp ou Pb-Pb, $\sigma^{\text{AA} \rightarrow \text{h} + \text{X}}$ est la section efficace de production de hadrons appartenant à la classe en TT sélectionnée et $d^2 \sigma^{\text{AA} \rightarrow \text{h} + \text{jet} + \text{X}} / dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\Delta\varphi$ est la section efficace différentielle de production de jets de recul émis en coïncidence avec un hadron appartenant à l'intervalle TT³. Si plusieurs candidats TT sont trouvés, l'un d'entre eux est choisi au hasard. Les jets sont reconstruits à partir des traces de particules chargées avec les algorithmes k_T et anti- k_T incluant une coupure infrarouge appliquée sur l'impulsion transverse minimale de ses constituants de 0.15 GeV/c comme décrit au paragraphe 2.3.

L'observable décrite par l'équation 3.12 étant semi-inclusive, la sélection d'événements contenant un processus dur repose uniquement sur la présence d'un hadron de trigger de haute impulsion transverse. En particulier, il n'est pas nécessaire qu'un jet satisfaisant à certains critères soit trouvé dans l'acceptance du recul. Au contraire, tous les jets émis dans l'acceptance de recul sont comptabilisés dans l'équation 3.12, quelles que soient leurs propriétés spécifiques. Les événements sans candidats jets dans l'acceptance

³ $\Delta\varphi = |\varphi_{\text{trig}} - \varphi_{\text{jet}}^{\text{ch}}|$ est la différence entre l'angle azimutal du hadron de trigger et celui du jet, avec $0 \leq \Delta\varphi \leq \pi$.

ne sont pas rejetés mais contribuent à la normalisation. Cette observable mesure ainsi le taux normalisé de jets de recul observés par trigger. La correction de la contribution des jets issus du bruit de fond combinatoire dans l'équation 3.12 est effectuée à une étape ultérieure de l'analyse, comme expliqué plus bas.

3.6.1 Hadrons trigger et biais de sélection associé

L'emploi de hadrons de haut p_T comme particules trigger pour la sélection de processus durs est étayé par les considérations suivantes. Les hadrons d'impulsion transverse supérieure à environ 5–7 GeV/c proviennent principalement de la fragmentation des jets énergétiques, aussi bien en collisions pp qu'en collisions Pb–Pb [222]. Ils constituent, d'un point de vue expérimental, des triggers propres ne nécessitant pas de correction du bruit de fond combinatoire. La sélection d'événements exigeant la présence d'un hadron de haut p_T biaise cette sélection vers des événements contenant une interaction partonique à haut Q^2 contenant des jets dans l'état final. Les distributions inclusives de hadrons de haut p_T ont été mesurées et calculées théoriquement en collisions pp et d'ions lourds aux énergies des collisionneurs. Pour les collisions pp au LHC, un accord meilleur qu'un facteur 2 est obtenu entre les calculs NLO et les données pour $p_T > 10$ GeV/c, avec des écarts attribuables à des fonctions de fragmentation des gluons mal contraintes qui pourraient être améliorées par un ajustement aux données du LHC [223]. Concernant la production inclusive de hadrons dans les collisions d'ions lourds [224], la modification et l'évolution des fonctions de fragmentation induites par le milieu ont été calculées à l'aide de plusieurs approches théoriques, montrant un bon accord avec les données ([225] et les références qui y figurent). La suppression de la production inclusive de hadrons dans les collisions d'ions lourds a été utilisée pour déterminer le paramètre de transport des jets \hat{q} [161]. Toute procédure de sélection de processus durs impose un biais sur la population d'événements acceptés, de sorte qu'une comparaison précise des calculs théoriques avec de telles mesures nécessite une évaluation de ce biais de sélection. Dans cette analyse, la sélection des processus durs met en œuvre les mêmes coupures que celles utilisées pour les mesures inclusives de hadrons de haut p_T . Puisque la production inclusive de hadrons est calculable à la fois en collisions pp et Pb–Pb, le biais de sélection dans cette analyse est également calculable en utilisant les approches théoriques actuelles.

3.6.2 Coïncidences hadron–jets

Des considérations supplémentaires sont nécessaires à l'interprétation des distributions de jets de recul contre un hadron de trigger données par l'équation 3.12 ainsi qu'à leur comparaison aux calculs théoriques. La section efficace de production de coïncidences hadron–jets en collisions pp a été calculée dans un cadre la pQCD [226]. Dans le processus à l'ordre dominant (Leading Order), une paire de partons d'impulsions transverses opposées est produite, dont un se fragmentant en un hadron qui transporte une fraction d'impulsion z du jet de recul. Puisque $z = p_{T,\text{trig}}/p_{T,\text{jet}} \leq 1$ au LO, l'exigence de la présence d'un hadron de haut $p_{T,\text{trig}}$ au-dessus du seuil, biaise donc l'échantillon de jets de recul émis en coïncidence en défaveur des jets de $p_{T,\text{jet}} < p_{T,\text{trig}}$ tout en n'imposant aucune contrainte cinématique sur ceux de $p_{T,\text{jet}} > p_{T,\text{trig}}$.

Il est à noter que la distribution inclusive de hadrons est biaisée à haut p_T vers les fragments de jets de haut z ($\langle z_{\text{incl}} \rangle \approx 0.6$ aux énergies du LHC [3]), sous l'effet conjugué de la forme du spectre inclusif en impulsion transverse des jets et de celle de la fonction de fragmentation inclusive. Dans le cas d'une mesure semi-inclusive décrite par l'équation 3.12, la valeur de z variera, à $p_{T,\text{trig}}$ fixé, selon l'impulsion transverse du jet de recul. Un biais en z plus prononcé que dans le cas de la production inclusive étant attendu pour $p_{T,\text{jet}} \approx p_{T,\text{trig}}$ qui tend à s'atténuer pour $p_{T,\text{jet}} \gg p_{T,\text{trig}}$. Ce biais en z a été évalué à l'aide de calculs pQCD pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV et à $\sqrt{s} = 7$ TeV [226] et s'avère similaire à l'ordre LO et à l'ordre NLO. Ce biais en z d'origine cinématique est présent également dans les collisions d'ions lourds au cours desquelles les jets subissent un quenching. Cet effet intrinsèque à tout cadre théorique basé sur pQCD, à la fois dans le vide et dans le milieu, est correctement pris en compte dans de tels calculs.

Dans les collisions d'ions lourds où un quenching des jets est attendu, la sélection d'un hadron de haut p_T peut introduire deux biais supplémentaires. Le premier vers les fragments de haut z des jets ayant perdus assez peu d'énergie dans le milieu [227]. Le second est un biais géométrique pour lequel une faible perte d'énergie correspond à une courte longueur de parcours dans le milieu. Dans ce dernier cas, les jets à l'origine des hadrons de trigger de haut p_T sont produits de façon prépondérante en surface de la région de la collision et dirigés vers l'extérieur [228, 229, 230, 231, 232, 233, 234] avec une population de jets de recul biaisée vers des jets ayant une longueur de parcours plus longue dans le milieu que celle

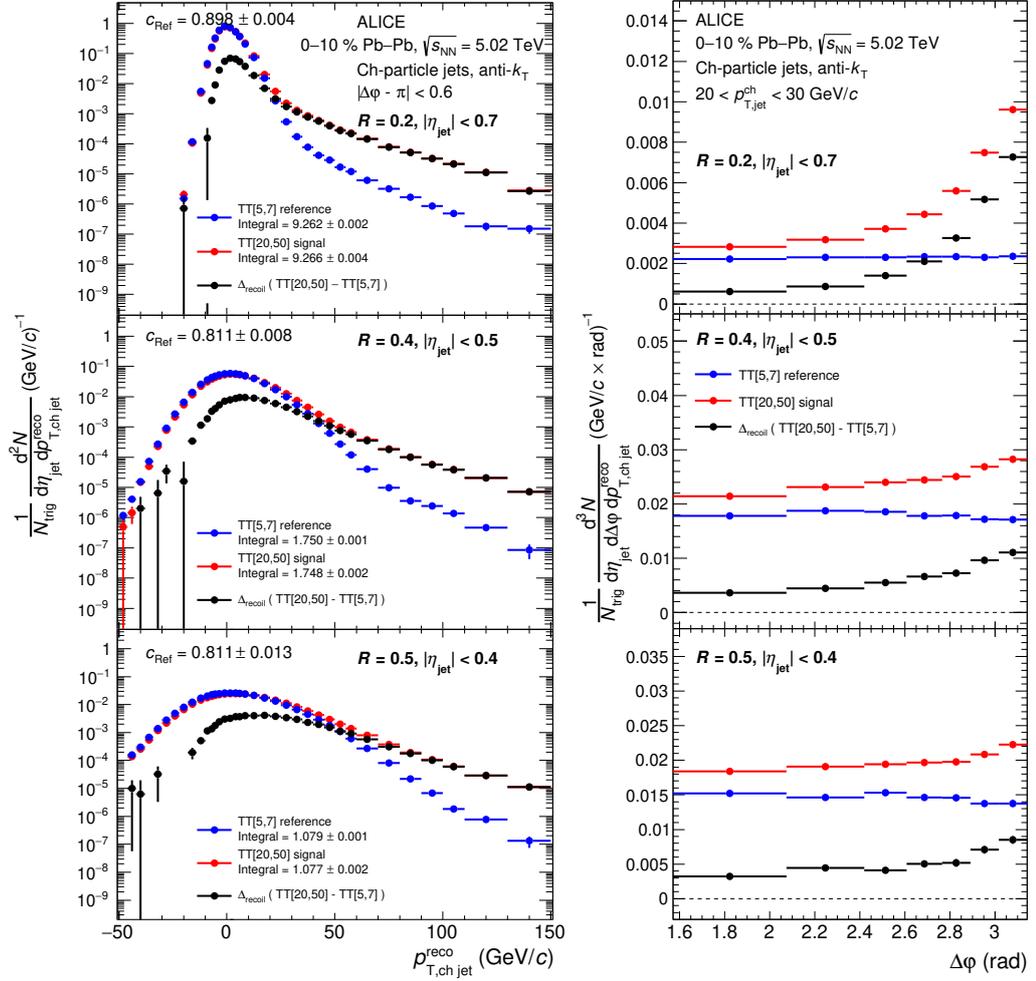


Figure 3.16: Distributions semi-inclusives des taux de jets de recul par trigger pour des populations sélectionnées appartenant aux classes TT_{sig} et TT_{ref} en collisions Pb-Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV pour un rayon de jet $R = 0.2$ (haut), $R = 0.4$ (milieu) et $R = 0.5$ (bas). La distribution TT_{ref} est normalisée par le facteur c_{ref} . La distribution en Δ_{recoil} obtenue est également représentée. À gauche : Distributions selon $p_{T, jet}^{reco}$ dans l'acceptance en $\Delta\phi$ utilisée pour la mesure de $\Delta_{recoil}(p_{T, jet}^{ch})$. À droite : Distributions selon $\Delta\phi$ pour $p_{T, jet}^{reco, ch} \in [20, 30]$ GeV/c. Les valeurs négatives de Δ_{recoil} ne sont pas représentées mais sont toutes compatibles avec zéro dans la limite des incertitudes statistiques.

distribution est plus étroite qu'en collisions Pb–Pb, démontrant la plus faible fluctuation de la densité de bruit de fond. La caractéristique essentielle des distributions en pp est leur forte dépendance à l'égard de la classe en TT pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{reco, ch}} > 0$, avec un spectre en jets de recul plus dur pour les hautes valeurs de $p_{T,\text{trig}}$, conformément à la production de jets en QCD. En collisions Pb–Pb, la distribution de jets de recul à grand $p_{T,\text{jet}}^{\text{reco, ch}}$ est étroitement corrélée à la classe en TT, démontrant par là même la domination des vrais jets de recul dans cette région.

Les intégrales des distributions en Pb–Pb présentées sur la figure 3.16, qui représentent le nombre moyen de jets de recul, à la fois corrélés et non corrélés, par hadron de trigger, sont égales à quelques pour mille près pour les classes TT_{ref} et TT_{sig} . Puisque, du fait des hautes multiplicités des événements Pb–Pb, l'acceptance de recul est saturée de jets, l'invariance de ces intégrales selon la classe en TT, montre que le nombre de jets de recul par hadron de trigger n'est dû qu'à des facteurs géométriques, notamment à l'acceptance et au paramètre de résolution des jets R . Ce comportement confirmé par des estimations calculées par modélisation [235], corrobore, comme explicité au paragraphe 2.3, la robustesse de l'algorithme anti- k_T face aux modifications de la structure des jets par les particules de bas p_T de l'événement sous-jacent. Les distributions de jets de recul reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T pour différentes cinématiques de hadrons de trigger, ne varient dès lors que par leur forme en fonction de $p_{T,\text{jet}}^{\text{reco, ch}}$ et non pas par le nombre total de jets par événement.

Fort de ces considérations, une nouvelle observable est construite, Δ_{recoil} , qui supprime la contribution des jets non corrélés à partir des seules données. Δ_{recoil} est définie comme la différence entre les deux distributions semi-inclusives, données par l'équation 3.12, pour les classes TT_{ref} et TT_{sig} [235],

$$\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}, \Delta\varphi \right) = \frac{1}{N_{\text{trig}}^{\text{AA}}} \left. \frac{d^2 N_{\text{jet}}^{\text{AA}}}{dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\Delta\varphi} \right|_{p_{T,\text{trig}} \in \text{TT}_{\text{sig}}} - c_{\text{ref}} \cdot \frac{1}{N_{\text{trig}}^{\text{AA}}} \left. \frac{d^2 N_{\text{jet}}^{\text{AA}}}{dp_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} d\Delta\varphi} \right|_{p_{T,\text{trig}} \in \text{TT}_{\text{ref}}}. \quad (3.13)$$

La normalisation par unité de pseudorapidité $\eta_{\text{jet}}^{\text{ch}}$ bien qu'incluse dans l'équation 3.13 est omise par souci de clarté. En pratique, dans ce qui suit, nous présenterons les mesures des projections de $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}, \Delta\varphi \right)$:

- sur $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ pour $\pi - \Delta\varphi < 0.6$, notée $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$,
- sur $\Delta\varphi$ pour différents intervalles en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$, notée $\Delta_{\text{recoil}} \left(\Delta\varphi \right)$.

Afin de tenir compte de la différence d'amplitude des distributions semi-inclusives des classes TT_{ref} et TT_{sig} , la distribution de la classe TT_{ref} est, comme indiqué dans l'équation 3.13, normalisée par un facteur c_{ref} . La valeur de c_{ref} est déterminée, pour chaque bin en $\Delta\varphi$, par ajustement linéaire des rapports TT_{sig} sur TT_{ref} pour les plus petites valeurs de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$, et ce, jusqu'à un seuil limite. On augmente la valeur du seuil tant que la pente ajustée est compatible avec zéro à 2σ près, définissant l'intervalle en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ sur lequel les distributions semi-inclusives des classes TT_{ref} et TT_{sig} sont toutes deux dominées par une production de jets non corrélée. En d'autres mots, cette valeur de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ (< 0) qui correspond à la valeur seuil, indique la limite inférieure au-delà de laquelle les contributions de jets corrélées et non corrélées peuvent être séparées. Il s'agit cependant d'une valeur brute affectée par les fluctuations résiduelles du bruit de fond qui doit être corrigée par une procédure de déconvolution adaptée (cf. paragraphe 2.4). La mesure des distributions en $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ et $\Delta_{\text{recoil}} \left(\Delta\varphi \right)$ pour les collisions pp et Pb–Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV sont respectivement présentées sur les figures 3.15 et 3.16. Ces mêmes distributions après déconvolution des effets combinés de la réponse du détecteur et des fluctuations résiduelles du bruit de fond sont présentées sur les figures 3.17, 3.18, 3.19 et 3.20. Cette déconvolution est unidimensionnelle (selon $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$) pour $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ tandis qu'elle est bidimensionnelle (selon $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ et $\Delta\varphi$) pour $\Delta_{\text{recoil}} \left(\Delta\varphi \right)$.

Les mesures des distributions en $\Delta_{\text{recoil}} \left(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \right)$ corrigées pour $R = 0.2, 0.4, 0.5$ en collision pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV présentées sur la figure 3.17 sont comparées aux prédictions théoriques obtenues avec PYTHIA8 [188] (tune Monash 2013 [236]), JETSCAPE [237] (tune pp [238]) et POWHEG (NLO) [239]. Comme le montrent les rapports entre les données et les calculs, les prédictions de PYTHIA et JETSCAPE sont en bon accord avec les données dans la limite des incertitudes systématiques sur la totalité de la gamme en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$. Ces deux calculs sont cependant corrélés par nature puisque JETSCAPE utilise PYTHIA8 pour la génération du processus dur et la fragmentation selon le modèle des cordes, ne divergeant que leur description des cascades partoniques et de l'hadronisation. On s'attend à ce que ces approches indépendantes n'aient que peu d'influence sur le spectre de production des jets, et effectivement, les résultats de ces calculs sont très similaires.

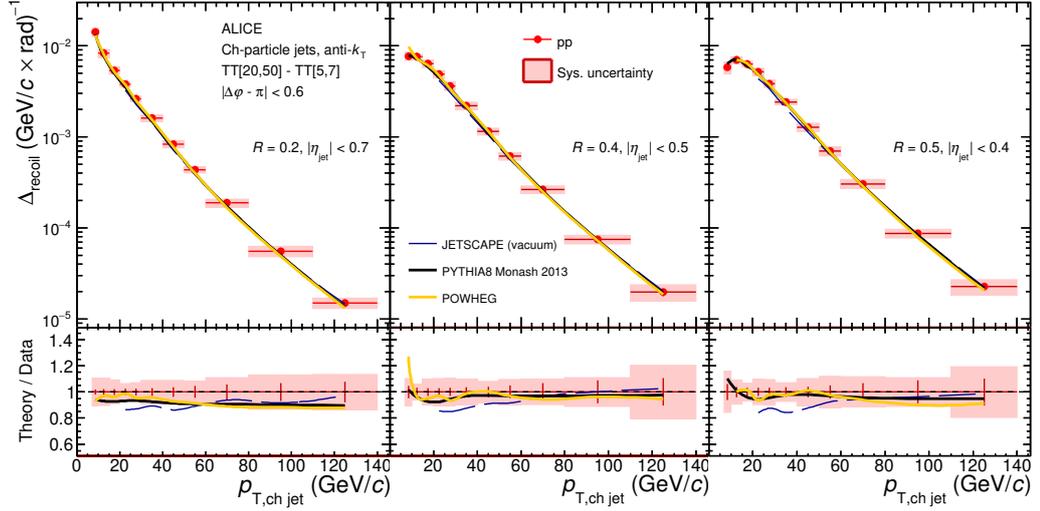


Figure 3.17: Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ corrigées pour $R = 0.2$ (gauche), 0.4 (milieu), 0.5 (droite) en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE, PYTHIA8 et POWHEG. Sur les panneaux du bas sont représentés les rapports entre les ajustements des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ mesurées et prédites.

La figure 3.18 montre les distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\phi)$ corrigées pour $R = 0.2, 0.4, 0.5$ dans plusieurs intervalles en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ mesurées en collision pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Ces mesures sont également comparées aux prédictions théoriques. Alors que les résultats obtenus à l'aide de PYTHIA sont en accord avec les données sur l'intégralité de la gamme en $\Delta\phi$ pour tous les bins en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$, ceux obtenus à l'aide de JETSCAPE ne sont en accord qu'autour de $\Delta\phi \sim \pi$ et sous-estiment les queues de distributions lorsqu'on s'éloigne de π pour l'ensemble des intervalles en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$. Cette différence s'explique par le traitement différent des cascades partoniques et de l'hadronisation. Ces mesures en collisions pp constituent un test très rigoureux des calculs théoriques et une référence précise pour les mesures des mêmes observables en collisions Pb–Pb afin d'étudier les effets induits par le milieu.

La figure 3.19 représente les mesures des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ corrigées en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Les mesures sont comparées aux prédictions des modèles MATTER + LBT (de l'infrastructure logicielle JETSCAPE [237]) et JEWEL [139, 240]. JETSCAPE décrit correctement les mesures pour $R = 0.2$ et 0.4 sur l'intégralité de la gamme en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ tandis qu'il sous-estime les mesures pour $R = 0.5$.

Enfin, la figure 3.20 montre les mesures des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\phi)$ corrigées en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV pour $R = 0.2, 0.4$ et 0.5 dans plusieurs intervalles en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$. Ces mesures sont comparées aux prédictions théoriques. Pour $R = 0.2$, JETSCAPE décrit correctement les distributions en $\Delta\phi$ pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [20, 100]$ GeV/ c . Pour $R = 0.4$, tandis que JETSCAPE décrit correctement la région du pic $\Delta\phi \sim \pi$, il sous-estime la queue de la distribution mesurée pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [20, 30]$ GeV/ c , avec une distribution mesurée significativement plus large. Pour $R = 0.5$, JETSCAPE sous-estime les distributions mesurées pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} > 20$ GeV/ c , avec des distributions mesurées également plus larges.

Afin de quantifier les effets dûs au milieu en collisions Pb–Pb, on définit l'observable I_{AA} comme le rapport de la distribution en Δ_{recoil} mesurée en collisions Pb–Pb sur celle mesurée en collisions pp, soit $I_{\text{AA}} = \Delta_{\text{recoil}}(\text{Pb–Pb}) / \Delta_{\text{recoil}}(\text{pp})$. La figure 3.21 représente la mesure de la distribution en $I_{\text{AA}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$. Cette distribution montre une forte dépendance en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$. Dans l'intervalle $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 20$ GeV/ c , $I_{\text{AA}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ est de l'ordre de ou légèrement supérieure à l'unité pour l'ensemble des valeurs de R . Pour $R = 0.2$ et 0.4 , $I_{\text{AA}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ est inférieure à un, signe d'une suppression due au milieu, dans la région $20 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 60$ GeV/ c avec une tendance à la hausse pour les plus grandes valeurs de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$. En revanche, pour $R = 0.5$, $I_{\text{AA}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ est de l'ordre de l'unité sur toute la gamme mesurée $7 < p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 140$ GeV/ c . Cette dernière observation tendrait à suggérer une modification des jets due au milieu limitée à des échelles angulaires inférieures à 0.5 rad.

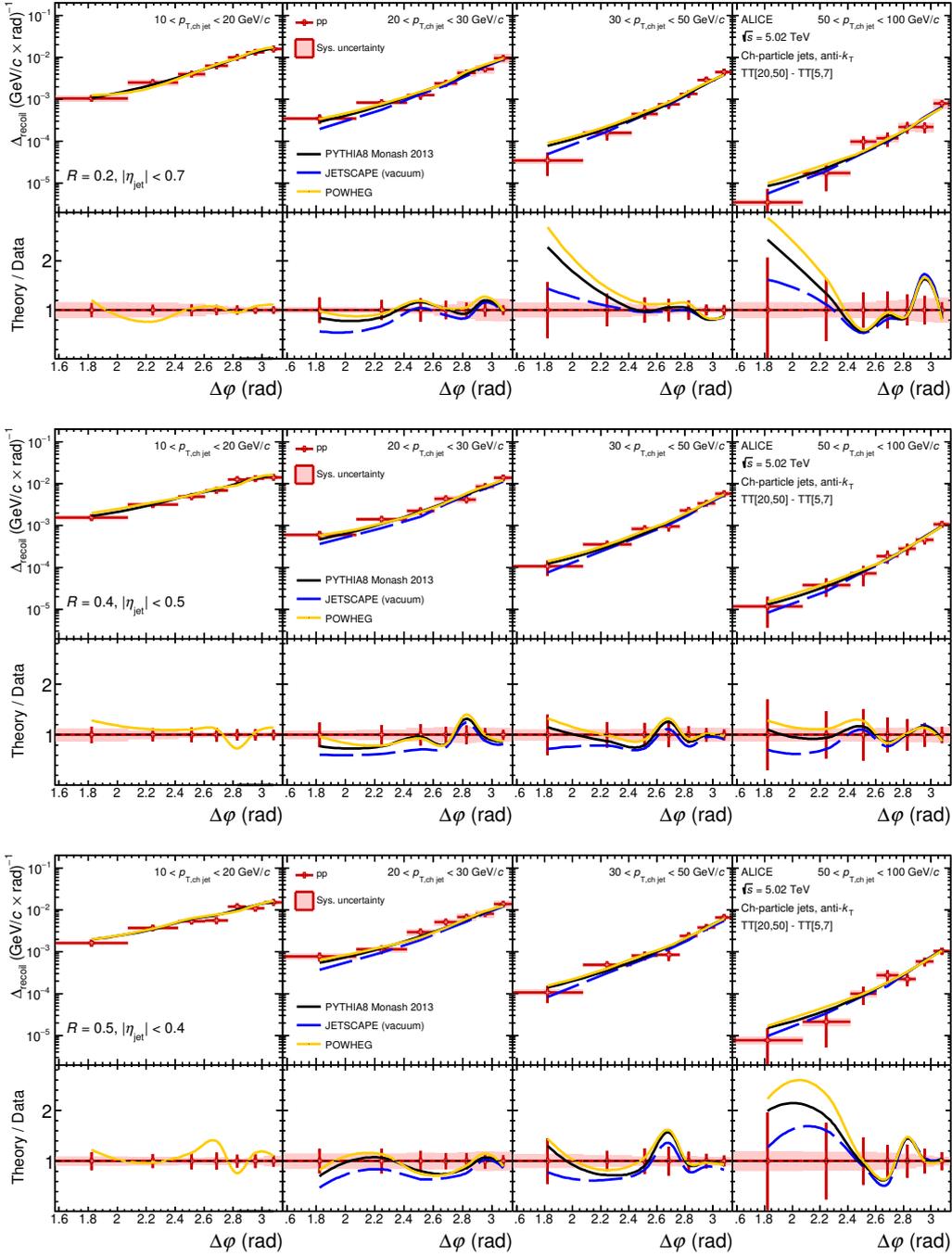


Figure 3.18: Distributions en Δ_{recoil} ($\Delta\phi$) corrigées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) pour $p_{T, \text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et $[50, 100]$ GeV/c (de la gauche vers la droite) dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE, PYTHIA8 et POWHEG. Sur les sous-panneaux du haut sont représentés chacune des distributions tandis que ceux du bas représentent les rapports entre les ajustements des distributions mesurées et prédites.

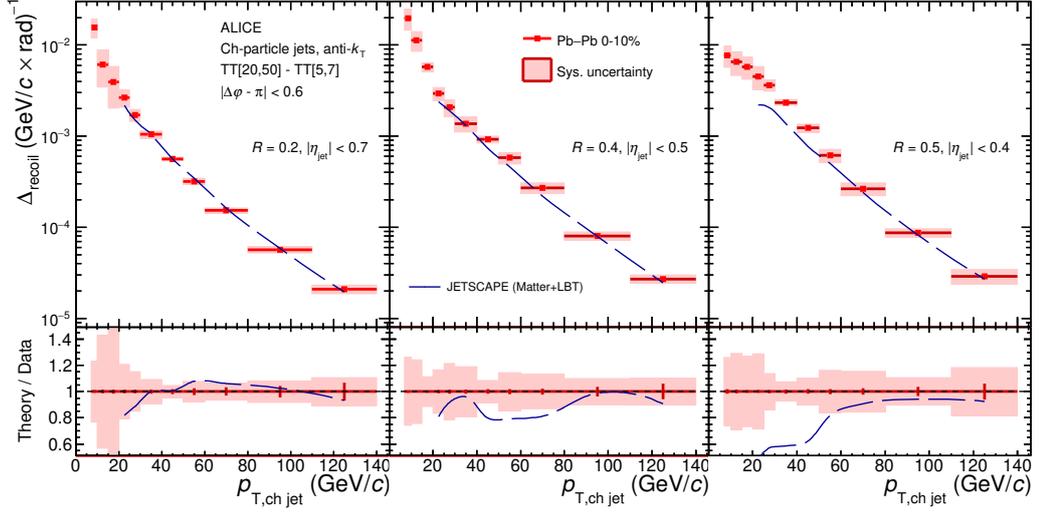


Figure 3.19: Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ corrigées pour $R = 0.2$ (gauche), 0.4 (milieu), 0.5 (droite) en collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par le générateur MC JETSCAPE. Sur les panneaux du bas sont représentés les rapports entre les ajustements des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ mesurées et prédites.

Les prédictions de JETSCAPE décrivent correctement les distributions en $I_{AA}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ mesurées pour $R = 0.2$ et 0.4 dans la région $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} > 20$ GeV/c, y compris la tendance ascendante pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} > 60$ GeV/c. JETSCAPE prédit une dépendance en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ similaire de $I_{AA}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour $R = 0.5$ mais qui n'est cependant pas compatible avec la mesure. La région $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 60$ GeV/c n'est pour lors pas accessible aux prédictions de JETSCAPE.

Comme explicité dans le paragraphe 3.6.2, le fort biais de surface introduit par le hadron de trigger correspond à un parcours moyen des jets de recul dans le milieu plus long par rapport à une population inclusive de jets. Ainsi, un seuil $p_{T,\text{trig}}$ plus haut devrait correspondre à un parcours moyen des jets de recul dans le milieu plus long. Ce comportement est illustré sur la figure 3.22 qui montre la mesure de $I_{AA}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour différentes valeurs de seuil $p_{T,\text{trig}}$ de sélection des événements de la classe TT_{sig} . On remarque que pour lorsque le seuil augmente, le taux d'accroissement de $I_{AA}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ à grand $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ diminue, correspondant à une plus grande suppression de la production de jets de recul due au quenching. Ces résultats apportent un éclairage nouveau sur l'hypothèse d'un biais de surface de la production inclusive de hadrons de haut p_T et sur le lien entre perte d'énergie due au quenching mesurée par des observables impliquant des hadrons inclusifs ou des jets reconstruits.

3.6.4 Modification de la forme des jets

Le rapport des taux de production semi-inclusive de jets de recul $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour différentes valeur de R permet de sonder avec précision la forme des jets. Ce rapport, construit aussi bien à partir des mesures expérimentales que des calculs théoriques, permet en effet de neutraliser pour une large part, les incertitudes systématiques corrélées [241, 242, 243, 244]. En collisions pp, ces rapports sont sensibles aux corrections QCD d'ordres supérieurs, tandis qu'en collisions Pb-Pb, ils permettent de quantifier la modification de la forme des jets due au milieu sur une vaste gamme cinématique démarrant à bas $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$.

La figure 3.23 montre le rapport des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. Ce rapport inférieur à un pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} > 15$ GeV/c, croît lorsque $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ diminue pour atteindre l'unité à $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \sim 10$ GeV/c. Les distributions mesurées sont en bon accord avec les résultats des calculs basés sur PYTHIA et JETSCAPE (dans le vide). Malgré des calculs d'éléments de matrice bornés au premier ordre seulement, l'incorporation dans ces générateurs d'événements Monte Carlo d'une cascade partonique complétée par un modèle d'hadronisation garantit la bonne description des données. Les rapports des sections efficaces inclusives pour différentes valeurs de R à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV sont également représentés sur la figure 3.23. Alors que ces rapports sont compatibles entre

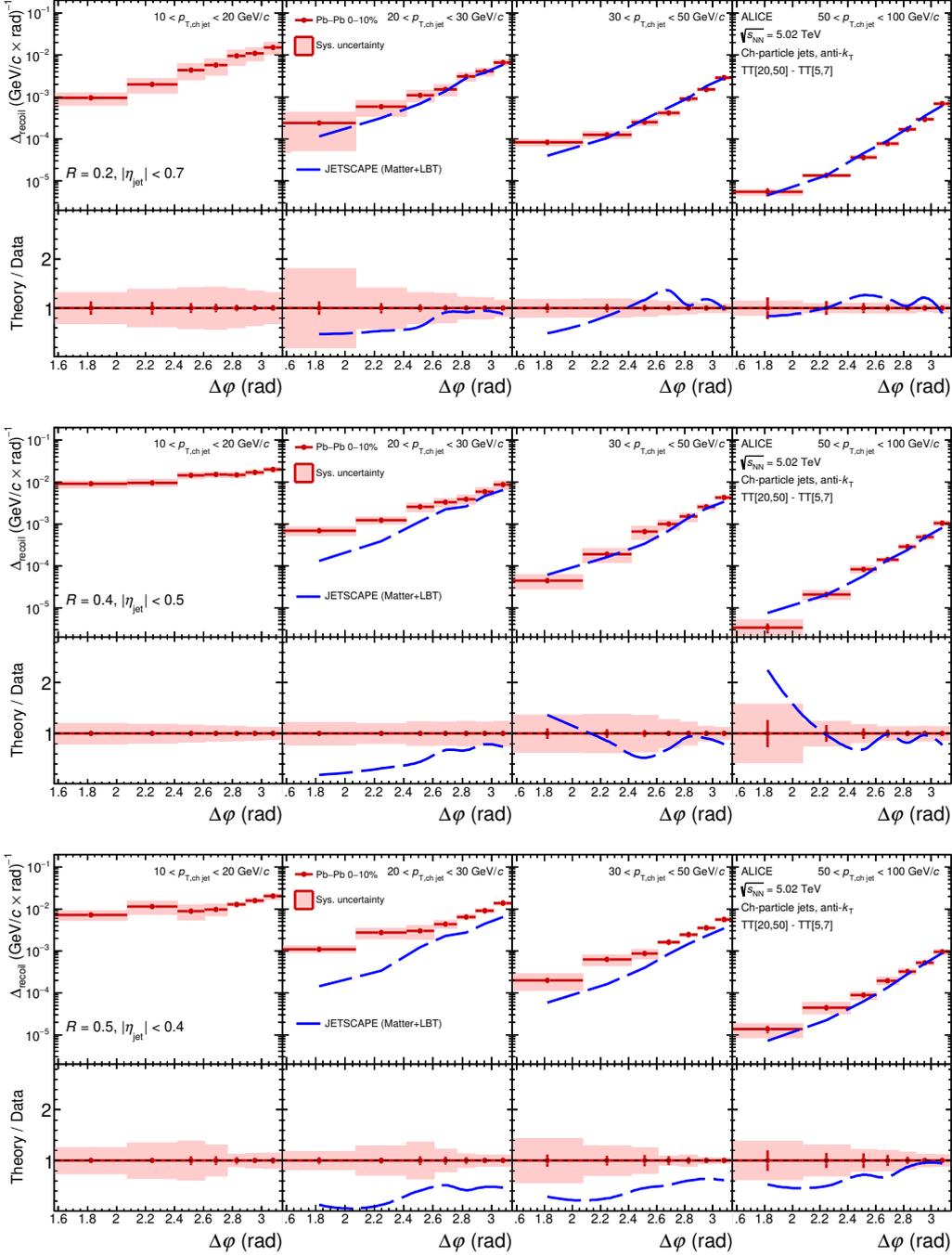


Figure 3.20: Distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\phi)$ corrigées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) pour $p_{T, \text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 50]$ et $[50, 100]$ GeV/c (de la gauche vers la droite) dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV comparées aux prédictions théoriques données par le générateur MC JETSCAPE. Sur les sous-panneaux du haut sont représentés chacune des distributions tandis que ceux du bas représentent les rapports entre les ajustements des distributions mesurées et prédites.

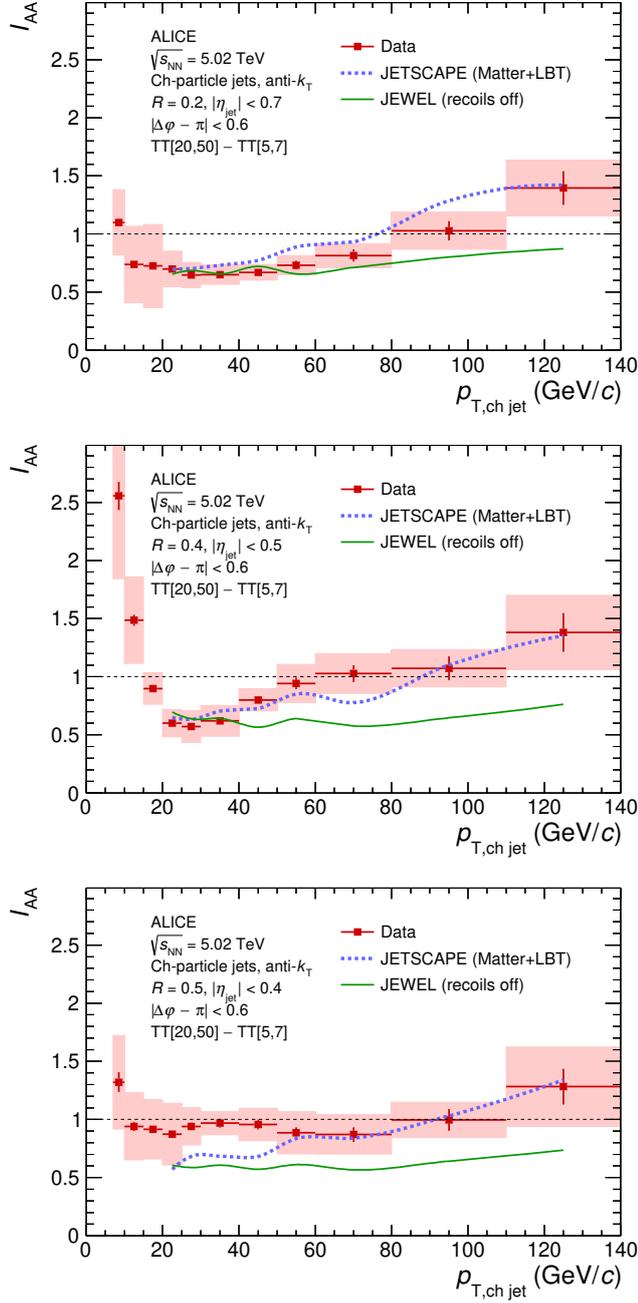


Figure 3.21: $I_{AA}(p_{T,jet}^{ch})$ à partir des distributions en $\Delta_{recoil}(p_{T,jet}^{ch})$ mesurées pour $R = 0.2$ (haut), 0.4 (milieu), 0.5 (bas) en collisions Pb–Pb centrales (cf. figure 3.19) et pp (cf. figure 3.17). Les prédictions théoriques données par les générateurs MC JETSCAPE et JEWEL sont également représentées.

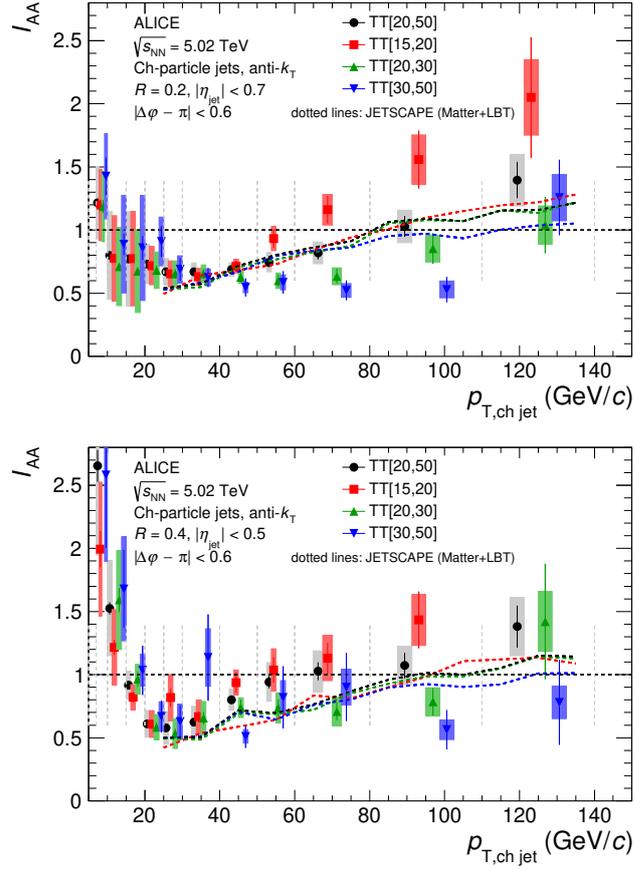


Figure 3.22: $I_{AA}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour $R = 0.2$ et 0.4 et différentes classes de TT_{ref} . Pour plus de clarté, les points de mesure ont été légèrement décalés tandis que les lignes verticales pointillées de couleur grise indiquent les limites des bins. Les prédictions de JETSCAPE sont également représentées pour les mêmes classes de TT_{ref} .

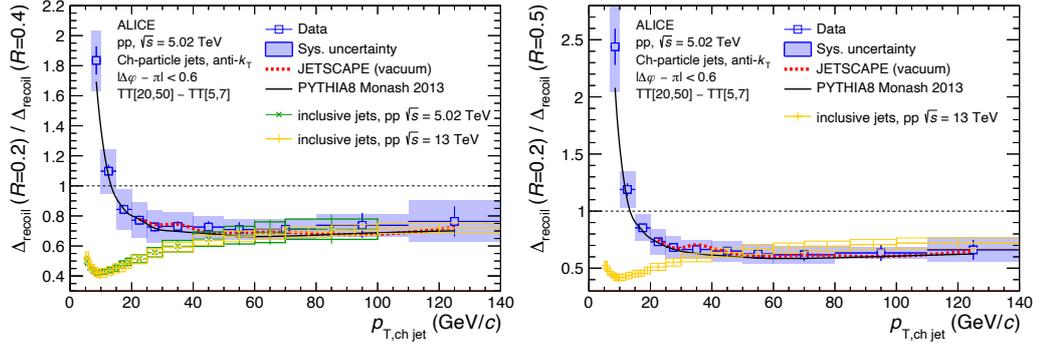


Figure 3.23: Rapports des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour $R = 0.2/R = 0.4$ (gauche) et $R = 0.2/R = 0.5$ (droite) en collisions pp à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV construits à partir de la figure 3.17 comparés aux prédictions théoriques de PYTHIA8 et JETSCAPE. Les rapports des sections efficaces de jets inclusifs pour les mêmes rayons de jets à $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [11] et $\sqrt{s} = 13$ TeV [9] sont également représentés.

