



HAL
open science

Etude de l'interaction parton-Plasma de Quarks et Gluons au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC

A. Vauthier

► **To cite this version:**

A. Vauthier. Etude de l'interaction parton-Plasma de Quarks et Gluons au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC. Rencontres Jeunes Chercheurs 2014 (RJC 2014), Nov 2014, Strasbourg, France. hal-01398943

HAL Id: hal-01398943

<https://hal.science/hal-01398943>

Submitted on 18 Nov 2016

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.

Etude de l'interaction parton-Plasma de Quarks et Gluons au sein de l'expérience ALICE auprès du LHC

Astrid VAUTHIER

LPSC (Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie)

La théorie de la ChromoDynamique Quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte entre particules, a prédit l'existence d'une transition de phase de la matière nucléaire ordinaire vers un nouvel état de la matière, où les quarks et les gluons sont déconfinés : le plasma de quarks et de gluons (QGP). Les caractéristiques d'un tel milieu peuvent être étudiées en collisions d'ions lourds ultra-relativistes, par le biais de diverses sondes. Parmi celles-ci, les photons directs représentent un choix d'intérêt puisqu'ils n'interagissent pas par interaction forte et sont donc insensibles à la traversée du QGP. La fonction de fragmentation des partons pourra alors être approchée par le biais de corrélations γ -hadron, dont nous présenterons ici l'analyse. Par l'étude de la modification de la fonction de fragmentation dans divers systèmes de collisions, il sera possible d'accéder à certaines propriétés du QGP, comme sa densité ou encore de tester des prédictions de calculs de QCD.

1.1 Qu'est ce que le Plasma de Quarks et de Gluons ?

Le Modèle Standard est une théorie des champs, invariante de jauge, qui permet de décrire les particules élémentaires et la manière dont elles interagissent entre elles [1]. Parmi ces interactions, on peut citer la force électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Cette dernière décrit l'interaction entre deux partons, c'est-à-dire un quark ou un gluon, et trouve son cadre théorique dans la Chromo-Dynamique Quantique. Le potentiel d'interaction entre deux partons est décrit par [2] :

$$V(r) = -\frac{A(r)}{r} + Kr \quad (1.1)$$

avec $A(r) \propto \frac{1}{\ln(r-1)}$. Ce potentiel est caractérisé par deux comportements distincts. Tout d'abord à petit r , où les partons interagissent très peu, c'est la liberté asymptotique. Au contraire, à grand r , l'interaction entre partons devient très grande et les partons sont confinés, c'est pourquoi ils ne sont pas observés seuls dans la matière ordinaire. Lorsque la densité de charges de couleur dans le milieu devient très importante, un écrantage du potentiel est observé. Ainsi les partons ne sont plus confinés à la taille du hadron. Il apparaît alors un nouvel état de la matière qui est le Plasma de Quarks et de Gluons, le QGP.

Le diagramme des phases représenté en figure 1.1,

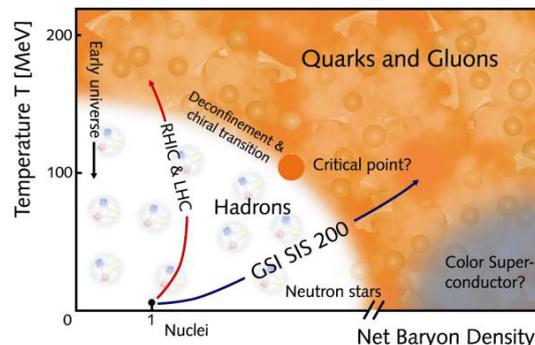


FIGURE 1.1 – Diagramme des phases pour la matière nucléaire [3].

illustre la transition entre la matière ordinaire (en blanc) et le QGP (en couleur). Il apparaît clairement qu'il existe plusieurs options pour accéder à la transition de phase : augmentation de la température, de la densité nette baryonique ($\mu_B = B - \bar{B}$) ou encore les deux à la fois. Des calculs de QCD sur réseau ont prédit une transition de phase, pour une densité baryonique nulle, à une température proche de 175 MeV et une grande densité d'énergie de l'ordre du GeV/fm^3 [3]. Cet état de la matière, qui est celui supposé de l'univers quelques microsecondes après le Big-Bang, est de nos jours accessible par collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'évolution de ces collisions est décrite par le modèle de Björken qui comporte trois étapes [5] :

- Pré-équilibre : Les particules de haute impulsion transverse sont produites par processus durs.
- QGP : si la transition de phase est atteinte, le QGP peut être formé. Il subit une expansion violente qui amène à son refroidissement.
- Hadronisation : transition du QGP vers la matière ordinaire durant le refroidissement.

