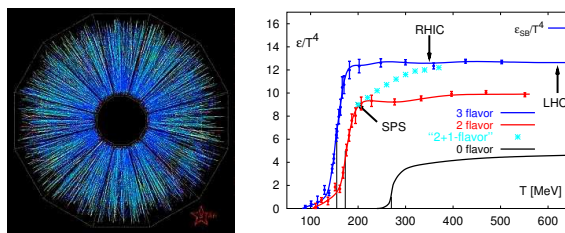


Table des matières

I	Nom de la session	3
	Alexandre SHABETAI : <i>Mesure de la production de charme ouvert dans l'expérience STAR, auprès du RHIC (aujourd'hui et demain)</i>	5
1.1	Motivations	5
1.2	Mesures directes et indirectes du charme	5
1.3	Aujourd'hui : mesure directe dans STAR	5
1.4	Demain : mesures topologiques avec le HFT	8
1.5	Conclusion	8

Première partie

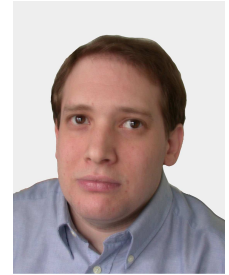
Nom de la session



Mesure de la production de charme ouvert dans l'expérience STAR, auprès du RHIC (aujourd'hui et demain)

Alexandre SHABETAI

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg



Résumé

Une mesure de la section efficace du charme dans les collisions Cu-Cu, à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, a été effectuée grâce à la reconstruction directe du méson D^0 (dans son canal de désintégration hadronique $D^0 \rightarrow \pi^+ + K^-$), en utilisant la Chambre à Projection Temporelle du détecteur STAR (Solenoidal Tracker At RHIC). Après avoir présenté cette analyse, nous verrons au travers de résultats de simulation, que l'utilisation du futur Heavy Flavor Tracker de STAR, permettra bientôt d'améliorer la précision des mesures du charme et de son écoulement.

1.1 Motivations

Le charme est principalement produit au cours de processus durs (dans lesquels le carré du moment transféré entre partons Q^2 est grand) par fusion de gluons et aussi en moindre mesure, par annihilation de paires quarks et anti-quarks, $q\bar{q}$. En conséquence, il est sensible aux instants initiaux de la collision (étant produit à $\tau \simeq 0,1 \text{ fm}/c$ de l'impact entre deux ions lourds). Contrairement aux quarks légers, la masse du charme est importante ($M_c \sim 1,5 \text{ GeV}$), ce qui permet d'effectuer des calculs de chromodynamique quantique (QCD) perturbatifs (licite car $M_c \gg \Lambda_{QCD}$). De plus, la structure en masse du charme est particulière [1], car elle provient à 99 % de la brisure de symétrie électro-faible (masse de Higgs), alors que celle des quarks légers (u, d, s) provient en grande partie de la brisure de symétrie chirale (masse de QCD). De ce fait, si cette dernière est restaurée, ce qui est une des hypothèses émises dans le cas de la formation du plasma de quarks et de gluons [2] (QGP), le charme restera lourd et ne sera donc pas (ou peu) affecté par cette éventuelle restauration (aux énergies du RHIC). Ces trois aspects font du charme, une sonde unique.

Un écoulement elliptique important des saveurs légères a été observé [3] auprès du RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, accélérateur d'ions lourds, situé au Brookhaven National Laboratory, près de New York). Une mesure précise de ce paramètre dans le cas du charme [4], renforcerait les conclusions que l'on peut tirer (par comparaison des données expérimentales avec les prédictions des modèles hydrodynamiques [5]) sur l'état de thermalisation du système, qui est un paramètre important pour la caractérisation du QGP.

L'étude du charme, dans le milieu très dense que constitue une collision d'ions lourds, permet de com-

prendre comment cette sonde particulière est affectée (ou non) par ce milieu et par la formation du plasma de quarks et de gluons.

1.2 Mesures directes et indirectes du charme

Une paire $c\bar{c}$ s'hadronisant en méson D^0 peut se désintégrer dans un canal hadronique ($D^0 \rightarrow \pi^+ + K^-$, avec un rapport d'embranchement de 3,8 %), ou suivant une désintégration semi-leptonique ($D^0 \rightarrow e^- + X$ ou $D^0 \rightarrow \mu^+ + X$) [6]. Dans le dernier cas, le rapport d'embranchement associé est plus important (6,87 %), mais la mesure est indirecte, les électrons ou les muons détectés, ne provenant pas nécessairement du charme. En effet, il existe différentes contributions au bruit de fond, dont les plus importantes sont $b \rightarrow e^- + X$ ou $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ou encore $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$. La soustraction du bruit de fond photonique n'est pas facile à maîtriser, en raison du budget de matière important de STAR. En outre, la corrélation entre l'impulsion d'un électron provenant d'un méson D^0 et celle du D^0 correspondant, est relativement faible. On perd donc de l'information et la mesure physique qui en résulte sera moins précise qu'une mesure directe (voir paragraphe 1.3).