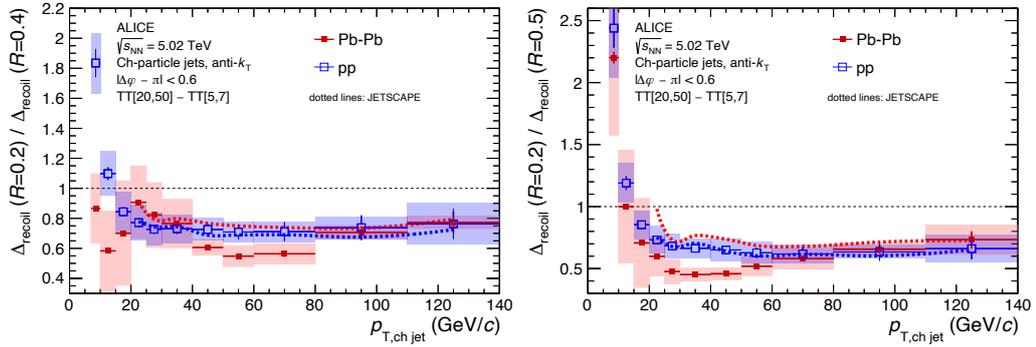


Figure 3.24: Rapports des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour $R = 0.2/R = 0.4$ (gauche) et $R = 0.2/R = 0.5$ (droite) en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV construits à partir des données de la figure 3.19 superposés aux rapports obtenus en pp représentés sur la figure 3.23. Les incertitudes sur les rapports tiennent compte de la corrélation entre les incertitudes du numérateur et du dénominateur. Les prédictions théoriques données par JETSCAPE en collisions pp et Pb–Pb sont également représentées.

eux compte tenu des incertitudes dans la région des hauts $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$, leurs comportements divergent lorsque $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ diminue, le rapport semi-inclusif ayant tendance à croître. Cette différence de comportement peut s'expliquer par la région en z sondée par la mesure. À l'ordre dominant, les valeurs z sont typiquement inférieures à ~ 1.5 . Cette mesure qui est effectuée avec un $p_{T,\text{trig}} > 20$ GeV/c, couvre quant à elle des valeurs de z supérieures à 1 lorsque $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} < 20$ GeV/c. Dans cette région prédominent des processus aux ordres supérieurs où un gluon énergétique est émis à grand angle par rapport à l'axe du jet primaire. Deux jets de rayon $R = 0.2$ sont alors reconstruits mais un seul jet de rayon $R = 0.4$, s'ensuit une augmentation du rapport semi-inclusif à bas $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ comme observé sur la figure 3.23. Un tel biais cinématique n'est pas présent dans la population inclusive où la forme de la section efficace de production de jets à bas $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ est donnée par les seules moyennes d'ensemble. PYTHIA décrivant bien ces rapports pour les deux populations, ce comportement à $z > 1$, favorisant la production de processus aux ordres supérieurs à l'origine de jets "étendus", pourrait s'avérer être un outil puissant de caractérisation du QGP puisque de tels jets interagissent différemment avec lui en comparaison de ceux de la population inclusive [76].

La figure 3.24 montre les rapports des distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}})$ pour des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV obtenus à partir des données de la figure 3.19 comparées aux mêmes rapports calculés pour des collisions pp présentés sur la figure 3.17. Pour des valeurs intermédiaires de $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ les rapports pour les collisions Pb–Pb sont sensiblement inférieurs à ceux obtenus pour les collisions pp, révélant un important élargissement des jets dans cette région. Ces résultats ne sont cependant pas décrit par JETSCAPE, ce qui démontre que la description du jet quenching dans ce modèle reste à parfaire.

3.6.5 Acoplanéité

La figure 3.25 montre les distributions en $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ pour différents intervalles en $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ en collisions pp et Pb-Pb, ainsi que leurs rapports $I_{AA}(\Delta\varphi)$. Un net élargissement de l'acoplanéité dû au milieu est observé à bas $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ pour $R = 0.4$ et 0.5 mais pas pour $R = 0.2$. Si on s'attarde au cas $R = 0.4$, pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [30, 50]$ GeV/c, on observe une suppression de I_{AA} qui est essentiellement indépendante de $\Delta\varphi$. Pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [30, 50]$ GeV/c, une suppression est observée autour de $\Delta\varphi \sim \pi$ qui s'atténue lorsqu'on s'éloigne de π . Dans le même temps, pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$ GeV/c, on observe un excès qui augmente lorsqu'on s'éloigne de π . Cet excès semble être limité à l'intervalle $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$ GeV/c pour $R = 0.4$ et 0.5 .

Les distributions en $I_{AA}(\Delta\varphi)$ pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [30, 50]$ GeV/c sont bien décrites, sur certains intervalles en $\Delta\varphi$, par un calcul pQCD à l'ordre dominant avec resommation de Sudakov [245]. Dans ce calcul, l'effet de l'élargissement dû au milieu est modélisé par une distribution Gaussienne gouvernée par le coefficient de transport \hat{q} . On notera cependant la faible dépendance avec la valeur de \hat{q} dans la région de comparaison. Des calculs pour le reste de l'intervalle en $\Delta\varphi$ mesuré nécessiteraient d'inclure un développement perturbatif à l'ordres supérieur qui est pour lors hors de portée. JETSCAPE prédit quant à lui une suppression plus forte que celle observée dans l'intervalle $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [20, 30]$ GeV/c et coïncide avec les données pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [30, 50]$ GeV/c. JEWEL fournit, enfin, une bonne description des données à la fois pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [20, 30]$ GeV/c et $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [30, 50]$ GeV/c. Aucune prédiction n'est disponible pour $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$ GeV/c.

3.6.6 Conclusions

Un certain nombre d'effets remarquables dus au milieu ont été mis en évidence par ces mesures semi-inclusives, à savoir :

- une suppression des jets de recul dans la région des impulsions transverses intermédiaires ($p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [20, 60]$ GeV/c) ;
- un élargissement significatif des jets de recul dans la région des impulsions transverses intermédiaires ;
- un excès observé pour la première fois, décrit au paragraphe 3.25, de jets de recul accompagné d'un élargissement de l'acoplanéité à basse impulsion transverse ($p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}} \in [10, 20]$ GeV/c) et grand R , qui s'atténue rapidement à haut $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ et petit R .

Ces mesures offrent de nouvelles perspectives dans l'étude des interactions jet-QGP. Le raffinement des modèles ainsi que des analyses globales s'appuyant des méthodes d'inférence statistiques bayésiennes permettront d'acquérir une compréhension physique cohérente de la dynamique des jets se propageant dans un QGP.

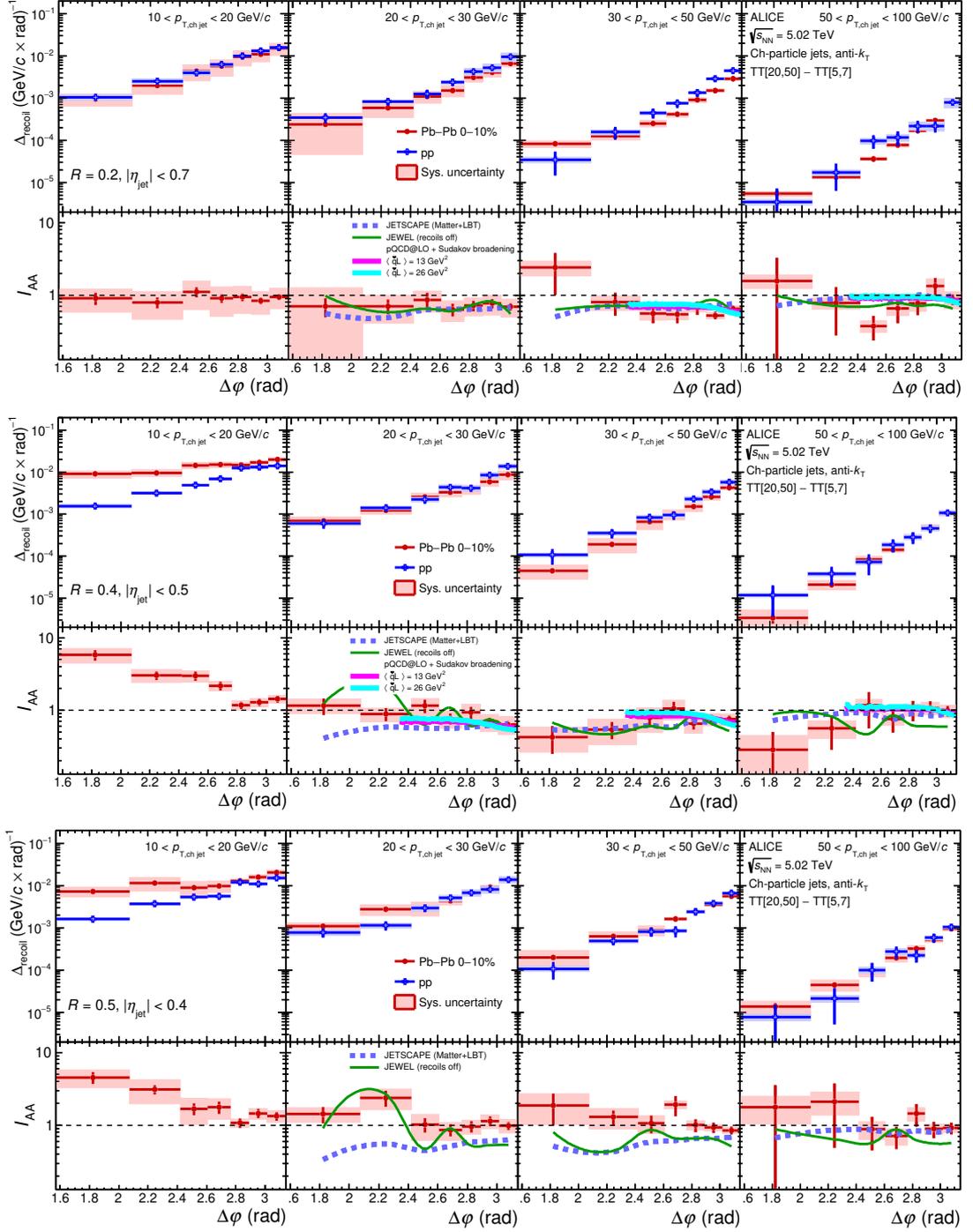


Figure 3.25: $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ pour $R = 0.2$ (haut), $R = 0.4$ (milieu) et $R = 0.5$ (bas). Les sous-panneaux du haut montrent les valeurs de $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ pour différents intervalles de $p_{T, \text{jet}}^{\text{ch}}$ mesurées en collisions pp et PbPb tandis que les sous-panneaux du bas montrent les valeurs de $I_{AA}(\Delta\varphi)$ correspondantes comparées aux prédictions théoriques données par JETSCAPE, JEWEL et un calcul pQCD.

Part IV

PERSPECTIVES

La Collaboration ALICE prépare deux jouvences qui seront installées pendant le troisième arrêt prolongé du LHC (2026–2028). Le premier projet consiste à remplacer les trois couches les plus internes du détecteur ITS par des couches cylindriques formées de capteurs monolithiques à pixels actifs courbés de grandes dimensions (taille d'une galette de silicium). Cette technologie permettra d'obtenir un détecteur dont l'épaisseur de matière est plus faible que jamais et qui offrira des performances inégalées en matière de vertexing. Le second projet ajoutera un concept novateur de calorimètre électromagnétique Si-W à grande rapidité (FoCal) dont la haute résolution spatiale permettra la séparation des gerbes de photons rapprochées. Cette partie présente les perspectives de physique attendues pour ces deux projets.

4.1 INTRODUCTION

Le détecteur ALICE a récemment fait l'objet d'une jouvence majeure [246] qui comprenait l'installation d'un nouveau système de trajectographe interne (ITS2) basé sur des capteurs monolithiques CMOS à pixels actifs (MAPS) [247]. L'ITS2 améliorera les performances pour les mesures des saveurs lourdes, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour accéder aux propriétés microscopiques du plasma quarks-gluons formé lors des collisions d'ions lourds. Cependant, les progrès récents de la technologie MAPS permettent désormais d'envisager une nouvelle jouvence (ITS3 [12]), prévue pour le Long Shutdown 3 (LS3) du LHC, qui augmentera encore les performances en résolution spatiale rendant accessible de nouvelles observables fondamentales. En particulier, les mesures de mésons et de baryons contenant un mélange de quarks étranges et lourds, tels que le B_s^0 et le Ξ_c^+ , deviendront accessibles en collisions d'ions lourds avec ITS3. La courte durée de vie de ces particules rares (par ex. $c\tau \approx 135 \mu\text{m}$ pour le Ξ_c^+), les faibles rapports d'embranchement des canaux de désintégration reconstruits et le grand fond combinatoire requièrent la meilleure résolution de pointage possible pour assurer une bonne séparation entre le vertex primaire et secondaire. L'amélioration significative attendue sur la mesure de la production de hadrons lourds, de même que sur celle des jets chargés, se répercuteront directement sur la qualité des mesures de jets de quarks lourds décrites au paragraphe 3.3.1. Par rapport aux mesures de particules individuelles, la reconstruction de jets contenant des hadrons lourds (eux-mêmes entièrement reconstruits dans un canal de désintégration donné), méthode complémentaire à celle basée sur une approche algorithmique d'étiquetage développé au paragraphe 3.3, permet des études plus différentielles pour caractériser la production et la fragmentation des quarks lourds. Les propriétés cinématiques des jets sont plus proches de celles du quark lourd parent, par rapport à la mesure des hadrons lourds individuels. Par conséquent, en mesurant les propriétés cinématiques des jets contenant des hadrons lourds, on réduit la dépendance à l'égard des détails de la fragmentation, qui est un phénomène hautement non-perturbatif, entaché de grandes incertitudes [223]. L'étude de la fragmentation des jets de quarks lourds peut également révéler des informations sur le mécanisme de production des quarks lourds [248, 249]. Une observable particulièrement pertinente est la fraction (z_{\parallel}) de la quantité de mouvement du jet (\vec{p}_{jet}) transportée par le hadron lourd (HQ) le long de la direction de l'axe du jet :

$$z_{\parallel} = \frac{\vec{p}_{\text{jet}} \cdot \vec{p}_{\text{HQ}}}{\vec{p}_{\text{jet}} \cdot \vec{p}_{\text{jet}}} \quad (4.1)$$

Des études sur les jets de c , contenant des mésons $D^{*\pm}$, ont été réalisées en collisions pp au RHIC à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ par la Collaboration STAR [250], au SPS du CERN à $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ par la Collaboration UA1 [249], au LHC à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ par la Collaboration ATLAS [251] et dans des collisions $p\bar{p}$ au Tevatron à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ par la Collaboration CDF [248]. Ces mesures ont montré que la distribution en z_{\parallel} est maximale pour les faibles valeurs de z_{\parallel} . L'excès observé par l'expérience STAR à faible z_{\parallel} ne peut pas être décrit par des générateurs d'événements Monte Carlo qui incluent uniquement le processus de création de paires de quarks c à l'ordre dominant ($gg/q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$). De plus, la forme des distributions mesurées par ATLAS est en désaccord avec les prédictions de divers générateurs d'événements Monte Carlo pour de petites valeurs de z_{\parallel} . En revanche, les distributions z_{\parallel} à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ mesurées par la Collaboration ALICE sont en bon accord avec les calculs pQCD d'ordre supérieur et avec les prédictions de divers générateurs d'événements de Monte Carlo [252]. Ces observations ont montré la nécessité d'affiner le modèle et suggèrent l'importance de la contribution des processus d'ordre supérieur à la production de quarks c , par exemple les données de l'expérience ATLAS peuvent être décrites en augmentant la fonction de fragmentation du gluon vers le méson D [253]. Il convient de noter que les mesures des expériences ALICE et ATLAS ont utilisé des méthodes expérimentales et des techniques de correction différentes, comme indiqué dans [252].

Compte tenu de leur masse élevée, la production de quarks lourds dans les processus mous se produisant pendant la phase de formation des hadrons est considérée comme négligeable. Ces processus déterminent plutôt, selon les propriétés du système, les abondances relatives des différentes espèces de hadrons lourds. Les hadrons lourds peuvent ainsi être utilisés comme des sondes "calibrées" pour étudier le processus d'hadronisation et les propriétés du système au moment de l'hadronisation. Des

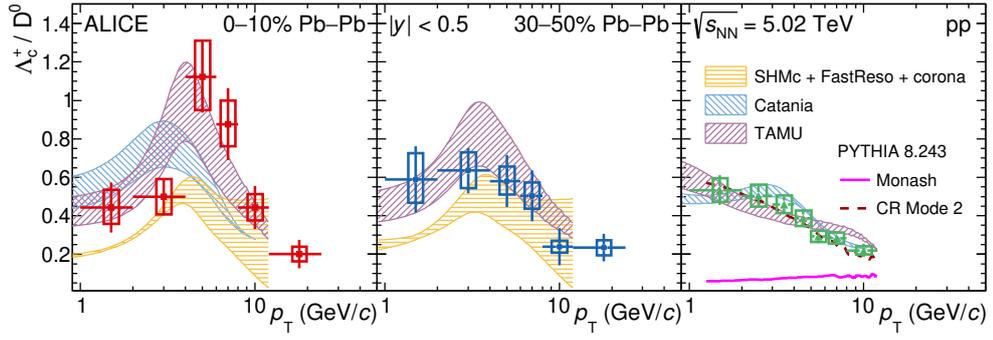


Figure 4.1: Rapport baryon sur méson Λ_c^+ / D^0 en fonction de p_T dans les collisions Pb-Pb de centralité 0–10 % (gauche) et 30–50 % (milieu) et en collisions pp (droite) à l'énergie de 5.02 TeV comparé aux prédictions des modèles Catania, SHMc et TAMU, ainsi qu'à celles du générateur MC PYTHIA8 avec les paramétrages Monash et CR Mode 2.

mesures récentes de la production de hadrons lourds dans les collisions pp et Pb-Pb au LHC [254, 255, 256, 257] et dans les collisions Au-Au au RHIC [258], ont montré que les ratios des taux de production différentiels selon l'impulsion transverse de différentes espèces de hadrons lourds dépendent du système en collision. De façon inattendue, le rapport Λ_c^+ / D^0 mesuré en collisions pp au LHC (représenté sur le panneau de droite de la figure 4.1), de même que les rapports Ξ_c^0 / D^0 , $\Sigma_c^{0,+} / D^0$, Ω_c^0 / D^0 et Λ_b^0 / B , sont significativement plus élevés que ceux mesurés en collisions e^+e^- .

Cette différence n'est pas décrite par la version par défaut (utilisant le paramétrage Monash [236]) du générateur d'événements PYTHIA8, dans laquelle des interactions multiples entre partons (Multiple Parton Interaction) se produisent dans les collisions pp, mais où l'hadronisation est modélisée par la fragmentation de cordes formées presque indépendamment des partons produits dans chaque MPI (approximation dite de la *couleur dominante*). En s'affranchissant de cette hypothèse, une version améliorée de la reconnexion de couleur (CR Mode 2 [259]) permet de décrire la mesure du rapport Λ_c^+ / D^0 . Ceci, ainsi que l'évolution observée du rapport Λ_c^+ / D^0 différentiel en p_T avec la multiplicité des particules chargées produites dans l'événement [260], met en évidence une forte dépendance du processus d'hadronisation à l'égard les propriétés du système, déjà dans les petits systèmes de collisions. Les collisions noyau-noyau à haute énergie offrent une occasion unique d'étudier l'hadronisation dans un système étendu avec une forte densité de quarks et de gluons légers dont on peut raisonnablement supposer qu'ils sont en équilibre thermodynamique local [261]. Ce système présente des caractéristiques opposées à celles des collisions e^+e^- pour lesquelles les concepts d'équilibre thermique et cinétique ne sont pas applicables événement par événement. Depuis longtemps, il a été suggéré que dans le QGP, les hadrons peuvent se former différemment que dans les systèmes "semblables au vide" comme les collisions e^+e^- [262]. Trois schémas principaux sont généralement utilisés dans les modèles théoriques pour calculer les taux de production des différentes espèces d'hadrons lourds dans les collisions d'ions lourds. Le premier suppose que les abondances relatives des différentes espèces d'hadrons lourds sont déterminées par des poids statistiques qui ne dépendent que de la masse et du spin des hadrons, ainsi que des propriétés du système (température de gel chimique et volume) [263]. Dans la second, les quarks lourds peuvent se recombiner par *coalescence* avec les quarks légers environnants, selon des probabilités qui, dans le formalisme de Wigner, dépendent des distributions des quarks lourds et légers dans l'espace des phases et de la fonction d'onde du hadron [264, 265]. Cette recombinaison est supposée se produire "soudainement" à une température donnée. Dans ces deux approches, statistique et par coalescence, les processus dynamiques se produisant parmi les quarks formant les hadrons finaux ne sont pas décrits. Dans le troisième schéma [266, 267, 268, 269], également basé sur la recombinaison des quarks, au lieu d'une projection instantanée des états des quarks sur les états des hadrons, une procédure qui résout l'équation de Boltzmann pour un ensemble de quarks autorisés à diffuser au travers des états hadroniques est mise en œuvre. Les hadrons sont donnés par des sections efficaces d'une certaine largeur et la procédure permet de conserver naturellement le quadrivecteur énergie-impulsion, contrairement aux approches de coalescence "soudaine". L'introduction de la recombinaison des quarks en tant que processus d'hadronisation en plus du traditionnel mécanisme de fragmentation modifie la relation entre le moment du hadron final et celui du quark parent, ce qui modifie la distribution du moment des hadrons lourds finaux et, par conséquent, le R_{AA} et le flux elliptique attendus. En particulier, dans tous les modèles capables de reproduire le grand v_2 observé des mésons D [270], la

coalescence est un mécanisme important par lequel les mésons D acquièrent une grande anisotropie azimutale, héritant en partie de celle des quarks légers. Alors que la coalescence représente un mécanisme concurrent de la diffusion des quarks c pour générer le v_2 des mésons D , la modification des abondances relatives des différentes espèces de hadrons lourds par rapport à celles mesurées en collisions pp représente une véritable prédiction des modèles de coalescence qui peut être directement confrontée à la mesure. En particulier, les modèles d'hadronisation statistique et de coalescence prévoient tous deux une augmentation de la production de baryons lourds par rapport aux mésons lourds et de mésons étranges par rapport aux mésons non étranges.

Expérimentalement, seul le rapport Λ_c^+/D^0 a été mesuré dans les collisions Pb–Pb au LHC [271, 272, 273] et Au–Au au RHIC [258]. Dans la figure 4.1, le rapport Λ_c^+/D^0 mesuré par l'expérience ALICE dans les collisions Pb–Pb de centralité 0–10 % (panneau de gauche) et 30–50 % (panneau du milieu) est comparé aux prédictions théoriques. Malgré les valeurs distinctes prédites par les différents modèles, les grandes incertitudes expérimentales et théoriques ne permettent pas de privilégier un des modèles SHM [263], Catania [264] et TAMU [266], qui sont basés sur les trois approches décrites plus haut. Des mesures plus précises paraissent alors nécessaires : la mesure de la production de Λ_c^+ a été l'une des principales motivations pour la jeunesse le détecteur ALICE pour le Run 3 du LHC. De même, les mesures disponibles de la production de mésons D_s^+ prompts et non prompts [257, 274] et de mésons B_s^0 [275] ne fournissent que de simples indications de la présence d'une augmentation de la production de mésons lourds étranges par rapport aux mésons non étranges. Comme nous le verrons dans les sections suivantes, l'installation de l'ITS3 est fondamentale pour atteindre la précision requise afin de contraindre les modèles. L'ITS3 permettra également de mesurer pour la première fois la production du baryon charmé étrange Ξ_c dans les collisions Pb–Pb. Cette particule constituera un test essentiel car sa production peut être influencée par les processus responsables de l'augmentation de la production de baryons, ainsi que par l'abondante production de quarks étranges dans le milieu [276, 263, 277, 278, 279, 280, 281]. Les larges échantillons d'événements minimum-bias collectés au cours des Run 3 et 4 du LHC ouvriront la voie à des études différentielles en centralité des rapports baryons sur mésons lourds, en autorisant notamment des mesures de haute précision du rapport Λ_c^+/D^0 à mi-rapacité des collisions Pb–Pb les plus centrales aux plus périphériques afin de retracer l'évolution des rapports depuis les collisions pp de faible multiplicité jusqu'aux multiplicités les plus élevées qui caractérisent les collisions Pb–Pb centrales. Il s'agit là d'une étape nécessaire pour éclaircir le contraste déroutant entre la forte variation de la forme du rapport Λ_c^+/D^0 en fonction de p_T et l'apparente constance, dans les limites des incertitudes, du rapport des taux de production intégrés cette fois en p_T [260]. Pour tenter de mieux comprendre pourquoi, comme le montre le panneau de droite de la figure 4.1, le rapport Λ_c^+/D^0 mesuré dans les collisions pp (voir références [282, 283]) est confronté au modèle TAMU, dans lequel l'hadronisation est mise en œuvre sur le mode SHM mais en supposant l'existence d'un grand nombre de baryons non encore observés [266], et au modèle de Catane [284], qui suppose la formation d'un QGP de petite taille dans les collisions pp.

Afin de démêler l'impact de plusieurs effets simultanés (effets de matière nucléaire froide, interactions partoniques dans le QGP, hadronisation, interaction dans la phase hadronique) sur les spectres en p_T des hadrons dans l'état final, la production et l'anisotropie azimutale de différentes espèces de hadrons doivent être mesurées jusqu'à p_T la plus basse possible. La courte durée de vie des hadrons charmés et beaux ($c\tau \approx 60$ mm pour le Λ_c^+) nécessite la meilleure résolution spatiale possible sur les trajectoires des traces au voisinage du point de collision pour permettre l'identification de leurs produits de désintégration et isoler leurs vertex de désintégration de l'énorme bruit de fond combinatoire résultant de la présence de milliers de particules dans les collisions Pb–Pb centrales.

La principale avancée technologique exploitée dans l'ITS3 est la technique dite de suture ou *stitching*, permettant la construction de capteurs MAPS cylindriques de grandes dimensions (~ 28 cm \times 9.4 cm). L'amincissement des capteurs (~ 20 à 50 μ m) permet en outre de les plier jusqu'à des rayons d'environ 1.8 cm. La couche de détection la plus interne peut ainsi venir se placer au plus proche du tube de faisceau dont le rayon est ramené à 16 mm et de cette façon se rapprocher encore plus du point d'interaction que l'ITS2 (de 23 mm à 18 mm). Le fonctionnement de capteurs monolithiques à pixels actifs courbés à de tels rayons a été récemment démontré par les résultats obtenus lors de tests sous faisceau d'un démonstrateur basé sur la puce ALPIDE [285]. L'installation d'ITS3 pendant le LS3 du LHC permettra de collecter des données au cours du Run 4 du LHC correspondant, selon le calendrier actuel, à des luminosités intégrées de 6.8 nb⁻¹ en collisions Pb–Pb, 0.5 pb⁻¹ en collisions pPb et 3 pb⁻¹ en collisions pp à l'énergie de référence. Le détecteur ITS3 ouvrira également la voie à l'expérience ALICE 3 [286, 287], qui devrait être opérationnelle pour le Run 5 du LHC, dont le détecteur de vertex interne sera conçu en exploitant les concepts et la technologie d'ITS3.

Dans ce chapitre, après avoir décrit le concept innovant du détecteur ITS3, nous décrirons comment les capacités de l'expérience ALICE pour la mesure des baryons lourds et des hadrons lourds de contenu

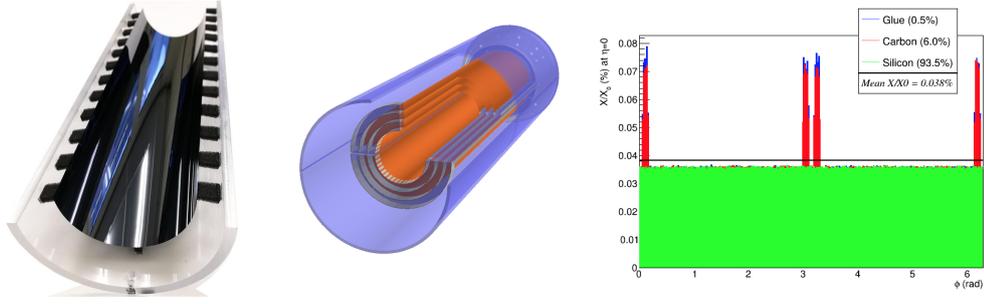


Figure 4.2: À gauche : maquette d'une des couches externes d'ITS3. Au milieu : mise en œuvre de la géométrie dans la simulation. À droite : distribution azimutale de l'épaisseur de matière.

étrange seront améliorées grâce à l'installation d'ITS3 avec pour objectif d'en étudier la production à l'intérieur des jets.

4.2 LE DÉTECTEUR ITS3

L'idée clé derrière le projet de jouvence ITS3 est de réduire l'épaisseur de matériel en remplaçant les trois couches les plus internes du trajectographe par des couches véritablement cylindriques formées de capteurs à pixels de silicium incurvés ultra-fins. La résolution de pointage sera également améliorée par l'installation d'un nouveau tube de faisceau avec un rayon plus petit permettant de rapprocher la première couche du vertex primaire. Les principales caractéristiques des détecteurs ITS1 [163], ITS2 [247] et ITS3 [12] sont résumées dans le tableau 4.1.

COUCHES INTERNES	ITS1	ITS2	ITS3
X/X_0	1.14 %	0.38 %	≈ 0.05 %
Rayon de la couche la plus interne	39 mm	22 mm	18 mm
Dimensions du pixel	$50 \times 425 \mu\text{m}^2$	$30 \times 30 \mu\text{m}^2$	$\approx 15 \times 15 \mu\text{m}^2$

Table 4.1: Caractéristiques principales des détecteurs ITS1, ITS2 et ITS3.

La figure 4.2 montre un modèle d'ingénierie de la géométrie prévue du détecteur ITS3, ainsi que son implémentation dans les simulations et la distribution azimutale du budget de matière. Comme on peut le constater, le budget matière est essentiellement donné par le silicium du capteur avec une légère contribution supplémentaire de l'entretoise en mousse de carbone. Globalement, cela se traduit par une réduction du budget matière moyen en azimut de 0.38 % par couche à environ 0.05 %.

Les améliorations qui en résultent sur la résolution de pointage et l'efficacité de trouver des trajectoires de basse impulsion sont présentées sur la figure 4.3. En particulier, on note que la résolution de pointage obtenue à l'aide d'ITS3 sera améliorée d'un facteur deux.

4.3 MESURE DES BARYONS Λ_c^+

L'amélioration de la reconstruction des baryons charmés Λ_c^+ dans le canal de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ correspond à un canal de référence majeur. Il servira, en outre, de référence pour la mesure du baryon beau Λ_b^0 dans le canal de désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$. Une mesure précise du rapport Λ_c^+/D^0 jusqu'à l'impulsion transverse la plus basse possible fournit des informations cruciales sur la thermalisation et l'hadronisation des quarks c dans le QGP, ainsi que sur le rôle de la recombinaison et du flot radial. Les premières mesures dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV par les Collaborations ALICE [271, 288] et CMS [272] et dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par la Collaboration STAR [258] indiquent une augmentation du rapport Λ_c^+/D^0 pour $p_T < 10$ GeV/ c et aucune modification significative pour des p_T plus élevés. Cependant, la précision statistique limitée de ces mesures empêche d'en tirer une conclusion claire.

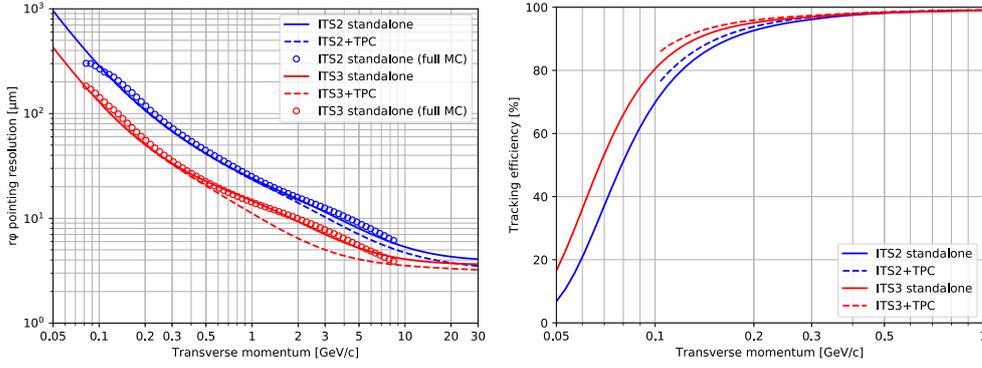


Figure 4.3: Résolution en paramètre d'impact dans le plan transverse pour des pions chargés primaires en fonction de leur impulsion transverse pour ITS2 (bleu) et ITS3 (rouge). Les lignes continues montrent les résultats obtenus avec une simulation rapide avec ITS seulement tandis que les lignes pointillées montrent ceux obtenus avec la même simulation rapide pour ITS + TPC. Les symboles ouverts montrent les résultats avec une simulation complète pour ITS seulement.

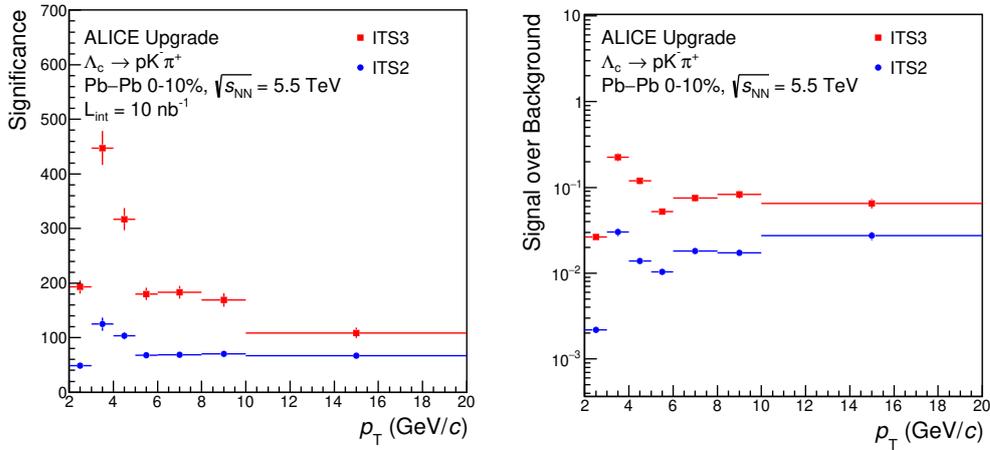


Figure 4.4: Signification statistique (gauche) et rapport S/B (droite) en fonction de p_T pour la reconstruction du Λ_c^+ dans son canal de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ en collisions Pb–Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ nb}^{-1}$). Les barres d'erreur verticales représentent les incertitudes statistiques attendues.

D'un point de vue expérimental, la principale difficulté pour la mesure du baryon Λ_c^+ est sa durée de vie très brève : la longueur propre de désintégration ($c\tau$) du Λ_c^+ est d'environ 59 mm, soit un 2 fois inférieur à celui du méson D^0 . En outre, contrairement au méson D^0 , le Λ_c^+ n'a pas de désintégration à deux branches en hadrons chargés. Les canaux de désintégration les plus favorables sont $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, de large bruit de fond combinatoire à trois branches, et $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), pour lequel une détermination précise du vertex de désintégration n'est pas possible en raison de la longue distance de désintégration du kaon neutre. Concernant le premier canal de désintégration, l'amélioration de la résolution spatiale du détecteur ITS3 pour séparer le vertex primaire des vertex secondaires sera déterminante. Cette mesure requière une résolution de pointage très précise car les traces de désintégration secondaires sont généralement déplacées de seulement quelques dizaines de microns par rapport au vertex primaire. Cela fait de la mesure du Λ_c^+ une mesure de référence pour évaluer de manière plus générale l'amélioration des performances pour la physique de la saveurs lourdes apportée par ITS3.

Une comparaison des performances d'ITS2 et d'ITS3 pour la reconstruction du Λ_c^+ dans son canal de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ en collisions Pb–Pb centrales (0–10 %) est présentée à la figure 4.4 quantifiée par la signification statistique $S/\sqrt{S+B}$ (à gauche) et le rapport signal sur bruit S/B (à droite). Le signal (S) et le bruit de fond (B) sont estimés dans un intervalle de masse invariante de $\pm 3\sigma$ autour de la masse du Λ_c^+ , où σ est la résolution en masse invariante (de l'ordre de 5 à 15 MeV/ c^2 en fonction de p_T).

La signification statistique est donnée pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10 \text{ nb}^{-1}$. L'installation ITS3 permettra une amélioration d'un facteur d'environ quatre pour la signification statistique et dix

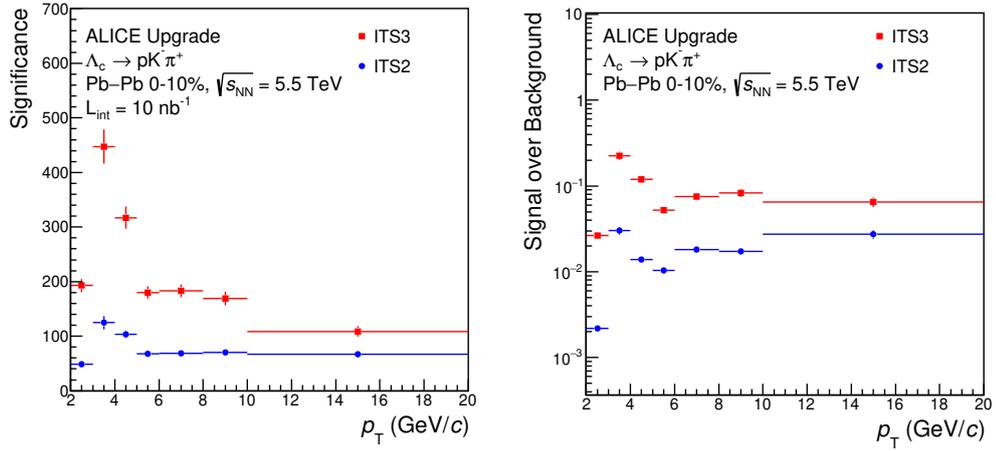


Figure 4.5: Signification statistique (gauche) et rapport S/B (droite) en fonction de p_T pour la reconstruction du Λ_b^0 dans son canal de désintégration $\Lambda_c^+ \pi^-$ en collisions Pb-Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{int} = 10$ nb $^{-1}$). Les barres d’erreur verticales représentent les incertitudes statistiques attendues.

pour le rapport S/B , que l’on peut attribuer à la meilleure résolution de pointage permettant un rejet plus important du bruit de fond combinatoire et une plus grande efficacité pour la sélection du signal. La précision obtenue avec ITS3 permettra un meilleur échantillonnage du pic du rapport Λ_c^+ / D^0 , peu contraint par les données actuelles, en particulier dans sa partie inférieure en p_T , comme le montre la figure 4.1. Des mesures différentielles en p_T plus fines deviendront également accessibles, avec des intervalles de 1 GeV/c ou même de 0.5 GeV/c à faible p_T , ainsi que les premières mesures du v_2 du Λ_c^+ . L’échantillonnage plus fin en p_T améliorera de plus considérablement la précision de la forme du spectre, autorisant par là même une détermination précise de la section efficace totale de production de charme à mi-rapidité et une comparaison avec d’autres espèces de hadrons charmés, qui constituera un test particulièrement sensible pour étudier les mécanismes d’hadronisation et les effets du flot radial.

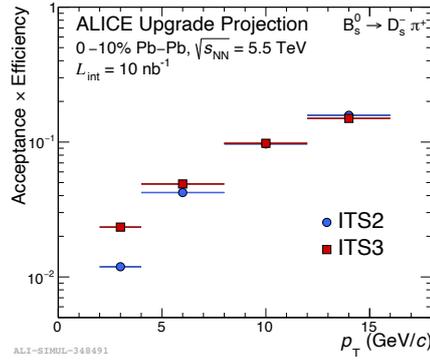
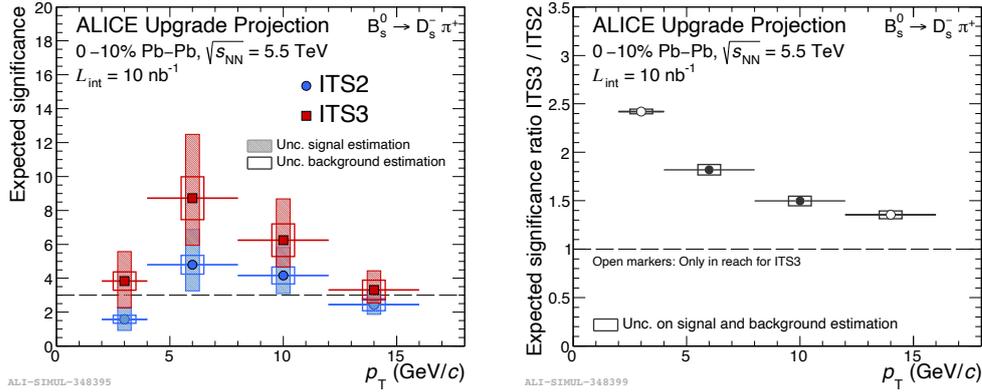
4.4 MESURE DES BARYONS Λ_b^0

L’amélioration des performances de la reconstruction du Λ_c^+ avec ITS3 se traduira également par une amélioration significative sur la mesure du Λ_b^0 dans le canal de désintégration $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$. En raison du très faible signal, imputable à la fois à une section efficace de production de beauté relativement petite et à un très faible rapport d’embranchement combiné du canal de désintégration étudié ($BR = 0.49 \times 6.28\%$) [214], le rapport S/B attendu avant sélection s’avère très petit. Par conséquent, malgré la durée de vie relativement longue du Λ_b^0 ($c\tau \approx 441 \mu\text{m}$ [214]) qui favorisera l’identification des candidats, le gain sur la réjection du bruit de fond garanti par l’installation d’ITS3 est fondamental pour une mesure avec une précision statistique suffisante.

La figure 4.5 montre le rapport S/B et la signification statistique pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}_{int} = 10$ nb $^{-1}$ en collisions Pb-Pb (0–10 %). Comme prévu, le gain en signification statistique est plus important dans la région des faibles impulsions où la longueur de désintégration est plus courte. Une mesure du Λ_b^0 à partir de $p_T = 1$ GeV/c jusqu’à environ deux fois sa masse ($m_{\Lambda_b^0} = 5.61960 \pm 0.00017$ GeV/c 2), région avec la plus haute sensibilité pour distinguer différents modèles de coalescence des quarks [289], sera possible avec une incertitude statistique inférieure à 10 %.

4.5 MESURE DES MÉSONS B_s^0

Comme expliqué dans l’introduction de ce chapitre, compte tenu de l’interdépendance entre la production accrue de quarks étranges et les mécanismes de perte d’énergie dans le milieu des quarks b , la mesure de hadrons beaux étranges s’avère être une sonde pertinente pour l’étude des mécanismes d’hadronisation des quarks b dans les collisions d’ions lourds. L’hadronisation par coalescence dans le QGP riche en étrange devrait conduire à une augmentation importante des hadrons étranges de saveurs lourdes, comme les mésons D_s^+ et B_s^0 [290, 291, 278]. La mesure de la production de mésons B_s^0 dans les collisions Pb-Pb par la Collaboration CMS [275, 292] semble indiquer une augmentation de la production de mésons B_s^0 par rapport à celle de mésons B non étranges dans les collisions Pb-Pb par rapport aux

Figure 4.6: Efficacité de la sélection des mésons B_s^0 pour ITS2 et ITS3.Figure 4.7: À gauche : signification statistique en fonction de l'impulsion transverse du B_s^0 dans le canal de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ en collisions Pb-Pb centrales (0–10 %) à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV ($\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ nb}^{-1}$) pour ITS2 (bleu) et ITS3 (rouge). La ligne pointillée indique une signification statistique de trois, considérée comme la valeur minimale pour une observation. À droite : rapport de la signification statistique en fonction de l'impulsion transverse du B_s^0 attendue avec ITS3 et ITS2.

collisions pp. Cependant, la grande incertitude dont cette mesure est entachée empêche toute évaluation quantitative de l'effet.