La présence de la phase de QGP lors d'une collision va induire une modification des observables dans l'état final par rapport à celles observées dans le vide, i.e en cas d'absence de phase de plasma. Le but des analyses faites en collisions d'ions lourds est de comprendre quantitativement les processus qui donnent lieu à cette modification.

1.2 Perte d'énergie dans le QGP

La présence du QGP lors de la collision induit une perte d'énergie des partons énergétiques, créés lors de la phase de pré-équilibre, qui le traversent. Ceci se tra-

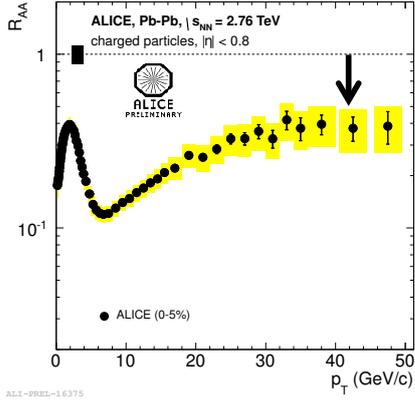


FIGURE 1.2 – Facteur de modification nucléaire en fonction de l’impulsion transverse pour les particules chargées [4].

duit par une suppression du nombre de particules de haute impulsion transverse dans l’état final des collisions d’ions lourds, où la formation du QGP est attendue, par rapport aux collisions pp. Cette suppression peut être quantifiée à l’aide du facteur de modification nucléaire R_{AA} qui se définit comme :

$$R_{AA} = \frac{(1/N_{evt}^{AA})d^2N_{ch}^{AA}/d\eta dp_T}{\langle N_{coll} \rangle (1/N_{evt}^{pp})d^2N_{ch}^{pp}/d\eta dp_T} \quad (1.2)$$

Il correspond au ratio du taux de production en collisions noyau-noyau par rapport à celui en collisions pp, normalisé par le nombre de collisions nucléon-nucléon, $\langle N_{coll} \rangle$, possibles en collisions noyau-noyau. Si ce facteur est inférieur à 1, une suppression du taux de production est observé en collisions noyau-noyau. C’est ce qu’indique la figure 1.2 pour les particules chargées.

La mesure de la perte d’énergie permettra, dans l’avenir, d’accéder à certaines propriétés du QGP mais également de contraindre des modèles théoriques de QCD. Il est possible de quantifier la perte d’énergie des partons dans le QGP par la mesure de la modification, dans divers systèmes de collision, de la fonction de fragmentation, $D(z)$, des partons émis lors de la phase de pré-equilibre. La fonction de fragmentation $D(z)$ représente la probabilité qu’un hadron emporte la fraction z d’impulsion initiale du parton lors de l’hadronisation. Pour approcher la fonction de fragmentation des partons, il est nécessaire de connaître l’énergie dans les états initial et final du parton, ce qui est possible avec des événements dits γ -jet. De tels événements sont produits par des processus durs tels que la diffusion Compton ($q + g \rightarrow \gamma + q$) ou l’annihilation de quarks ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$). Le parton émis va s’hadroniser et donner un jet de particules à l’opposé du photon (voir figure 1.3).