1.3 Aujourd'hui : mesure directe dans STAR

Nous avons effectué une mesure de la section efficace de production du charme, dans les collisions Cu-Cu, à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, à l'aide du détecteur STAR (Solenoidal Tracker At RHIC), l'une des quatre expériences du RHIC [7].

Pour les raisons précédentes, nous avons choisi d'effectuer la reconstruction directe du D^0 se désintégrant dans son canal hadronique en un pion et un kaon, dans la Chambre à Projection Temporelle (TPC) de STAR [7].

1.3.1 Dispositif expérimental

La TPC de STAR permet de mesurer de façon très précise, dans cet environnement extrêmement complexe (une seule collision entre deux noyaux d'or pouvant donner naissance à environ 4000 traces dans la TPC), la position, l'impulsion et la perte linéique d'énergie (dE/dx) des particules qui la traversent en ionisant son

gaz, ce qui rend possible leur identification dans un domaine en impulsion transverse, allant de $\sim 0,1 \text{ GeV}/c$ jusqu'à $\sim 1 \text{ GeV}/c$. L'utilisation du détecteur de temps de vol (TOF) améliore cette identification, à plus haute impulsion transverse (jusqu'à $p_T < 1,7 \text{ GeV}/c$) [8].

1.3.2 Reconstruction

A l'échelle de la TPC, les traces issues du D^0 apparaissent comme provenant du vertex primaire de la collision (son temps de vie $c\tau = 124 \mu\text{m}$ étant très inférieur à la résolution de la TPC, qui est $\sim 500 \mu\text{m}$ pour une trace et $\sim 1,5 \text{ cm}$ pour deux traces).

Le bruit de fond combinatoire (dû à la multiplicité importante et au fait qu'il soit impossible de reconstruire le vertex secondaire du D^0) qui en résulte est donc très important. Après avoir sélectionné (à l'aide de la TPC) les pions et les kaons, on les combine pour former des paires provenant d'un même évènement (constituant la distribution de signal et de bruit, $S + B$), dont on calcule la masse invariante (1.1) :

$$m = \sqrt{m_\pi^2 + m_K^2 + 2(E_\pi \cdot E_K \cdot |p_\pi| \cdot |p_K| \cdot \cos(\theta))} \quad (1.1)$$

A ce stade, le signal du D^0 est invisible, noyé dans le gigantesque bruit de fond combinatoire qu'il faut soustraire, en utilisant les techniques de rotation de traces ou d'évènement mélangés. On obtient un pic en masse invariante (voir figure 1.1), d'une signification $\frac{S}{\sqrt{S+B}} \simeq 4$, en utilisant 28 millions d'évènements (i.e toute la statistique de biais minimum disponible pour la cinquième année de prise de données de STAR). Un bruit de fond résiduel est encore présent à ce stade. Ce dernier est estimé par ajustement de la distribution en masse invariante par une fonction composée d'un polynôme et d'une gaussienne, qui permet de le soustraire (et d'obtenir la courbe du bas, figure 1.1). Le rapport signal à bruit S/B est d'environ $1/600$ (avant soustraction initiale du bruit de fond). Cette mesure est donc difficile et la soustraction du bruit de fond, comme l'identification des particules jouent un rôle crucial et sont complexes à maîtriser. Les erreurs statistiques obtenues sont grandes (25 %), ainsi que les biais systématiques (liés en grande partie à la soustraction du bruit de fond).

1.3.3 Spectre en impulsion transverse

Dans le but d'extraire le taux de production du D^0 , puis sa section efficace, on construit un spectre en impulsion transverse. Pour cela, on choisit trois domaines en impulsion (pas plus, en raison de la statistique encore plus limitée à ce stade, rendant cette étape encore plus difficile). Après correction des effets liés au détecteur (efficacité, acceptence), estimée à l'aide de simulations Monte Carlo, on obtient un spectre corrigé, présenté figure 1.2.