La production de mésons B_s^0 est mesurée à partir de sa reconstruction dans le canal de désintégration $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ ($BR = (3.00 \pm 0.23) \times 10^{-3} \%$) suivi de $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ ($BR = (2.24 \pm 0.08) \times 10^{-2} \%$) [214]. Désavantagée par des rapports d'embranchement très faibles, cette mesure nécessitera l'accumulation de grandes luminosités intégrées et bénéficiera de manière significative de l'excellente résolution spatiale d'ITS3 afin d'exploiter la grande longueur propre moyenne de désintégration du méson B_s^0 ($c\tau = 450 \text{ mm}$) permettant de mieux extraire le signal de l'important bruit de fond combinatoire. La sélection des candidats B_s^0 est effectuée à l'aide de techniques multivariées basées sur des arbres de décision (Boosted Decision Tree) de la librairie XGBoost (eXtreme Gradient Boosting) [293]. Les critères de sélection pris en compte sont liés à la topologie du vertex de désintégration et au PID des traces issues des produits de désintégration. La sélection à partir des scores BDT a été optimisée indépendamment pour les configurations ITS2 et ITS3 afin d'obtenir une signification statistique élevée.

La figure 4.6 montre le produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection des mésons B_s^0 pour les configurations ITS2 et ITS3. Une nette amélioration pour la configuration ITS3 est visible, conduisant à une plus grande efficacité de sélection à bas p_T . En outre, le rejet du bruit de fond est plus important en raison de l'amélioration de la résolution spatiale apportée par la géométrie ITS3.

La figure 4.5 montre la signification statistique attendue (à gauche) avec les configurations ITS2 et ITS3 pour les collisions Pb-Pb centrales (0–10 %), ainsi que le rapport des significations statistiques ITS3/ITS2 (à droite). L'amélioration de la signification statistique évolue d'un facteur ~ 1.4 à grand p_T jusqu'à un facteur 2.5 à bas p_T . Cette amélioration permettra d'étendre la couverture en p_T qui était accessible à ITS2.

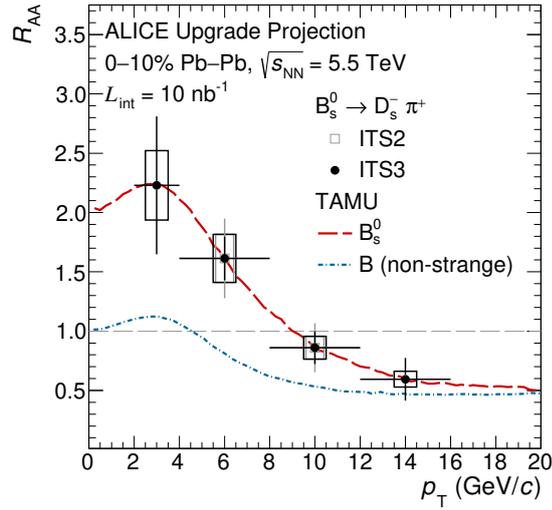


Figure 4.8: Facteur de modification nucléaire attendu des mésons B_s^0 comparé aux prédictions théoriques du modèle TAMU pour les mésons B étranges (ligne pointillée rouge) et non étranges (ligne pointillée bleue). Les rectangles représentant les incertitudes systématiques pour ITS3 et ITS2 ont des largeurs légèrement différentes pour pouvoir les distinguer visuellement.

La figure 4.8 montre la mesure attendue du R_{AA} des mésons B_s^0 . Les incertitudes systématiques attendues sur la mesure de la production de B_s^0 , en particulier celles sur l'efficacité de sélection (4–8 %), du PID (négligeable) et de tracking (2.5 % par trace), ont été estimées sur la base de la mesure de la production de D_s^+ à l'aide de l'échantillon de données Pb–Pb de 2018 [257].

Les incertitudes systématiques provenant de l'extraction du taux de production brut et de la forme en p_T générée ont été estimés à respectivement 6 % et 1–4 %. Celles sur la référence pp n'ont pas été incluses car elles sont considérées comme faibles par rapport aux incertitudes sur la mesure dans les collisions Pb–Pb. La prédiction du modèle TAMU pour les mésons B non étranges est également représentée sur la figure 4.8. En supposant une meilleure précision due à l'échantillon statistique plus important pour les mésons B non étranges, on s'attend à ce que la précision de la mesure de B_s^0 obtenue avec ITS3 soit suffisante pour distinguer la différence prédite entre les R_{AA} des mésons B étranges et non étranges. Avec les performances attendues d'ITS3, la mesure du méson B_s^0 complétera les mesures existantes et futures de la collaboration CMS [275, 292, 294], en les étendant à plus bas p_T .

5.1 INTRODUCTION

L'instrumentation de la région avant au LHC permet de mesurer les densités de partons à petite fraction x d'impulsion du proton ou du noyau, jusqu'à $x \sim 10^{-6}$ avec un faible transfert de quantité de mouvement $Q \sim 4 \text{ GeV}/c$. Dans ce régime, on s'attend à ce que la dynamique des partons soit affectée par l'évolution non linéaire de la QCD, où le taux de fusion gluon-gluon est en compétition avec celui de la division du gluon. L'échelle de saturation, où pour une valeur de x donnée, ces processus concurrents sont en équilibre, est augmentée dans les noyaux d'un facteur $A^{1/3}$ par rapport aux protons, de sorte que la comparaison entre les mesures effectuées en collisions pp et p-Pb s'avère particulièrement intéressante. Il est évident d'après la dépendance logarithmique de l'évolution des densités de partons en fonction de x et Q^2 dans la QCD que des mesures avec une plage aussi large que possible en x et Q^2 sont nécessaires pour établir expérimentalement le changement d'une évolution linéaire à non linéaire. Il est donc essentiel que les détecteurs avants au LHC couvrent une large région de (x, Q^2) .

L'expérience LHCb, qui est un spectromètre équipé de détecteurs de trajectographie et d'identification des particules ainsi que de calorimètres avec une couverture angulaire avant d'environ $2 < \eta < 5$, sera capable d'effectuer des mesures importantes dans la région des petits x . En particulier, la collaboration LHCb prévoit, pour les Runs 3 et 4 du LHC, d'entreprendre des mesures des sections efficaces du processus de Drell-Yan (DY) pour les masses invariantes de dimuons au-dessus de $5 \text{ GeV}/c^2$, permettant de sonder les fonctions de distribution des quarks de la mer, ainsi que des mesures de haute précision de la production de charme ouvert et de mésons beaux. Le Muon Forward Tracker, qui fait partie des nouveautés de l'expérience ALICE pour le Run 3, devrait permettre, quant à lui, la mesure du DY vers l'avant ($-3.6 < \eta < -2.45$) en collisions pp et p-Pb, pour des masses invariantes aussi faibles qu'environ $4 \text{ GeV}/c^2$.

L'ajout d'un calorimètre avant couvrant les pseudorapidités $3.4 < \eta < 5.8$ dans l'expérience ALICE permettra la mesure de photons isolés et de leurs corrélations avec des hadrons. Ces observables ont une sensibilité directe à la densité gluons et aux effets de saturation des gluons, puisque les photons isolés proviennent principalement de la diffusion Compton quark-gluon. Ces mesures, complétées par celles de charme ouvert et de Drell-Yan, et des mesures de photons avec le détecteur LHCb amélioré, ainsi que des études de photoproduction, constituent un programme de physique à petit x unique et exhaustif, accédant à des valeurs de x 2 à 3 ordres de grandeur plus faibles à bas Q^2 que celles attendues dans le cadre des futurs programmes qui seront menés auprès du RHIC et du Electron-Ion Collider EIC (voir figure 5.13). Aucun autre programme de physique d'une telle ampleur dans cette région cinématique n'est envisagé d'ici au démarrage d'un des projets d'accélérateurs actuellement à l'étude au CERN (LHeC et FCC).

Les principaux objectifs du programme de physique de FoCal, qui seront discutés au paragraphe 5.2, sont de :

- mesurer la densité de gluons dans les protons et les noyaux de plomb et quantifier sa modification nucléaire à petit x et Q^2 : les ajustements globaux aux mesures DIS avec des cibles nucléaires indiquent que la densité de gluons à faible fraction d'impulsion $x \approx 10^{-2}$ est plus petite dans les noyaux lourds que dans les protons et neutrons libres. L'amplitude de cette suppression, appelée *shadowing*, n'est donc déterminée qu'indirectement pour les gluons, avec de grandes incertitudes provenant des ajustements globaux avec, en outre, des contraintes limitées sur sa dépendance en x . En revanche, la mesure des photons directs à grande rapidité fournit une contrainte directe sur la densité de gluons et de sa dépendance en x . La comparaison des mesures de production de photons directs et de charme ouvert à l'aide d'ajustements globaux permettra de tester l'universalité de ces effets, c'est-à-dire leur indépendance vis-à-vis du type de parton et du processus de diffusion considéré comme cela est requis pour les fonctions de distribution partoniques nucléaires (nPDF), contrairement à la perte d'énergie dans l'état initial.
- explorer l'origine physique des effets de shadowing : dans les distributions de partons nucléaires, la structure des partons du noyau est décrite par des distributions de quantité de mouvement à une échelle initiale, et la dépendance d'échelle de cette structure peut être calculée à l'aide des équations d'évolution linéaires de QCD, telles que les équations DGLAP et BFKL. À petit x , on s'attend à ce que la structure hadronique évolue de manière non linéaire en raison des fortes

densités de gluons, comme le prédisent les équations d'évolution JIMWLK ou BK. Ces effets non linéaires devraient affecter la dynamique multi-partonique, entraînant des phénomènes au-delà de la simple réduction des taux de production inclusifs, avec par exemple des effets observables sur les mesures de coïncidences. Par exemple, dans le cadre du modèle de CGC, qui décrit la structure à petit x des noyaux en présence de forts champs gluoniques, la densité de gluons est si grande qu'un seul parton peut diffuser sur de nombreux gluons, conduisant —en plus d'une réduction notable du flux partonique— à la production d'un mono-jet ou à une diminution du taux de production de particules de recul. FoCal permettra des mesures de corrélations azimutales π^0 - π^0 et γ isolés- π^0 . Ces mesures, ainsi que celles des taux de production inclusive, permettront de tester la dépendance en x et Q^2 de l'évolution de la QCD par diverses approches complémentaires.

- étudier l'origine des corrélations à longue portée de type écoulement collectif dans les collisions pp et p-Pb : des corrélations azimutales à longue portée en η , appelées *ridge*, ont été observées dans les collisions pp et p-Pb. Les mesures de corrélations entre les particules détectées dans le tonneau central ou le spectromètre à muons de l'expérience ALICE avec des mésons neutres ou des photons dans le calorimètre FoCal couvriront une plage de séparation en pseudorapidité particulièrement large ($\Delta\eta \sim 5-9$), ce qui permettra d'étudier l'étendue et l'évolution de ces corrélations en fonction de la rapidité. En particulier, la mesure ardue des corrélations à deux particules à longue distance entre photons et hadrons s'avèrera extrêmement intéressante afin de savoir si le ridge est causé par des effets dans l'état final ou initial.
- étudier le jet quenching à grande rapidité dans les collisions Pb-Pb : l'une des observations marquantes lors de collisions d'ions lourds est la modification de la production de hadrons et de jets due à l'interaction de partons énergétiques avec le QGP. FoCal fournira des mesures de la production de mésons neutres et de jets de haute impulsion transverse à plus grande rapidité que dans les mesures actuelles, ce qui nous permettra de cartographier la densité du QGP en fonction de la rapidité et d'étudier l'effet de l'écoulement longitudinal sur le jet quenching. De plus, étant donné qu'à grande rapidité, la fraction des jets de quarks est plus importante qu'à rapidité centrale, ces mesures permettront également d'étudier la différence entre la perte d'énergie des jets de quarks et de gluons.

L'identification de photons isolés à grande rapidité dans les collisions pp et p-Pb est un impératif majeur du calorimètre FoCal. Les photons isolés fournissent un accès direct aux partons car ils se couplent aux quarks et, contrairement aux hadrons, ne sont pas affectés par la fragmentation et les effets dans l'état final. À cet effet, FoCal est conçu comme un calorimètre Si-W finement granulaire, avec une bonne résolution en énergie et la capacité à discriminer les photons de désintégration issus des pions neutres des photons prompts, complété par un calorimètre hadronique à échantillonnage conventionnel pour garantir l'isolement des photons et ainsi supprimer les photons de fragmentation et de Bremsstrahlung.

5.2 MOTIVATIONS DE PHYSIQUE

5.2.1 Distributions de partons dans les protons et les noyaux

5.2.1.1 Densités de partons et évolution de QCD

La théorie de jauge des interactions fortes, la chromodynamique quantique, décrit avec succès la dynamique des quarks et des gluons, et fait partie intégrante du modèle standard. Le régime perturbatif de la QCD, se référant aux interactions à grand transfert d'impulsion Q et à courte distance, est bien compris, avec un excellent accord entre la théorie et l'expérience. En revanche, le comportement de QCD à longue distance et bas Q est non perturbatif et de nombreux phénomènes dans ce régime ne sont pas bien compris. L'un des sujets clés de la QCD non-perturbative concerne la structure des nucléons et des noyaux. Le contenu partonique des protons et des noyaux est généralement caractérisé par des fonctions de distribution de partons (PDF) qui absorbent la physique non-perturbative (pour lors) non accessible à un calcul théorique. Les PDFs sont déterminés à partir de mesures expérimentales, en particulier à partir d'expériences de diffusion profondément inélastique (DIS) telles que H1 et ZEUS auprès du collisionneur électron-proton HERA. Du fait de la factorisation qui stipule que l'interférence quantique entre les processus à longue et courte portée est négligeable, les PDFs déterminées à partir du processus DIS sont universelles et peuvent être utilisées pour calculer les sections efficaces des processus durs au LHC. En pratique, on paramétrise la distribution de la fraction x de l'impulsion portée par les partons dans les nucléons et les noyaux (généralement appelée variable de Bjorken) mesurée à une petite échelle de départ de l'ordre du GeV. On utilise ensuite les équations d'évolution perturbatives pour calculer les

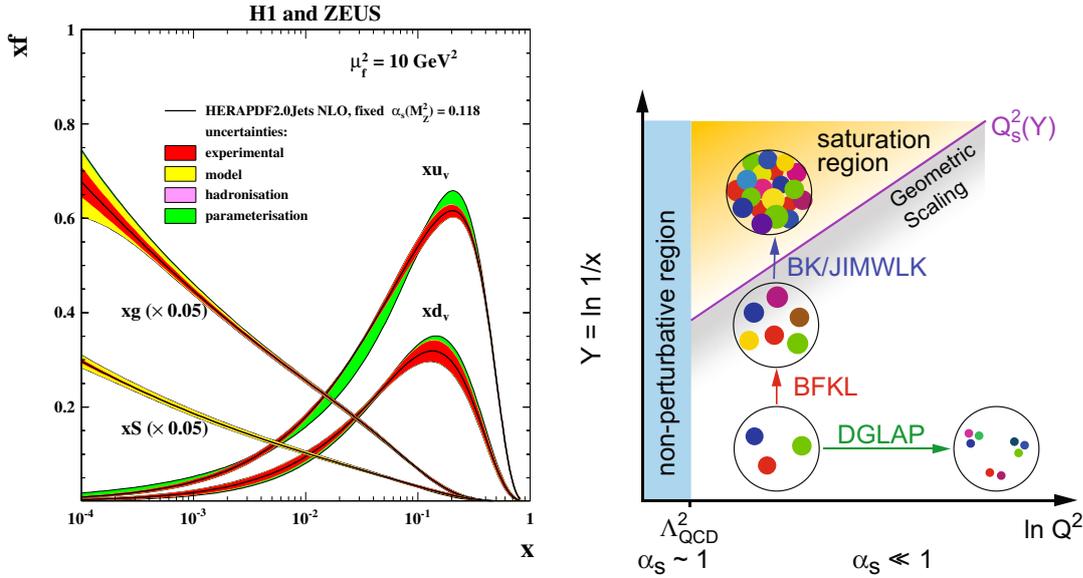


Figure 5.1: (gauche) PDFs issues de l'analyse HERAPDF2.0 qui inclut les mesures des sections efficaces de production de charme, des jets de même que des données à basse énergie et celles de HERA-I et II [295]. (droite) Schéma du contenu en partons d'un hadron dans le plan (x, Q^2) [296]. L'évolution vers les hautes valeurs de Q^2 peut être décrite par DGLAP tandis que celle vers les faibles valeurs de x par BFKL. À très petit x , où la densité de gluons devient très élevée, de nouvelles équations d'évolution sont nécessaires pour inclure les effets non-linéaires (BK et JIMWLK).

distributions à une échelle plus grande. Les PDFs sont alors obtenues à partir d'ajustement globaux à une grand nombre de données expérimentales sensibles à différentes régions en x et Q^2 .

Des exemples de PDF de HERAPDF2.0 sont présentés dans le panneau de gauche de la figure 5.1. La couverture cinématique des mesures disponibles est limitée, de sorte que les paramétrisations sont utilisés avec les équations d'évolution DGLAP pour interpoler les zones couvertes par les mesures et pour extrapoler vers les régions non contraintes de l'espace des phases (x, Q^2) . Les équations d'évolution DGLAP sont valides pour des valeurs de x et Q^2 modérées à grandes, où les densités de partons ne sont pas trop grandes. Pour des valeurs intermédiaires de Q^2 mais de petites valeurs de x , les équations BFKL, qui utilisent la factorisation en k_T , devraient décrire l'évolution, comme illustré dans le panneau de droite de la figure 5.1. L'une des caractéristiques clés de l'évolution dans ce régime est que la densité de gluons augmente considérablement pour $x \rightarrow 0$. En effet, les équations d'évolution DGLAP et BFKL sont des équations *linéaires* comprenant uniquement des processus de division de partons, de sorte que les densités de partons n'augmentent que vers les petites valeurs de x et les grandes valeurs de Q^2 . Cependant, à suffisamment petit x , la présence de gluons mous abondants résultant de la division des gluons conduit à des densités de partons suffisamment élevées pour que la recombinaison des partons par fusion des gluons soit importante. L'évolution de la QCD dans ce régime, qui devient non linéaire, peut être décrite par les équations JIMWLK ou approximée par les équations BK. Ces effets non linéaires tendront à limiter la croissance de la densité de gluons qui finira par atteindre une valeur d'"équilibre" dynamique, où on attend une *saturation en gluons*. À une valeur donnée de x , la saturation doit se produire en dessous d'une échelle de saturation caractéristique, donnée par

$$Q_s^2 \approx \frac{x g_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2} \propto A^{1/3} x^{-\lambda}, \quad (5.1)$$

où $g_A = A g$, g est la PDF du gluon dans le proton, R_A le rayon du noyau, A le nombre de masse nucléaire et l'exposant $\lambda \approx 0.3$. Qualitativement, l'échelle de saturation augmente avec la densité de gluons, c'est-à-dire vers les petites valeurs de x et pour les noyaux plus lourds (d'un facteur 6 dans le cas du Pb). Pour que les calculs perturbatifs fonctionnent bien en régime saturé, l'échelle de saturation doit être d'un ordre de grandeur supérieur à l'échelle QCD $\Lambda_{QCD} \approx 0.2 \text{ GeV}/c$. Divers modèles théoriques ont été développés pour effectuer des calculs en régime de saturation de gluons. Le modèle le plus important, le modèle CGC, utilise une description classique de la QCD non linéaire, car la dynamique du système est régie par des champs puissants à des échelles d'impulsion proches et inférieures à l'échelle de saturation Q_s , où la densité de gluons est maximale et où la division et la fusion des gluons

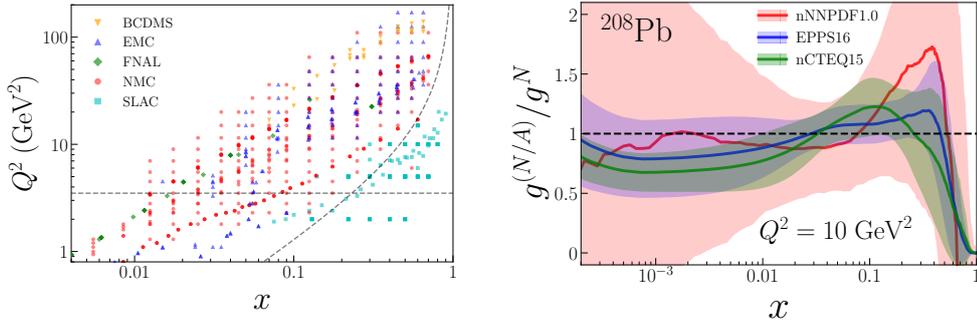


Figure 5.2: (gauche) Couverture cinématique dans le plan (x, Q) des données utilisées pour les mesures des fonctions de structure nucléaires par diffusion profondément inélastique à courant neutre incluses dans l'analyse NNPDF1.0. (droite) Comparaison de la modification nucléaire des distributions de gluons pour le Pb en fonction de x obtenue par les ajustements nNNPDF1.0, EPPS16 et nCTEQ15 à $Q^2 \geq Q_{\min}^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Pour l'analyse nNNPDF, les données au-dessus de $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ sont incluses tandis que les analyses EPPS16 et nCTEQ15 utilisent des données dont le Q_{\min}^2 est ramené à 1.7 GeV^2 (y compris la production de hadrons légers) de même que des données à haut Q^2 (W , Z et dijets). Dans tous les cas, la distribution pour $A = 1$ est celle obtenue par l'ajustement nNNPDF3.1. Les incertitudes représentées par les bandes colorées correspondent aux limites de l'intervalle de confiance à 90% [297].

s'équilibrent. Une description basée sur le modèle de CGC devrait être importante dans les étapes initiales des collisions d'ions lourds, où les degrés de liberté mous sont dominés par les gluons qui sont libérés de la structure partonique. Ces gluons libérés (sous la forme de ce que l'on appelle un GLASMA) évoluent rapidement vers un état de QGP en interaction forte, qui a prévalu quelques μs après le Big Bang.

Les principales données expérimentales utilisées pour la détermination des PDFs des protons et des noyaux proviennent des mesures du processus DIS, au cours duquel un photon virtuel, ou un boson W ou Z est échangé. Ces mesures sondent directement la densité de quarks dans les noyaux, mais la structure des gluons n'est quant à elle déterminée qu'indirectement à partir de l'évolution en Q^2 des sections efficaces mesurées. Les collisions de hadrons peuvent également être utilisées pour sonder la structure partonique ; en particulier la production de di-leptons dans le processus Drell-Yan (DY) et la production de bosons électrofaibles (γ , Z , W) sont intéressantes car les particules de l'état final sont des particules élémentaires, n'impliquant aucune fragmentation ou hadronisation. Le panneau de gauche de la figure 5.2 montre la plage en (x, Q^2) couverte par les données de la fonction de structure nucléaire mesurée dans les processus courants neutres faibles incluse dans nNNPDF1.0, qui sont limitées à environ $x > 10^{-2}$. À plus petit x , les principales mesures disponibles sont la production de W , Z et di-jets, qui couvrent cependant des grandes valeurs de $Q \approx 90 \text{ GeV}$, et ne fournissent donc pas de contraintes fortes à plus bas Q . Les ajustements EPPS16 et nCTEQ15 incluent ces résultats ainsi que les données de production de hadrons légers à mi-rapidité au RHIC.

Les fonctions de distribution des partons pour les protons sont relativement bien contraintes par les mesures DIS, bien que les incertitudes sur la distribution de gluons deviennent plus supérieures 20% à petit x et Q^2 (autour de 10^{-3} et 10 GeV^2). Pour illustrer l'état actuel des connaissances sur la densité de gluons nucléaire, le panneau de droite de la figure 5.2 montre la modification nucléaire de la distribution de gluons (quantifiée par le rapport de la PDF nucléaire sur celle du proton) et son incertitude pour différentes PDF nucléaires. Les différentes paramétrisations présentent un large écart pour les petites valeurs de x , reflétant l'absence générale de contraintes due à la quantité limitée de mesures disponibles en particulier avec des cibles nucléaires. Étant donné qu'actuellement aucune données de DIS, de production de photons, ni de DY ne sont disponibles pour contraindre les PDF nucléaires à petit x (ci-dessous de 10^{-2}), les incertitudes actuelles, qui reposent entièrement sur l'extrapolation de celles obtenues à plus hautes valeurs de x et Q , peuvent par conséquent être sous-estimées.

En fait, la plupart des analyses de PDF nucléaires ont utilisé des paramétrisations pour décrire le comportement à petit x qui imposent une forme spécifique, par exemple EPPS16 utilise une paramétrisation pour la modification nucléaire qui est constante à petit x . L'utilisation de telles paramétrisations réduit les incertitudes à petit x et ne reflète pas le fait qu'aucune information expérimentale n'est disponible. L'analyse nNNPDF utilise, quant à elle, un vaste ensemble de paramétrisations qui explorent une plus large gamme de dépendances en x à petit x , ce qui entraîne des incertitudes significativement plus grandes à petit x .

Les mesures de production de hadrons ne donnent pas un accès direct à la cinématique des partons dans la diffusion, mais peuvent être utilisées pour contrôler les PDFs, en comparant les sections efficaces

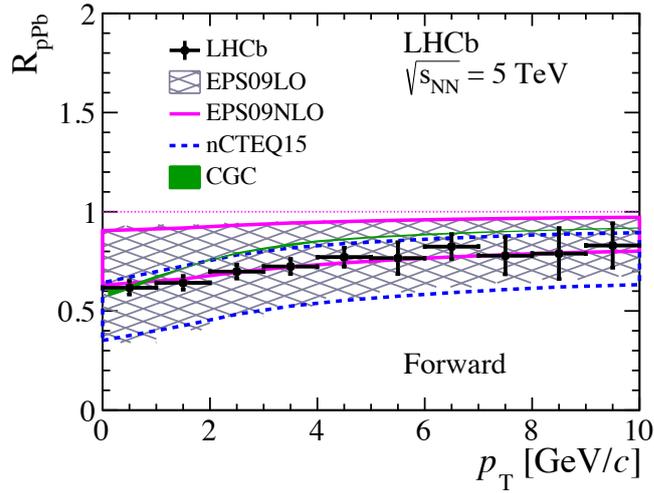


Figure 5.3: Mesure du facteur de modification nucléaire R_{pPb} en fonction de l'impulsion transverse des mésons D^0 prompts intégré sur les intervalles $2.5 < y^* < 4.0$ pour $p_T < 6 \text{ GeV}/c$ et $2.5 < y^* < 3.5$ pour $6 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ où y^* est la rapidité définie par rapport à la direction du faisceau de protons. Les barres d'erreur sont la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques. Les données sont comparées aux prédictions du modèle CGC [298].

mesurées aux prédictions obtenues avec différents jeux de PDFs. La fraction d'impulsion sondée via des partons émis avec une certaine impulsion transversale p_T à la rapidité y dans des collisions à une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} peut être approximée comme suit

$$x \approx \frac{2 p_T}{\sqrt{s}} \exp(-y). \quad (5.2)$$

Par conséquent, les mesures à grande rapidité et à faible p_T sont les plus sensibles aux plus petites valeurs de x pour une énergie de faisceau donnée.

La mesure actuelle la plus précise à rapidité avant qui sonde les petits x au LHC est la mesure par LHCb de la production de mésons D prompts émis dans l'intervalle $2.5 < y < 4$. La production de mésons D est directement sensible à la densité de gluons, puisque le processus de production de paires $c\bar{c}$ dominant est la fusion de gluons $gg \rightarrow c\bar{c}$. La figure 5.3 représente la mesure du facteur de modification nucléaire R_{pPb} en fonction de p_T à rapidité avant, qui montre que la production vers l'avant de mésons D prompts est supprimée par rapport aux collisions pp, avec un facteur $R_{pPb} \sim 0.6$ à bas p_T qui augmente légèrement avec p_T . La suppression mesurée est conforme aux prédictions basées sur les différents jeux de PDF nucléaires, qui sont également représentées sur la figure. La suppression de la production de charme donnée par les calculs réalisés avec les PDFs nucléaires est le résultat direct de la réduction de la densité de gluons pour $x \lesssim 10^{-2}$ (voir figure 5.2) communément qualifié de *shadowing des gluons*. Les valeurs de R_{pPb} calculées s'étendent d'environ 0.3 à 0.9, reflétant les incertitudes actuelles sur la modification nucléaire de la densité gluons à petit x . Cela confirme sans équivoque que le shadowing à petit x est fort. Les données NMC, qui ont à l'origine permis d'identifier l'effet, contraignent cependant les PDFs nucléaires uniquement du côté des grandes valeurs de x de la région de shadowing, autour de $x = 10^{-2}$. L'inclusion des données des mésons D dans la détermination des PDFs nucléaires n'a que peu d'influence sur la valeur centrale, mais réduit les incertitudes jusqu'à un facteur 2. Cependant, l'estimation précise de l'intensité du shadowing des gluons basée sur les mesures de production de hadrons est compliquée par le fait que les effets hadroniques dans l'état final (rediffusion) peuvent affecter les observations. En particulier, les corrélations à longue portée de type écoulement collectif récemment observées, discutées au paragraphe 5.2.1.6, doivent être prises en compte dans l'interprétation des mesures.

Alors que les nPDF peuvent décrire la suppression de la production de charme ouvert dans la région avant en paramétrisant la densité de gluons, elles ne fournissent cependant pas d'indication sur le mécanisme physique à l'origine de cette suppression. Une possibilité intéressante serait que la suppression observée soit un signe du début de l'évolution non linéaire et des effets de saturation de gluons décrits ci-dessus. Un calcul CGC récent qui inclut ces effets est également représenté sur la figure 5.3. Il décrit assez bien la mesure, bien qu'il présente systématiquement un peu moins de suppression que dans les données.

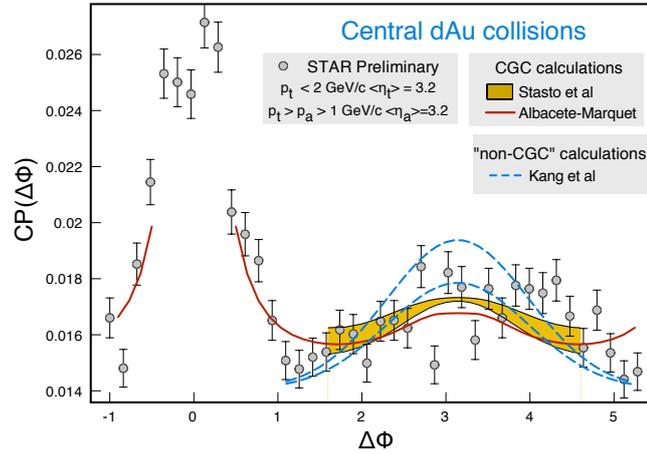


Figure 5.4: Corrélation azimutale de paires de π^0 émises vers l'avant en collisions centrales dAu mesurées par l'expérience STAR au RHIC [299]. Les points de données sont représentés avec leurs seules erreurs statistiques. Les prédictions théoriques de calculs basés sur le formalisme CGC [300, 301] et pQCD [302].

Les mesures des taux de production inclusifs fournissent des informations détaillées sur la densité de gluons et devraient constituer un puissant outil de test de l'évolution linéaire. Les corrélations de particules fournissent quant à elles un outil complémentaire pour explorer le mécanisme physique sous-jacent de la saturation des gluons. Déjà au RHIC, une forte suppression de la production de hadrons simples et de paires de hadrons à rapidité avant dans les collisions d–Au par rapport aux collisions pp a été observée. Ces résultats n'étaient pas compatibles avec les prédictions de pQCD utilisant une évolution linéaire et sont mieux décrits par les modèles de saturation, y compris le modèle CGC. En outre, il a été constaté que la suppression est plus importante pour les collisions les plus centrales et pour des paires sondant les plus grandes rapidités. Ces observations sont consistantes avec les attentes qualitatives du modèle CGC selon lesquelles les quarks et les gluons diffusés à grande rapidité interagissent de manière cohérente avec les gluons à petit x dans le noyau d'or, et entraîneront une suppression du taux de production de jets de recul observés dans les collisions d–Au par rapport aux collisions pp, comme le montre la figure 5.4. Cependant, le mécanisme à l'origine de cette suppression n'est pas fermement établi, car des approches théoriques concurrentes telles que la perte d'énergie dans l'état initial et final conduisent également à une suppression. Les mesures au RHIC ont été effectuées pour des hadrons à très faible p_T , où la description de référence donnée par pQCD n'est pas très fiable, et de surcroît, en raison de la fragmentation, le rapport des impulsions des hadrons de l'état final à celles des partons de l'état initial présente une distribution très étalée.

Par rapport au RHIC, le LHC donnera accès à une région de l'espace des phases beaucoup plus vaste qui est potentiellement affectée par la saturation des partons. En particulier, la région de saturation des gluons s'étendra à des valeurs de p_T suffisamment élevées pour que la QCD perturbative soit applicable.

Comme au RHIC, on s'attend à ce que les corrélations azimutales γ -hadron, γ -jet ou hadron-hadron dans les collisions p–Pb présentent une suppression du pic du côté éloigné ou *away-side* aux rapidités avant, comme le montre la figure 5.5. En particulier, la mesure des corrélations γ -jets semble très prometteuse, puisque la cinématique des partons (x_1 , x_2 et Q) est bien contrainte, et comme discuté par la suite, le photon n'est pas affecté par les effets dans l'état final.

5.2.1.2 Sonder la densité de gluons avec des photons isolés

Les photons prompts fournissent un accès direct à la cinématique des partons, car ils se couplent aux quarks et, contrairement aux hadrons, ne sont pas affectés par les effets dans l'état final. À l'ordre dominant (LO), le photon est produit directement au vertex d'interaction avec le parton sans fragmentation, comme le montre le panneau de gauche de la figure 5.6. Le processus de production de photons dominant est le processus Compton quark-gluon (figure 5.6a), suivi par l'annihilation quark-antiquark (figure 5.6b), contribuant principalement à grand x . Dans les processus au-delà de l'ordre de Born (NLO), les photons peuvent également être produits par Bremsstrahlung ou par fragmentation d'un des partons dans la voie de sortie (cf. figures 5.6c et d). Ces deux processus impliquent des distributions non-perturbatives de fragmentation parton-photon qui ne sont que partiellement connues à partir des mesures existantes. Aux énergies du LHC, une grande partie des photons directs sont produits dans le processus de fragmentation, compliquant la relation entre les variables cinématiques du photon mesuré

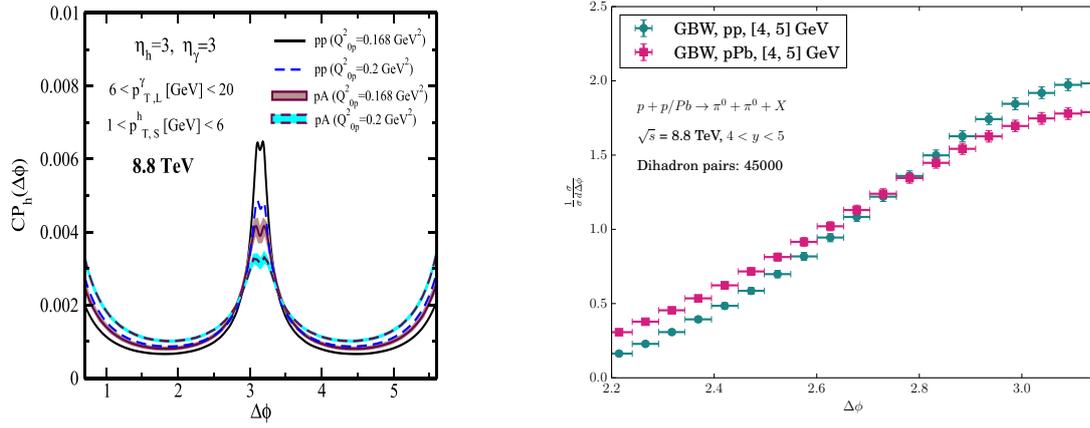


Figure 5.5: Prédictions théoriques des corrélations azimutales des paires (gauche) $\gamma-\pi^0$ [303] et (droite) $\pi^0-\pi^0$ émises à grande rapidité en collisions pA et pp de biais minimum au LHC. [304]

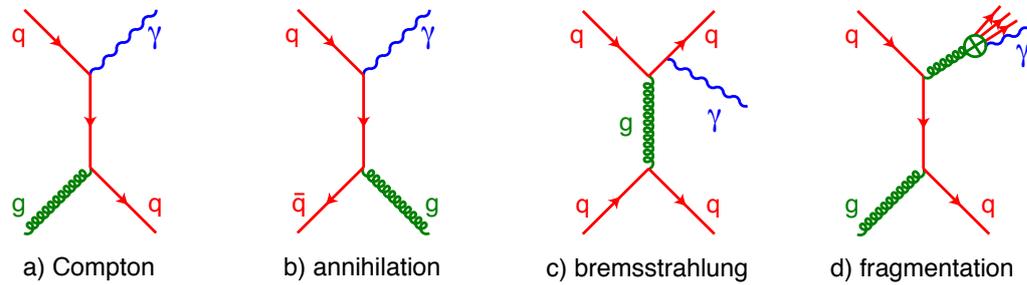


Figure 5.6: Diagrammes de Feynman des processus de production photons directs. Production de photons prompts (isolés) à l'ordre dominant par (a) diffusion Compton quark-gluon, (b) annihilation quark-antiquark. Production de photons de fragmentation (non isolés) à l'ordre NLO par (c) rayonnement Bremsstrahlung d'un quark et (d) fragmentation d'un gluon.

et celles des partons de la voie d'entrée, et donc de leurs PDF. Cependant, les photons de fragmentation sont accompagnés de produits de fragmentation hadroniques dont la contribution peut être largement supprimée par l'application de coupures d'isolement, comme illustré sur la figure 5.7. L'application d'une coupure d'isolement garantit que le processus dominant est le processus de diffusion Compton quark-gluon, où le photon mesuré est directement sensible à la PDF de gluon.

Une première estimation de la sensibilité en x de la production photons prompts et de mésons D à rapidité avant a été obtenue à partir du générateur d'événements PYTHIA. PYTHIA simule les processus durs calculés au LO, mais y rajoute un rayonnement partonique dans l'état initial et final traité à l'approximation des logarithmes dominants à tous les ordres en perturbations. De plus, il modélise l'hadronisation selon le modèle de Lund et l'événement sous-jacent sous la forme d'interactions partoniques multiples. La figure 5.8 montre les distributions de la fraction d'impulsion des gluons qui contribuent à la production de mésons D (dont la région cinématique choisie correspond à celle des données publiées [298]) et de photons prompts à grande rapidité. On voit clairement que la production de photons prompts sonde de plus petites valeurs de x de distribution plus étroite que pour la production de charme ouvert pour lequel le processus de fragmentation introduit un étalement supplémentaire de l'impulsion. Le panneau de droite montre la médiane ainsi que l'intervalle de la distribution en x des gluons (x_2) à 90% en fonction de l'impulsion transversale de la particule produite. Comme attendu, plus faible sera la valeur de p_T , plus petite sera la valeur de x sondée. Pour les mésons D à très petit p_T , on note une augmentation de la médiane probablement due à la présence de plusieurs interactions partoniques. L'effet précis des interactions partoniques multiples dépend du modèle utilisé, mais l'étude indique clairement que la description théorique n'est plus valable à bas p_T .

Une étude plus approfondie de la sensibilité en x de la production de photons directs et de mésons D à grande rapidité au LHC à partir de calculs pQCD NLO avec JETPHOX est présentée dans les références [306, 307]. Le résultat essentiel représenté sur la figure 5.9 montre que, comme attendu, la distribution en x des gluons (x_2) pour les photons directs est piquée à petit x . La comparaison de la contribution des photons prompts et de fragmentation révèle que les deux composantes ont une

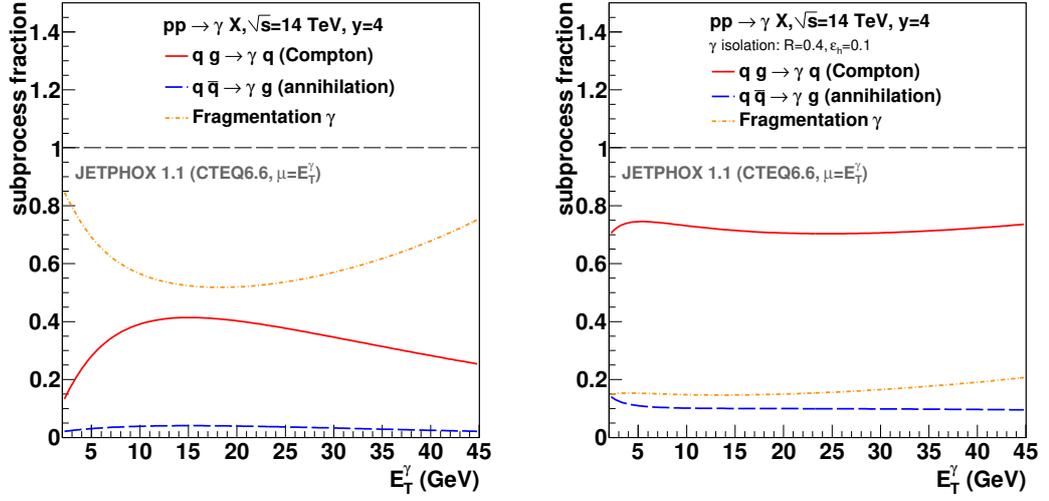


Figure 5.7: Prédications à l'ordre NLO du code Monte-Carlo partonique JETPHOX des contributions relatives des processus de diffusion Compton qg , d'annihilation $q\bar{q}$ et de fragmentation à la production de photons directs (gauche) sans (droite) avec application d'une coupure d'isolation [305].

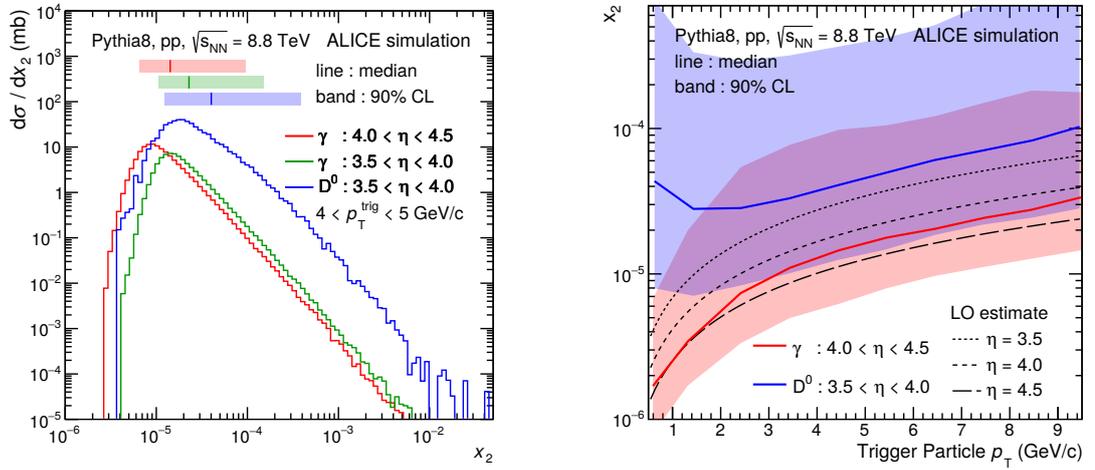


Figure 5.8: À gauche : Distributions en fraction d'impulsion des gluons (x_2) contribuant à la production de mésons D et de photons directs à grande rapidité pour $4 < p_T < 5$ GeV/c obtenues à l'aide de PYTHIA8. Les rectangles colorés sur le haut de la figure indiquent la médiane ainsi que l'intervalle contenant 90 % de la distribution. À droite : Médiane et intervalle de 90 % de la distribution en x des gluons (x_2) en fonction de l'impulsion transverse.