L’énergie initiale du parton est, au premier ordre, la même que celle du photon. L’énergie dans l’état final peut être trouvée par reconstruction du jet de particules. Ainsi, établir la corrélation entre photon et jet de particules permet d’approcher la fonction de frag-

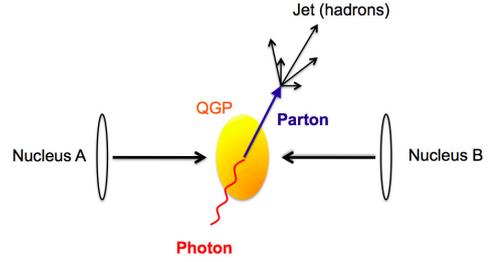


FIGURE 1.3 – Schéma présentant un événement γ -jet.

mentation du parton. Cependant, dans un environnement où un très grand nombre de particules sont créées, comme en collisions d’ions lourds, il est difficile de reconstruire des jets de particules. De ce fait, une approche simplifiée sera préférée. Celle-ci consiste à corrélérer un photon et les hadrons lui étant opposés, permettant d’approcher la fonction de fragmentation du parton sans reconstruire le jet. Il s’agit du principe de base de l’analyse des corrélations γ -hadron.

Dans cette analyse, la fonction de fragmentation est estimée à partir de la distribution en paramètre x_E où

$$x_E = \frac{p_T^{hadron}}{p_T^\gamma} \cos \Delta\phi \approx z \quad (1.3)$$

Le paramètre x_E est calculé pour chaque hadron de l’événement et la fonction obtenue est : $f(x_E^i) = \frac{1}{N_{trig}^i} \frac{dN_h^i}{dx_E}$ où N_{trig}^i représente le nombre de photons directs, ceux émis dos à dos au parton lors d’un processus dur. Un travail de simulation présenté en figure 1.4 montre que la distribution en x_E est très proche de la fonction de fragmentation pour $x_E \in [0.2, 0.9]$.

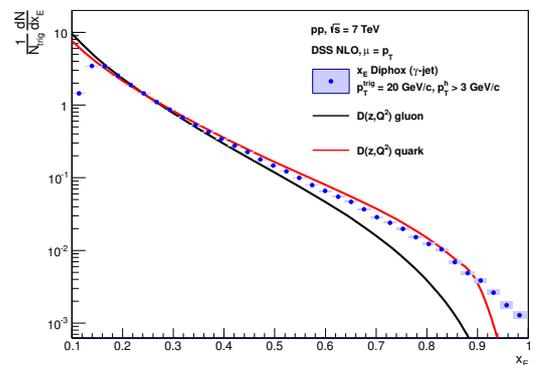


FIGURE 1.4 – Prédications théoriques de la fonction de fragmentation $D(z)$ (courbes) comparées à une simulation de distribution en x_E (points) d’événements γ -jet en collisions pp [5].

1.3 L'expérience ALICE

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur de particules d'une circonférence de 27 km qui est situé au CERN. ALICE est l'une des quatre expériences installées au LHC. Elle est dédiée à l'étude du QGP. Le détecteur ALICE, représenté en figure 1.5, se compose d'un ensemble de sous détecteurs complémentaires.

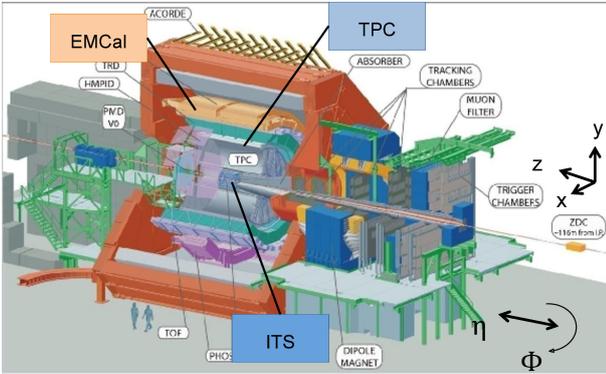


FIGURE 1.5 – Vue d'ensemble du détecteur ALICE [8].

Parmi les détecteurs d'ALICE, certains sont de grande importance pour l'analyse des corrélations γ -hadron : l'ITS (Inner Tracking System), la TPC et l'EMCal. Les deux premiers sont utilisés comme trajectomètres. Ils permettent la reconstruction des particules chargées qui sont émises lors des collisions. EMCal est un calorimètre électromagnétique qui permet la détection de particules neutres et tout particulièrement des photons nécessaires à notre analyse. Le calorimètre de l'expérience ALICE couvre une acceptance de 107° en ϕ et de 1,4 rad en η (voir figure 1.5)[6]. Il est segmenté en unités de lecture appelées tours. Lorsqu'une particule traverse le calorimètre, elle donne naissance à une gerbe électromagnétique qui va toucher certaines tours qui vont émettre un signal. Toutes les tours adjacentes émettant un signal sont alors regroupées en un agrégat que l'on appelle cluster. C'est cette entité qui permet de remonter aux informations liées à la particule.