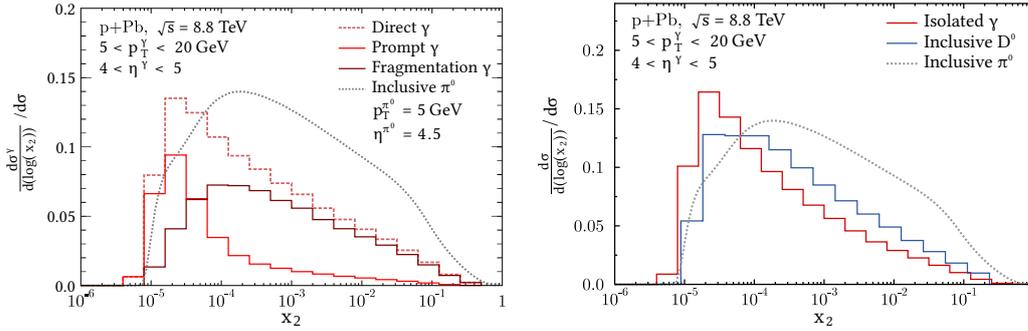


Figure 5.9: À gauche : Distribution en x des gluons (x_2) sondée par la production de photons directs à grande rapidité en collisions pPb à 8.8 TeV donnée par JETPHOX utilisant la PDF CTEQ6.6 avec la modification nucléaire EPS09 [306]. Les différentes sources de photons directs sont représentées séparément. À titre de comparaison, la distribution en x_2 pour la production de π^0 avec la même cinématique est également représentée. À droite : Comparaison des distributions en x des gluons (x_2) pour la production de photons isolés, de π^0 et de mésons D obtenues à l'aide de calculs pQCD à l'ordre NLO [306, 307].

sensibilité à petit x ; cependant, les photons de fragmentation montrent une longue queue vers les grandes valeurs de x . La distribution correspondante pour la production de pions neutres montre une sensibilité similaire (ou légèrement plus faible) à la région des petits x que les photons de fragmentation. La sensibilité aux petits x augmente considérablement lorsque les processus de fragmentation sont supprimés par des coupures d'isolement. Par comparaison avec les photons isolés, les mésons D sondent des valeurs de x légèrement plus élevées, de distribution également plus étalée, en raison des effets de fragmentation. En supposant une suppression constante des gluons dans les noyaux par rapport aux protons, les mesures de production de mésons D et de photons isolés montrent une sensibilité similaire à la distribution de gluons. Cependant, dans le cas d'une suppression à petit x , la mesure des photons isolés est significativement plus sensible eu égard à son accès à plus bas x .

Dans ce qui suit, la différence de sensibilité entre les photons et le charme ouvert a été évaluée au moyen d'un modèle simplifié, en utilisant trois scénarios pour la modification nucléaire de la distribution de gluons. Les trois scénarios sont illustrés dans les panneaux supérieurs de la figure 10 : le scénario 1 a une suppression constante, indépendante de x comme celle des paramétrisations EPPS, tandis que les scénarios 2 et 3 ont une suppression qui démarre au-dessous de $x = 2 \cdot 10^{-4}$ et $x = 5 \cdot 10^{-5}$ et chute fortement pour compenser la forte augmentation de la densité de gluons dans les protons et ainsi produire une densité de gluons à peu près constante dans le noyau. Ces facteurs de modification sont ensuite utilisés pour pondérer les sections efficaces de production de photons et de mésons D en collisions pp données par PYTHIA8. Il n'y a pas de dépendance explicite en Q^2 dans le calcul bien qu'elle entre implicitement dans le calcul compte tenu de l'acceptance simulée. Les panneaux inférieurs de la figure 5.10 montrent la modification nucléaire attendue de la production de mésons D ($3.5 < y^* < 4$) et de photons directs ($4 < y^* < 4.5$), ainsi que la mesure de l'expérience LHCb. Cette étude confirme que pour un scénario de suppression constante, le charme et les photons tout aussi sensible, tandis que pour les autres scénarios décrivant un début de suppression à petit x , la mesure du photons est significativement plus sensible en raison de sa portée plus faible en x . Notez, cependant, que la mesure des photons directs en-dessous de $\sim 3 \text{ GeV}/c$ ne sera probablement pas possible avec une précision acceptable.

En résumé, la mesure de photons isolés offre des caractéristiques uniques :

- Les photons directs offrent une excellente sensibilité aux distributions de gluons à petit x . Ils sont plus sensibles aux petits x que les mesures concurrentes, y compris la mesure des mésons D de l'expérience LHCb. Ils permettent d'établir une relation plus directe entre la cinématique de l'état final et les variables de l'état initial.
- L'interprétation d'une mesure de photons est robuste. La théorie sous-jacente en décrivant la production est bien connue. Contrairement aux hadrons, les photons ne subissent pas de modifications dues aux interactions dans l'état final, comme un boost provenant de l'expansion collective ou une perte d'énergie. De plus, les incertitudes théoriques des calculs perturbatifs de la production de charme qui sont estimées en faisant varier le choix des échelles de factorisation et de renormalisation sont plus importantes que pour la production de photons.

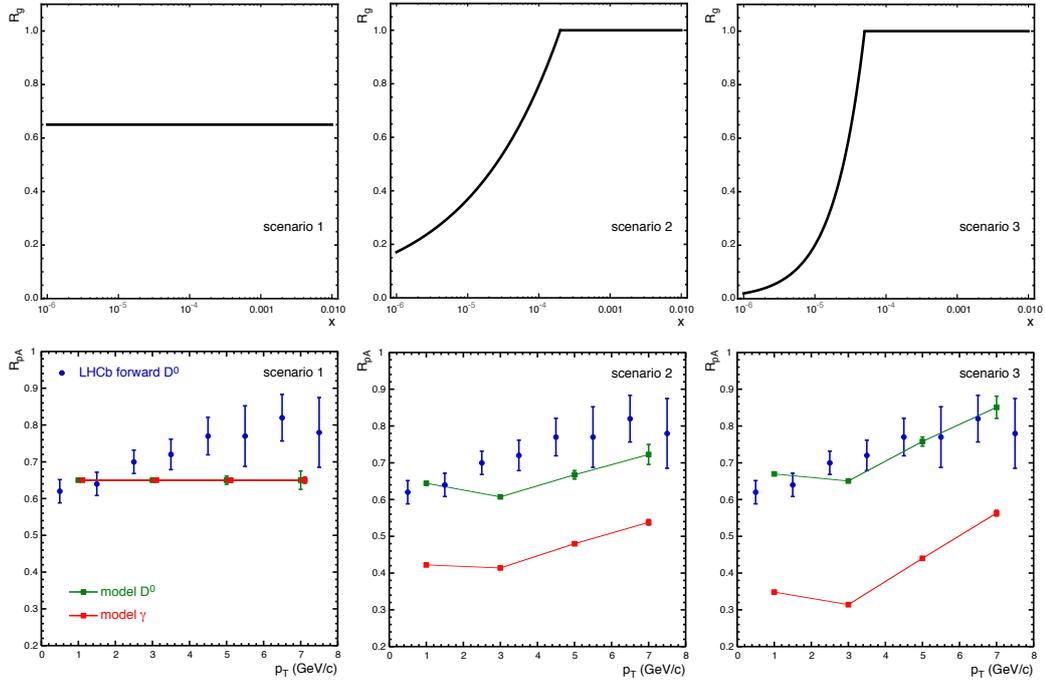


Figure 5.10: Hypothèses de suppression nucléaire des PDF de gluons fonction de x (panneaux du haut) et du facteur de modification nucléaire correspondant en fonction de p_T pour les mésons D dans l'acceptance la plus avant de l'expérience LHCb et les photons directs dans FoCal. À titre de comparaison les mesures réalisées par l'expérience LHCb [298] sont également représentées.

5.2.1.3 Prédiction de la production photons isolés en collisions pp et p -Pb

La mesure phare proposée par FoCal est celle des spectres en p_T de photons isolés à rapidité avant dans les collisions pp et p -Pb à 8.8 TeV au Run 4 du LHC. Les effets nucléaires seront quantifiés par le facteur de modification nucléaire R_{pPb} , défini comme le rapport des spectres obtenus en collisions p -Pb et pp normalisé par le nombre de collisions binaires (environ 7.2 à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV). Le R_{pPb} attendu à $\eta = 4$ et les incertitudes associées sont représentés sur la figure 5.11 pour les nPDFs EPPS16 et nNNPDF1.0. La valeur centrale ne diffère que d'environ 10–15 % entre les deux calculs, tandis que les incertitudes, qui proviennent des incertitudes des nPDFs, sont beaucoup plus grandes, en particulier pour nNNPDF1.0, qui par choix est la moins contrainte comme discuté ci-dessus. Deux calculs de production de photons dans le cadre du modèle de CGC sont également présentés. Le calcul le plus récent ne prédit qu'une suppression modérée, alors que le calcul antérieur montrait une forte suppression $R_{pPb} \approx 0.4$. La dépendance de la rapidité du R_{pPb} dans la région avant complétée par les mesures à mi-rapacité effectuées par l'expérience ALICE permettront une exploration systématique de l'espace des phases (x, Q) au LHC, et la recherche d'une éventuelle rupture de la factorisation colinéaire et de la dynamique DGLAP linéaire.

Les mesures en collisions pp à l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV serviront à deux fins : d'abord, elles seront utiles pour contraindre ou vérifier les PDFs des protons à très petit x , qui, bien que significativement plus précises que les PDF nucléaires, ont toujours des incertitudes de l'ordre de 20 à 50 %, comme indiqué sur la figure 5.12. Ces mesures peuvent en outre être utilisées comme entrée pour contraindre les PDF nucléaires dans le cas où $A = 1$. On s'attend de plus, à ce que les effets de saturation soient accessibles à ces collisions d'énergie la plus élevée disponible au LHC (donnant accès à des valeurs de x aussi faibles que $\sim 10^{-5}$) en mesurant les spectres de photons directs et de pions, ainsi que leur rapport, à rapidité avant, en particulier à $y = 5$ et au-delà.

Enfin, en collisions pp , on s'attend à ce que les mesures des électrons issus des désintégrations des bosons Z et W soient également possibles en raison de leur signature distinctive dans les distributions en p_T .

5.2.1.4 Aperçu de la couverture cinématique au LHC et au-delà

La figure 5.13 donne un aperçu des couvertures approximatives en (x, Q) sondées par les mesures DIS des expériences NMC et EMC, du futur projet EIC, ainsi que les futures mesures de photons directs

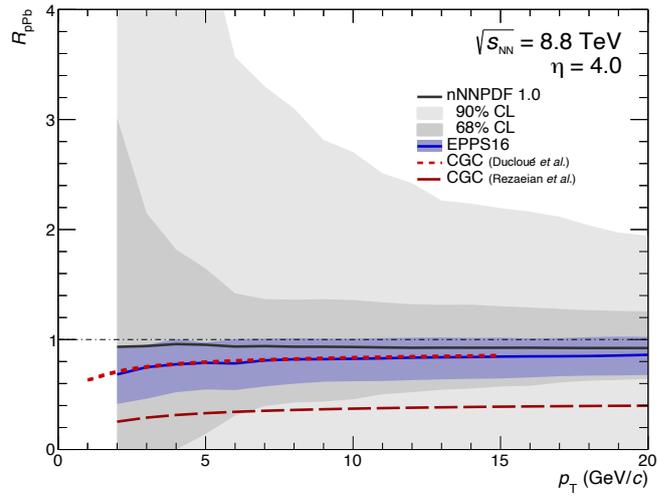


Figure 5.11: Facteur de modification nucléaire des photons isolés à $\eta = 4$ en collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV calculé à l'aide des PDF nucléaires EPPS16 [308] et nNNPDF1.0 [297] comparé à deux calculs CGC [309, 310]. Seules les incertitudes provenant des PDF sont représentées.

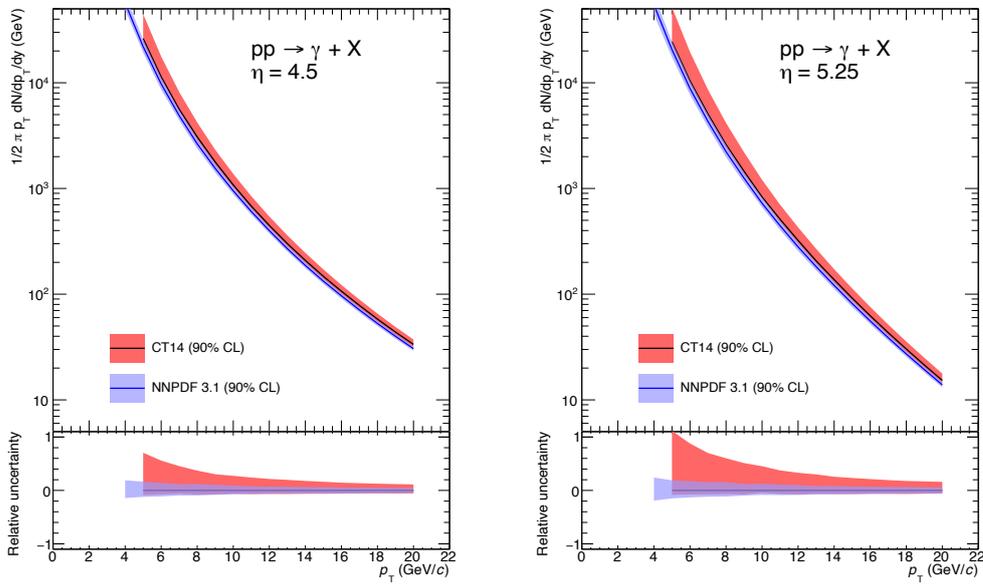


Figure 5.12: Spectre de photons isolés à $\eta = 4.5$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV (gauche) et $\eta = 5.25$ (droite) calculés à l'aide des PDF du proton CT14 [311] (rouge) et NNPDF3.1 [312] (bleu). Les bandes représentent l'incertitude sur la section efficace de production provenant de l'incertitude sur la PDF.

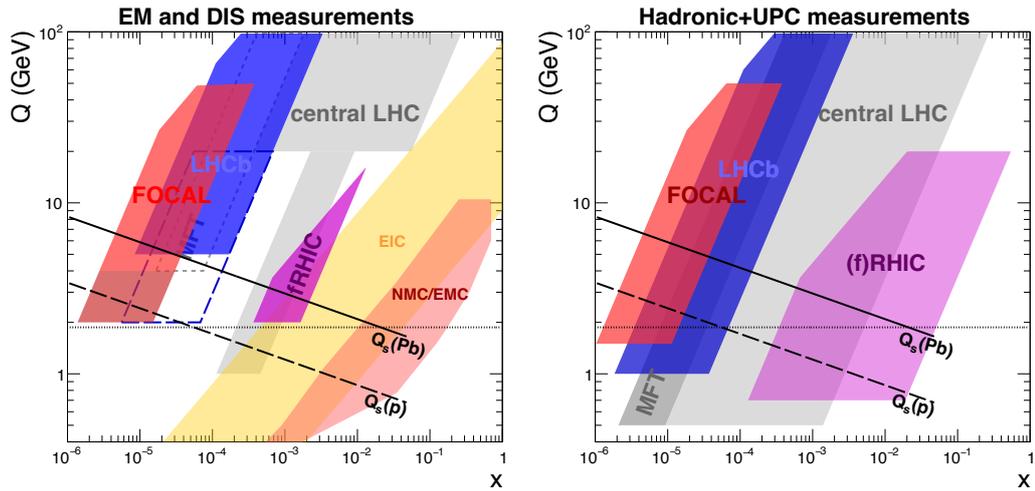


Figure 5.13: Couvertures cinématiques en (x, Q) sondées par les mesures DIS de diverses expériences parmi lesquelles celles qui seront menées auprès du futur EIC, ainsi que les futures mesures de photons directs et de Drell-Yan (gauche) de même qu’hadroniques et UPC (droite) auprès du RHIC et du LHC. Les échelles de saturation estimées pour le proton et le Pb sont également représentées.

et de Drell-Yan (panneau de gauche), de même que les mesures hadroniques (panneau de droite) au RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV) et au LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV). On utilise la relation approximative décrite par l’équation 5.2 pour calculer les valeurs de x et Q , qui néglige les effets de fragmentation, spécifiques aux hadrons. La figure de gauche montre également la couverture des régions sondées par les mesures de DIS nucléaires, y compris pour le futur projet EIC, ainsi que les mesures de photons directs et de Drell-Yan proposées par le futur programme du RHIC, pour lequel les expériences STAR et sPHENIX prévoient d’étendre leur acceptance de détecteurs avant couvrant $2.5 < \eta < 4$.

La figure de droite montre les régions couvertes par les mesures hadroniques au RHIC et au LHC. De plus, les régions couvertes par l’expérience LHCb pour les mesures de saveurs lourdes ouvertes (bleu) ainsi que celles où FoCal pourra mesurer les pions neutres à petit x (rouge) sont également représentées. LHCb peut en principe également mesurer la production de hadrons légers dans cette région bien qu’aucun résultat n’ait été publié à ce jour. La figure 5.13 montre que les mesures FoCal et LHCb permettront de sonder des valeurs de x beaucoup plus petites que n’importe quelle autre mesure existante et future, FoCal atteignant les plus petites valeurs de x jamais mesurables jusqu’à l’avènement possible du LHeC ou du FCC.

L’échelle de saturation, qui est indiquée sur la figure 5.13, est obtenue à l’aide de l’équation 5.1, avec une normalisation fixée à environ 1.7 GeV/c pour $A = 1$ à $x = 10^{-4}$. À densité partonique suffisamment élevée, et conséquemment suffisamment petit x , l’évolution non-linéaire de QCD est susceptible de jouer un rôle, en particulier autour de l’échelle de saturation. Une transition douce est attendue de la région linéaire à la région non-linéaire en fonction de la valeur de x , la magnitude absolue de Q_s n’est en outre pas bien établie théoriquement. Par conséquent, les collaborations LHCb et FoCal s’efforceront d’étendre les mesures de photons prévues à encore plus basses valeurs de x et Q . S’agissant de mesures difficiles, les régions correspondantes sont indiquées comme des trapèzes plus sombres (FoCal) et ouverts (LHCb) dans le panneau de gauche de la figure 5.13. Pour FoCal, les principaux défis à très bas p_T sont le grand bruit de fond constitué de photons de désintégration, ainsi que la contribution accrue des photons de fragmentation (comme discuté dans la section 5.4). La collaboration LHCb tente de mesurer les photons de bas p_T par leurs conversions en paires e^+e^- dans le matériau du détecteur. Cette approche devrait fournir un échantillon pur de photons, mais souffre d’une efficacité plutôt faible et d’une incertitude sur la conversion de photons relativement grande. Des améliorations visant à améliorer la trajectographie à bas p_T sont proposées pour l’expérience LHCb au Run 4. Les détails de la comparaison entre les performances de FoCal et LHCb sont disponibles au paragraphe 5.4.4.

5.2.1.5 Études des petits x dans les collisions ultrapériphériques

Les réactions de photoproduction en collisions ultrapériphériques (UPC), qui sont également utilisées pour étudier le shadowing des gluons, sont incluses dans le panneau de droite de la figure 5.13. Ces interactions sont d’un grand intérêt pour les études à petit x , car le dipôle de couleur résultant de la fluctuation du photon en une paire $q\bar{q}$ se couple directement à la densité de gluons. Le résultat récent

de photoproduction de J/ψ à l'avant par la collaboration ALICE utilisant le bras dimuon a révélé un shadowing significatif à des valeurs de x aussi petites que 10^{-5} et $Q \approx M_{J/\psi}/2$. La photoproduction de di-jets est actuellement à l'étude par la collaboration ATLAS en tant que sonde prometteuse pour accéder à une large gamme de valeurs de x au-dessus de 10^{-4} à $Q > 7 \text{ GeV}/c$. Toutes les expériences du LHC, y compris LHCb, prévoient d'étudier la photoproduction de J/ψ ainsi que d'autres canaux de photoproduction ; un résumé du potentiel des futures études UPC au LHC est disponible dans la référence [313].

FoCal peut également être utilisé pour étudier la photoproduction de J/ψ , ψ' et Y dans les collisions ultrapériphériques, étendant ces études à une plus grande rapidité, et donc à des énergies de photons plus élevées que celles accessibles dans d'autres expériences menées au LHC, autorisant ainsi une recherche de la saturation de gluons à des valeurs de x plus basses que ce qui est possible partout ailleurs. En collisions pp, un J/ψ de rapidité $|y| = 5.8$ correspond à $x \approx 5 \times 10^{-7}$, tandis que pour les collisions Pb-Pb (où le boost de Lorentz est plus faible), $x \approx 1.5 \times 10^{-6}$, bien en-deçà des mesures expérimentales précédentes. La signature de la photoproduction cohérente de ces mésons se désintégrant en paires e^+e^- devrait être très distinctive dans le détecteur FoCal, à savoir deux gerbes électromagnétiques émises dos-à-dos en azimut, sans rien d'autre présent dans l'événement (à l'exception de quelques neutrons dans les calorimètres à zéro degré). Comme indiqué dans [313], les taux de production de ces processus sont élevés, même à grand $|y|$. Le principal défi expérimental est double : identifier le noyau qui a émis le photon et celui qui a servi de cible. L'ambiguïté directionnelle peut quant à elle être levée en étudiant les événements comportant des neutrons voyageant dans différentes directions et éventuellement en étudiant la photoproduction en collisions périphériques. En plus d'une mesure des fonctions de structure à bas x , les données de photoproduction cohérente de FoCal pourraient également être utilisées pour étudier l'évolution de la forme nucléaire avec Q^2 , à des valeurs de x plus faibles qu'auparavant. En étudiant comment la forme nucléaire apparente change avec la diminution de x dans la photoproduction de J/ψ sur des cibles de plomb, nous pourrions rechercher le début de la saturation de gluons en utilisant une nouvelle approche. Il devrait également être possible d'étudier la photoproduction incohérente de mésons vecteurs dans des cibles de protons et de plomb. Cela a été utilisé pour étudier les fluctuations de la forme du proton ; ce travail pourrait être étendu à plus bas x avec FoCal.

5.2.1.6 Corrélations à longue portée dans les collisions pp et p-Pb

La situation concernant la sensibilité des observables hadroniques à l'état initial, en particulier à la densité de gluons, a été encore compliquée par de nouvelles caractéristiques récemment observées dans les collisions p-Pb. Parmi celles-ci figure notamment la *double ridge*, une corrélation à deux hadrons en angle azimutal relatif $\Delta\phi$ s'étendant sur une large plage de $\Delta\eta$ (cf. figures 5.14 et 5.15). La structure de la corrélation en $\Delta\phi$ peut être bien décrite par une décomposition en série de Fourier avec un coefficient dominant d'ordre deux v_2 , plus connu sous le nom de *flot elliptique*. Pour lors, v_2 a été mesuré pour de nombreux hadrons, y compris le charme ouvert et caché. Le mécanisme à l'origine de ces corrélations n'est pas entièrement compris, mais leur nature à long portée indique que ces corrélations doivent provenir des prémices de la collision : par suite de l'anisotropie de la distribution d'impulsion dans l'état initial ou de l'anisotropie de la distribution spatiale qui imprime les distributions d'impulsion par diffusion. On déduit souvent de l'analogie avec les collisions d'ions lourds que la diffusion dans l'état final peut entraîner un mouvement collectif précoce, reportant les anisotropies dans l'état initial vers l'état final. Une telle explication permettrait notamment d'expliquer la dépendance observée des valeurs de v_2 vis-à-vis de la masse du hadron, caractéristique du mouvement collectif. Si cette explication est corroborée, cela supposerait de fortes interactions des hadrons dans l'état final avec le milieu produit, et rendrait caduques les informations obtenues à partir des spectres en p_T des hadrons pour la compréhension de l'état initial. L'écoulement radial de hadrons conduira à un excès de particules produites dans la gamme des p_T intermédiaires (1–3 GeV/c) très instructif quant aux effets de saturation, tandis que d'autres mécanismes, comme la perte d'énergie des hadrons dans l'état final, qui aurait l'effet inverse sur les spectres en p_T , ne peuvent pas non plus être exclus. Cela souligne en outre qu'il existe des incertitudes importantes dans notre compréhension de la production de hadrons dans les collisions p-Pb, en particulier à p_T faible à intermédiaire, où les effets de saturation devraient également jouer un rôle.

FoCal peut contribuer à caractériser les corrélations à longue portée en mesurant les corrélations azimutales à rapidité avant dans les collisions pp et p-Pb, mais aussi en mesurant les corrélations entre particules produites à mi-rapidité et à rapidité avant (et éventuellement à rapidité arrière en utilisant le spectromètre à muons ou le MFT pour les particules chargées), qui sondent la nature à longue portée des corrélations. Les mesures avec des mésons plus lourds (η , ω) peuvent être utilisées pour tester les hypothèses de proportionnalité avec la masse. Les corrélations de photons isolés vers l'avant avec

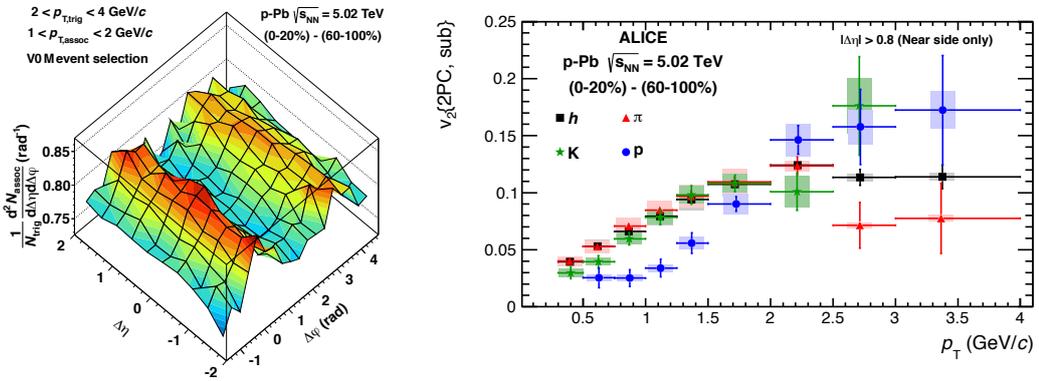


Figure 5.14: À gauche : taux de production de particules associées par trigger en fonction de $\Delta\varphi$ et $\Delta\eta$ pour les paires de particules chargées avec $2 < p_{T,\text{trig}} < 4 \text{ GeV}/c$ et $1 < p_{T,\text{assoc}} < 2 \text{ GeV}/c$ en collisions pPb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ appartenant à la classe de centralité 0–20 % après soustraction du taux de production obtenu dans la classe 60–100 %. À droite : Valeurs de v_2 en fonction de p_T extraites des corrélations à deux particules dans les collisions pPb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ pour les hadrons (carrés noirs), pions (triangles rouges), kaons (étoiles vertes) et protons (cercles bleus) dans la classe de centralité 0–20 % après soustraction de la classe 60–100 %.

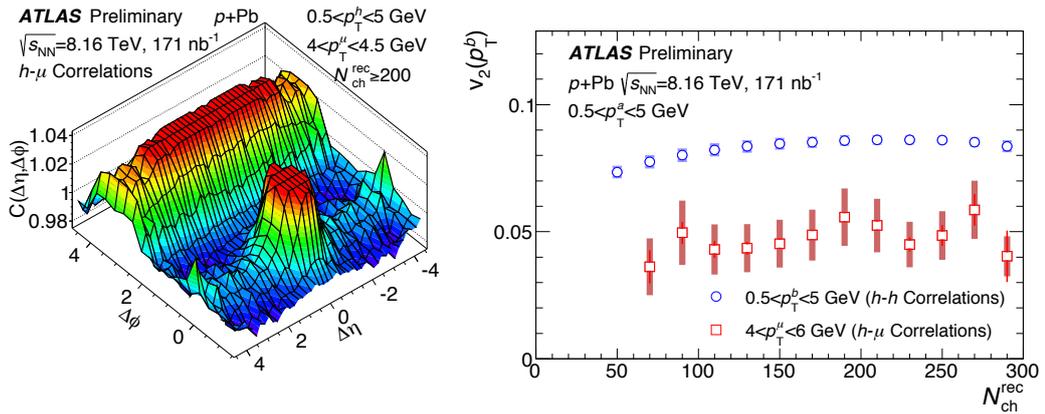


Figure 5.15: À gauche : fonctions de corrélation à deux particules hadron– μ en fonction de $\Delta\varphi$ et $\Delta\eta$ pour les collisions pPb de haute multiplicité à 8.16 TeV mesurées par l'expérience ATLAS. À droite : valeurs de v_2 correspondantes extraites des fonctions de corrélation pour les hadrons et muons associés.

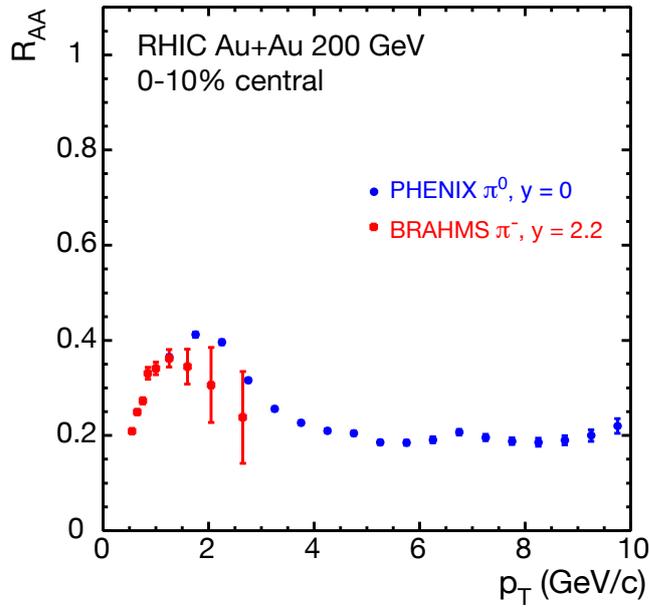


Figure 5.16: Facteur de modification nucléaire R_{AA} en fonction de p_T pour la production de π^0 à mi-rapidité par l'expérience PHENIX (symboles bleus) et de π^- à $\eta = 2.2$ par l'expérience BRAHMS (symboles rouges) dans les collisions centrales Au–Au au RHIC. Seules les erreurs statistiques sont représentées.

des hadrons à mi-rapidité sont particulièrement intéressantes car elles devraient permettre de tester les mécanismes à l'œuvre dans l'état initial des collisions, les photons isolés ne subissant que très peu l'influence des interactions dans l'état final (voir figure 5.5). De plus, les corrélations avec des jets émis vers l'avant pourraient élucider les mécanismes sous-jacents au phénomène de ridge.

5.2.1.7 Perte d'énergie des partons dans les collisions Pb–Pb

Un des résultats les plus marquants obtenus en collisions d'ions lourds de haute énergie est l'observation d'une suppression de la production de particules de haut p_T par rapport à celle attendue du nombre de collisions binaires nucléon–nucléon. Cette suppression résulte de la perte d'énergie des partons due à leur interaction avec le QGP, généralement appelée *jet quenching*, avant qu'ils ne se fragmentent en hadrons de haut p_T . Jusqu'à présent, la plupart des mesures ont été effectuées à mi-rapidité tandis que les modèles utilisent une distribution de densité invariante de Lorentz. Cependant, on s'attend à ce que la densité du QGP diminue à rapidité avant, alors que la fraction de jets de quarks augmente.

Pour lors, les connaissances sur la dépendance en rapidité de la suppression de hadrons simples sont très limitées. Au RHIC, les seules mesures vers l'avant des spectres de hadrons dans les collisions Au–Au centrales ont été effectuées par l'expérience BRAHMS. La figure 5.16 montre le facteur de modification nucléaire (R_{AA}) de la production de pions négatifs émis vers l'avant comparés à celui des pions neutres à mi-rapidité mesurés par PHENIX. On observe une forte suppression des deux facteurs de modification. Cependant, alors que les mesures à mi-rapidité sont d'une précision relativement élevée, les mesures à l'avant souffrent de grandes incertitudes et sont d'une portée très limitée en impulsion transversale. Cela est dû en partie aux spectres d'impulsion plus raides à grande rapidité mais également à l'absence de détecteur de large acceptation vers l'avant au RHIC. Compte tenu des grandes incertitudes statistiques, on ne peut finalement tirer aucune conclusion solide sur la dépendance en rapidité du R_{AA} au RHIC. Au LHC, le facteur de modification nucléaire a été mesuré jusqu'à $\eta \approx 2$ comme le montre le panneau de droite de la figure 5.17 ; cela ne couvre cependant qu'une petite fraction de la plage dynamique disponible en rapidité. Pareillement, ces mesures ne sont malheureusement pas concluantes : pas de tendance systématique claire peut être identifiée dans les données, également en raison de la plage limitée en pseudorapidité.

L'étude du jet quenching à grande rapidité est intéressante car les conditions de la matière chaude et dense changent avec la rapidité, bien que cette dépendance ne soit pas supposée être forte comme on peut le voir à partir des densités en pseudorapidité des particules chargées, qui ne varient pas très fortement. En plus de la variation des propriétés du milieu, il existe d'autres effets dépendants de la rapidité qui entrent en jeu dans les mesures de perte d'énergie des partons, par exemple la composition relative en quarks et gluons, qui est modifiée en raison de la contribution à plus grand x d'un des partons

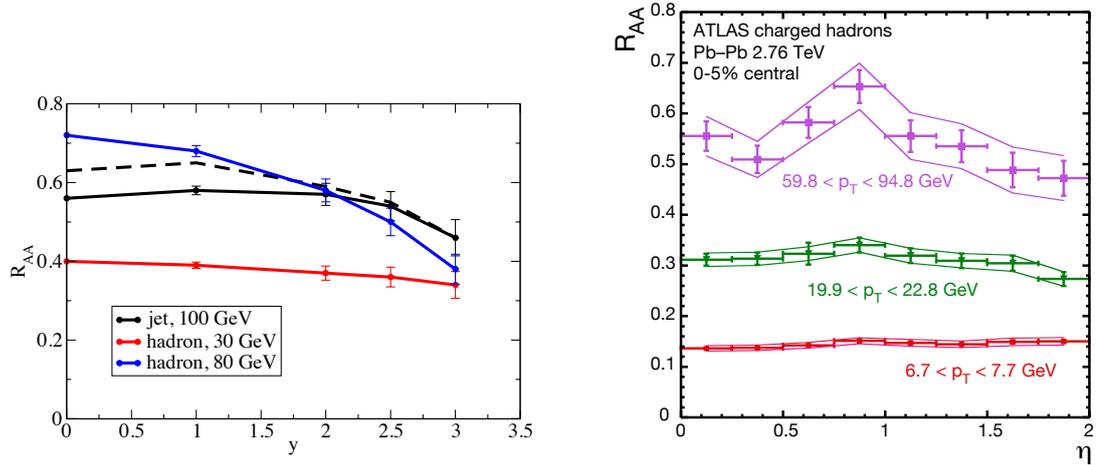


Figure 5.17: Facteur de modification nucléaire R_{AA} des jets et des hadrons dans les collisions Pb–Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. À gauche : R_{AA} des jets et des hadrons en fonction de la rapidité calculé avec YaJEM. À droite : R_{AA} pour les hadrons chargés dans différents intervalles de p_T en fonction de la pseudorapidité mesurée dans ATLAS.

primaires, et de la pente du spectre de parton initial, qui est fortement modifiée lorsqu'on se rapproche de la limite cinématique à grande rapidité. Cette dernière contribution peut s'avérer particulièrement importante pour la mesure du facteur de modification nucléaire des hadrons simples, comme le montre le panneau de gauche de la figure 5.17. En effet, alors que les hadrons de haut p_T à rapidité centrale proviennent de partons ayant une ample distribution en p_T , cette source d'incertitude se réduit à haute rapidité, où la gamme cinématique de l'impulsion transversale des partons est limitée. De plus, cet effet conduirait à une suppression plus forte à grande rapidité qu'à rapidité centrale. Les mesures du facteur de modification nucléaire des pions neutres plus vers l'avant avec FoCal permettront d'explorer cette région plus en détail.

L'étude de la perte d'énergie des partons et de la densité du milieu à l'avant est également importante pour interpréter les mesures existantes de la production de quarkonium à l'avant. Pour illustrer certaines des questions ouvertes concernant la production et la suppression du charmonium, le panneau de gauche de la figure 5.18 compare la modification nucléaire de la production de J/ψ au RHIC et au LHC. La suppression du J/ψ plus faible au LHC qu'au RHIC est généralement interprétée comme l'action combinée de l'écrantage de Debye, dominant au RHIC et qui conduit à une forte suppression, et d'un mécanisme de production supplémentaire dans l'état final (hadronisation statistique ou recombinaison cinétique), qui devient important au LHC et qui compense une partie de la suppression.

Notre compréhension est malheureusement rendue plus compliquée par des mesures de couvertures en rapidité différentes. Les mesures les plus approfondies de la suppression du charmonium au LHC ont été réalisées avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE à grande rapidité. La dépendance en rapidité a été étudiée dans l'expérience PHENIX au RHIC. Là, les mesures effectuées plus vers l'avant (bien qu'avec une couverture limitée) montrent une suppression plus forte qu'à mi-rapidité, comme en atteste la figure 5.18. On ne s'attend donc pas à ce que la suppression encore moins forte vue par ALICE soit due à la différence de rapidité.

D'autres indications notables de la dépendance en rapidité sont données par la comparaison des mesures réalisées par l'expérience ALICE de la suppression du J/ψ à mi-rapidité et à l'avant en collisions Pb–Pb, présentée dans le panneau de droite de la Fig. 5.18. Ces mesures n'ont malheureusement été possibles que pour une centralité intégrée, mais elles présentent cependant des caractéristiques intéressantes. Alors que la suppression semble être faible et très similaire pour $|y| < 0.8$ et $y = 3$, le R_{AA} diminue significativement pour $y > 3$. Cette diminution ne s'explique pas par le shadowing nucléaire, comme le montre la comparaison avec les courbes théoriques représentées sur la figure. Il est possible qu'il y ait d'autres effets dans l'état initial qui jouent un rôle ici (comme la saturation en gluons discutée précédemment), ou que les propriétés du milieu changent de manière significative en fonction de la rapidité.

En plus des mesures de π^0 , pour lesquelles les performances de FoCal en collisions d'ions lourds ont été évaluées en détail comme en témoignent les sections suivantes, nous nous attendons également à ce que FoCal puisse fournir des mesures des mésons plus lourds η et ω , et éventuellement des photons thermiques avec les techniques interférométriques.

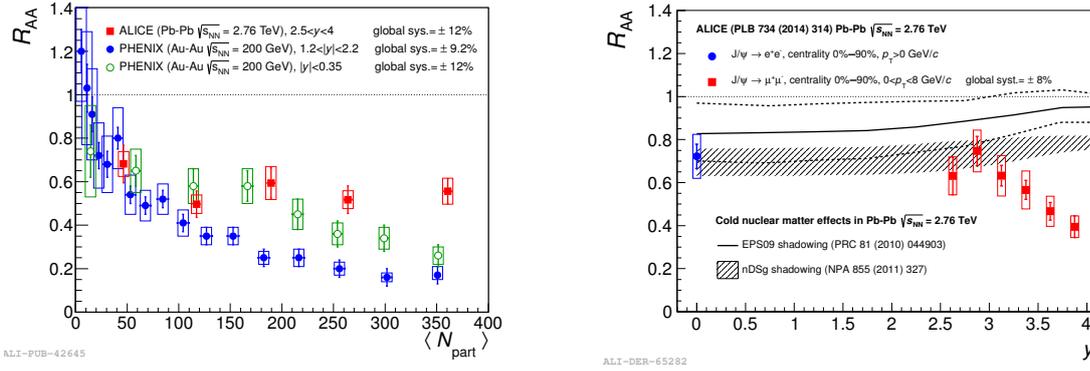


Figure 5.18: À gauche : R_{AA} de la production inclusive de J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV comparé aux résultats de PHENIX dans des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à mi-rapacité et à grande rapidité. À droite : R_{AA} de la production inclusive de J/ψ en fonction de la rapidité mesuré dans des collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV comparé aux prédictions théoriques incluant le shadowing nucléaire.

5.2.1.8 Résumé du programme de physique de FoCal

En conclusion, les principaux objectifs du programme de physique FoCal sont de :

- quantifier la modification nucléaire de la densité de gluons dans les noyaux à petite x et Q en mesurant la production de photons isolés en collisions pp et p–Pb.
- étudier l'évolution non-linéaire de la QCD en mesurant les corrélations azimutales π^0 – π^0 et photon isolé– π^0 dans les collisions pp et p–Pb.
- étudier l'origine des corrélations à longue portée de type écoulement collectif en corrélant la production de mésons neutres sur une large plage de rapidité en collisions pp et p–Pb.
- quantifier la perte d'énergie des partons à l'avant en mesurant la production de pions neutres de haut p_T en collisions Pb–Pb.

D'autres mesures sont également envisagées mais ne seront pas décrites plus avant dans ce document, telles que les mesures de la production de J/ψ , Υ et (di-)jets dans les collisions ultra-périphériques, de W , Z , jets ou di-jets dans les collisions pp et p–Pb, de photons directs, d'interférences entre photons (effet HBT) ainsi que la détermination du plan de réaction en collisions Pb–Pb.

5.3 LE DÉTECTEUR FOCAL

5.3.1 Considérations générales

Les mesures les plus ambitieuses du programme de physique de FoCal sont :

- la mesure de la production de photons directs dans les collisions pp et p–Pb à grande rapidité pour explorer la structure à petit x des protons et des noyaux à haute énergie.
- la mesure de la production de pions neutres de haute impulsion transversale en collisions Pb–Pb, ainsi que sa modification par rapport aux collisions pp, pour sonder le milieu chaud et dense en interaction forte loin de la rapidité centrale.

Ces mesures imposent des exigences fortes sur la conception et les performances globales du détecteur FoCal. Les mesures à grande rapidité nécessitent un localisation du détecteur à proximité du tube du faisceau. Comme la densité de particules dans ces régions est très élevée en raison du boost cinématique des particules produites, une grande distance du vertex d'interaction primaire est avantageuse. L'emplacement privilégié de FoCal est du côté A du dispositif expérimental ALICE à l'extérieur de l'aimant L3 et devant l'aimant compensateur. De ce côté, il y a suffisamment d'espace pour placer à la fois un calorimètre électromagnétique (FoCal-E) et hadronique (FoCal-H), comme illustré sur la figure 5.19. Dans ce scénario, la distance du détecteur au point d'interaction nominal est de $z \approx 7$ m. L'étendue transversale des calorimètres à cette position n'est pas sévèrement limitée par des problèmes d'intégration mais plutôt par des considérations de physique et le coût global. Nous considérons cette

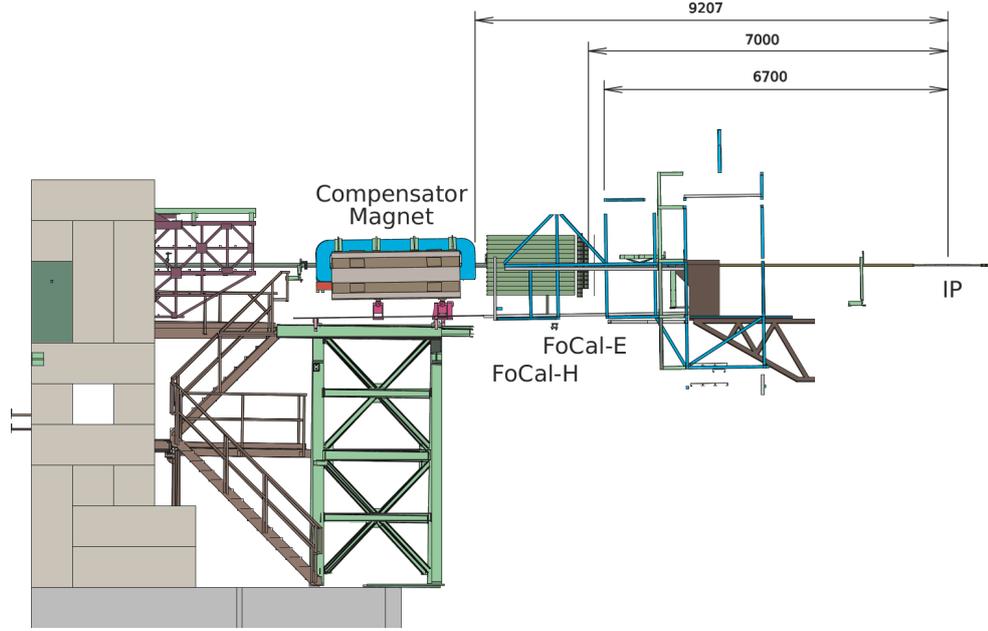


Figure 5.19: Installation des détecteurs FoCal-E et FoCal-H dans la caverne UX25 à la position 7 m du point d'interaction.

position comme celle par défaut du détecteur FoCal, les simulations de performances présentées dans les sections suivantes ont été réalisées pour ce scénario.

Comme souligné au paragraphe 5.2.1.4, en étendant la couverture aux rapidités avant, une large gamme dynamique jusqu'à petit x devient accessible au LHC. L'acceptance en p_T et η pour les photons directs au LHC est illustrée à la Fig. 20 pour les collisions p-Pb à 8.8 TeV. La zone grise indique la partie de l'espace des phases qui est cinématiquement inaccessible pour ces collisions. L'acceptance géométrique de FoCal d'environ $3.4 \leq \eta \leq 4.8$ est représentée par la zone rouge. Elle correspond à un rayon extérieur de $r \approx 45$ cm et un rayon intérieur de $r \approx 4$ cm. La limite inférieure en p_T n'est pas bien définie car elle dépendra du rapport signal-sur-bruit réel de la mesure. Cet arbitraire est indiqué par la couleur plus claire à bas p_T . Les estimations des valeurs minimales de x atteignables données par l'équation 5.2 sont représentées par des lignes pointillées, ce qui est une bonne approximation de la cinématique des partons incidents pour un processus LO. De simples considérations sur l'acceptance géométrique négligent cependant d'autres contraintes sur la mesure des photons directs. La principale provient de la nécessité de séparer les photons directs des photons de désintégration des pions neutres. Ceci est estimé par la capacité du détecteur à distinguer les deux photons de désintégration d'un pion neutre, lorsqu'ils sont séparés d'une distance latérale minimale d au niveau du détecteur, situé à une distance z_{det} . L'impulsion transversale maximale correspondante peut être approximée pour $\eta > 2$ et $d \ll z_{\text{det}}$ comme

$$p_T^{\text{max}} \approx 2m_\pi \exp(-\eta) \sqrt{\frac{2}{(1-\alpha^2) \left(1 - \cos \frac{d}{z_{\text{det}}}\right)}}, \quad (5.3)$$

où α désigne l'asymétrie en énergie des photons de désintégration $\alpha = |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2)$. Sur la figure 5.20, les limites approximatives accessibles pour différentes granularités de détecteur de 1, 5 et 50 mm à $z_{\text{det}} = 7$ m, qui correspond à la position prévue de FoCal, sont représentées par les lignes colorées. On considère une asymétrie d'énergie $\alpha = 0.5$, qui implique que pour une valeur de p_T donnée, la moitié des pions neutres auront une séparation supérieure à distance limite utilisée. Un pouvoir de résolution effectif de $d = 5$ mm est une hypothèse plutôt conservatrice, alors que $d = 1$ mm serait souhaitable pour le détecteur FoCal envisagé. La valeur $d = 50$ mm est une hypothèse de granularité plus grossière utilisée seulement à des fins d'illustration. La limite supérieure en p_T dans l'hypothèse prudente où $d = 5$ mm correspondrait à $p_T \approx 25$ GeV/c à $\eta = 3.5$ et à $p_T \approx 5$ GeV/c à $\eta = 5$, tandis que pour $d = 1$ mm, la limite serait bien au-dessus de $p_T = 10$ GeV/c même à $\eta = 5.8$. L'énergie des photons correspondante se situe approximativement entre 0.3 TeV et 1.5 TeV. D'après les considérations ci-dessus, il est clair que les performances de discrimination des π^0 dépendront de manière cruciale de la granularité, elles seront étudiées à l'aide de simulations GEANT au paragraphe 5.4. Pour référence, le

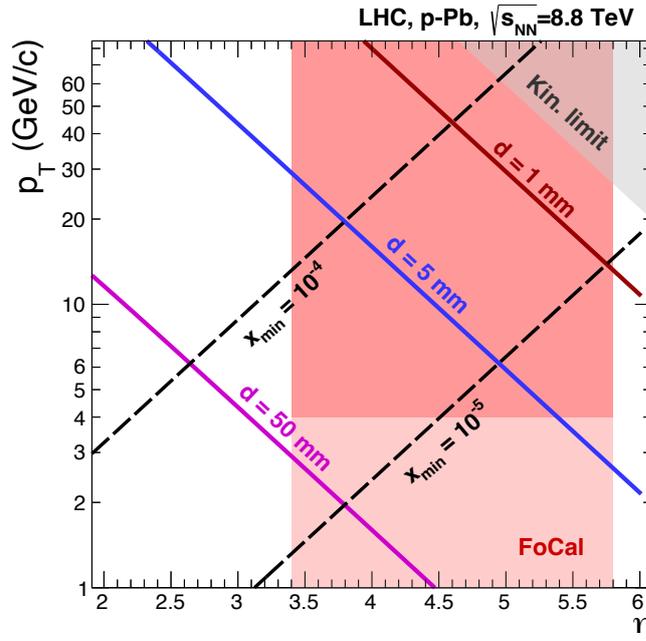


Figure 5.20: Espace de phase accessible (η , p_T) pour les mesures de photons émis vers l'avant avec FoCal dans les collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV. La zone grisée est cinématiquement inaccessible. Les lignes pointillées noires indiquent des valeurs minimales de x de 10^{-4} et 10^{-5} . Les lignes colorées montrent les limites approximatives en p_T accessibles pour différentes distances effectives de séparation des deux photons d de 1.5 mm et 50 mm à $z = 7$ m.

calorimètre électromagnétique de LHCb, qui est situé approximativement à $z_{\text{det}} = 12.5$ m, a un pouvoir de séparation $d \approx 40$ mm pour $\eta > 3$, conduisant à un p_T maximal inférieur à 3.5 GeV/c à $\eta = 4$. Cela ne doit cependant être considéré que comme une estimation grossière, car la taille d'une cellule du calorimètre a été utilisée comme approximation pour la séparation des photons, ce qui est une hypothèse optimiste. Cependant, il est clair que le détecteur LHCb est sévèrement limité pour une mesure des photons directs en utilisant uniquement son calorimètre électromagnétique.

Comme indiqué ci-dessus, un pouvoir de séparation aussi faible que 1 mm est souhaitable. Cela nécessite que les cellules de lecture soient plus petites, c'est-à-dire qu'elles aient un pas d'au plus $\approx 300 \mu\text{m}$. Pour ces cellules, une information d'amplitude serait requise, car elle serait utilisée pour obtenir une bonne estimation de l'énergies de chacune de gerbes électromagnétiques d'une paire se chevauchant. Ceci peut être réalisé avec l'une ou l'autre de deux approches suivantes :

- Capteurs conventionnels à pixels de silicium de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ (ou légèrement plus petits) avec une lecture analogique individuelle, par exemple des pixels hybrides.
- Capteurs CMOS de taille de pixel significativement plus petite avec une lecture numérique, où une amplitude pseudo-analogique est obtenue en comptant le nombre de pixels touchés.

Des études de prototypes avec un calorimètre à pixels numériques ont indiqué qu'une information d'amplitude de l'ordre de 10 bits par mm^2 est nécessaire pour mesurer le cœur d'une gerbe de haute énergie, c'est-à-dire une résolution de lecture d'au moins 7 bits serait nécessaire pour les pixels de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$. Le comptage de pixels numériques de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ conduirait à la même résolution effective sur l'amplitude de la gerbe. Les pixels numériques de très petit pas auront l'avantage supplémentaire par rapport aux pixels analogiques légèrement plus grands, d'autoriser la séparation de deux gerbes encore plus proches au détriment d'une résolution d'amplitude légèrement dégradée.

Étant donné que les exigences sur la résolution en énergie intrinsèque du détecteur FoCal sont très modérées, une conception du type calorimètre à échantillonnage est bien adaptée à la fois pour la partie électromagnétique et la partie hadronique de FoCal.

5.3.2 La calorimètre électromagnétique FoCal-E

Concernant le calorimètre électromagnétique (FoCal-E), une petite taille de gerbe est requise pour minimiser l'occupation et optimiser la séparation des gerbes de photons. Par conséquent, le tungstène est

un matériau absorbant de choix en raison de son petit rayon de Molière ($R_M = 9$ mm) et de sa longueur de radiation ($X_0 = 3.5$ mm). Par conséquent, FoCal-E est conçu comme un calorimètre à échantillonnage Si-W, ce qui le rend compact de par son petit rayon de Molière effectif et sa lecture de granularité latérale fine. Étant donné que les exigences de résolution en énergie pour FoCal-E ne sont pas très strictes, une épaisseur de couche d'échantillonnage plutôt grossière de $\approx 1 X_0$ peut être choisie pour minimiser les coûts. Une profondeur totale d'environ $20 X_0$ est nécessaire pour fournir une linéarité suffisante à grande énergie, conduisant à une longueur totale de 15–25 cm, selon la distance inter-couches choisie.

Dans une conception de calorimètre classique, la taille de cellule transversale est choisie proche de R_M . Cependant, les simulations montrent qu'une granularité aussi fine que ~ 0.3 mm fournit des informations cruciales pour l'identification des π^0 , et qu'une granularité encore plus fine peut toujours être utile. De plus, une granularité élevée améliorera les capacités de séparation de hits multiples dans un environnement de haute multiplicité. Comme discuté ci-dessus, cela peut être réalisé avec une approche numérique ou analogique. L'option numérique a finalement été retenue du fait de la disponibilité d'une technologie adaptée (capteur ALPIDE) directement compatible avec l'environnement ALICE. Encore une fois, si la granularité extrêmement élevée du capteur ALPIDE n'est pas nécessaire pour la séparation spatiale des gerbes, elle nous permettra d'obtenir des informations pseudo-analogiques à partir de la densité de pixels touchés. Une taille de cellule minimale sur la totalité des couches avec une lecture indépendante conduiraient cependant à un volume de données prohibitif et augmenteraient considérablement le coût. La segmentation longitudinale augmente la capacité d'identification des particules et la suppression du bruit de fond. Par conséquent, le choix de conception s'est finalement porté sur des segments longitudinaux avec des cellules de taille moyenne entrecoupées de couches à très haute granularité.

Le détecteur FoCal-E consistera en un calorimètre à échantillonnage Si-W de conception hybride utilisant deux technologies de lecture du silicium différentes :

- des couches de pads, avec des tailles de cellules transversales de $\approx 1 \text{ cm}^2 \approx R_M$;
- des couches de pixels à lecture numérique individuelle de taille $\approx 30 \times 30 \mu\text{m}^2$, c'est-à-dire beaucoup plus petite que le rayon de Molière.

La vue schématique de la structure longitudinale de FoCal-E est illustrée sur la Fig. 5.21. Toutes les couches seront constituées de feuilles de tungstène d'épaisseur $\approx 1 X_0$ suivies de capteurs silicium. La structure représentée consiste en 18 couches de pads et deux couches de pixels, positionnées aux cinquième et dixième rangs. Le positionnement des couches de pixels résulte de l'équilibre entre la séparation spatiale de deux gerbes, pour laquelle il est préférable d'échantillonner la gerbe au début de son développement, et la résolution en énergie des gerbes individuelles de la paire superposée, qui est meilleure autour du maximum de la gerbe. L'emplacement du maximum de la gerbe dépend en outre de l'énergie des particules. La mise en œuvre actuelle avec une couche de pixels aux couches 5 et 10 offre un bon compromis entre ces exigences, comme le montrent les études de performances présentées au paragraphe 5.4. Des études futures sont prévues pour optimiser davantage l'emplacement des couches de pixels.

Les capteurs à pixels actifs monolithiques (MAPS) constituent le moyen le plus économique de mettre en œuvre un détecteur à pixels à grande surface qui répond à nos exigences. Les couches de pixels de FoCal-E utiliseront une conception de capteur basée sur la puce ALPIDE qui a été développée pour ALICE ITS et MFT. Les couches de pads utiliseront quant à elles des capteurs silicium qui ont une collecte de la charge très rapide. Un ASIC assurant l'amplification de la charge et la numérisation fournira les informations de déclenchement et de temps.

Le temps d'intégration des capteurs ALPIDE est d'environ $5 \mu\text{s}$, ce qui est suffisamment court pour séparer correctement les événements Pb-Pb avec un taux d'interaction maximal de ~ 50 kHz, en revanche un empilement est attendu dans les collisions pp et p-Pb où des taux d'interaction pouvant aller jusqu'à 1 MHz sont envisagées. Les informations temporelles précises des couches de pads $\sim \mathcal{O}(25 \text{ ns})$ seront utilisées pour séparer les événements d'empilement.

5.3.3 Le calorimètre hadronique FoCal-H

Le calorimètre électromagnétique de FoCal sera complété par un calorimètre hadronique (FoCal-H), qui est nécessaire pour l'isolement des photons et la mesure des jets. Idéalement, FoCal-H devrait couvrir la même plage de pseudorapidité que FoCal-E, et être situé aussi près que possible derrière lui pour minimiser sa taille et éviter la dispersion des gerbes initiées dans FoCal-E. En raison des contraintes de support et d'accès, il semble que l'emplacement le plus pratique pour installer FoCal-H serait à une distance de ~ 7.5 m du point d'interaction, juste en face de l'aimant compensateur ALICE, comme indiqué sur la figure 5.19.

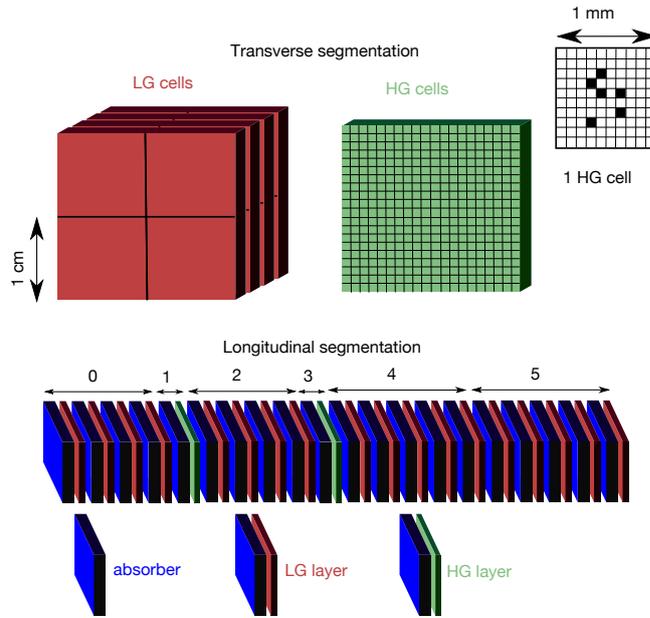


Figure 5.21: Vue schématique de la structure du détecteur FoCal-E.

FoCal-H sera construit comme un calorimètre hadronique à échantillonnage conventionnel d'épaisseur totale $\sim 6 \lambda_{\text{had}}$, de longueur $\Delta z \sim 1.1$ m et de taille transversale similaire à celle de FoCal-E. Avec une dimension extérieure $r \sim 0.45$ m, le poids total attendu est estimé à environ 8 tonnes. Contrairement à FoCal-E, le calorimètre hadronique ne nécessite qu'une segmentation transversale mais pas longitudinale. Différentes implémentations de la structure d'échantillonnage du détecteur sont envisagées, de type sandwich (plaques de scintillateur) ou "spaghetti" (fibres scintillantes).

5.4 PERFORMANCES DE PHYSIQUE ATTENDUES

5.4.1 Mesure des photons direct en collisions pp

Deux techniques seront principalement utilisées pour supprimer le bruit de fond de photons de désintégration dans la mesure des photons directs :

- Rejet direct des candidats π^0 à partir de leur masse invariante
- Coupure d'isolement

L'efficacité des deux techniques est évaluée à l'aide de deux échantillons d'événements PYTHIA6 propagés au travers d'une simulation GEANT 3.21 complète du détecteur : un échantillon d'événements de biais minimal qui contient principalement des photons de désintégration de π^0 et d'autres hadrons, tandis que l'autre échantillon se compose uniquement d'événements pour lesquels le processus de production photons directs a été activé afin que chaque événement contienne un photon direct. Avant d'exécuter la simulation du détecteur, les événements sont présélectionnés pour avoir au moins un photon de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ dans l'acceptance de FoCal, afin d'augmenter l'efficacité de la simulation. Nous avons comparé les résultats de ces simulations "déclenchées" avec des simulations de biais minimal pour vérifier que cette procédure ne supprime aucune contribution de bruit de fond significative, provenant par exemple des gerbes de hadrons dans FoCal.

Le rejet direct des photons de désintégration de π^0 est mis en œuvre comme suit : l'amas candidat est apparié avec tous les autres amas de l'événement ayant une énergie $E > 2 \text{ GeV}$. La masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ de chacune des paires ainsi formée est ensuite comparée à la masse attendue du π^0 ($135 \text{ MeV}/c^2$). Si la masse est dans la fenêtre de sélection $70 < M_{\gamma\gamma} < 180 \text{ MeV}/c^2$, le cluster candidat et le cluster partenaire sont rejetés.

L'isolement des photons est également un moyen efficace de supprimer le bruit de fond de désintégration dans les mesures de photons directs. Nous avons exploré la variante la plus simple de cette technique, qui consiste à ajouter les moments transverses $p_{T,i}$ des amas dans un cône de rayon $R = 0.4$ autour de l'amas considéré, afin d'obtenir $E_{T,\text{iso}} = \sum E_{T,i}$. Le panneau de gauche de la figure 5.22 montre la distribution en énergie d'isolement $E_{T,\text{iso}}$ obtenue pour des amas de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ à partir

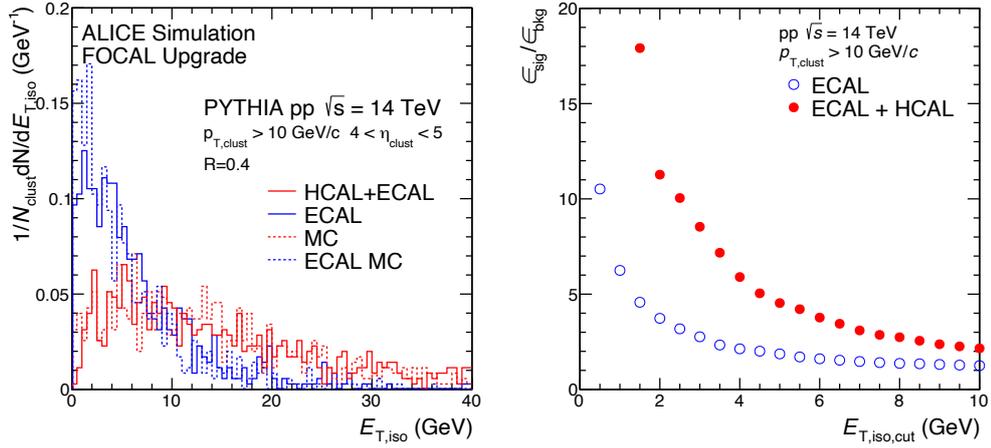


Figure 5.22: Distribution de l'énergie d'isolation ($E_{T,iso}$) dans un cône $R = 0.4$ autour de clusters de $p_T > 10$ GeV/c en collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. À gauche : comparaison des distributions avec FoCal-E uniquement (bleu) et la combinaison de FoCal-E et FoCal-H (rouge), pour les particules MC (en pointillés) et les quantités entièrement reconstruites (en trait plein). À droite : comparaison du rapport des efficacités entre le signal et le bruit de fond en fonction de la coupure de l'énergie d'isolation avec FoCal-E uniquement (cercles bleus ouverts) et la combinaison de FoCal-E et FoCal-H (cercles rouges pleins).

d'événements PYTHIA de biais minimal à l'énergie dans le centre de masse de 14 TeV, qui consistent uniquement en un bruit de fond de photons provenant principalement de désintégrations. Dans la figure, l'énergie d'isolement obtenue à partir de FoCal-E est comparée à celle obtenue à partir des signaux combinés de FoCal-E et FoCal-H. L'ajout de la composante hadronique issue de FoCal-H augmente clairement l'énergie d'isolement mesurée, ce qui améliore considérablement la sélectivité de la coupure d'isolement.

Le panneau de droite de la figure 5.22 compare le rapport de l'efficacité du signal de photons directs et du bruit de fond obtenu à partir d'événements de biais minimal, qui permet de quantifier l'amélioration du rapport signal sur bruit en fonction de la coupure en énergie d'isolement appliquée avec FoCal-E seul et en combinant FoCal-E et FoCal-H. L'ajout du calorimètre hadronique améliore significativement le rapport signal sur bruit. Dans ce qui suit, nous utiliserons une coupure d'isolement combinée FoCal-E et FoCal-H de $E_{T,iso} < 2$ GeV/c.

Le panneau de gauche de la figure 5.23 montre l'efficacité d'accepter des amas pour divers critères de rejet dans les pp collisions à 14 TeV simulés avec PYTHIA. Une faible efficacité est souhaitable car elle correspond à un rejet élevé. Le rejet de photons de désintégration basé sur la reconstruction des gerbes (SS) et une coupure en masse invariante (IM) rejette environ 90 % des clusters de bruit de fond (efficacité de 10 %) pour l'ensemble de la plage en p_T . La coupe d'isolement est quant à elle plus efficace à haut qu'à bas p_T . L'effet combiné des deux critères de sélection procure un rejet du bruit de fond de 93 % (efficacité de 0.07) à $p_T = 4$ GeV/c, qui augmente jusqu'à environ 97 % à $p_T > 6$ GeV/c.

Le panneau de droite de la figure 5.23 montre l'efficacité de la reconstruction de photons directs, incluant l'effet des critères de rejet de bruit de fond, obtenue à partir de l'échantillon d'événements de photons directs PYTHIA. L'efficacité est supérieure à 95 % sur la plage en p_T étudiée. Le rejet des photons de désintégration avec la méthode de la masse invariante introduit une perte d'efficacité supplémentaire d'environ 40 %, principalement due au rejet aléatoire de paires dont le photon partenaire provient d'une émission non corrélée. Cet effet dépend fortement de la pseudorapidité. L'inefficacité introduite par la coupe d'isolement est faible.

Le panneau de gauche de la figure 5.24 montre la fraction d'amas qui proviennent de photons directs. Ce rapport a été obtenu en analysant séparément les simulations PYTHIA de biais minimal et de photons directs puis en combinant les résultats. Les marqueurs bleus en cercle plein montrent la fraction de signal de la simulation sans appliquer de sélection. La fraction de signal augmente d'environ $2 \cdot 10^{-3}$ à $p_T = 2$ GeV/c jusqu'à $5 \cdot 10^{-2}$ à $p_T = 12-15$ GeV/c. Ce rapport est proche de celui donné par PYTHIA au niveau des particules générées. Les marqueurs vides montrent comment la fraction de signal augmente suite à l'application du rejet de photons de désintégration de π^0 et de la coupure d'isolement. Chacune des deux sélections améliorent la fraction de signal d'un facteur 4-8 tandis que leur effet combiné, illustré par les marqueurs carrés rouges, entraîne une amélioration d'environ un facteur 10, portant la fraction de signal au-dessus de 0.1 au-dessus de $p_T = 6$ GeV/c, et légèrement au-dessus de 0.5 à haut p_T .

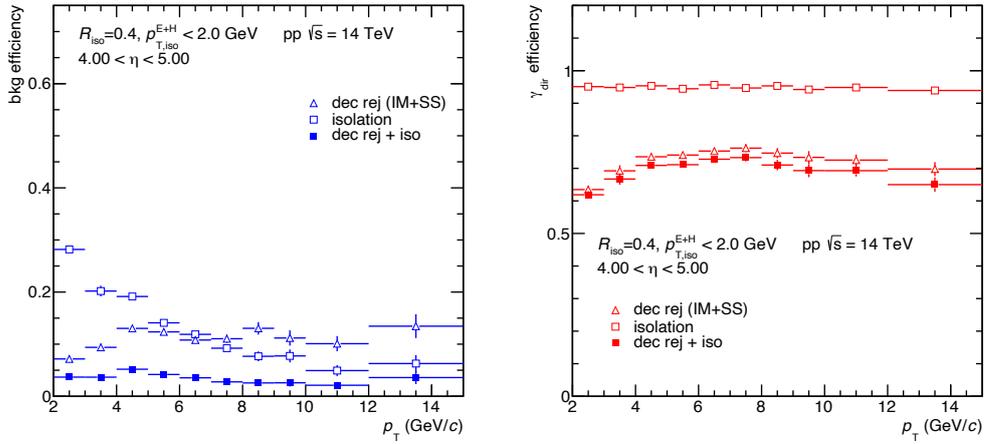


Figure 5.23: À gauche : efficacité des clusters issus du bruit de fond obtenue à l'aide d'une simulations complètes pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV générées par PYTHIA. Une faible efficacité correspond à un fort pouvoir de rejet. À droite : efficacité correspondante pour les photons directs.

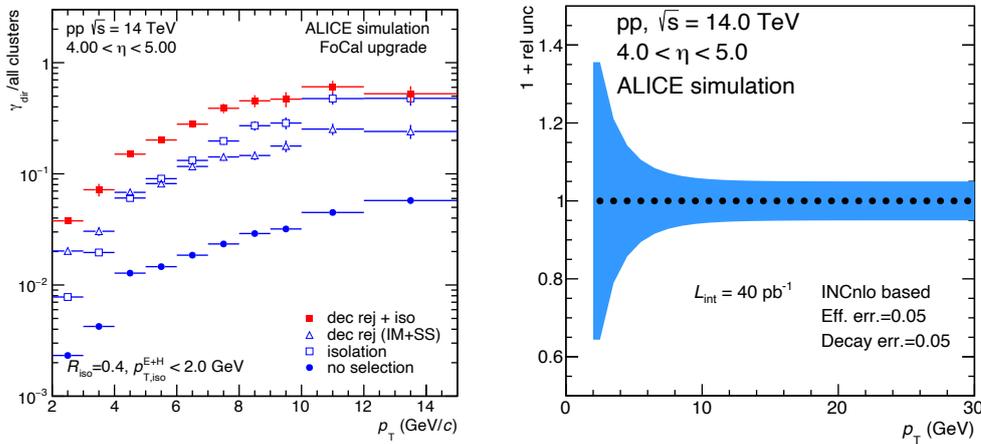


Figure 5.24: Fig. 36 : À gauche : fraction de clusters provenant de photons directs dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV simulées avec PYTHIA. À droite : incertitude relative attendue sur la mesure de photons directs dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. La bande colorée représente l'incertitude systématique principalement imputable aux incertitudes sur l'efficacité et l'échelle d'énergie, ainsi qu'à la détermination du bruit de fond provenant des photons de décroissance. Les incertitudes statistiques obtenues pour une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} sont négligeables.

Les performances attendues en collisions pp sont résumées dans le panneau de droite de la figure 5.24 qui représente l'incertitude relative sur une mesure de photons directs pour une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} collectée en une année de fonctionnement à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Ces projections sont basées sur une paramétrisation des spectres de photons directs et de désintégration donnés par INCNLO. En plus de fonctionner à pleine énergie en collisions pp, nous prévoyons de collecter des données de référence à la même énergie par paire de nucléons que celle des collisions p-Pb, soit $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$. Quelques picobarns inverses collectés à l'issue d'un run court constitueront un échantillon de référence dont les incertitudes statistiques seront d'au plus quelques pour-cent à $p_T = 20 \text{ GeV}/c$.

Les efficacités de rejet du bruit de fond et de détection du signal sont tirées de la figure 5.23 et ajustées à l'aide d'une fonction de lissage pour supprimer les fluctuations et extrapoler à plus haut p_T . À bas p_T , la contribution dominante à l'incertitude systématique est l'incertitude sur la soustraction du bruit de fond. Ce bruit de fond provient principalement des désintégrations de π^0 . Des incertitudes de quelques pour-cent sur l'efficacité de reconstruction (qui est d'environ 90 %) et sur l'échelle d'énergie¹, permettront de mesurer la production de π^0 avec une précision d'environ 5 %. À plus haut p_T , l'incertitude systématique dominante provient de l'efficacité et de l'échelle d'énergie des photons reconstruits. Dans ce cas, l'incertitude sur l'efficacité devrait être négligeable, car l'efficacité est proche de 100 %, mais l'incertitude sur l'échelle d'énergie peut conduire à une incertitude allant jusqu'à 5 % sur le taux de production en raison de la pente du spectre. Il en résulte une incertitude relative de 5 % à haut $p_T > 10\text{--}15 \text{ GeV}/c$. À plus bas p_T , les incertitudes augmentent, atteignant 20 % à $4 \text{ GeV}/c$, et 35 % à $2 \text{ GeV}/c$. Il s'agit d'une excellente performance pour une mesure de photons directs sur la plage considérée, avec des incertitudes systématiques inférieures à celles des PDF de protons actuels (voir figure 5.12), permettant de tester l'universalité et potentiellement d'améliorer les PDF de protons.

5.4.2 Mesure des photons directs en collisions p-Pb

En collisions p-Pb, un certain nombre de collisions nucléon-nucléon se superposent, conduisant à une plus grande multiplicité par événement. Cela affecte à la fois le fond combinatoire pour le rejet direct des photons de désintégration en utilisant la méthode de la masse invariante, ainsi que les distributions d'énergie d'isolement. Pour étudier ces effets, nous avons simulé des événements p-Pb en combinant des événements p-Pb de biais minimal HIJING avec un événement PYTHIA. Deux échantillons ont été générés : un échantillon de photons directs dans lequel PYTHIA a été exécuté en mode de production de photons directs et les événements ont été sélectionnés pour avoir un photon direct dans l'acceptance de FoCal, et un échantillon utilisant PYTHIA en mode de biais minimal, avec une présélection pour s'assurer qu'il y a un photon de désintégration dans l'acceptance de FoCal. Deux seuils différents pour la présélection ont été utilisés : $1.7 \text{ GeV}/c$ et $4 \text{ GeV}/c$, pour échantillonner une large gamme en p_T .

La figure 5.25 montre la distribution en énergie d'isolement des deux échantillons pour les amas candidats de photons de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ en collisions pp (panneau de gauche) et p-Pb (panneau de droite). Comme on pouvait s'y attendre, la distribution des événements de biais minimal, qui contiennent principalement des photons de désintégration provenant de mésons π^0 et η , ont une énergie d'isolement plus grande que celle de l'échantillon de photons directs. En collisions p-Pb, par rapport aux collisions pp, on note la nette augmentation de l'énergie d'isolement $E_{T,\text{iso}}$ moyenne à la fois pour les événements de photons directs et de biais minimal, en raison du bruit de fond de l'événement sous-jacent plus important. Pour l'analyse plus approfondie des collisions p-Pb, une sélection $E_{T,\text{iso}} < 5 \text{ GeV}/c$ a été utilisée. Ce critère de sélection, plus élevé que dans l'analyse pp afin de tenir compte de la contribution plus importante de l'événement sous-jacent, est en réalité plus strict, car l'augmentation de l'énergie de l'événement sous-jacent dans l'échantillon de biais minimal est proche de 4 GeV .

La figure 5.26 montre l'efficacité sur le bruit de fond (panneau de gauche) et l'efficacité sur le signal (panneau de droite) pour les collisions p-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.8 \text{ TeV}$, où la faible efficacité sur le bruit de fond correspond à un rejet de bruit de fond élevé. L'efficacité sur le signal, qui est d'environ 0.9 en considérant uniquement la coupure d'isolement, s'abaisse à environ 0.4 en incluant le rejet des photons de désintégration. L'effet de l'identification des photons de désintégration est significativement plus important que pour les collisions pp, en raison de la plus grande multiplicité des événements qui donne lieu à des cas de faux positif. Cet effet est encore renforcé par le déplacement du centre de masse dans les collisions p-Pb.

Les performances attendues pour la mesure des photons directs dans les collisions p-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.8 \text{ TeV}$ sont résumées sur la figure 5.27, qui montre dans le panneau de gauche, l'incertitude attendue sur la mesure, et sur le panneau de droite, les performances correspondantes sur le R_{pPb} comparées aux prédictions de EPPS16 et nNNPDF. Les barres noires indiquent les incertitudes statistiques et les

¹ Cette dernière s'annule en grande partie lors de la soustraction du bruit de fond de décroissance, qui est affecté de la même manière par l'incertitude sur l'échelle d'énergie.

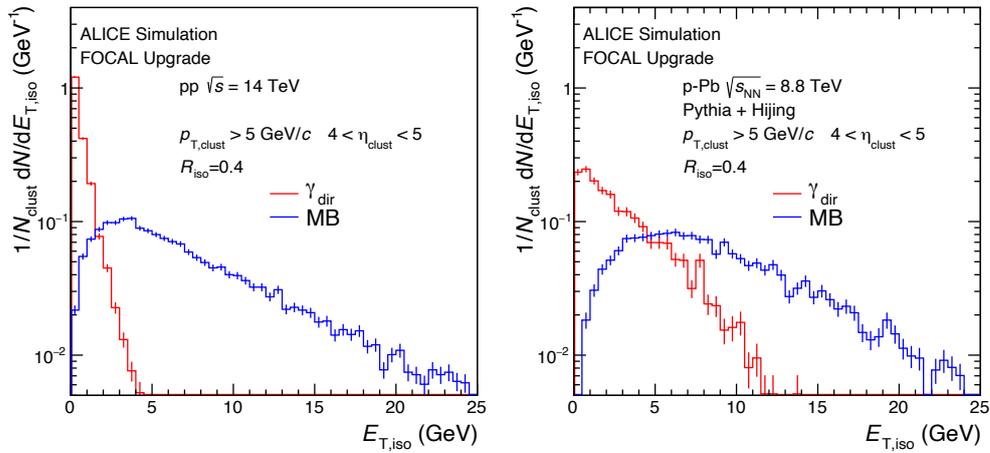


Figure 5.25: Distribution de l'énergie d'isolation $E_{T,iso}$ dans un cône de rayon $R = 0.4$ autour des clusters de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ en collisions pp à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ (panneau de gauche) et en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ (panneau de droite) pour des échantillons d'événements de biais minimum et de photons directs.

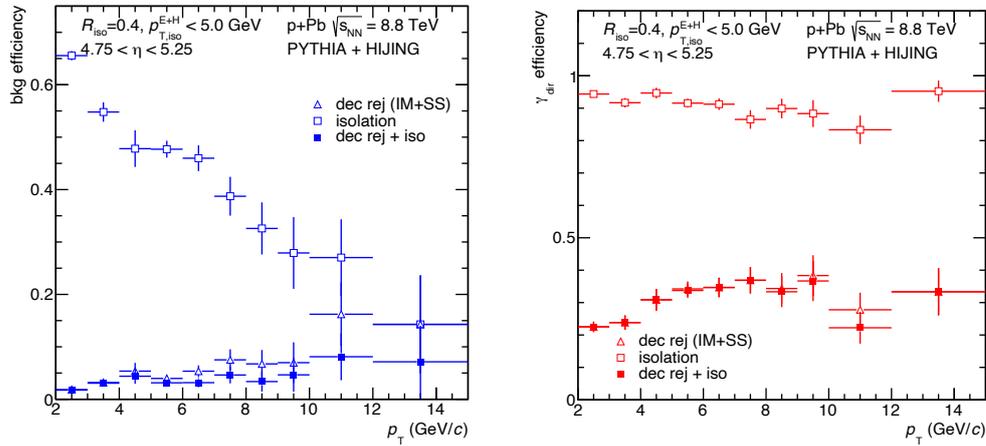


Figure 5.26: À gauche : pouvoir de rejet des clusters de bruit de fond en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ pour des événements de signal générés avec PYTHIA plongés dans des événements de bruit de fond HIJING avec des coupures en masse invariante invariante et d'isolement dans l'intervalle de rapidité $4.75 < \eta_{lab} < 5.25$. À droite : efficacité correspondante pour les photons directs.

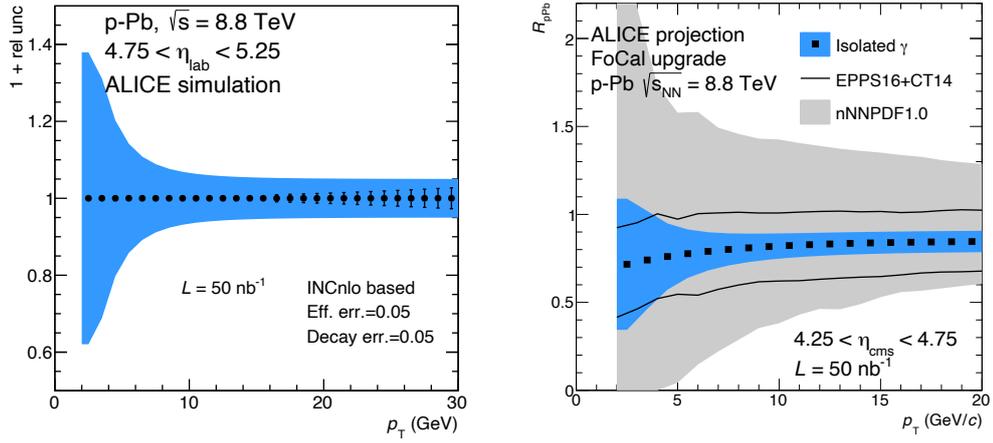


Figure 5.27: Incertitude relative attendue (panneau de gauche) sur une mesure de photons isolés et facteur de modification nucléaire correspondant (panneau de droite) des photons isolés en collisions p–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$ TeV. Les barres d’erreur noires indiquent les incertitudes statistiques. Les bandes indiquent les incertitudes systématiques, principalement dues aux incertitudes sur l’efficacité et l’échelle d’énergie, ainsi qu’à la détermination du bruit de fond des photons de désintégration. Les incertitudes actuelles des PDF nucléaires EPPS16 et nNNPDF 1.0 sont indiquées respectivement par la ligne noire et la bande ombrée.

bandes bleues les incertitudes systématiques. Comme dans le cas des collisions pp, discuté dans la section précédente, l’incertitude attendue a été estimée en utilisant les taux de production de photons donnés par INCNLO. À haut p_T , l’incertitude systématique dominante provient de l’efficacité et de l’échelle d’énergie des photons reconstruits, qui entraîne une incertitude de 5 % sur taux de production de photons, principalement due à l’incertitude sur l’échelle d’énergie. À plus bas p_T , les incertitudes augmentent en raison de l’incertitude systématique sur le bruit de fond soustrait, consistant en des incertitudes sur l’efficacité de reconstruction des π^0 et la détermination de leur taux de production, et une incertitude sur l’échelle d’énergie, qui représentent 5 % du taux de production de bruit de fond. L’incertitude résultante sur les taux de production de photons directs atteint environ 20 % à 4 GeV/c. Certaines des incertitudes systématiques en collisions pp et p–Pb devraient s’annuler dans le calcul du quotient R_{pPb} . Néanmoins, nous avons par prudence surestimé l’incertitude systématique totale en ajoutant quadratiquement chacune des incertitudes. Les performances attendues sont illustrées dans le panneau de droite de la figure 5.27, qui inclut les incertitudes actuelles EPPS16 et nNNPDF1.0 (niveau de confiance de 68 %). Les incertitudes statistiques sur le facteur de modification nucléaire seront dominées par celles de la référence pp. Cependant, comme mentionné dans la section précédente, quelques picobarn inverses collectés pendant un court run permettent déjà d’obtenir un échantillon de référence avec des incertitudes statistiques d’au plus quelques pour-cent à $p_T = 20$ GeV/c.

5.4.3 Impact de la mesure des photons directs sur la PDF de gluons

Afin d’illustrer l’impact des mesures de FoCal sur les PDF nucléaires, la figure 5.28 montre l’effet de l’inclusion de la mesure de photons vers l’avant de FoCal dans la paramétrisation EPPS de la PDF nucléaire de gluons. Ce résultat est obtenu avec une version préliminaire des PDF nucléaires EPPS16, noté EPPS99 dans la figure. La ligne pointillée rouge représente l’incertitude actuelle, qui va de près de 0 à environ 2 fois la valeur centrale, tandis que la bande grise montre l’incertitude après avoir inclus la mesure FoCal prévue au-dessus de 4 GeV/c, en supposant que la valeur centrale mesurée concorde avec la valeur centrale des PDFs nucléaires EPPS. L’inclusion des données FoCal dans l’ajustement réduit l’incertitude d’environ un facteur 2 jusqu’à $x \sim 10^{-5}$. Une réduction similaire de l’incertitude est attendue pour $x > 10^{-4}$ à l’issue des jouvences futures du prochain programme RHIC nucléaire froid.