1.4 Analyse des corrélations γ -hadron

Le but de l'analyse est d'obtenir la distribution en x_E pour des événements dits γ -jets. Pour ce faire, il est nécessaire d'être capable de reconstruire les hadrons de l'événement, mais également les photons directs (i.e ceux émis dos à dos au parton lors du processus dur), ce qui représente la partie la plus délicate de l'analyse, puisqu'un important bruit de fond aux photons directs existe.

1.4.1 Selection des photons

Les contributions au bruit de fond des photons directs sont les suivantes : les photons thermiques, de

basse impulsion transverse, les photons de fragmentation et, principalement, les photons de décroissance issus de mésons π^0 ou η ($\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$). Il est donc nécessaire de trier tous les clusters reconstruits par EMCal pour ne garder que ceux provenant de photons directs. Pour ce faire certaines coupures sont appliquées aux clusters pour éliminer la majorité du bruit de fond :

- le cluster ne doit pas être associé à une trace dans le détecteur. On ne garde que les clusters provenant de particules neutres.
- le cluster doit correspondre à la particule de plus haute impulsion transverse de l'événement. Ceci permet d'éliminer les photons de basse impulsion transverse.
- le cluster doit être de forme circulaire pour être associé à un photon.
- enfin le cluster doit avoir une activité hadronique faible autour de lui, le photon direct étant émis seul dans sa direction de propagation.

Cependant, ces critères ne suffisent pas à discriminer entièrement le bruit de fond. Il est alors nécessaire d'évaluer la pureté de l'échantillon de clusters circulaires isolés restants.

La pureté se définit de la manière suivante :

$$p = \frac{\text{signal}}{\text{signal} + \text{bruit}} = \frac{\text{clusters photons directs}}{\text{clusters isolés circulaires}} \quad (1.4)$$

Deux méthodes différentes ont été développées pour estimer la pureté. La première est basée sur une correction par simulation Monte-Carlo. On suppose dans ce cas que la proportion de bruit de fond est la même pour les clusters circulaires et pour les clusters elliptiques, pour lesquels on sait estimer le bruit de fond. La seconde est basée au maximum sur les données et traite chaque contribution au bruit de fond de manière indépendante. Ces deux méthodes convergent vers un même résultat de sorte que la pureté augmente progressivement en partant d'environ 30% pour atteindre 85%.

1.4.2 Contribution de l'événement sous-jacent (UE)

Pour établir une distribution en x_E non biaisée donnant une approximation correcte de la fonction de fragmentation du parton, il est impératif de corrélérer le photon uniquement aux hadrons issus de la fragmentation du parton initial. Les hadrons ne provenant pas du processus dur sont regroupés sous le nom générique d'événement sous-jacent. En collision pp, il est possible d'évaluer quelle est la contribution de l'événement sous-jacent relativement facilement puisque la production de particules est isotrope en ϕ . Pour ce faire, le volume de détection est scindé en 4 sous-espaces, comme l'illustre la figure 1.6. Une mesure de l'activité hadronique est faite dans des cônes perpendiculaires à la direction de propagation du photon et du jet de particules. Ceci permet d'éviter toute contamination pouvant provenir du jet. Notons que la contribution de l'événement sous-jacent devient négligeable à partir de $x_E > 0.4$.