Comme discuté au paragraphe 5.2.1, les incertitudes estimées reflètent également dans une certaine mesure la flexibilité des paramétrisations utilisées pour la modification nucléaire des PDFs. L’impact des mesures de photons directs sur les PDFs nucléaires dépend des données utilisées pour contraindre les différentes PDFs, de même que des hypothèses utilisées pour contraindre les paramétrisations dans les régions où aucune donnée n’existe. Étant donné qu’aucune donnée n’est disponible pour contraindre les PDF nucléaires pour $x < 0.001$, les incertitudes jusqu’à ce que de nouvelles données ne soient disponibles sont difficiles à estimer et peuvent actuellement être plus importantes que supposées. Pour illustrer les performances combinées des mesures futures, les incertitudes attendues sur les PDFs de

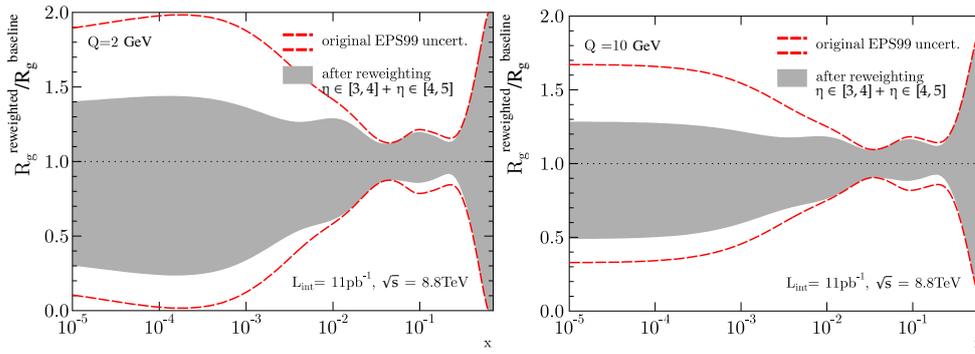


Figure 5.28: Incertitude relative sur la modification nucléaire de la PDF du gluon obtenue à partir des données expérimentales actuelles (ligne rouge, EPS99) et après inclusion de la mesure de photons directs par FoCal (bande grise) pour $Q = 2 \text{ GeV}$ et $Q = 10 \text{ GeV}$. La luminosité intégrée correspond à 50 mb^{-1} en collisions p–Pb.

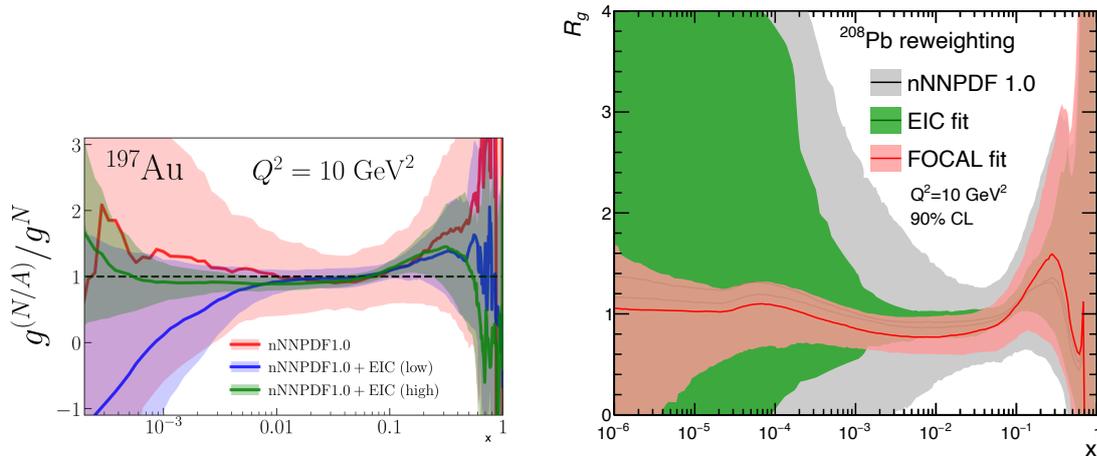


Figure 5.29: Modification nucléaire de la distribution de gluons pour les noyaux lourds en fonction de x à $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^2$. À gauche : comparaison (pour $x > 10^{-4}$) entre la paramétrisation actuelle nNNPDF1.0 de l’Au et celles incluant les pseudo-données EIC “basse énergie” et “haute énergie”. À droite : comparaison (pour $x > 10^{-6}$) entre la paramétrisation nNNPDF1.0 du Pb et les ajustements aux pseudo-données de FoCal (bande rouge) et les pseudo-données EIC “haute énergie” (bande verte). Dans les deux panneaux, les bandes d’incertitude correspondant à un intervalle de confiance à 90 % sont tracées et les PDF nucléaires sont normalisées par la PDF NNPFD3.1 du proton.

gluons pour l’ajustement nNNPDF (voir figure 5.2) en utilisant des pseudo-données pour l’EIC ou FoCal au-dessus de $4 \text{ GeV}/c$ (selon la figure 5.27) sont présentées dans la figure 5.29. Pour les données FoCal, les incertitudes statistiques et systématiques sont combinées en une incertitude point par point, tandis qu’une incertitude de normalisation (entièrement corrélée d’un point à l’autre) supplémentaire de 5 % est incluse. Comme attendu, l’option EIC de plus haute énergie limitera la PDF du gluon jusqu’à environ $5 \cdot 10^{-3}$, tandis que FoCal conduirait à des incertitudes considérablement améliorées, même pour x bien en-dessous de 10^{-4} . De toute évidence, les mesures FoCal sonderont des valeurs de x beaucoup plus petites que celles existantes ou futures auprès du EIC, et conduiront à des résultats de haute précision grâce à l’excellente performance des mesures de photons directs.

5.4.4 Comparaison avec les performances attendues de LHCb

Comme mentionné au paragraphe 5.2.1.4, la collaboration LHCb espère pouvoir mesurer des photons isolés en collisions pp et p–Pb au cours des Run 3 et 4 du LHC. Les performances des photons isolés pour le Run 2 n’ont été rapportées que très récemment dans la référence [314].

Le calorimètre électromagnétique ECAL de l’expérience LHCb couvre la région $1.9 < \eta < 4.5$, avec une granularité relativement grossière ; les plus petites tours dans les parties les plus intérieures du calorimètre correspondent à $|\eta| \approx 0.1$. Les photons des désintégrations de π^0 , dont les gerbes (auxquelles viennent en plus se superposer celles des particules chargées qui frappent la surface du

ECAL) commencent déjà à se chevaucher à partir de quelques GeV/c , ne peuvent par conséquent pas être complètement résolus.

Comme indiqué dans la référence [314], seuls environ 60 % des photons de $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ atteignent ECAL (situé à $z = 12 \text{ m}$ du point d'interaction) sans se convertir. Environ 22 % se convertissent en di-électrons avant qu'ils n'atteignent l'aimant (situé à $z = 5 \text{ m}$ du point d'interaction), et peuvent être reconstruits comme des photons de conversion à l'aide du trajectographe. Environ 18 % se convertissent en di-électrons entre l'aimant ($z = 5 \text{ m}$) et ECAL. Avec les techniques de reconstruction actuelles utilisées dans la chaîne de reconstruction de LHCb, ces photons ne sont pas identifiés comme des amas de photons dans ECAL.

L'efficacité qu'un photon direct atteint ECAL (sans conversion) est d'environ 45 %, tandis que celle des photons de désintégration n'est que d'environ 25 %, probablement en raison du veto sur l'activité des jets à proximité et sur les traces chargées entourant le photon de désintégration. Comme le montre la référence [314], l'efficacité de reconstruction des π^0 (en utilisant toutes les techniques de reconstruction complémentaires) dans des collisions p-Pb de biais minimal à l'énergie de 8.16 TeV simulées avec le générateur d'événements EPOS LHC, augmente linéairement de 0 à 17 % à $\sim 1 \text{ GeV}/c$, puis diminue lentement en fonction de p_T jusqu'à atteindre environ 12 % à $10 \text{ GeV}/c$. Cette efficacité de reconstruction est considérablement inférieure à celle attendue pour FoCal qui est de l'ordre de 70–90 %.

En raison de segmentation grossière du ECAL, la mesure des photons directs proposée par LHCb est basée sur des photons qui se convertissent en une paire électron-positon dans le matériau du localisateur de vertex (appelées "conversions précoces" dans la terminologie LHCb). Cette approche fournirait un échantillon de photons plutôt pur mais au détriment de l'efficacité qui est inférieure à 10 %, en y incluant la probabilité de conversion (d'environ 22 % comme indiqué ci-dessus) entachée d'une incertitude relativement importante ($\sim 6 \%$ mais qui s'annule dans le calcul du $R_{p\text{Pb}}$). La perte de signal due à l'utilisation des photons de conversion devrait être compensée par l'utilisation du HLT au cours des Run 3–4 avec des critères de sélection lâches pour enregistrer les événements avec un candidat photon de conversion, et par une possible augmentation de la luminosité délivrée à l'expérience LHCb. Pour séparer les photons de désintégration des photons de fragmentation, des techniques d'isolement et de tagging, similaires à celles discutées dans la section précédente pour FoCal, seront nécessaires. Pour LHCb, l'isolement peut être assuré à l'aide des informations du trajectographe et du calorimètre électromagnétique ; la segmentation du calorimètre hadronique étant trop grossière pour être utile. La coupure d'isolement implique que le signal de photons directs ne peut pas être mesuré jusqu'à 0.2–0.4 unités en-deçà de limite en acceptance du détecteur. Cela conduit à une acceptance effective pour les photons directs jusqu'à $\eta \sim 4.2$ dans LHCb, comparée à $\eta \sim 5.2$ dans FoCal. Afin de maintenir les incertitudes sur la mesure finale à un niveau d'environ 10–20 %, il est crucial d'avoir un rejet du bruit de fond élevé avec une efficacité sur le signal raisonnable, ainsi qu'une estimation précise du bruit de fond restant des désintégrations de mésons. Dans le cas de FoCal, cela est rendu possible par la grande efficacité de reconstruction des π^0 (et η).

Dans LHCb, pour compenser la faible efficacité de reconstruction des photons, une approche multivariable basée sur la décision d'un Boost Decision Tree (BDT) a été utilisée pour l'isolement. Le BDT a été entraîné avec des événements de photons directs simulés avec PYTHIA6 incorporés à des événements p-Pb générés par EPOS LHC. Les photons issus du processus Compton ($g + q \rightarrow \gamma + q$) constituent le signal, tandis que les photons de désintégration des mésons (provenant de l'événement sous-jacent dans PYTHIA6 et EPOS LHC) le bruit de fond. Les variables d'isolement utilisées pour l'entraînement du BDT comportent 4 tailles de cône différentes avec 4 quantités locales différentes (telles que l'énergie) et 3 caractéristiques globales de l'événement. Les variables ont été calculées à partir d'objets reconstruits (traces, photons candidats, conversions, etc.) avec des critères de sélection les plus lâches possibles afin de minimiser l'impact sur le BDT de la perte d'information due aux inefficacités des détecteurs. Les performances du BDT pour les photons de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ dans l'acceptance de l'expérience LHCb (supposée correspondre à $3 < \eta < 4$ dans ce qui suit) est illustrée à la figure 5.30. La distribution du score de sortie du BDT (panneau de gauche), qui s'apparente à la distribution d'isolement utilisée dans le cas de FoCal (voir par exemple la figure 37), sépare clairement le signal (valeurs élevées) du bruit de fond (valeurs faibles). En supposant une fraction de signal de 0.05 pour les photons de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$, on peut déduire la pureté et l'efficacité de sélection pour une valeur donnée du score BDT (panneau de droite). Une efficacité de sélection de 20 % permet d'atteindre une pureté de 20 %, ce qui se traduit par une amélioration du rapport S/B d'environ un facteur 5.

Le générateur d'événements EPOS diffère de HIJING car il met en œuvre des effets collectifs tels que le flot anisotrope, qui conduisent à des spectres de particules plus durs. En général, il présente également une multiplicité à peu près 25 % plus faible dans la région avant. Par conséquent, cela peut avoir un impact sur les performances d'isolement. Afin de comparer directement les performances de LHCb et FoCal, des simulations avec le générateur EPOS LHC ont été réalisées. L'amélioration du

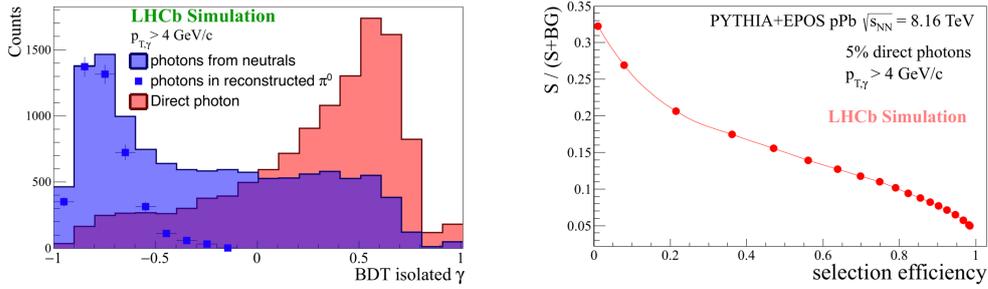


Figure 5.30: À gauche : distribution BDT des photons directs (rouge) et des photons issus des décroissances de mésons neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (bleu) dont ceux appartenant au pic de π^0 reconstruits (carrés bleus) de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$. La fraction du bruit de fond provenant des désintégrations de mésons neutres est d'environ 40 %. À droite : pureté en fonction de l'efficacité de sélection estimée à partir du BDT pour une fraction de photons directs de 5% indépendante de p_T .

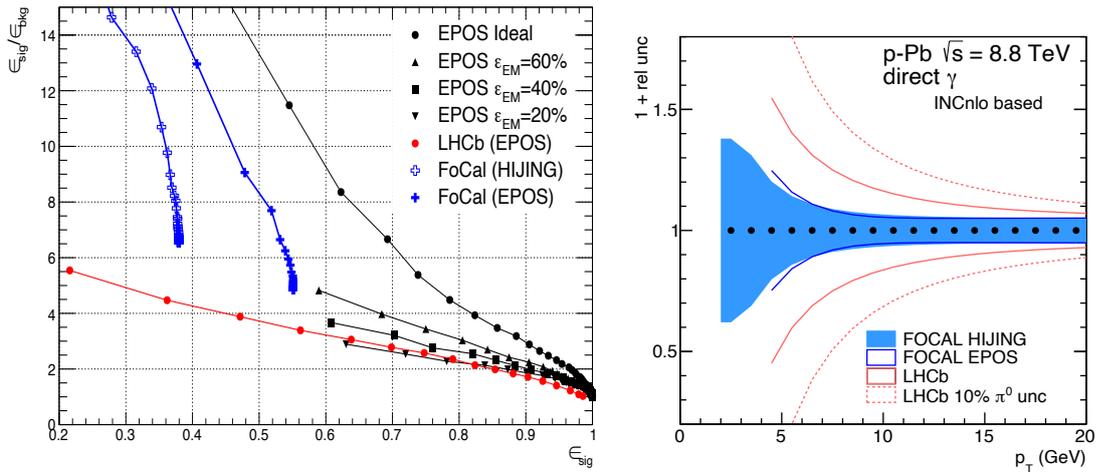


Figure 5.31: À gauche : amélioration du rapport S/B (exprimé comme le rapport des efficacités du signal et du bruit de fond) des particules générées par EPOS, en appliquant une efficacité de détection des photons indépendante de leur impulsion transverse de 20, 40 et 60 % en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$, comparée aux performances de FoCal et LHCb [314] obtenues à l'aide de simulations complètes. À droite : comparaison des incertitudes attendues pour la mesure des photons isolés en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ pour FoCal et LHCb. Les performances de FoCal dans l'acceptance $4 < \eta < 5$ sont obtenues à l'aide de simulations complètes utilisant les générateurs d'événements MC HIJING et EPOS, avec une incertitude sur le bruit de fond de 5 %, identique à celle utilisée dans la figure 5.27. Concernant LHCb, le facteur 5 d'amélioration du rapport S/B correspondante à une efficacité de sélection de 0.2 (cf. figure 5.30 de droite) a été appliquée au rapport S/B initial donné par INCNLO [315] dans l'acceptance $3 < \eta < 4$ avec une incertitude de 5 % et de 10 % sur le bruit de fond.

rapport S/B , qui peut être exprimée comme le rapport des efficacités sur le signal et le fond, a été étudiée au niveau du générateur. Les performances de LHCb ont été grossièrement reproduites en appliquant une efficacité de photons indépendante de p_T de 20, 40 et 60 %. En effet, les inefficacités sur la détection de photons affectent considérablement les capacités d'isolement. En particulier, une efficacité de 20 %, qui n'est que légèrement inférieure à celle des photons des désintégrations citée dans la référence [314], reproduit bien les résultats obtenus à l'aide de la simulation complète du détecteur LHCb (cf. panneau de gauche de la figure 5.31), tandis qu'une efficacité de 40 % semble surestimer les performances. Il convient de noter que les performances dépendent également d'autres détails de la réponse du détecteur, comme par exemple le seuil en énergie de l'amas utilisé dans l'analyse et la fraction d'énergie hadronique reconstruite avec le trajectographe de l'expérience LHCb (une fraction 0.7 de l'énergie hadronique totale a été utilisée). La figure 5.31 montre également les performances de FoCal obtenues à partir d'une simulations complète du détecteur avec EPOS LHC et HIJING (comme précédemment), démontrant le plus grand gain sur le rapport S/B attendu pour FoCal.

Le panneau de droite de la figure 5.31 compare les performances attendues pour une mesure de photons isolés en collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$ par FoCal ($4 < \eta < 5$) et LHCb ($3 < \eta < 4$). Dans les deux cas, le rapport S/B initial a été obtenue avec INCNLO. Pour FoCal, la projection principale est basée sur les simulations PYTHIA + HIJING (comme sur la figure 5.27) alors que les résultats des simulations

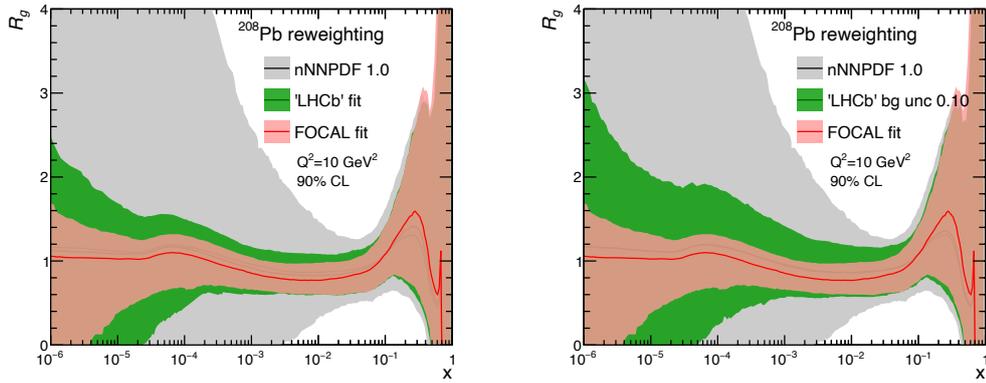


Figure 5.32: Incertitudes attendues sur la modification nucléaire R_g de la PDF du gluon en utilisant la paramétrisation nNNPDF1.0 (zone grise) après inclusion d'une mesure de photons isolés par LHCb (bande verte) dans la région $3 < \eta < 4$ avec les incertitudes indiquées sur la figure 5.31 et par FoCal (bande rouge) dans la région $4 < \eta < 5$. Le panneau de gauche montre le cas avec une incertitude de 5 % sur le bruit de fond (ligne continue sur la figure 5.31) et le panneau de droite montre le cas avec une incertitude de 10 % sur le bruit de fond (ligne pointillée sur la figure 5.31). Comme dans le panneau de droite de la figure 5.29, les bandes représentent les intervalles de confiance à 90 %.

PYTHIA + EPOS sont présentés à titre de comparaison. Dans l'analyse des événements construits à l'aide d'EPOS, la coupure sur l'énergie d'isolement a été abaissée à $E_{T,iso} = 2 \text{ GeV}/c$ ($5 \text{ GeV}/c$ pour HIJING) car la contribution de l'événement sous-jacent à l'énergie d'isolement s'avère plus faible que pour HIJING. En ce qui concerne LHCb, le facteur 5 sur le rapport S/B correspondant à une efficacité de sélection de 0.2 (cf. figure 5.30) a été appliquée sur la valeur initiale du rapport S/B calculée à l'aide de INCNLO. Une incertitude sur le bruit de fond de 5 % (traits continus), similaire à celle de FoCal, et de 10 % (traits pointillés) sont utilisées. Cette dernière est motivée par les performances de reconstruction des photons significativement inférieures de LHCb par rapport à FoCal.

Comme le montre la figure 5.31, les performances attendues de LHCb sont plus d'un facteur 2 pires que celles de FoCal, en particulier à faible p_T où la précision sera cruciale afin d'être sensible à une éventuelle évolution non-linéaire de la QCD. Pour estimer les incertitudes attendues sur R_g d'une possible mesure de LHCb dans la plage de rapidité $3 < \eta < 4$, les nNNPDF1.0 ont été pondérés avec des pseudo-données générées à l'aide des incertitudes représentées sur figure 5.31, pour 5 % ou 10 % d'incertitude sur le bruit de fond. Les incertitudes obtenues sur R_g sont représentées respectivement dans les panneaux de gauche et de droite de la figure 5.32. Puisqu'il n'y a actuellement aucune données disponibles pour contraindre la région $x < 10^{-2}$ dans nNNPDF1.0, la prise en compte des pseudo-données photons de LHCb contraignent effectivement les distributions de gluons, mais avec des incertitudes plus importantes que celles obtenues à partir de la mesure de FoCal, et ce, sur toute la plage en $x < 10^{-1}$. En particulier, pour $x \lesssim 10^{-4}$, la mesure de FoCal surpasse nettement celle de LHCb. L'objectif principal du programme de physique à petit x du LHC sera de rechercher les traces d'une évolution non-linéaire de QCD, c'est-à-dire des écarts par rapport à l'évolution linéaire utilisée dans la méthode de pondération. L'acceptance de FoCal s'étend au-delà de celle de LHCb pour les photons d'une unité de rapidité, et couvre donc des valeurs de x 3 fois plus petites, ce qui pourra s'avérer indispensable pour rechercher des preuves directes de telles déviations.

Il est également important de garder à l'esprit que l'objectif principal du programme à petit x dans son ensemble sera d'identifier ou d'exclure les écarts par rapport à l'évolution linéaire pour des valeurs de x (et Q) inférieures. Ces effets devraient se manifester progressivement de sorte qu'une exploration fiable de ce régime bénéficiera fortement de mesures multiples sur une la plus large plage possible de x et Q^2 . Si un effet devait être mis en évidence par LHCb, il sera essentiel de confirmer et d'améliorer la mesure avec une autre expérience mettant en œuvre une technique de mesure différente pour confirmer voire écarter l'effet.

5.4.5 Spectres de mésons neutres en collisions Pb-Pb et facteur de modification nucléaire

Les performances de FoCal pour la reconstruction des π^0 en collisions Pb-Pb ont été estimées en incorporant des π^0 dans des collision centrale Pb-Pb entièrement simulées. La résolution en masse invariante s'est avérée être plus faible, bien que toujours assez bonne, dans les collisions Pb-Pb que dans les simulations à une seule particule, tandis que l'efficacité est d'environ 80 % à grand p_T . En réalité, on s'attend également à un bruit de fond combinatoire plus important dans la distribution en masse

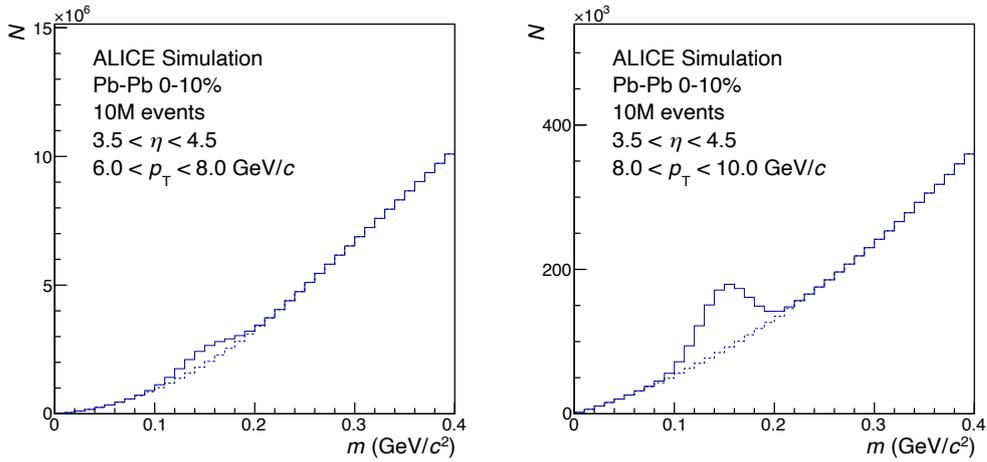


Figure 5.33: Distribution en masse invariante simulée pour des paires de photons de $6 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$ (panneau de gauche) et $8 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ (panneau de droite) dans 10^6 événements Pb–Pb centraux pour un tube de faisceau en béryllium.

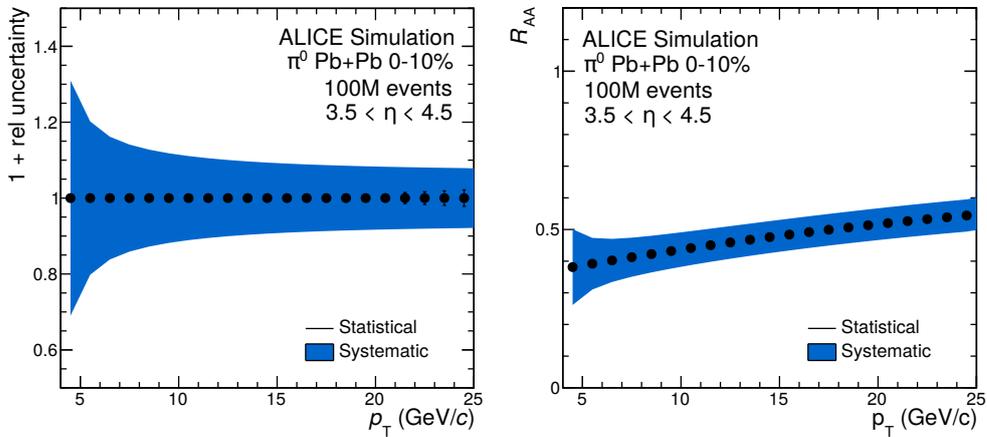


Figure 5.34: Incertitudes statistiques et systématiques estimées pour une mesure de la production de π^0 en collisions Pb–Pb centrales (panneau de gauche) et du R_{AA} correspondant (panneau de droite) obtenue à partir de JEWEL pour un tube de faisceau en béryllium seul.

invariante des paires de photons. Nous avons étudié le bruit de fond combinatoire dans des événements Pb–Pb simulés et illustré son effet en paramétrisant la distribution du bruit de fond et en la normalisant à 10 millions d’événements centraux. Nous avons ensuite calculé la distribution en masse invariante pour les distributions paramétrisées de signal et de bruit de fond, le résultat est illustré à la figure 5.33 pour $6 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$. Le rapport signal sur bruit attendu est d’environ 0.25, ce qui est suffisamment élevé pour déterminer les taux de production de π^0 avec une précision raisonnable. Dans l’intervalle légèrement inférieur $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$, le rapport sur bruit n’est plus que de quelques pour-cent, ce qui rend difficile d’estimer le signal.

Sur la base des résultats ci-dessus, nous avons ensuite calculé les incertitudes statistiques et systématiques attendues sur une mesure de π^0 pour 100M de collisions Pb–Pb centrales (cf. panneau de gauche de la figure 5.34). À faible p_T , la contribution dominante à l’incertitude systématique est celle sur le bruit de fond combinatoire dans la distribution en masse invariante, qui est estimée à 0.25% (du bruit de fond). À plus haut $p_T \gtrsim 8 \text{ GeV}/c$, l’incertitude systématique sur l’efficacité de reconstruction et la résolution en p_T sont dominantes. Leur effet combiné est estimé à environ 10% sur le taux de production mesuré. Le panneau de droite de la figure 5.34 montre quant à lui, les performances attendues sur le facteur de modification nucléaire, pour lequel les incertitudes systématiques sur la mesure en Pb–Pb et pp ont été supposées indépendantes (hypothèse prudente).

Part V

CONCLUSION

CONCLUSION

La QCD, théorie des interactions fortes, se caractérise par un diagramme de phase complexe. Les constituants élémentaires colorés de la théorie, les quarks et les gluons, dans des conditions ordinaires, sont confinés à l'intérieur des hadrons neutres de couleur mais deviennent (presque) libres de se mouvoir sur des distances supérieures à la taille typique d'un hadron (environ 1 fm) dans un environnement extrêmement chaud et/ou dense. La matière hadronique subit alors une transition de phase vers un QGP. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au LHC et à l'énergie maximale du RHIC offrent un accès expérimental à la phase QGP.

Comprendre comment les jets produits dans les collisions d'ions lourds dissipent leur énergie en présence du QGP en raison de fortes interactions dans l'état final est l'un des principaux défis théoriques et expérimentaux des programmes d'ions lourds menés auprès du RHIC et du LHC. Les jets constituent à cet effet non seulement des sondes de choix des propriétés de transport du QGP, mais aussi un moyen précieux de déterminer comment les quarks simples interagissent avec le QGP par le biais de l'échange de gluons. Ces interactions quark-gluon sont à la base de la force nucléaire forte, la plus puissante (et encore la plus méconnue) des quatre forces fondamentales de la nature.

Le jet quenching soulève cependant encore de nombreuses questions. La nature de la perte d'énergie des partons dans le milieu fait l'objet d'un intense débat entre différentes approches théoriques. La dynamique par laquelle l'énergie est transférée du parton au milieu n'est pas claire, de même que la manière dont ce processus modifie la sous-structure interne des jets. La mesure de la suppression des jets dans les collisions Pb-Pb présentée dans ce document montre que les partons colorés perdent une fraction significative de leur énergie, contrairement à ce qui se passe pour les sondes électromagnétiques qui suivent la mise à l'échelle attendue avec le nombre de collisions binaires. L'absence de tels effets dans les collisions pPb fournit une forte indication que la suppression est due au milieu chaud et dense, ce qui a été corroboré par des observables qui nous renseignent sur ses propriétés hydrodynamiques globales. Depuis lors, des progrès significatifs ont été réalisés par l'introduction de nouvelles techniques parmi lesquelles une soustraction du bruit de fond à partir de coïncidences semi-inclusives présentée dans ce travail. Plus récemment, l'intérêt s'est déplacé vers l'étude des jets de saveurs lourdes dont l'identification s'appuie sur des techniques d'étiquetage basées sur le paramètre d'impact des traces également décrites dans ce document.

Avec le démarrage du Run 3 du LHC, ALICE et les autres expériences du LHC auront l'occasion unique d'étudier le QGP avec une précision sans précédent. Les jouvences d'envergure apportées au détecteur ALICE au court du LS2 visent bien cet objectif par :

- L'amélioration des performances de reconstruction de la trace du point de vue de la précision spatiale et de l'efficacité, en particulier pour les particules de faible impulsion, afin de sélectionner plus efficacement les vertex de désintégration des hadrons de saveurs lourdes ;
- L'augmentation du taux de lecture des événements jusqu'à 50 kHz pour les collisions Pb-Pb en mode de lecture continue, qui offre la plus grande efficacité possible pour les processus à basse impulsion. Cette augmentation permettra d'enregistrer pendant les Runs 3 et 4 un échantillon de collisions de biais minimum correspondant à une luminosité intégrée totale de plus de 10 nb^{-1} délivrée par le LHC. Cet échantillon excèdera celui du Run 2 de deux ordres de grandeur.

La mesure des jets, et en particulier des jets de saveurs lourdes, de même que leurs corrélations figurera parmi les priorités de l'expérience ALICE pendant le Run 3 et au-delà. Dans la perspective du Run 5 du LHC, un nouveau détecteur compact polyvalent de dernière génération dénommé ALICE 3 fera suite à l'expérience ALICE actuelle. L'objectif poursuivi sera de construire un détecteur ultraléger, constitué de couches véritablement cylindriques basées sur des capteurs en silicium de technologie MAPS amincis de grande taille (celle d'une galette de silicium de 12 pouces), présentant une épaisseur de matière sans précédent de 0.05 % X_0 par couche, les couches les plus internes pouvant être placées à l'intérieur du tube de faisceau. Outre des capacités supérieures de tracking et de vertexing sur une large gamme d'impulsion jusqu'à quelques dizaines de MeV/c, le détecteur permettra l'identification des particules par la mesure de leur temps de vol avec une résolution d'environ 20 ps. Le détecteur proposé est conçu pour l'étude des collisions pp, pA et AA à des luminosités 20 à 50 fois plus élevées que celles possibles avec le détecteur ALICE, permettant un programme de physique riche allant des mesures avec des sondes électromagnétiques à des moments transversaux ultra-faibles à la physique de précision dans le secteur du charme et de la beauté.

Dans le même temps, d'autres possibilités doivent être explorées dans le domaine de la physique des ions lourds. Aux États-Unis, le projet de collisionneur électron-ion prend forme ; il permettra d'étudier la structure interne du noyau par diffusion profondément inélastique (DIS), à une énergie et une luminosité jamais atteintes auparavant. Ces mesures combleront une lacune en fournissant des informations cruciales sur l'état initial des collisions étudiées dans les collisionneurs de hadrons, qui doivent jusqu'à présent s'appuyer sur des extrapolations à partir d'énergies plus basses. En Europe et au Japon, il existe des projets de collisionneurs de hadrons à des énergies dans le centre de masse plus basses mais à des intensités plus élevées, appelés respectivement FAIR et J-PARC-HI. Ces expériences tenteront d'étudier la nature du QGP formé à une température intermédiaire et à un potentiel chimique baryonique fini, et éventuellement de rechercher un point critique de la transition de phase.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] The ALICE collaboration. *ALICE Technical Design Reports*. <https://alice-collaboration.web.cern.ch/documents/tdr/index.html> (cit. on p. 1).
- [2] and F Carminati, P Foka, P Giubellino, A Morsch, G Paic, J-P Revol, K Safarik, Y Schutz, and U A Wiedemann (editors). "ALICE: Physics Performance Report, Volume I." In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 30.11 (Oct. 2004), p. 1517. DOI: 10.1088/0954-3899/30/11/001. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/30/11/001> (cit. on p. 1).
- [3] Christian Wolfgang Fabjan et al. "ALICE: Physics Performance Report." In: *J. Phys. G* 32 (2006). Ed. by B Alessandro et al., pp. 1295–2040. DOI: 10.1088/0954-3899/32/10/001 (cit. on pp. 1, 59, 68).
- [4] Hiroki Yokoyama. "Mesure de la production inclusive de jets chargés dans les collisions Pb-Pb à 5.02 TeV avec l'expérience ALICE auprès du LHC." 2018GREAY010. PhD thesis. 2018. URL: <http://www.theses.fr/2018GREAY010/document> (cit. on p. 1).
- [5] Ritsuya Hosokawa. "Mesure des propriétés des jets dans les collisions pp et Pb-Pb a 5.02 TeV avec l'expérience ALICE auprès du LHC." 2019GREAY025. PhD thesis. 2019. URL: <http://www.theses.fr/2019GREAY025/document> (cit. on p. 1).
- [6] Hadi Hassan. "Modélisation et mesure des facteurs de modification nucléaire des jets issus de quarks beaux dans les collisions p-Pb à 5.02 TeV avec l'expérience ALICE auprès du LHC." 2019GREAY008. PhD thesis. 2019. URL: <http://www.theses.fr/2019GREAY008/document> (cit. on p. 1).
- [7] Shreyasi Acharya et al. "Observation of medium-induced yield enhancement and acoplanarity broadening of low- p_T jets from measurements in pp and central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV." In: (Aug. 2023). arXiv: 2308.16131 [nucl-ex] (cit. on p. 1).
- [8] Shreyasi Acharya et al. "Measurements of jet quenching using semi-inclusive hadron+jet distributions in pp and central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV." In: (Aug. 2023). arXiv: 2308.16128 [nucl-ex] (cit. on p. 1).
- [9] Shreyasi Acharya et al. "Multiplicity dependence of charged-particle jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV." In: *Eur. Phys. J. C* 82.6 (2022), p. 514. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10405-x. arXiv: 2202.01548 [nucl-ex] (cit. on pp. 1, 78).
- [10] Shreyasi Acharya et al. "Measurement of inclusive charged-particle b-jet production in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV." In: *JHEP* 01 (2022), p. 178. DOI: 10.1007/JHEP01(2022)178. arXiv: 2110.06104 [nucl-ex] (cit. on p. 1).
- [11] Shreyasi Acharya et al. "Measurement of charged jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV." In: *Phys. Rev. D* 100.9 (2019), p. 092004. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.092004. arXiv: 1905.02536 [nucl-ex] (cit. on pp. 1, 56, 78).
- [12] Luciano Musa. *Letter of Intent for an ALICE ITS Upgrade in LS3*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2019. DOI: 10.17181/CERN-LHCC-2019-018. URL: <https://cds.cern.ch/record/2703140> (cit. on pp. 2, 83, 86).
- [13] *Letter of Intent: A Forward Calorimeter (FoCal) in the ALICE experiment*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2719928> (cit. on p. 2).
- [14] J.D. Bjorken. "Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma: Possible Extinction of High p(t) Jets in Hadron - Hadron Collisions." In: (Aug. 1982) (cit. on pp. 17, 23, 28).
- [15] David J. Gross and Frank Wilczek. "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories." In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 June 1973), pp. 1343–1346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1343. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343> (cit. on p. 18).
- [16] H. David Politzer. "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?" In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 June 1973), pp. 1346–1349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1346. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346> (cit. on p. 18).
- [17] Sidney Coleman and Erick Weinberg. "Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking." In: *Phys. Rev. D* 7 (6 Mar. 1973), pp. 1888–1910. DOI: 10.1103/PhysRevD.7.1888. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.7.1888> (cit. on p. 18).

- [18] Yi-Bo Yang, Jian Liang, Yu-Jiang Bi, Ying Chen, Terrence Draper, Keh-Fei Liu, and Zhaofeng Liu. "Proton Mass Decomposition from the QCD Energy Momentum Tensor." In: *Phys. Rev. Lett.* 121 (21 Nov. 2018), p. 212001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.212001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.212001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.212001> (cit. on p. 19).
- [19] E.V. Shuryak. "Theory of hadron plasma." In: *Sov. Phys. - JETP (Engl. Transl.); (United States)* (Feb. 1978). URL: <https://www.osti.gov/biblio/6583653> (cit. on p. 19).
- [20] E.V. Shuryak. "Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions." In: *Physics Letters B* 78.1 (1978), pp. 150–153. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(78\)90370-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90370-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269378903702> (cit. on p. 19).
- [21] Robert D. Pisarski and Frank Wilczek. "Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics." In: *Phys. Rev. D* 29 (2 Jan. 1984), pp. 338–341. DOI: [10.1103/PhysRevD.29.338](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.29.338). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.29.338> (cit. on p. 19).
- [22] A. Bazavov et al. "Chiral and deconfinement aspects of the QCD transition." In: *Phys. Rev. D* 85 (5 Mar. 2012), p. 054503. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.054503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.054503). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.054503> (cit. on p. 19).
- [23] Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S.D. Katz, and K.K. Szabo. "The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics." In: *Nature* 443 (2006), pp. 675–678. DOI: [10.1038/nature05120](https://doi.org/10.1038/nature05120). arXiv: [hep-lat/0611014](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0611014) (cit. on p. 19).
- [24] Y. Aoki, Z. Fodor, S.D. Katz, and K.K. Szabó. "The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit." In: *Physics Letters B* 643.1 (2006), pp. 46–54. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.10.021>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269306012755> (cit. on p. 19).
- [25] Yasumichi Aoki, Szabolcs Borsányi, Stephan Dürr, Zoltan Fodor, Sandor D Katz, Stefan Krieg, and Kalman Szabo. "The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II." In: *Journal of High Energy Physics* 2009.06 (June 2009), pp. 088–088. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/06/088](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/06/088). URL: <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/06/088> (cit. on p. 19).
- [26] Mikhail Stephanov. "QCD Phase Diagram and the Critical Point." In: *Progress of Theoretical Physics Supplement* 153 (Jan. 2004), pp. 139–156. DOI: [10.1143/PTPS.153.139](https://doi.org/10.1143/PTPS.153.139). eprint: <https://academic.oup.com/ptps/article-pdf/doi/10.1143/PTPS.153.139/5333197/153-139.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1143/PTPS.153.139> (cit. on p. 19).
- [27] K.N. Anagnostopoulos and J. Nishimura. "New approach to the complex action problem and its application to a nonperturbative study of superstring theory." In: *Phys. Rev. D* 66 (2002), p. 106008. DOI: [10.1103/PhysRevD.66.106008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.106008). arXiv: [hep-th/0108041](https://arxiv.org/abs/hep-th/0108041) (cit. on p. 19).
- [28] David Landau and Kurt Binder. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*. USA: Cambridge University Press, 2005 (cit. on p. 19).
- [29] Misha A. Stephanov, K. Rajagopal, and Edward V. Shuryak. "Signatures of the tricritical point in QCD." In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), pp. 4816–4819. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.4816](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4816). arXiv: [hep-ph/9806219](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806219) (cit. on p. 19).
- [30] Grazyna Odyniec. "Beam Energy Scan Program at RHIC (BES I and BES II) – Probing QCD Phase Diagram with Heavy-Ion Collisions." In: *PoS CORFU2018* (2019). Ed. by Konstantinos Anagnostopoulos et al., p. 151. DOI: [10.22323/1.347.0151](https://doi.org/10.22323/1.347.0151) (cit. on p. 19).
- [31] G. Sauer, H. Chandra, and U. Mosel. "Thermal properties of nuclei." In: *Nuclear Physics A* 264.2 (1976), pp. 221–243. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(76\)90429-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(76)90429-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947476904292> (cit. on p. 20).
- [32] J. Pochodzalla et al. "Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition." In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (6 Aug. 1995), pp. 1040–1043. DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.1040](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1040). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.1040> (cit. on p. 20).
- [33] J. B. Elliott, P. T. Lake, L. G. Moretto, and L. Phair. "Determination of the coexistence curve, critical temperature, density, and pressure of bulk nuclear matter from fragment emission data." In: *Phys. Rev. C* 87 (5 May 2013), p. 054622. DOI: [10.1103/PhysRevC.87.054622](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.054622). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.054622> (cit. on p. 20).
- [34] Mark G. Alford, Krishna Rajagopal, and Frank Wilczek. "Color flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD." In: *Nucl. Phys. B* 537 (1999), pp. 443–458. DOI: [10.1016/S0550-3213\(98\)00668-3](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00668-3). arXiv: [hep-ph/9804403](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804403) (cit. on p. 20).

- [35] Thomas Schäfer. “Patterns of symmetry breaking in QCD at high baryon density.” In: *Nucl. Phys. B* 575 (2000), pp. 269–284. DOI: [10.1016/S0550-3213\(00\)00063-8](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(00)00063-8). arXiv: [hep-ph/9909574](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9909574) (cit. on p. 20).
- [36] Mark G. Alford, Andreas Schmitt, Krishna Rajagopal, and Thomas Schäfer. “Color superconductivity in dense quark matter.” In: *Rev. Mod. Phys.* 80 (4 Nov. 2008), pp. 1455–1515. DOI: [10.1103/RevModPhys.80.1455](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.1455). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.80.1455> (cit. on p. 20).
- [37] Thomas Schäfer and Frank Wilczek. “Continuity of Quark and Hadron Matter.” In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (20 May 1999), pp. 3956–3959. DOI: [10.1103/PhysRevLett.82.3956](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3956). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.3956> (cit. on p. 20).
- [38] Tetsuo Hatsuda, Motoi Tachibana, Naoki Yamamoto, and Gordon Baym. “New Critical Point Induced By the Axial Anomaly in Dense QCD.” In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (12 Sept. 2006), p. 122001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.122001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.122001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.122001> (cit. on p. 20).
- [39] Paulo Bedaque and Andrew W. Steiner. “Sound Velocity Bound and Neutron Stars.” In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (3 Jan. 2015), p. 031103. DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.031103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.031103). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.031103> (cit. on p. 21).
- [40] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, and Y. Schroder. “The Pressure of hot QCD up to $g_6 \ln(1/g)$.” In: *Phys. Rev. D* 67 (2003), p. 105008. DOI: [10.1103/PhysRevD.67.105008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.105008). arXiv: [hep-ph/0211321](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211321) (cit. on p. 21).
- [41] Jean-Paul Blaizot, Edmond Iancu, and Anton Rebhan. “Thermodynamics of the high temperature quark gluon plasma.” In: Mar. 2003, pp. 60–122. DOI: [10.1142/9789812795533_0002](https://doi.org/10.1142/9789812795533_0002). arXiv: [hep-ph/0303185](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303185) (cit. on p. 21).
- [42] Z. Fodor and S. D. Katz. “The Phase diagram of quantum chromodynamics.” In: (Aug. 2009). arXiv: [0908.3341](https://arxiv.org/abs/0908.3341) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph)] (cit. on pp. 21, 22).
- [43] Heng-Tong Ding, Frithjof Karsch, and Swagato Mukherjee. “Thermodynamics of strong-interaction matter from Lattice QCD.” In: *Int. J. Mod. Phys. E* 24.10 (2015), p. 1530007. DOI: [10.1142/S0218301315300076](https://doi.org/10.1142/S0218301315300076). arXiv: [1504.05274](https://arxiv.org/abs/1504.05274) [[hep-lat](https://arxiv.org/abs/hep-lat)] (cit. on pp. 21, 22).
- [44] Kenneth G. Wilson. “Confinement of quarks.” In: *Phys. Rev. D* 10 (8 Oct. 1974), pp. 2445–2459. DOI: [10.1103/PhysRevD.10.2445](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.2445). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.2445> (cit. on p. 22).
- [45] R. F. Streater and A. S. Wightman. *PCT, spin and statistics, and all that*. 1989 (cit. on p. 22).
- [46] John Kogut and Leonard Susskind. “Hamiltonian formulation of Wilson’s lattice gauge theories.” In: *Phys. Rev. D* 11 (2 Jan. 1975), pp. 395–408. DOI: [10.1103/PhysRevD.11.395](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.395). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.395> (cit. on p. 22).
- [47] David B. Kaplan. “A method for simulating chiral fermions on the lattice.” In: *Physics Letters B* 288.3 (1992), pp. 342–347. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)91112-M](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)91112-M). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939291112M> (cit. on p. 22).
- [48] Herbert Neuberger. “Exactly massless quarks on the lattice.” In: *Physics Letters B* 417.1 (1998), pp. 141–144. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01368-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01368-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397013683> (cit. on p. 22).
- [49] A. Bazavov et al. “Equation of state in (2 + 1)-flavor QCD.” In: *Phys. Rev. D* 90 (9 Nov. 2014), p. 094503. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.094503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.094503). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.094503> (cit. on pp. 22, 23).
- [50] Pasi Huovinen, Péter Petreczky, and Christian Schmidt. “Equation of state at finite net-baryon density using Taylor coefficients up to sixth order.” In: *Nuclear Physics A* 931 (2014). QUARK MATTER 2014, pp. 769–773. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2014.08.069>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947414003297> (cit. on pp. 22, 24).
- [51] E. Megías, E. Ruiz Arriola, and L.L. Salcedo. “The hadron resonance gas model: thermodynamics of QCD and Polyakov loop.” In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 234 (2013). 16th International Conference in Quantum Chromodynamics, pp. 313–316. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2012.12.039>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563212005646> (cit. on p. 23).

- [52] J. D. Bjorken. “Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region.” In: *Phys. Rev. D* 27 (1 Jan. 1983), pp. 140–151. DOI: [10.1103/PhysRevD.27.140](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.140). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140> (cit. on p. 23).
- [53] R. Baier, Alfred H. Mueller, D. Schiff, and D. T. Son. “‘Bottom up’ thermalization in heavy ion collisions.” In: *Phys. Lett. B* 502 (2001), pp. 51–58. DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00191-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00191-5). arXiv: [hep-ph/0009237](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0009237) (cit. on p. 23).
- [54] R. Baier, Alfred H. Mueller, D. Schiff, and D. T. Son. “Does parton saturation at high density explain hadron multiplicities at RHIC?” In: *Phys. Lett. B* 539 (2002), pp. 46–52. DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)02037-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02037-3). arXiv: [hep-ph/0204211](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204211) (cit. on p. 23).
- [55] J. Adams et al. “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions.” In: *Nuclear Physics A* 757.1 (2005). First Three Years of Operation of RHIC, pp. 102–183. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005294> (cit. on p. 24).
- [56] K. Adcox et al. “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration.” In: *Nuclear Physics A* 757.1 (2005). First Three Years of Operation of RHIC, pp. 184–283. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005300> (cit. on p. 24).
- [57] B.B. Back et al. “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC.” In: *Nuclear Physics A* 757.1 (2005). First Three Years of Operation of RHIC, pp. 28–101. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005282> (cit. on p. 24).
- [58] I. Arsene et al. “Quark–gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment.” In: *Nuclear Physics A* 757.1 (2005). First Three Years of Operation of RHIC, pp. 1–27. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405002770> (cit. on p. 24).
- [59] J. Adams et al. “Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies.” In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 172302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.172302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.172302). arXiv: [nucl-ex/0305015](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0305015) (cit. on p. 24).
- [60] C. Adler et al. “Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV.” In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), p. 082302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.082302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.082302). arXiv: [nucl-ex/0210033](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0210033) (cit. on pp. 24, 25).
- [61] J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, J. P. Boymond, P. A. Piroué, and R. L. Sumner. “Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV.” In: *Phys. Rev. D* 11 (11 June 1975), pp. 3105–3123. DOI: [10.1103/PhysRevD.11.3105](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.3105). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.3105> (cit. on p. 25).
- [62] Michele Arneodo. “Nuclear effects in structure functions.” In: *Physics Reports* 240.5 (1994), pp. 301–393. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)90048-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)90048-5). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157394900485> (cit. on p. 25).
- [63] Leonid Frankfurt and Mark Strikman. “Hard nuclear processes and microscopic nuclear structure.” In: *Physics Reports* 160.5 (1988), pp. 235–427. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(88\)90179-2](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90179-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157388901792> (cit. on p. 25).
- [64] S. S. Adler et al. “Centrality Dependence of Direct Photon Production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au Collisions.” In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (23 June 2005), p. 232301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.232301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.232301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.232301> (cit. on p. 25).
- [65] A. Adare et al. “Dihadron azimuthal correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.” In: *Phys. Rev. C* 78 (1 July 2008), p. 014901. DOI: [10.1103/PhysRevC.78.014901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.014901). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.014901> (cit. on p. 25).
- [66] Georges Aad et al. “Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC.” In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), p. 252303. DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.252303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.252303). arXiv: [1011.6182 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1011.6182) (cit. on p. 25).

- [67] Serguei Chatrchyan et al. “Jet Momentum Dependence of Jet Quenching in PbPb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 712 (2012), pp. 176–197. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.04.058](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.058). arXiv: [1202.5022](https://arxiv.org/abs/1202.5022) [nucl-ex] (cit. on p. 26).
- [68] John C. Collins, Davison E. Soper, and George Sterman. “Factorization for short distance hadron-hadron scattering.” In: *Nuclear Physics B* 261 (1985), pp. 104–142. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(85\)90565-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90565-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321385905656> (cit. on p. 26).
- [69] Adrian Signer. “Low-energy Precision Physics and the High-energy Frontier.” In: *Physics Procedia* 51 (2014). ESS Science Symposium on Neutron Particle Physics at Long Pulse Spallation Sources, NPPatLPS 2013, pp. 25–30. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2013.12.007>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389213006950> (cit. on p. 27).
- [70] Yuri L. Dokshitzer. “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.” In: *Sov. Phys. JETP* 46 (1977), pp. 641–653 (cit. on p. 27).
- [71] G. Altarelli and G. Parisi. “Asymptotic freedom in parton language.” In: *Nuclear Physics B* 126.2 (1977), pp. 298–318. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844> (cit. on p. 27).
- [72] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. “Deep inelastic e p scattering in perturbation theory.” In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972), pp. 438–450 (cit. on p. 27).
- [73] Yuri L. Dokshitzer, Valery A. Khoze, Alfred H. Mueller, and S. I. Troian. *Basics of perturbative QCD*. 1991 (cit. on p. 27).
- [74] Roman Kogler et al. “Jet Substructure at the Large Hadron Collider: Experimental Review.” In: *Rev. Mod. Phys.* 91.4 (2019), p. 045003. DOI: [10.1103/RevModPhys.91.045003](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.045003). arXiv: [1803.06991](https://arxiv.org/abs/1803.06991) [hep-ex] (cit. on p. 27).
- [75] *Les Houches 2017: Physics at TeV Colliders Standard Model Working Group Report*. Mar. 2018. arXiv: [1803.07977](https://arxiv.org/abs/1803.07977) [hep-ph] (cit. on p. 27).
- [76] J. Casalderrey-Solana, G. Milhano, D. Pablos, and K. Rajagopal. “Modification of Jet Substructure in Heavy Ion Collisions as a Probe of the Resolution Length of Quark-Gluon Plasma.” In: *JHEP* 01 (2020), p. 044. DOI: [10.1007/JHEP01\(2020\)044](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2020)044). arXiv: [1907.11248](https://arxiv.org/abs/1907.11248) [hep-ph] (cit. on pp. 27, 78).
- [77] Yakov I. Azimov, Yuri L. Dokshitzer, Valery A. Khoze, and S. I. Troyan. “Similarity of Parton and Hadron Spectra in QCD Jets.” In: *Z. Phys. C* 27 (1985), pp. 65–72. DOI: [10.1007/BF01642482](https://doi.org/10.1007/BF01642482) (cit. on p. 28).
- [78] S. Albino, B. A. Kniehl, G. Kramer, and W. Ochs. “The Evolution of hadron spectra in the modified leading logarithm approximation.” In: *Eur. Phys. J. C* 36.1 (2004), pp. 49–56. DOI: [10.1140/epjc/s2004-01875-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01875-4). arXiv: [hep-ph/0404287](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0404287) (cit. on p. 28).
- [79] Munshi G. Mustafa. “Energy loss of charm quarks in the quark-gluon plasma: Collisional vs radiative losses.” In: *Phys. Rev. C* 72 (1 July 2005), p. 014905. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.014905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.014905). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.014905> (cit. on pp. 28, 33).
- [80] Shanshan Cao and Xin-Nian Wang. “Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: a review.” In: (Feb. 2020). arXiv: [2002.04028](https://arxiv.org/abs/2002.04028) [hep-ph] (cit. on p. 28).
- [81] YACINE MEHTAR-TANI, JOSÉ GUILHERME MILHANO, and KONRAD TYWONIUK. “JET PHYSICS IN HEAVY-ION COLLISIONS.” In: *International Journal of Modern Physics A* 28.11 (2013), p. 1340013. DOI: [10.1142/S0217751X13400137](https://doi.org/10.1142/S0217751X13400137). eprint: <https://doi.org/10.1142/S0217751X13400137>. URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X13400137> (cit. on p. 28).
- [82] S. Peigne and A.V. Smilga. “Energy losses in a hot plasma revisited.” In: *Phys. Usp.* 52 (2009), pp. 659–685. DOI: [10.3367/UFNe.0179.200907a.0697](https://doi.org/10.3367/UFNe.0179.200907a.0697). arXiv: [0810.5702](https://arxiv.org/abs/0810.5702) [hep-ph] (cit. on p. 28).
- [83] A.E. Chudakov. “On an ionization effect related to the observation of electron-positron pairs at very high energies.” In: *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* 19 (1955), pp. 651–656 (cit. on p. 29).
- [84] J. F. Gunion and G. Bertsch. “Hadronization by color bremsstrahlung.” In: *Phys. Rev. D* 25 (3 Feb. 1982), pp. 746–753. DOI: [10.1103/PhysRevD.25.746](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.25.746). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.25.746> (cit. on p. 30).
- [85] Vardan Khachatryan et al. “Measurement of transverse momentum relative to dijet systems in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.” In: *JHEP* 01 (2016), p. 006. DOI: [10.1007/JHEP01\(2016\)006](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2016)006). arXiv: [1509.09029](https://arxiv.org/abs/1509.09029) [nucl-ex] (cit. on p. 30).

- [86] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, S. Peigne, and D. Schiff. "Induced gluon radiation in a QCD medium." In: *Phys. Lett. B* 345 (1995), pp. 277–286. DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)01617-L](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)01617-L). arXiv: [hep-ph/9411409](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9411409) (cit. on p. 30).
- [87] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. "The Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED." In: *Nucl. Phys. B* 478 (1996), pp. 577–597. DOI: [10.1016/0550-3213\(96\)00426-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(96)00426-9). arXiv: [hep-ph/9604327](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9604327) (cit. on p. 30).
- [88] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. "Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma." In: *Nucl. Phys. B* 483 (1997), pp. 291–320. DOI: [10.1016/S0550-3213\(96\)00553-6](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(96)00553-6). arXiv: [hep-ph/9607355](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9607355) (cit. on p. 30).
- [89] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. "Radiative energy loss and p_T broadening of high-energy partons in nuclei." In: *Nucl. Phys. B* 484 (1997), pp. 265–282. DOI: [10.1016/S0550-3213\(96\)00581-0](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(96)00581-0). arXiv: [hep-ph/9608322](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9608322) (cit. on p. 30).
- [90] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff. "Radiative energy loss of high energy partons traversing an expanding QCD plasma." In: *Phys. Rev. C* 58 (3 Sept. 1998), pp. 1706–1713. DOI: [10.1103/PhysRevC.58.1706](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.1706). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.58.1706> (cit. on p. 30).
- [91] R. Baier, Yuri L. Dokshitzer, Alfred H. Mueller, and D. Schiff. "Medium induced radiative energy loss: Equivalence between the BDMPs and Zakharov formalisms." In: *Nucl. Phys. B* 531 (1998), pp. 403–425. DOI: [10.1016/S0550-3213\(98\)00546-X](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00546-X). arXiv: [hep-ph/9804212](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804212) (cit. on p. 30).
- [92] B.G. Zakharov. "Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD." In: *JETP Lett.* 63 (1996), pp. 952–957. DOI: [10.1134/1.567126](https://doi.org/10.1134/1.567126). arXiv: [hep-ph/9607440](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9607440) (cit. on p. 30).
- [93] Urs Achim Wiedemann. "Transverse dynamics of hard partons in nuclear media and the QCD dipole." In: *Nucl. Phys. B* 582 (2000), pp. 409–450. DOI: [10.1016/S0550-3213\(00\)00286-8](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(00)00286-8). arXiv: [hep-ph/0003021](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0003021) (cit. on p. 30).
- [94] Urs Achim Wiedemann. "Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment: Opacity expansion." In: *Nucl. Phys. B* 588 (2000), pp. 303–344. DOI: [10.1016/S0550-3213\(00\)00457-0](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(00)00457-0). arXiv: [hep-ph/0005129](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0005129) (cit. on p. 30).
- [95] Urs Achim Wiedemann. "Jet quenching versus jet enhancement: A Quantitative study of the BDMPs-Z gluon radiation spectrum." In: *Nucl. Phys. A* 690 (2001), pp. 731–751. DOI: [10.1016/S0375-9474\(01\)00362-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00362-1). arXiv: [hep-ph/0008241](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0008241) (cit. on p. 30).
- [96] Carlos A. Salgado and Urs Achim Wiedemann. "Calculating quenching weights." In: *Phys. Rev. D* 68 (2003), p. 014008. DOI: [10.1103/PhysRevD.68.014008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.014008). arXiv: [hep-ph/0302184](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0302184) (cit. on p. 30).
- [97] Nestor Armesto, Carlos A. Salgado, and Urs Achim Wiedemann. "Medium induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone." In: *Phys. Rev. D* 69 (2004), p. 114003. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.114003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.114003). arXiv: [hep-ph/0312106](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0312106) (cit. on pp. 30, 56).
- [98] Miklos Gyulassy, Peter Levai, and Ivan Vitev. "Jet quenching in thin quark gluon plasmas. 1. Formalism." In: *Nucl. Phys. B* 571 (2000), pp. 197–233. DOI: [10.1016/S0550-3213\(99\)00713-0](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(99)00713-0). arXiv: [hep-ph/9907461](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907461) (cit. on p. 30).
- [99] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. "Reaction operator approach to non-Abelian energy loss." In: *Nucl. Phys. B* 594 (2001), pp. 371–419. DOI: [10.1016/S0550-3213\(00\)00652-0](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(00)00652-0). arXiv: [nucl-th/0006010](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0006010) (cit. on p. 30).
- [100] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. "Non-Abelian Energy Loss at Finite Opacity." In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (26 Dec. 2000), pp. 5535–5538. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.5535](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.5535). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.5535> (cit. on p. 30).
- [101] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. "Jet tomography of Au+Au reactions including multigluon fluctuations." In: *Phys. Lett. B* 538 (2002), pp. 282–288. DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)01990-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01990-1). arXiv: [nucl-th/0112071](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0112071) (cit. on p. 30).
- [102] Ma Luo, Jianwei Qiu, and George Sterman. "Anomalous nuclear enhancement in deeply inelastic scattering and photoproduction." In: *Phys. Rev. D* 50 (3 Aug. 1994), pp. 1951–1971. DOI: [10.1103/PhysRevD.50.1951](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.1951). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.50.1951> (cit. on p. 30).
- [103] Xin-Nian Wang and Xiao-feng Guo. "Multiple parton scattering in nuclei: Parton energy loss." In: *Nucl. Phys. A* 696 (2001), pp. 788–832. DOI: [10.1016/S0375-9474\(01\)01130-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01130-7). arXiv: [hep-ph/0102230](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102230) (cit. on p. 30).

- [104] Enke Wang and Xin-Nian Wang. “Jet Tomography of Hot and Cold Nuclear Matter.” In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (16 Oct. 2002), p. 162301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.162301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.162301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.162301> (cit. on p. 30).
- [105] A. Majumder, Enke Wang, and Xin-Nian Wang. “Modified Dihadron Fragmentation Functions in Hot and Nuclear Matter.” In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (15 Oct. 2007), p. 152301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.99.152301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.152301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.152301> (cit. on p. 30).
- [106] Jianwei Qiu and George Sterman. “Power corrections in hadronic scattering (I). Leading $1/Q^2$ corrections to the Drell-Yan cross section.” In: *Nuclear Physics B* 353.1 (1991), pp. 105–136. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90503-P](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90503-P). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139190503P> (cit. on pp. 30, 55).
- [107] Jianwei Qiu and George Sterman. “Power corrections in hadronic scattering (II). Factorization.” In: *Nuclear Physics B* 353.1 (1991), pp. 137–164. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90504-Q](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90504-Q). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139190504Q> (cit. on pp. 30, 55).
- [108] Peter Brockway Arnold, Guy D. Moore, and Laurence G. Yaffe. “Photon emission from ultra-relativistic plasmas.” In: *JHEP* 11 (2001), p. 057. DOI: [10.1088/1126-6708/2001/11/057](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2001/11/057). arXiv: [hep-ph/0109064](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0109064) (cit. on p. 30).
- [109] Peter Brockway Arnold, Guy D. Moore, and Laurence G. Yaffe. “Photon emission from quark gluon plasma: Complete leading order results.” In: *JHEP* 12 (2001), p. 009. DOI: [10.1088/1126-6708/2001/12/009](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2001/12/009). arXiv: [hep-ph/0111107](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111107) (cit. on p. 30).
- [110] Peter Brockway Arnold, Guy D. Moore, and Laurence G. Yaffe. “Photon and gluon emission in relativistic plasmas.” In: *JHEP* 06 (2002), p. 030. DOI: [10.1088/1126-6708/2002/06/030](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/06/030). arXiv: [hep-ph/0204343](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204343) (cit. on p. 30).
- [111] Sangyong Jeon and Guy D. Moore. “Energy loss of leading partons in a thermal QCD medium.” In: *Phys. Rev. C* 71 (3 Mar. 2005), p. 034901. DOI: [10.1103/PhysRevC.71.034901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.034901). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.034901> (cit. on p. 30).
- [112] Simon Turbide, Charles Gale, Sangyong Jeon, and Guy D. Moore. “Energy loss of leading hadrons and direct photon production in evolving quark-gluon plasma.” In: *Phys. Rev. C* 72 (1 July 2005), p. 014906. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.014906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.014906). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.014906> (cit. on p. 30).
- [113] Nestor Armesto et al. “Comparison of jet quenching formalisms for a quark-gluon plasma “brick”.” In: *Phys. Rev. C* 86 (6 Dec. 2012), p. 064904. DOI: [10.1103/PhysRevC.86.064904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.064904). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.064904> (cit. on p. 31).
- [114] M. Gyulassy, P. Levai, and I. Vitev. “Reaction operator approach to multiple elastic scatterings.” In: *Phys. Rev. D* 66 (1 July 2002), p. 014005. DOI: [10.1103/PhysRevD.66.014005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.014005). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.014005> (cit. on p. 31).
- [115] A. Majumder and Xin-Nian Wang. “Dihadron fragmentation function and its evolution.” In: *Phys. Rev. D* 70 (1 July 2004), p. 014007. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.014007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.014007). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.014007> (cit. on p. 31).
- [116] A. Majumder and Xin-Nian Wang. “Evolution of the parton dihadron fragmentation functions.” In: *Phys. Rev. D* 72 (3 Aug. 2005), p. 034007. DOI: [10.1103/PhysRevD.72.034007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.034007). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.034007> (cit. on p. 31).
- [117] Eric Braaten and Robert D. Pisarski. “Soft Amplitudes in Hot Gauge Theories: A General Analysis.” In: *Nucl. Phys. B* 337 (1990), pp. 569–634. DOI: [10.1016/0550-3213\(90\)90508-B](https://doi.org/10.1016/0550-3213(90)90508-B) (cit. on p. 32).
- [118] Jean-Paul Blaizot and Edmond Iancu. “The Quark gluon plasma: Collective dynamics and hard thermal loops.” In: *Phys. Rept.* 359 (2002), pp. 355–528. DOI: [10.1016/S0370-1573\(01\)00061-8](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00061-8). arXiv: [hep-ph/0101103](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0101103) (cit. on p. 32).
- [119] Nan Su. “A brief overview of hard-thermal-loop perturbation theory.” In: *Commun. Theor. Phys.* 57 (2012), p. 409. DOI: [10.1088/0253-6102/57/3/12](https://doi.org/10.1088/0253-6102/57/3/12). arXiv: [1204.0260 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1204.0260) (cit. on p. 32).
- [120] Yacine Mehtar-Tani and Konrad Tywoniuk. “Jet coherence in QCD media: the antenna radiation spectrum.” In: *Journal of High Energy Physics* 2013.1 (Jan. 2013). DOI: [10.1007/jhep01\(2013\)031](https://doi.org/10.1007/jhep01(2013)031). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep01%282013%29031> (cit. on p. 32).

- [121] Néstor Armesto, Hao Ma, Yacine Mehtar-Tani, Carlos A Salgado, and Konrad Tywoniuk. “Mass effect and coherence in medium-induced QCD radiation off a antenna.” In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 38.12 (Nov. 2011), p. 124140. DOI: [10.1088/0954-3899/38/12/124140](https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/12/124140). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/38/12/124140> (cit. on p. 32).
- [122] Jorge Casallerrey-Solana, Yacine Mehtar-Tani, Carlos A. Salgado, and Konrad Tywoniuk. “New picture of jet quenching dictated by color coherence.” In: *Physics Letters B* 725.4 (2013), pp. 357–360. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.07.046>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313006102> (cit. on p. 32).
- [123] Peter Arnold and Shahin Iqbal. “The LPM effect in sequential bremsstrahlung.” In: *Journal of High Energy Physics* 2015.4 (Apr. 2015). DOI: [10.1007/jhep04\(2015\)070](https://doi.org/10.1007/jhep04(2015)070). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep04%282015%29070> (cit. on p. 32).
- [124] Peter Arnold, Han-Chih Chang, and Shahin Iqbal. “The LPM effect in sequential bremsstrahlung 2: factorization.” In: *Journal of High Energy Physics* 2016.9 (Sept. 2016). DOI: [10.1007/jhep09\(2016\)078](https://doi.org/10.1007/jhep09(2016)078). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep09%282016%29078> (cit. on p. 32).
- [125] Peter Arnold, Tyler Gorda, and Shahin Iqbal. “The LPM effect in sequential bremsstrahlung: nearly complete results for QCD.” In: *Journal of High Energy Physics* 2020.11 (Nov. 2020). DOI: [10.1007/jhep11\(2020\)053](https://doi.org/10.1007/jhep11(2020)053). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep11%282020%29053> (cit. on p. 32).
- [126] L. D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk. “The limits of applicability of the theory of Bremsstrahlung by electrons and of the creation of pairs at large energies.” In: 92 (1953), p. 535 (cit. on p. 32).
- [127] L. D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk. “Electron-cascade processes at ultra-high energies.” In: 92 (1953), p. 735 (cit. on p. 32).
- [128] Simon Caron-Huot and Charles Gale. “Finite-size effects on the radiative energy loss of a fast parton in hot and dense strongly interacting matter.” In: *Phys. Rev. C* 82 (6 Dec. 2010), p. 064902. DOI: [10.1103/PhysRevC.82.064902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.064902). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.064902> (cit. on p. 32).
- [129] X. Feal and R. A. Vazquez. “Intensity of gluon bremsstrahlung in a finite plasma.” In: *Phys. Rev. D* 98 (7 Oct. 2018), p. 074029. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.074029](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.074029). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.074029> (cit. on p. 32).
- [130] Weiyao Ke, Yingru Xu, and Steffen A. Bass. “Modified Boltzmann approach for modeling the splitting vertices induced by the hot QCD medium in the deep Landau-Pomeranchuk-Migdal region.” In: *Phys. Rev. C* 100 (6 Dec. 2019), p. 064911. DOI: [10.1103/PhysRevC.100.064911](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.064911). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.064911> (cit. on p. 32).
- [131] João Barata, Yacine Mehtar-Tani, Alba Soto-Ontoso, and Konrad Tywoniuk. “Medium-induced radiative kernel with the Improved Opacity Expansion.” In: *Journal of High Energy Physics* 2021.9 (Sept. 2021). DOI: [10.1007/jhep09\(2021\)153](https://doi.org/10.1007/jhep09(2021)153). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep09%282021%29153> (cit. on p. 32).
- [132] João Barata and Yacine Mehtar-Tani. “Improved opacity expansion at NNLO for medium induced gluon radiation.” In: *Journal of High Energy Physics* 2020.10 (Oct. 2020). DOI: [10.1007/jhep10\(2020\)176](https://doi.org/10.1007/jhep10(2020)176). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep10%282020%29176> (cit. on p. 32).
- [133] Yacine Mehtar-Tani. “Gluon bremsstrahlung in finite media beyond multiple soft scattering approximation.” In: *Journal of High Energy Physics* 2019.7 (July 2019). DOI: [10.1007/jhep07\(2019\)057](https://doi.org/10.1007/jhep07(2019)057). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep07%282019%29057> (cit. on p. 32).
- [134] Yacine Mehtar-Tani and Konrad Tywoniuk. “Improved opacity expansion for medium-induced parton splitting.” In: *Journal of High Energy Physics* 2020.6 (June 2020). DOI: [10.1007/jhep06\(2020\)187](https://doi.org/10.1007/jhep06(2020)187). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep06%282020%29187> (cit. on p. 32).
- [135] Yacine Mehtar-Tani, Daniel Pablos, and Konrad Tywoniuk. “Cone-Size Dependence of Jet Suppression in Heavy-Ion Collisions.” In: *Phys. Rev. Lett.* 127 (25 Dec. 2021), p. 252301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.252301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.252301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.252301> (cit. on p. 32).
- [136] Ahmad Idilbi and Abhijit Majumder. “Extending soft collinear effective theory to describe hard jets in dense QCD media.” In: *Phys. Rev. D* 80 (5 Sept. 2009), p. 054022. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.054022](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.054022). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.054022> (cit. on p. 32).

- [137] Grigory Ovanesyan and Ivan Vitev. “An effective theory for jet propagation in dense QCD matter: jet broadening and medium-induced bremsstrahlung.” In: *Journal of High Energy Physics* 2011.6 (June 2011). DOI: [10.1007/jhep06\(2011\)080](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)080). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep06%282011%29080> (cit. on p. 32).
- [138] Varun Vaidya. “Effective Field Theory for jet substructure in heavy ion collisions.” In: *Journal of High Energy Physics* 2021.11 (Nov. 2021). DOI: [10.1007/jhep11\(2021\)064](https://doi.org/10.1007/jhep11(2021)064). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep11%282021%29064> (cit. on p. 32).
- [139] Korinna C. Zapp, Frank Krauss, and Urs A. Wiedemann. “A perturbative framework for jet quenching.” In: *Journal of High Energy Physics* 2013.3 (Mar. 2013). DOI: [10.1007/jhep03\(2013\)080](https://doi.org/10.1007/jhep03(2013)080). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep03%282013%29080> (cit. on pp. 32, 72).
- [140] Björn Schenke, Charles Gale, and Sangyong Jeon. “MARTINI: An event generator for relativistic heavy-ion collisions.” In: *Phys. Rev. C* 80 (5 Nov. 2009), p. 054913. DOI: [10.1103/PhysRevC.80.054913](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.054913). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.054913> (cit. on p. 32).
- [141] THORSTEN RENK. “YaJEM — A MONTE CARLO CODE FOR IN-MEDIUM SHOWER EVOLUTION.” In: *International Journal of Modern Physics E* 20.07 (July 2011), pp. 1594–1599. DOI: [10.1142/s0218301311019933](https://doi.org/10.1142/s0218301311019933). URL: <https://doi.org/10.1142%2Fs0218301311019933> (cit. on p. 32).
- [142] I. P. Lokhtin, A. V. Belyaev, and A. M. Snigirev. “Jet quenching pattern at LHC in PYQUEN model.” In: *The European Physical Journal C* 71.5 (May 2011). DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1650-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1650-1). URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-011-1650-1> (cit. on p. 32).
- [143] Néstor Armesto, Leticia Cunqueiro, and Carlos A. Salgado. “Q-PYTHIA: a medium-modified implementation of final state radiation.” In: *The European Physical Journal C* 63.4 (Sept. 2009). DOI: [10.1140/epjc/s10052-009-1133-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1133-9). URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-009-1133-9> (cit. on p. 32).
- [144] Zi-Wei Lin, Che Ming Ko, Bao-An Li, Bin Zhang, and Subrata Pal. “Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions.” In: *Phys. Rev. C* 72 (6 Dec. 2005), p. 064901. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.064901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.064901). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.064901> (cit. on p. 32).
- [145] Zhe Xu and Carsten Greiner. “Thermalization of gluons in ultrarelativistic heavy ion collisions by including three-body interactions in a parton cascade.” In: *Phys. Rev. C* 71 (6 June 2005), p. 064901. DOI: [10.1103/PhysRevC.71.064901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.064901). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.064901> (cit. on p. 32).
- [146] Yasuki Tachibana, Ning-Bo Chang, and Guang-You Qin. “Full jet in quark-gluon plasma with hydrodynamic medium response.” In: *Phys. Rev. C* 95 (4 Apr. 2017), p. 044909. DOI: [10.1103/PhysRevC.95.044909](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.044909). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.044909> (cit. on p. 32).
- [147] Daniel Pablos. “Jet quenching with strong coupling.” In: *Nuclear Physics A* 967 (2017). The 26th International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2017, pp. 169–176. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.04.040>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947417301112> (cit. on p. 32).
- [148] Jorge Casalderrey-Solana, Doga Can Gulhan, José Guilherme Milhano, Daniel Pablos, and Krishna Rajagopal. “A hybrid strong/weak coupling approach to jet quenching.” In: *Journal of High Energy Physics* 2014.10 (Oct. 2014). DOI: [10.1007/jhep10\(2014\)019](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)019). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep10%282014%29019> (cit. on p. 32).
- [149] Shanshan Cao and Xin-Nian Wang. “Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: a review.” In: *Reports on Progress in Physics* 84.2 (Jan. 2021), p. 024301. DOI: [10.1088/1361-6633/abc22b](https://doi.org/10.1088/1361-6633/abc22b). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/abc22b> (cit. on p. 32).
- [150] Guang-You Qin and Xin-Nian Wang. “Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions.” In: *International Journal of Modern Physics E* 24.11 (Nov. 2015), p. 1530014. DOI: [10.1142/s0218301315300143](https://doi.org/10.1142/s0218301315300143). URL: <https://doi.org/10.1142%2Fs0218301315300143> (cit. on p. 32).
- [151] Carlota Andres, Néstor Armesto, Harri Niemi, Risto Paatelainen, and Carlos A. Salgado. “Jet quenching as a probe of the initial stages in heavy-ion collisions.” In: *Physics Letters B* 803 (2020), p. 135318. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135318>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320301222> (cit. on p. 32).

- [152] Yu L Dokshitzer, V A Khoze, and S I Troyan. “Particle spectra in light and heavy quark jets.” In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 17.10 (Oct. 1991), p. 1481. DOI: [10.1088/0954-3899/17/10/003](https://doi.org/10.1088/0954-3899/17/10/003). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/17/10/003> (cit. on p. 33).
- [153] Yu.L Dokshitzer and D.E Kharzeev. “Heavy-quark colorimetry of QCD matter.” In: *Physics Letters B* 519.3 (2001), pp. 199–206. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)01130-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01130-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301011303> (cit. on p. 33).
- [154] and S. Acharya et al. “Direct observation of the dead-cone effect in quantum chromodynamics.” In: *Nature* 605.7910 (May 2022), pp. 440–446. DOI: [10.1038/s41586-022-04572-w](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04572-w). URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04572-w> (cit. on p. 33).
- [155] Shanshan Cao, Guang-You Qin, Steffen A. Bass, and Berndt Müller. “Collisional vs. Radiative Energy Loss of Heavy Quark in a Hot and Dense Nuclear Matter.” In: *Nuclear Physics A* 904-905 (2013). The Quark Matter 2012, pp. 653c–656c. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.100>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413002261> (cit. on p. 33).
- [156] Jan Uphoff, Oliver Fochler, Zhe Xu, and Carsten Greiner. “Open heavy flavor in Pb + Pb collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV within a transport model.” In: *Physics Letters B* 717.4 (2012), pp. 430–435. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.09.069>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312010404> (cit. on p. 33).
- [157] Raktim Abir, Umme Jamil, Munshi G. Mustafa, and Dinesh K. Srivastava. “Heavy quark energy loss and D-mesons in RHIC and LHC energies.” In: *Physics Letters B* 715.1 (2012), pp. 183–189. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.07.044>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312007952> (cit. on p. 33).
- [158] Marlene Nahrgang, Jörg Aichelin, Steffen Bass, Pol Bernard Gossiaux, and Klaus Werner. “Elliptic and triangular flow of heavy flavor in heavy-ion collisions.” In: *Phys. Rev. C* 91 (1 Jan. 2015), p. 014904. DOI: [10.1103/PhysRevC.91.014904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.014904). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.014904> (cit. on p. 33).
- [159] Guang-You Qin, Jörg Ruppert, Charles Gale, Sangyong Jeon, Guy D. Moore, and Munshi G. Mustafa. “Radiative and Collisional Jet Energy Loss in the Quark-Gluon Plasma at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider.” In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (7 Feb. 2008), p. 072301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.072301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.072301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.072301> (cit. on p. 33).
- [160] Shanshan Cao, Guang-You Qin, and Steffen A. Bass. “Heavy-quark dynamics and hadronization in ultrarelativistic heavy-ion collisions: Collisional versus radiative energy loss.” In: *Phys. Rev. C* 88 (4 Oct. 2013), p. 044907. DOI: [10.1103/PhysRevC.88.044907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044907). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.044907> (cit. on p. 33).
- [161] Karen M. Burke et al. “Extracting the jet transport coefficient from jet quenching in high-energy heavy-ion collisions.” In: *Phys. Rev. C* 90 (1 July 2014), p. 014909. DOI: [10.1103/PhysRevC.90.014909](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.014909). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.014909> (cit. on pp. 33, 34, 68).
- [162] Zi-qiang Zhang, De-fu Hou, and Hai-cang Ren. “The finite ‘t Hooft coupling correction on the jet quenching parameter in a $\mathcal{N} = 4$ super Yang-Mills plasma.” In: *Journal of High Energy Physics* 2013.1 (Jan. 2013). DOI: [10.1007/jhep01\(2013\)032](https://doi.org/10.1007/jhep01(2013)032). URL: [https://doi.org/10.1007/jhep01\(2013\)032](https://doi.org/10.1007/jhep01(2013)032) (cit. on p. 33).
- [163] The ALICE Collaboration et al. “The ALICE experiment at the CERN LHC.” In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (Aug. 2008), So8002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002> (cit. on pp. 37, 86).
- [164] Betty Bezverkhny Abelev et al. “Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC.” In: *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014), p. 1430044. DOI: [10.1142/S0217751X14300440](https://doi.org/10.1142/S0217751X14300440). arXiv: [1402.4476](https://arxiv.org/abs/1402.4476) [nucl-ex] (cit. on p. 37).
- [165] B. Abelev et al. “Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.” In: *Physics Letters B* 720.1 (2013), pp. 52–62. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.051>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313000920> (cit. on p. 37).
- [166] I. Belikov. “Tracking and vertexing in ALICE.” In: *PoS VERTEX2018* (2019), p. 038 (cit. on pp. 37, 38).
- [167] “ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV.” In: (2016). URL: <https://cds.cern.ch/record/2202638> (cit. on p. 37).

- [168] B. Muratori and T. Pieloni. “Luminosity levelling techniques for the LHC.” In: *ICFA Mini-Workshop on Beam-Beam Effects in Hadron Colliders*. 2014, pp. 177–181. DOI: [10.5170/CERN-2014-004.177](https://doi.org/10.5170/CERN-2014-004.177). arXiv: [1410.5646](https://arxiv.org/abs/1410.5646) [physics.acc-ph] (cit. on p. 37).
- [169] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. “Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions.” In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 57.1 (2007), pp. 205–243. DOI: [10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020> (cit. on pp. 39, 65).
- [170] R. J. Glauber. “Cross Sections in Deuterium at High Energies.” In: *Phys. Rev.* 100 (1 Oct. 1955), pp. 242–248. DOI: [10.1103/PhysRev.100.242](https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.242). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.100.242> (cit. on p. 39).
- [171] Roy J. Glauber. “Quantum Optics and Heavy Ion Physics.” In: *Nuclear Physics A* 774 (2006). QUARK MATTER 2005, pp. 3–13. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.06.009>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947406002399> (cit. on p. 39).
- [172] Betty Abelev et al. “Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE.” In: *Eur. Phys. J. C* 73.6 (2013), p. 2456. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2456-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2456-0). arXiv: [1208.4968](https://arxiv.org/abs/1208.4968) [hep-ex] (cit. on p. 39).
- [173] Sergei A. Voloshin, Arthur M. Poskanzer, and Raimond Snellings. “Collective phenomena in non-central nuclear collisions.” In: *Relativistic Heavy Ion Physics*. Ed. by R. Stock. Vol. 23. 2010, pp. 293–333. DOI: [10.1007/978-3-642-01539-7_10](https://doi.org/10.1007/978-3-642-01539-7_10). arXiv: [0809.2949](https://arxiv.org/abs/0809.2949) [nucl-ex] (cit. on p. 40).
- [174] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions.” In: *Phys. Rev. C* 58 (3 Sept. 1998), pp. 1671–1678. DOI: [10.1103/PhysRevC.58.1671](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.1671). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.58.1671> (cit. on p. 40).
- [175] Ilya Selyuzhenkov and Sergei Voloshin. “Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements.” In: *Phys. Rev. C* 77 (3 Mar. 2008), p. 034904. DOI: [10.1103/PhysRevC.77.034904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.034904). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.034904> (cit. on p. 40).
- [176] The ALICE collaboration. “Performance of the ALICE VZERO system.” In: *Journal of Instrumentation* 8.10 (Oct. 2013), P10016. DOI: [10.1088/1748-0221/8/10/P10016](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/10/P10016). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/10/P10016> (cit. on p. 40).
- [177] Hsi-Ming Chang, Massimiliano Procura, Jesse Thaler, and Wouter J. Waalewijn. “Calculating Track-Based Observables for the LHC.” In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (10 Sept. 2013), p. 102002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.102002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.102002). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.102002> (cit. on p. 42).
- [178] Hao Chen, Ian Moulton, XiaoYuan Zhang, and Hua Xing Zhu. “Rethinking jets with energy correlators: Tracks, resummation, and analytic continuation.” In: *Phys. Rev. D* 102.5 (2020), p. 054012. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.054012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.054012). arXiv: [2004.11381](https://arxiv.org/abs/2004.11381) [hep-ph] (cit. on p. 42).
- [179] Yang-Ting Chien, Rudi Rahn, Solange Schrijnder van Velzen, Ding Yu Shao, Wouter J. Waalewijn, and Bin Wu. “Recoil-free azimuthal angle for precision boson-jet correlation.” In: *Phys. Lett. B* 815 (2021), p. 136124. DOI: [10.1016/j.physletb.2021.136124](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136124). arXiv: [2005.12279](https://arxiv.org/abs/2005.12279) [hep-ph] (cit. on p. 42).
- [180] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. “Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder.” In: *Phys. Lett. B* 641 (2006), pp. 57–61. DOI: [10.1016/j.physletb.2006.08.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037). arXiv: [hep-ph/0512210](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0512210) (cit. on p. 42).
- [181] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. “The anti- k_t jet clustering algorithm.” In: *JHEP* 04 (2008), p. 063. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph] (cit. on p. 42).
- [182] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. “Pileup subtraction using jet areas.” In: *Physics Letters B* 659.1 (2008), pp. 119–126. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.09.077>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307011094> (cit. on p. 43).
- [183] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. “The catchment area of jets.” In: *Journal of High Energy Physics* 2008.04 (Apr. 2008), pp. 005–005. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/005](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/005). URL: <https://doi.org/10.1088%2F1126-6708%2F2008%2F04%2F005> (cit. on p. 43).
- [184] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. “Fluctuations and asymmetric jet events in PbPb collisions at the LHC.” In: *Eur. Phys. J. C* 71 (2011), p. 1692. DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1692-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1692-4). arXiv: [1101.2878](https://arxiv.org/abs/1101.2878) [hep-ph] (cit. on p. 45).