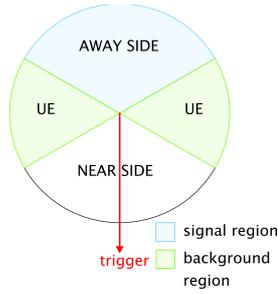
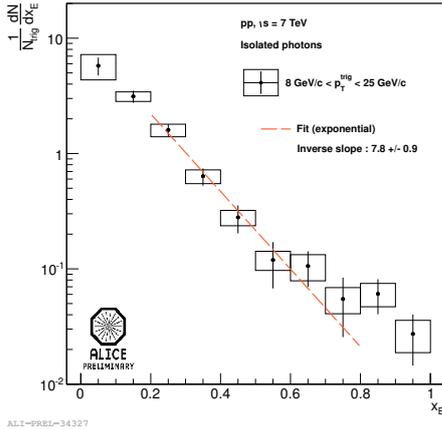


FIGURE 1.6 – Estimation de l'événement sous-jacent.

FIGURE 1.7 – Distribution en x_E pour les photons directs en collisions pp

1.4.3 Résultats et perspectives

Une fois les corrections appliquées à la distribution en x_E des clusters isolés circulaires, on obtient pour la distribution des photons directs :

$$f(x_E)^\gamma = \frac{1}{p} f(x_E)^{clusters} - \frac{1-p}{p} f(x_E)^\pi - f(x_E)^{UE} \quad (1.5)$$

La distribution obtenue en collisions pp est présentée en figure 1.7.

Ce résultat est encore préliminaire mais le bon accord de la valeur de la pente trouvé avec la théorie [5] permet d'être relativement confiant dans la méthode utilisée. En plus d'être le premier résultat obtenu pour approcher la fonction de fragmentation du parton en collision pp, cette distribution est également une référence pour étudier la modification de la fonction de fragmentation en collisions p-Pb, dans un premier temps, puis en collisions Pb-Pb.

Par la suite cette étude sera menée d'abord en collision p-Pb. La stratégie de l'analyse devrait être semblable à celle présentée ici, puisqu'on ne s'attend pas à voir de modification par rapport au collisions pp. Cette seconde analyse aura pour intérêt majeur de fournir une seconde référence pour les collisions Pb-Pb qui tient compte des effets nucléaires froids. Enfin l'étude sera également faite en collisions d'ions lourds où la stratégie de l'analyse devra être adaptée du fait de la haute multiplicité de ce type de collisions. L'événement sous-jacent sera soustrait événement par événement et non

de manière globale. De plus son estimation devra tenir compte de l'anisotropie azimutale observée en collisions d'ions lourds [7]. La mesure de la distribution en x_E en collisions d'ions lourds demande donc des techniques particulières en cours de développement. Une fois l'étude réalisée, une modification de la distribution en x_E devrait être observée, en accord avec la suppression de particules de haute impulsion transverse observée en figure 1.2.

1.5 Conclusion

La physique des ions lourds a pour but principal de caractériser un nouvel état de la matière où les partons ne sont plus confinés : le Plasma de Quarks et de Gluons. Pour ce faire, plusieurs voies sont possibles et nous avons présenté ici la caractérisation du QGP par le biais de sondes dures non biaisées, les photons. L'analyse des corrélations γ -hadron permet d'approcher la fonction de fragmentation du parton émis lors d'un processus dur. Les premiers résultats ont été obtenus en collisions pp et sont en cours d'obtention pour les collisions p-Pb et Pb-Pb. Une fois obtenus, ces résultats vont permettre une mesure de la modification de la fonction de fragmentation. Celle ci permettra d'apporter des contraintes sur des modèles théoriques de QCD et d'accéder à certaines propriétés du QGP comme sa densité.

Références

- [1] Guido Altarelli. The Standard Model of particle physics 2005.
- [2] Simon Hands. The Phase Diagram of QCD. *Contemp.Phys.*,42 : 209-225, 2001.
- [3] I.I Roizen, E.L Feinberg, and O.D Chernavskaya. Color deconfinement and subhadronic matter : Phase state and the role of constituent quarks. *Phys.Usp.*,47 :427-446, 2004.
- [4] ALICE Collaboration. Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. 2010
- [5] Nicolas Arbor. *Etude de la fragmentation des partons par mesure de corrélations photon-hadrons auprès de l'expérience ALICE au LHC*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2013
- [6] P Cortese and al. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2008-014. ALICE-TDR-14, CERN, Geneva, Aug 2008
- [7] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :032301, Jul 2011.
- [8] ALICE Collaboration Alice physics performance report, volume i. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*,32, 2006