- [185] Y.G. Biraud. “Les méthodes de déconvolution et leurs limitations fondamentales.” In: *Rev. Phys. Appl. (Paris)* 11 (1976), p. 203 (cit. on p. 47).
- [186] L. Schwartz. “Théorie des noyaux.” In: *Proceedings of the International Congress of Mathematicians (ICM)*. Vol. 1. 1952, pp. 220–230 (cit. on p. 48).
- [187] Volker Blobel. “An Unfolding method for high-energy physics experiments.” In: *Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics*. Aug. 2002, pp. 258–267. arXiv: [hep-ex/0208022](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0208022) (cit. on p. 48).
- [188] Torbjörn Sjöstrand et al. “An introduction to PYTHIA 8.2.” In: *Computer Physics Communications* 191 (June 2015), pp. 159–177. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2015.01.024> (cit. on p. 48, 71).
- [189] René Brun, F. Bruyant, Federico Carminati, Simone Giani, M. Maire, A. McPherson, G. Patrick, and L. Urban. “GEANT Detector Description and Simulation Tool.” In: (Oct. 1994). DOI: [10.17181/CERN.MUHF.DMJ1](https://doi.org/10.17181/CERN.MUHF.DMJ1) (cit. on p. 48).
- [190] Mrinal Dasgupta, Lorenzo Magnea, and Gavin P. Salam. “Non-perturbative QCD effects in jets at hadron colliders.” In: *Journal of High Energy Physics* 2008.02 (Feb. 2008), p. 055. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/02/055](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/02/055). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/02/055> (cit. on p. 53).
- [191] Thomas Gehrmann et al. “Jet cross sections and transverse momentum distributions with NNLO-JET.” In: *PoS RADCOR2017 (2018)*. Ed. by Andre Hoang and Carsten Schneider, p. 074. DOI: [10.22323/1.290.0074](https://doi.org/10.22323/1.290.0074). arXiv: [1801.06415 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1801.06415) (cit. on p. 53).
- [192] B. Abelev et al. “Charged jet cross sections and properties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” In: *Phys. Rev. D* 91 (11 June 2015), p. 112012. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.112012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.112012). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.112012> (cit. on p. 53).
- [193] “ J/ψ production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” In: *Physics Letters B* 712.3 (2012), pp. 165–175. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.04.052>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312004674> (cit. on p. 54).
- [194] “Multiplicity dependence of inclusive J/ψ production at midrapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV.” In: *Physics Letters B* 810 (2020), p. 135758. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135758>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026932030561X> (cit. on p. 54).
- [195] Jaroslav Adam et al. “Measurement of charm and beauty production at central rapidity versus charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” In: *JHEP* 09 (2015), p. 148. DOI: [10.1007/JHEP09\(2015\)148](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2015)148). arXiv: [1505.00664 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1505.00664) (cit. on p. 54).
- [196] James L. Nagle and William A. Zajc. “Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions.” In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 68.1 (2018), pp. 211–235. DOI: [10.1146/annurev-nucl-101916-123209](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101916-123209). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101916-123209>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101916-123209> (cit. on p. 54).
- [197] Shreyasi Acharya et al. “Pseudorapidity distributions of charged particles as a function of mid- and forward rapidity multiplicities in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02, 7$ and 13 TeV.” In: *Eur. Phys. J. C* 81.7 (2021), p. 630. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09349-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09349-5). arXiv: [2009.09434 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2009.09434) (cit. on p. 56).
- [198] John C. Collins, Davison E. Soper, and George F. Sterman. “Factorization of Hard Processes in QCD.” In: *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 5 (1989), pp. 1–91. DOI: [10.1142/9789814503266_0001](https://doi.org/10.1142/9789814503266_0001). arXiv: [hep-ph/0409313](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409313) (cit. on p. 55).
- [199] Hirotsugu Fujii and Kazuhiro Watanabe. “Heavy quark pair production in high energy pA collisions: Open heavy flavors.” In: *Nucl. Phys. A* 920 (2013), pp. 78–93. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2013.10.006](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.10.006). arXiv: [1308.1258 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1308.1258) (cit. on p. 55).
- [200] Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. “Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order.” In: *Nucl. Phys. B* 373 (1992), pp. 295–345. DOI: [10.1016/0550-3213\(92\)90435-E](https://doi.org/10.1016/0550-3213(92)90435-E) (cit. on p. 55).
- [201] Rishi Sharma, Ivan Vitev, and Ben-Wei Zhang. “Light-cone wave function approach to open heavy flavor dynamics in QCD matter.” In: *Phys. Rev. C* 80 (2009), p. 054902. DOI: [10.1103/PhysRevC.80.054902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.054902). arXiv: [0904.0032 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0904.0032) (cit. on p. 55).

- [202] Zhong-Bo Kang, Ivan Vitev, Enke Wang, Hongxi Xing, and Cheng Zhang. “Multiple scattering effects on heavy meson production in p+A collisions at backward rapidity.” In: *Phys. Lett. B* 740 (2015), pp. 23–29. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.11.024](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.11.024). arXiv: [1409.2494](https://arxiv.org/abs/1409.2494) [hep-ph] (cit. on p. 55).
- [203] Jian-wei Qiu and Ivan Vitev. “Coherent QCD multiple scattering in proton-nucleus collisions.” In: *Phys. Lett. B* 632 (2006), pp. 507–511. DOI: [10.1016/j.physletb.2005.10.073](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.10.073). arXiv: [hep-ph/0405068](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0405068) (cit. on p. 56).
- [204] B. Z. Kopeliovich and J. Raufeisen. “Heavy flavor production off protons and in a nuclear environment.” In: *Lect. Notes Phys.* 647 (2004). Ed. by D. Blaschke, M. A. Ivanov, and T. Mannel, pp. 305–365. DOI: [10.1007/978-3-540-40975-5_13](https://doi.org/10.1007/978-3-540-40975-5_13). arXiv: [hep-ph/0305094](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305094) (cit. on p. 56).
- [205] B. Z. Kopeliovich, J. Raufeisen, A. V. Tarasov, and M. B. Johnson. “Nuclear effects in the Drell-Yan process at very high-energies.” In: *Phys. Rev. C* 67 (2003), p. 014903. DOI: [10.1103/PhysRevC.67.014903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.014903). arXiv: [hep-ph/0110221](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0110221) (cit. on p. 56).
- [206] M. B. Johnson, B. Z. Kopeliovich, and A. V. Tarasov. “Broadening of transverse momentum of partons propagating through a medium.” In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), p. 035203. DOI: [10.1103/PhysRevC.63.035203](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.035203). arXiv: [hep-ph/0006326](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006326) (cit. on p. 56).
- [207] Yuri L. Dokshitzer, Valery A. Khoze, and S. I. Troian. “On specific QCD properties of heavy quark fragmentation (‘dead cone’).” In: *J. Phys. G* 17 (1991), pp. 1602–1604. DOI: [10.1088/0954-3899/17/10/023](https://doi.org/10.1088/0954-3899/17/10/023) (cit. on p. 56).
- [208] A. Andronic et al. “Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton-proton to heavy-ion collisions.” In: *Eur. Phys. J. C* 76.3 (2016), p. 107. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3819-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3819-5). arXiv: [1506.03981](https://arxiv.org/abs/1506.03981) [nucl-ex] (cit. on p. 56).
- [209] P. Braun-Munzinger. “Quarkonium production in ultra-relativistic nuclear collisions: Suppression versus enhancement.” In: *J. Phys. G* 34 (2007). Ed. by Yu-Gang Ma, Zhi-Yuan Zhu, En-Ke Wang, Xu Cai, Huan-Zhong Huang, and Xin-Nian Wang, S471–478. DOI: [10.1088/0954-3899/34/8/S36](https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/8/S36). arXiv: [nuc1-th/0701093](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0701093) (cit. on p. 56).
- [210] Jaroslav Adam et al. “Centrality and transverse momentum dependence of D^0 -meson production at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.” In: *Phys. Rev. C* 99.3 (2019), p. 034908. DOI: [10.1103/PhysRevC.99.034908](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.034908). arXiv: [1812.10224](https://arxiv.org/abs/1812.10224) [nucl-ex] (cit. on p. 56).
- [211] Vardan Khachatryan et al. “Transverse momentum spectra of inclusive b jets in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 754 (2016), p. 59. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.01.010](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.010). arXiv: [1510.03373](https://arxiv.org/abs/1510.03373) [nucl-ex] (cit. on p. 56).
- [212] T G Cornelissen, N Van Eldik, M Elsing, W Liebig, E Moyses, N Piacquadio, K Prokofiev, A Salzburger, and A Wildauer. *Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)*. Tech. rep. ATL-SOFT-PUB-2007-003. ATL-COM-SOFT-2007-008. Geneva: CERN, June 2007. URL: <https://cds.cern.ch/record/1038095> (cit. on p. 58).
- [213] A Morsch and I Pshenichnov. Tech. rep. ALICE-INT-2002-34. Geneva: CERN, 2002 (cit. on p. 57).
- [214] P. A. Zyla et al. “Review of Particle Physics.” In: *PTEP* 2020.8 (2020), p. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104) (cit. on pp. 58, 59, 88, 89).
- [215] Javier Llorente and Josu Cantero. “Determination of the b-quark mass m_b from the angular screening effects in the ATLAS b-jet shape data.” In: *Nuclear Physics B* 889 (2014), pp. 401–418. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2014.10.021>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321314003277> (cit. on p. 59).
- [216] Eduardo Victor Bazterra and Thomas Speer. “Strategies for btagging calibration using data at CMS.” In: *PoS ACATo8* (2009), p. 088. DOI: [10.22323/1.070.0088](https://doi.org/10.22323/1.070.0088) (cit. on p. 60).
- [217] S. Schael et al. “Precision electroweak measurements on the Z resonance.” In: *Phys. Rept.* 427 (2006), pp. 257–454. DOI: [10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006). arXiv: [hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008) (cit. on p. 61).
- [218] P. Abreu et al. “A Precise measurement of the partial decay width ratio $R(b)^* = \Gamma(b \rightarrow \text{anti-b}) / \Gamma(b \rightarrow \text{had})$.” In: *Eur. Phys. J. C* 10 (1999), pp. 415–442. DOI: [10.1007/s100520050766](https://doi.org/10.1007/s100520050766) (cit. on p. 61).
- [219] V. Khachatryan et al. “Transverse momentum spectra of inclusive b jets in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Physics Letters B* 754 (2016), pp. 59–80. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.010>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316000149> (cit. on p. 63).

- [220] J M Campbell, J W Huston, and W J Stirling. “Hard interactions of quarks and gluons: a primer for LHC physics.” In: *Reports on Progress in Physics* 70.1 (Dec. 2006), p. 89. DOI: [10.1088/0034-4885/70/1/R02](https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/1/R02). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/70/1/R02> (cit. on p. 63).
- [221] J. Adam et al. “Azimuthal anisotropy of charged jet production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Pb–Pb collisions.” In: *Physics Letters B* 753 (2016), pp. 511–525. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.12.047>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315009958> (cit. on p. 67).
- [222] Thorsten Renk, Hannu Holopainen, Risto Paatelainen, and Kari J. Eskola. “Systematics of the charged-hadron p_T spectrum and the nuclear suppression factor in heavy-ion collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV to $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.” In: *Phys. Rev. C* 84 (1 July 2011), p. 014906. DOI: [10.1103/PhysRevC.84.014906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.014906). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.014906> (cit. on p. 68).
- [223] David d’Enterria, Kari J. Eskola, Ilkka Helenius, and Hannu Paukkunen. “Confronting current NLO parton fragmentation functions with inclusive charged-particle spectra at hadron colliders.” In: *Nuclear Physics B* 883 (2014), pp. 615–628. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2014.04.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321314001151> (cit. on pp. 68, 83).
- [224] Betty Abelev et al. “Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 720 (2013), pp. 52–62. DOI: [10.1016/j.physletb.2013.01.051](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.051). arXiv: [1208.2711 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1208.2711) (cit. on p. 68).
- [225] Ning-Bo Chang, Wei-Tian Deng, and Xin-Nian Wang. “Initial conditions for the modified evolution of fragmentation functions in the nuclear medium.” In: *Phys. Rev. C* 89 (3 Mar. 2014), p. 034911. DOI: [10.1103/PhysRevC.89.034911](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.034911). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.034911> (cit. on p. 68).
- [226] Daniel de Florian. “Next-to-leading order QCD corrections to hadron+jet production in pp collisions at RHIC.” In: *Phys. Rev. D* 79 (2009), p. 114014. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.114014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.114014). arXiv: [0904.4402 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0904.4402) (cit. on p. 68).
- [227] R. Baier. “Jet quenching.” In: *Nucl. Phys. A* 715 (2003). Ed. by H. Gutbrod, J. Aichelin, and K. Werner, pp. 209–218. DOI: [10.1016/S0375-9474\(02\)01429-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01429-X). arXiv: [hep-ph/0209038](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0209038) (cit. on p. 68).
- [228] Axel Drees, Haidong Feng, and Jiangyong Jia. “Medium induced jet absorption at RHIC.” In: *Phys. Rev. C* 71 (2005), p. 034909. DOI: [10.1103/PhysRevC.71.034909](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.034909). arXiv: [nuc1-th/0310044](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0310044) (cit. on p. 68).
- [229] A. Dainese, C. Loizides, and G. Paic. “Leading-particle suppression in high energy nucleus-nucleus collisions.” In: *Eur. Phys. J. C* 38 (2005), pp. 461–474. DOI: [10.1140/epjc/s2004-02077-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-02077-x). arXiv: [hep-ph/0406201](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406201) (cit. on p. 68).
- [230] K. J. Eskola, H. Honkanen, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann. “The Fragility of high- $p(T)$ hadron spectra as a hard probe.” In: *Nucl. Phys. A* 747 (2005), pp. 511–529. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2004.09.070](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.070). arXiv: [hep-ph/0406319](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406319) (cit. on p. 68).
- [231] Thorsten Renk. “Through the blackness - high p_T hadrons probing the central region of 200 AGeV Au–Au collisions.” In: *Phys. Rev. C* 74 (2006), p. 024903. DOI: [10.1103/PhysRevC.74.024903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.024903). arXiv: [hep-ph/0602045](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0602045) (cit. on p. 68).
- [232] Constantin Loizides. “High transverse momentum suppression and surface effects in Cu+Cu and Au+Au collisions within the PQM model.” In: *Eur. Phys. J. C* 49 (2007). Ed. by F. Antinori, S. Bass, A. De Falco, C. Kuhn, M. Nardi, T. Peitzmann, T. Ullrich, J. Velkovska, and U. A. Wiedemann, pp. 339–345. DOI: [10.1140/epjc/s10052-006-0059-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-006-0059-8). arXiv: [hep-ph/0608133](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608133) (cit. on p. 68).
- [233] Hanzhong Zhang, J. F. Owens, Enke Wang, and Xin-Nian Wang. “Dihadron tomography of high-energy nuclear collisions in NLO pQCD.” In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 212301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.212301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.212301). arXiv: [nuc1-th/0701045](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0701045) (cit. on p. 68).
- [234] Thorsten Renk. “Energy dependence of the dijet imbalance in Pb–Pb collisions at 2.76 ATeV.” In: *Phys. Rev. C* 86 (2012), p. 061901. DOI: [10.1103/PhysRevC.86.061901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.061901). arXiv: [1204.5572 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1204.5572) (cit. on p. 68).

- [235] G. O. V. de Barros, Bo Fenton-Olsen, Peter Jacobs, and Mateusz Ploskon. “Data-driven analysis methods for the measurement of reconstructed jets in heavy ion collisions at RHIC and LHC.” In: *Nucl. Phys. A* 910-911 (2013). Ed. by Federico Antinori, Roberta Arnaldi, Andrea Dainese, Alessandro de Falco, Francesco Prino, Enrico Scomparin, Rosario Turrisi, and Gianluca Usai, pp. 314–318. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2012.12.019](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.12.019). arXiv: [1208.1518](https://arxiv.org/abs/1208.1518) [hep-ex] (cit. on p. 71).
- [236] P. Skands, S. Carrazza, and J. Rojo. “Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune.” In: *The European Physical Journal C* 74.8 (Aug. 2014). DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3024-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y). URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-014-3024-y> (cit. on pp. 71, 84).
- [237] J. H. Putschke et al. “The JETSCAPE framework.” In: (Mar. 2019). arXiv: [1903.07706](https://arxiv.org/abs/1903.07706) [nucl-th] (cit. on pp. 71, 72).
- [238] A. Kumar et al. “JETSCAPE framework: $p + p$ results.” In: *Phys. Rev. C* 102 (5 Nov. 2020), p. 054906. DOI: [10.1103/PhysRevC.102.054906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.054906). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.102.054906> (cit. on p. 71).
- [239] Simone Alioli, Keith Hamilton, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. “Jet pair production in POWHEG.” In: *JHEP* 04 (2011), p. 081. DOI: [10.1007/JHEP04\(2011\)081](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2011)081). arXiv: [1012.3380](https://arxiv.org/abs/1012.3380) [hep-ph] (cit. on p. 71).
- [240] Korinna Zapp. “JEWEL 2.0.0: directions for use.” In: *The European Physical Journal C* 74.2 (Feb. 2014). DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-2762-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2762-1). URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-014-2762-1> (cit. on p. 72).
- [241] S. Acharya et al. “Measurements of inclusive jet spectra in pp and central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Rev. C* 101 (3 Mar. 2020), p. 034911. DOI: [10.1103/PhysRevC.101.034911](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.034911). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.034911> (cit. on p. 74).
- [242] Gregory Soyez. “A simple description of jet cross-section ratios.” In: *Physics Letters B* 698.1 (Mar. 2011), pp. 59–62. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.02.061](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.061). URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2011.02.061> (cit. on p. 74).
- [243] B. Abelev et al. “Measurement of the inclusive differential jet cross section in pp collisions at $s=2.76$ TeV.” In: *Physics Letters B* 722.4 (2013), pp. 262–272. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.04.026>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313003055> (cit. on p. 74).
- [244] Mrinal Dasgupta, Frédéric Dreyer, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. “Small-radius jets to all orders in QCD.” In: *Journal of High Energy Physics* 2015.4 (Apr. 2015). DOI: [10.1007/jhep04\(2015\)039](https://doi.org/10.1007/jhep04(2015)039). URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep04%282015%29039> (cit. on p. 74).
- [245] Lin Chen, Guang-You Qin, Shu-Yi Wei, Bo-Wen Xiao, and Han-Zhong Zhang. “Probing transverse momentum broadening via dihadron and hadron-jet angular correlations in relativistic heavy-ion collisions.” In: *Physics Letters B* 773 (2017), pp. 672–676. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.09.031>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317307402> (cit. on p. 79).
- [246] “ALICE upgrades during the LHC Long Shutdown 2.” In: (Feb. 2023). arXiv: [2302.01238](https://arxiv.org/abs/2302.01238) [physics.ins-det] (cit. on p. 83).
- [247] B Abelev et al and (The ALICE Collaboration). “Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System.” In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 41.8 (July 2014), p. 087002. DOI: [10.1088/0954-3899/41/8/087002](https://doi.org/10.1088/0954-3899/41/8/087002). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/41/8/087002> (cit. on pp. 83, 86).
- [248] F. Abe et al. “Measurement of D^* production in jets from pp collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.” In: *Phys. Rev. Lett.* 64 (4 Jan. 1990), pp. 348–352. DOI: [10.1103/PhysRevLett.64.348](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.348). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.348> (cit. on p. 83).
- [249] C. Albajar et al. “A study of the D^* content of jets at the CERN pp collider.” In: *Physics Letters B* 244.3 (1990), pp. 566–572. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)90363-B](https://doi.org/10.1016/0370-2693(90)90363-B). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090363B> (cit. on p. 83).
- [250] B. I. Abelev et al. “Measurement of D^* mesons in jets from $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.” In: *Phys. Rev. D* 79 (11 June 2009), p. 112006. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.112006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.112006). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.112006> (cit. on p. 83).
- [251] Georges Aad et al. “Measurement of $D^{*+/-}$ meson production in jets from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector.” In: *Phys. Rev. D* 85 (2012), p. 052005. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.052005). arXiv: [1112.4432](https://arxiv.org/abs/1112.4432) [hep-ex] (cit. on p. 83).

- [252] Shreyasi Acharya et al. “Measurement of the production of charm jets tagged with D^0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” In: *JHEP* 08 (2019), p. 133. DOI: [10.1007/JHEP08\(2019\)133](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2019)133). arXiv: [1905.02510](https://arxiv.org/abs/1905.02510) [nucl-ex] (cit. on p. 83).
- [253] Yang-Ting Chien, Zhong-Bo Kang, Felix Ringer, Ivan Vitev, and Hongxi Xing. “Jet fragmentation functions in proton-proton collisions using soft-collinear effective theory.” In: *JHEP* 05 (2016), p. 125. DOI: [10.1007/JHEP05\(2016\)125](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2016)125). arXiv: [1512.06851](https://arxiv.org/abs/1512.06851) [hep-ph] (cit. on p. 83).
- [254] Shreyasi Acharya et al. “Charm-quark fragmentation fractions and production cross section at midrapidity in pp collisions at the LHC.” In: *Phys. Rev. D* 105.1 (2022), p. L011103. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.L011103](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.L011103). arXiv: [2105.06335](https://arxiv.org/abs/2105.06335) [nucl-ex] (cit. on p. 84).
- [255] Shreyasi Acharya et al. “Measurement of beauty and charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV via non-prompt and prompt D mesons.” In: *JHEP* 05 (2021), p. 220. DOI: [10.1007/JHEP05\(2021\)220](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2021)220). arXiv: [2102.13601](https://arxiv.org/abs/2102.13601) [nucl-ex] (cit. on p. 84).
- [256] Shreyasi Acharya et al. “Measurement of beauty production via non-prompt D^0 mesons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *JHEP* 12 (2022), p. 126. DOI: [10.1007/JHEP12\(2022\)126](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2022)126). arXiv: [2202.00815](https://arxiv.org/abs/2202.00815) [nucl-ex] (cit. on p. 84).
- [257] Shreyasi Acharya et al. “Measurement of prompt D_s^+ -meson production and azimuthal anisotropy in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 827 (2022), p. 136986. DOI: [10.1016/j.physletb.2022.136986](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.136986). arXiv: [2110.10006](https://arxiv.org/abs/2110.10006) [nucl-ex] (cit. on pp. 84, 85, 90).
- [258] Jaroslav Adam et al. “First measurement of Λ_c baryon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.” In: *Phys. Rev. Lett.* 124.17 (2020), p. 172301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.172301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.172301). arXiv: [1910.14628](https://arxiv.org/abs/1910.14628) [nucl-ex] (cit. on pp. 84–86).
- [259] Jesper R. Christiansen and Peter Z. Skands. “String Formation Beyond Leading Colour.” In: *JHEP* 08 (2015), p. 003. DOI: [10.1007/JHEP08\(2015\)003](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2015)003). arXiv: [1505.01681](https://arxiv.org/abs/1505.01681) [hep-ph] (cit. on p. 84).
- [260] Shreyasi Acharya et al. “Observation of a multiplicity dependence in the pT-differential charm baryon-to-meson ratios in proton-proton collisions at $s = 13$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 829 (2022), p. 137065. DOI: [10.1016/j.physletb.2022.137065](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137065). arXiv: [2111.11948](https://arxiv.org/abs/2111.11948) [nucl-ex] (cit. on pp. 84, 85).
- [261] Anton Andronic, Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, and Johanna Stachel. “Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy.” In: *Nature* 561.7723 (2018), pp. 321–330. DOI: [10.1038/s41586-018-0491-6](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0491-6). arXiv: [1710.09425](https://arxiv.org/abs/1710.09425) [nucl-th] (cit. on p. 84).
- [262] V. Greco, C. M. Ko, and R. Rapp. “Quark coalescence for charmed mesons in ultrarelativistic heavy ion collisions.” In: *Phys. Lett. B* 595 (2004), pp. 202–208. DOI: [10.1016/j.physletb.2004.06.064](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.06.064). arXiv: [nuc1-th/0312100](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0312100) (cit. on p. 84).
- [263] Anton Andronic, Peter Braun-Munzinger, Markus K. Köhler, Aleksas Mazeliauskas, Krzysztof Redlich, Johanna Stachel, and Vytautas Vislavicius. “The multiple-charm hierarchy in the statistical hadronization model.” In: *JHEP* 07 (2021), p. 035. DOI: [10.1007/JHEP07\(2021\)035](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2021)035). arXiv: [2104.12754](https://arxiv.org/abs/2104.12754) [hep-ph] (cit. on pp. 84, 85).
- [264] Salvatore Plumari, Vincenzo Minissale, Santosh K. Das, G. Coci, and V. Greco. “Charmed Hadrons from Coalescence plus Fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC.” In: *Eur. Phys. J. C* 78.4 (2018), p. 348. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5828-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5828-7). arXiv: [1712.00730](https://arxiv.org/abs/1712.00730) [hep-ph] (cit. on pp. 84, 85).
- [265] Rainer J. Fries, Vincenzo Greco, and Paul Sorensen. “Coalescence Models For Hadron Formation From Quark Gluon Plasma.” In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 58 (2008), pp. 177–205. DOI: [10.1146/annurev.nucl.58.110707.171134](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.58.110707.171134). arXiv: [0807.4939](https://arxiv.org/abs/0807.4939) [nucl-th] (cit. on p. 84).
- [266] Min He and Ralf Rapp. “Charm-Baryon Production in Proton-Proton Collisions.” In: *Phys. Lett. B* 795 (2019), pp. 117–121. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.06.004](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.06.004). arXiv: [1902.08889](https://arxiv.org/abs/1902.08889) [nucl-th] (cit. on pp. 84, 85).
- [267] L. Ravagli and R. Rapp. “Quark Coalescence based on a Transport Equation.” In: *Phys. Lett. B* 655 (2007), pp. 126–131. DOI: [10.1016/j.physletb.2007.07.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.07.043). arXiv: [0705.0021](https://arxiv.org/abs/0705.0021) [hep-ph] (cit. on p. 84).
- [268] L. Ravagli, H. van Hees, and R. Rapp. “Resonance Recombination Model: A Dynamical Framework for Hadronization.” In: *Phys. Rev. C* 79 (2009), p. 064902. DOI: [10.1103/PhysRevC.79.064902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.064902). arXiv: [0806.2055](https://arxiv.org/abs/0806.2055) [hep-ph] (cit. on p. 84).

- [269] Min He, Rainer J. Fries, and Ralf Rapp. “Heavy-Quark Diffusion and Hadronization in Quark-Gluon Plasma.” In: *Phys. Rev. C* 86 (2012), p. 014903. DOI: [10.1103/PhysRevC.86.014903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.014903). arXiv: [1106.6006](https://arxiv.org/abs/1106.6006) [nucl-th] (cit. on p. 84).
- [270] Shreyasi Acharya et al. “Transverse-momentum and event-shape dependence of D-meson flow harmonics in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 813 (2021), p. 136054. DOI: [10.1016/j.physletb.2020.136054](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.136054). arXiv: [2005.11131](https://arxiv.org/abs/2005.11131) [nucl-ex] (cit. on p. 84).
- [271] Shreyasi Acharya et al. “Constraining hadronization mechanisms with Λ_c^+ / D^0 production ratios in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 839 (2023), p. 137796. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.137796](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137796). arXiv: [2112.08156](https://arxiv.org/abs/2112.08156) [nucl-ex] (cit. on pp. 85, 86).
- [272] Albert M Sirunyan et al. “Production of Λ_c^+ baryons in proton-proton and lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 803 (2020), p. 135328. DOI: [10.1016/j.physletb.2020.135328](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135328). arXiv: [1906.03322](https://arxiv.org/abs/1906.03322) [hep-ex] (cit. on pp. 85, 86).
- [273] R. Aaij et al. “Measurement of the Λ_c^+ to D^0 production ratio in peripheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *JHEP* 06 (2023), p. 132. DOI: [10.1007/JHEP06\(2023\)132](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2023)132). arXiv: [2210.06939](https://arxiv.org/abs/2210.06939) [hep-ex] (cit. on p. 85).
- [274] Shreyasi Acharya et al. “Measurement of beauty-strange meson production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV via non-prompt D_s^+ mesons.” In: *Phys. Lett. B* 846 (2023), p. 137561. DOI: [10.1016/j.physletb.2022.137561](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137561). arXiv: [2204.10386](https://arxiv.org/abs/2204.10386) [nucl-ex] (cit. on p. 85).
- [275] Armen Tumasyan et al. “Observation of B_s^0 mesons and measurement of the B_s^0 / B^+ yield ratio in PbPb collisions at Image 1 TeV.” In: *Phys. Lett. B* 829 (2022), p. 137062. DOI: [10.1016/j.physletb.2022.137062](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2022.137062). arXiv: [2109.01908](https://arxiv.org/abs/2109.01908) [hep-ex] (cit. on pp. 85, 88, 90).
- [276] Min He and Ralf Rapp. “Hadronization and Charm-Hadron Ratios in Heavy-Ion Collisions.” In: *Phys. Rev. Lett.* 124.4 (2020), p. 042301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.124.042301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.042301). arXiv: [1905.09216](https://arxiv.org/abs/1905.09216) [nucl-th] (cit. on p. 85).
- [277] Johann Rafelski and Berndt Müller. “Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma.” In: *Phys. Rev. Lett.* 48 (16 Apr. 1982), pp. 1066–1069. DOI: [10.1103/PhysRevLett.48.1066](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1066). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1066> (cit. on p. 85).
- [278] Inga Kuznetsova and Johann Rafelski. “Charmed hadrons from strangeness-rich QGP.” In: *J. Phys. G* 32 (2006), S499–S504. DOI: [10.1088/0954-3899/32/12/S64](https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/12/S64). arXiv: [hep-ph/0605307](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0605307) (cit. on pp. 85, 88).
- [279] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. “Statistical hadronization of charm in heavy ion collisions at SPS, RHIC and LHC.” In: *Phys. Lett. B* 571 (2003), pp. 36–44. DOI: [10.1016/j.physletb.2003.07.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.07.066). arXiv: [nucl-th/0303036](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0303036) (cit. on p. 85).
- [280] Min He, Rainer J. Fries, and Ralf Rapp. “ D_s -Meson as Quantitative Probe of Diffusion and Hadronization in Nuclear Collisions.” In: *Phys. Rev. Lett.* 110.11 (2013), p. 112301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.112301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.112301). arXiv: [1204.4442](https://arxiv.org/abs/1204.4442) [nucl-th] (cit. on p. 85).
- [281] Jiaying Zhao, Shuzhe Shi, Nu Xu, and Pengfei Zhuang. “Sequential Coalescence with Charm Conservation in High Energy Nuclear Collisions.” In: (May 2018). arXiv: [1805.10858](https://arxiv.org/abs/1805.10858) [hep-ph] (cit. on p. 85).
- [282] Shreyasi Acharya et al. “ Λ_c^+ production in pp and in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV.” In: *Phys. Rev. C* 104.5 (2021), p. 054905. DOI: [10.1103/PhysRevC.104.054905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.054905). arXiv: [2011.06079](https://arxiv.org/abs/2011.06079) [nucl-ex] (cit. on p. 85).
- [283] Shreyasi Acharya et al. “ Λ_c^+ Production and Baryon-to-Meson Ratios in pp and p -Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV at the LHC.” In: *Phys. Rev. Lett.* 127.20 (2021), p. 202301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.202301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.202301). arXiv: [2011.06078](https://arxiv.org/abs/2011.06078) [nucl-ex] (cit. on p. 85).
- [284] Vincenzo Minissale, Salvatore Plumari, and Vincenzo Greco. “Charm hadrons in pp collisions at LHC energy within a coalescence plus fragmentation approach.” In: *Phys. Lett. B* 821 (2021), p. 136622. DOI: [10.1016/j.physletb.2021.136622](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136622). arXiv: [2012.12001](https://arxiv.org/abs/2012.12001) [hep-ph] (cit. on p. 85).
- [285] G. Aglieri Rinella et al. “First demonstration of in-beam performance of bent Monolithic Active Pixel Sensors.” In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 1028 (2022), p. 166280. DOI: [10.1016/j.nima.2021.166280](https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166280). arXiv: [2105.13000](https://arxiv.org/abs/2105.13000) [physics.ins-det] (cit. on p. 85).
- [286] D. Adamová et al. “A next-generation LHC heavy-ion experiment.” In: (Jan. 2019). arXiv: [1902.01211](https://arxiv.org/abs/1902.01211) [physics.ins-det] (cit. on p. 85).

- [287] “Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC.” In: (Nov. 2022). arXiv: [2211.02491](https://arxiv.org/abs/2211.02491) [[physics.ins-det](#)] (cit. on p. 85).
- [288] Shreyasi Acharya et al. “ Λ_c^+ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 793 (2019), pp. 212–223. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.04.046](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.04.046). arXiv: [1809.10922](https://arxiv.org/abs/1809.10922) [[nucl-ex](#)] (cit. on p. 86).
- [289] Yongseok Oh, Che Ming Ko, Su Houng Lee, and Shigehiro Yasui. “Heavy baryon/meson ratios in relativistic heavy ion collisions.” In: *Phys. Rev. C* 79 (2009), p. 044905. DOI: [10.1103/PhysRevC.79.044905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.044905). arXiv: [0901.1382](https://arxiv.org/abs/0901.1382) [[nucl-th](#)] (cit. on p. 88).
- [290] Min He, Rainer J. Fries, and Ralf Rapp. “Heavy Flavor at the Large Hadron Collider in a Strong Coupling Approach.” In: *Phys. Lett. B* 735 (2014), pp. 445–450. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.05.050](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.050). arXiv: [1401.3817](https://arxiv.org/abs/1401.3817) [[nucl-th](#)] (cit. on p. 88).
- [291] Taesoo Song, Hamza Berrehrah, Daniel Cabrera, Wolfgang Cassing, and Elena Bratkovskaya. “Charm production in Pb + Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider.” In: *Phys. Rev. C* 93.3 (2016), p. 034906. DOI: [10.1103/PhysRevC.93.034906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034906). arXiv: [1512.00891](https://arxiv.org/abs/1512.00891) [[nucl-th](#)] (cit. on p. 88).
- [292] Albert M Sirunyan et al. “Measurement of B_s^0 meson production in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.” In: *Phys. Lett. B* 796 (2019), pp. 168–190. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.07.014](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.07.014). arXiv: [1810.03022](https://arxiv.org/abs/1810.03022) [[hep-ex](#)] (cit. on p. 88, 90).
- [293] Tianqi Chen and Carlos Guestrin. “XGBoost: A Scalable Tree Boosting System.” In: *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*. KDD ’16. San Francisco, California, USA: ACM, 2016, pp. 785–794. DOI: [10.1145/2939672.2939785](https://doi.org/10.1145/2939672.2939785). URL: <http://doi.acm.org/10.1145/2939672.2939785> (cit. on p. 89).
- [294] “Open heavy flavor and quarkonia in heavy ion collisions at HL-LHC.” In: (2018) (cit. on p. 90).
- [295] H. Abramowicz et al. “Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data.” In: *Eur. Phys. J. C* 75.12 (2015), p. 580. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3710-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3710-4). arXiv: [1506.06042](https://arxiv.org/abs/1506.06042) [[hep-ex](#)] (cit. on p. 93).
- [296] A. Accardi et al. “Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier: Understanding the glue that binds us all.” In: *Eur. Phys. J. A* 52.9 (2016). Ed. by A. Deshpande, Z. E. Meziani, and J. W. Qiu, p. 268. DOI: [10.1140/epja/i2016-16268-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9). arXiv: [1212.1701](https://arxiv.org/abs/1212.1701) [[nucl-ex](#)] (cit. on p. 93).
- [297] Rabah Abdul Khalek, Jacob J. Ethier, and Juan Rojo. “Nuclear parton distributions from lepton-nucleus scattering and the impact of an electron-ion collider.” In: *Eur. Phys. J. C* 79.6 (2019), p. 471. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6983-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6983-1). arXiv: [1904.00018](https://arxiv.org/abs/1904.00018) [[hep-ph](#)] (cit. on pp. 94, 101).
- [298] Roel Aaij et al. “Study of prompt D^0 meson production in p Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV.” In: *JHEP* 10 (2017), p. 090. DOI: [10.1007/JHEP10\(2017\)090](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2017)090). arXiv: [1707.02750](https://arxiv.org/abs/1707.02750) [[hep-ex](#)] (cit. on pp. 95, 97, 100).
- [299] Ermes Braidot. “Suppression of Forward Pion Correlations in d+Au Interactions at STAR.” In: *45th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*. May 2010, pp. 355–338. arXiv: [1005.2378](https://arxiv.org/abs/1005.2378) [[hep-ph](#)] (cit. on p. 96).
- [300] J. L. Albacete and C. Marquet. “Azimuthal Correlations of Forward Dihadrons in $d + Au$ Collisions at RHIC in the Color Glass Condensate.” In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (16 Oct. 2010), p. 162301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.162301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.162301). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.162301> (cit. on p. 96).
- [301] Anna Stasto, Bo-Wen Xiao, and Feng Yuan. “Back-to-back correlations of di-hadrons in dAu collisions at RHIC.” In: *Physics Letters B* 716.3 (2012), pp. 430–434. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.044>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008945> (cit. on p. 96).
- [302] Zhong-Bo Kang, Ivan Vitev, and Hongxi Xing. “Dihadron momentum imbalance and correlations in $d + Au$ collisions.” In: *Phys. Rev. D* 85 (5 Mar. 2012), p. 054024. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.054024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.054024). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.054024> (cit. on p. 96).
- [303] Amir H. Rezaeian. “Semi-inclusive photon-hadron production in pp and pA collisions at RHIC and LHC.” In: *Phys. Rev. D* 86 (9 Nov. 2012), p. 094016. DOI: [10.1103/PhysRevD.86.094016](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.094016). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.094016> (cit. on p. 97).

- [304] Anna Stasto, Shu-Yi Wei, Bo-Wen Xiao, and Feng Yuan. “On the dihadron angular correlations in forward pA collisions.” In: *Physics Letters B* 784 (2018), pp. 301–306. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.08.011>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318306142> (cit. on p. 97).
- [305] Raphaëlle Ichou and David d’Enterria. “Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton.” In: *Phys. Rev. D* 82 (1 July 2010), p. 014015. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.014015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.014015). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.014015> (cit. on p. 98).
- [306] Ilkka Helenius, Kari J. Eskola, and Hannu Paukkunen. “Probing the small- x nuclear gluon distributions with isolated photons at forward rapidities in p+Pb collisions at the LHC.” In: *JHEP* 09 (2014), p. 138. DOI: [10.1007/JHEP09\(2014\)138](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)138). arXiv: [1406.1689](https://arxiv.org/abs/1406.1689) [hep-ph] (cit. on pp. 97, 99).
- [307] Ilkka Helenius and Hannu Paukkunen. “Revisiting the D -meson hadroproduction in general-mass variable flavour number scheme.” In: *JHEP* 05 (2018), p. 196. DOI: [10.1007/JHEP05\(2018\)196](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2018)196). arXiv: [1804.03557](https://arxiv.org/abs/1804.03557) [hep-ph] (cit. on pp. 97, 99).
- [308] Kari J. Eskola, Petja Paakkinen, Hannu Paukkunen, and Carlos A. Salgado. “EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data.” In: *Eur. Phys. J. C* 77.3 (2017), p. 163. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4725-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4725-9). arXiv: [1612.05741](https://arxiv.org/abs/1612.05741) [hep-ph] (cit. on p. 101).
- [309] Amir H. Rezaeian. “CGC predictions for p+A collisions at the LHC and signature of QCD saturation.” In: *Phys. Lett. B* 718 (2013), pp. 1058–1069. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.11.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.066). arXiv: [1210.2385](https://arxiv.org/abs/1210.2385) [hep-ph] (cit. on p. 101).
- [310] B. Ducloué, T. Lappi, and H. Mäntysaari. “Isolated photon production in proton-nucleus collisions at forward rapidity.” In: *Phys. Rev. D* 97.5 (2018), p. 054023. DOI: [10.1103/PhysRevD.97.054023](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.054023). arXiv: [1710.02206](https://arxiv.org/abs/1710.02206) [hep-ph] (cit. on p. 101).
- [311] Sayipjamal Dulat et al. “New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics.” In: *Phys. Rev. D* 93.3 (2016), p. 033006. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.033006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.033006). arXiv: [1506.07443](https://arxiv.org/abs/1506.07443) [hep-ph] (cit. on p. 101).
- [312] Richard D. Ball et al. “Parton distributions from high-precision collider data.” In: *Eur. Phys. J. C* 77.10 (2017), p. 663. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5199-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5199-5). arXiv: [1706.00428](https://arxiv.org/abs/1706.00428) [hep-ph] (cit. on p. 101).
- [313] Z. Citron et al. “Report from Working Group 5: Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams.” In: *CERN Yellow Rep. Monogr.* 7 (2019). Ed. by Andrea Dainese, Michelangelo Mangano, Andreas B. Meyer, Aleandro Nisati, Gavin Salam, and Mika Anton Vesterinen, pp. 1159–1410. DOI: [10.23731/CYRM-2019-007.1159](https://doi.org/10.23731/CYRM-2019-007.1159). arXiv: [1812.06772](https://arxiv.org/abs/1812.06772) [hep-ph] (cit. on p. 103).
- [314] “Photon Detection Performance in pPb 2016 Simulation.” In: (2020). URL: <https://cds.cern.ch/record/2715209> (cit. on pp. 117–119).
- [315] P. Aurenche, M. Fontannaz, J. Ph. Guillet, Bernd A. Kniehl, E. Pilon, and M. Werlen. “A Critical phenomenological study of inclusive photon production in hadronic collisions.” In: *Eur. Phys. J. C* 9 (1999), pp. 107–119. DOI: [10.1007/s100529900018](https://doi.org/10.1007/s100529900018). arXiv: [hep-ph/9811382](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9811382) (cit. on p. 119).