Son ajustement par une fonction exponentielle permet d'obtenir le taux de production corrigé

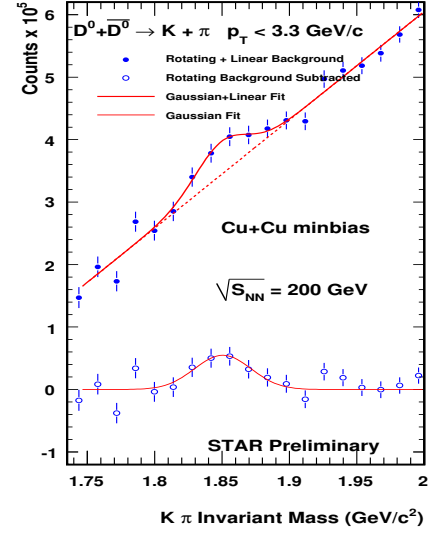


FIG. 1.1 – Spectres en masse invariante ($D^0 + \bar{D}^0$) obtenus dans le cas de collisions Cu-Cu, à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Avant (courbe du haut) et après (courbe du bas) soustraction du bruit de fond résiduel.

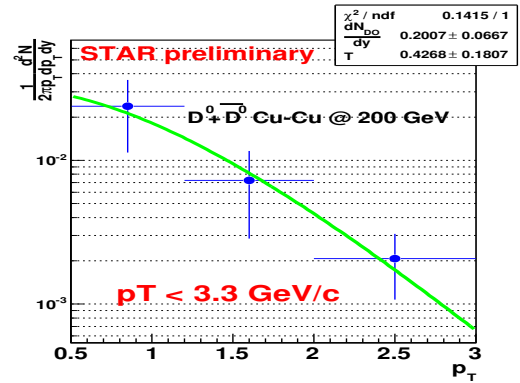


FIG. 1.2 – Spectre en impulsion transverse (p_t) corrigé des $\frac{D^0 + \bar{D}^0}{2}$, obtenu dans le cas de collisions Cu-Cu, à une énergie de $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

$dN_{D^0}/dy = 0,20 \pm 0,06$ (valeur préliminaire et étude systématique en cours).

1.3.4 Section efficace

Dépendance avec le nombre de collisions binaires (N_{bin})

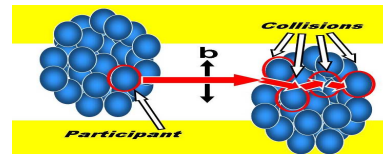


FIG. 1.3 – Modélisation de la géométrie d'une collision d'ions lourds.

Le nombre de nucléons en interaction dans une collision entre deux noyaux (de cuivre) étant important, on définit à partir de sa géométrie, la centralité de la collision. Elle constitue une variable permettant d'étudier les propriétés du système en fonction de ce nombre

est proportionnelle à l'aire de la surface de recouvrement entre les deux noyaux, lors de leur rencontre. A un paramètre d'impact (b) donné, correspond donc une centralité (si b est faible, la collision est dite "centrale", sinon elle est "périphérique"). Le modèle de Glauber [9] permet en outre, d'estimer deux autres grandeurs en fonction de cette centralité, le nombre de collisions nucléon-nucléon inélastiques appelé N_{bin} , d'une part et le nombre de nucléons subissant au moins une collision nucléon-nucléon inélastique appelé N_{part} , d'autre part (voir figure 1.3). Si la section efficace de production de charme est proportionnelle à N_{bin} , cela confirmera qu'il est produit très tôt, les collisions dures (initiales) élémentaires nucléon-nucléon gouvernant sa production. La présence d'effets nucléaires (initiaux ou finaux) pourraient néanmoins modifier légèrement cette proportionnalité.

Extraction de la section efficace, à partir du taux de production mesuré

La section efficace totale du charme $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$ peut être calculée à partir du taux de production dN/dy à rapidité centrale, de la façon suivante :

$$\sigma_{c\bar{c}}^{NN} = dN/dy \times \sigma_{pp}^{inelastic} / N_{bin} \times f/R$$

où $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$ est la section efficace du charme recherchée, $\sigma_{pp}^{inelastic}$ est la section efficace inélastique proton-proton, N_{bin} est la valeur moyenne du nombre de collisions binaires pour le système considéré (dans les collisions cuivre-cuivre de biais minimum, par exemple), f est un facteur de conversion obtenu à partir du générateur Pythia, permettant d'éliminer la dépendance en rapidité et R est le rapport $N_{c\bar{c}}/D^0$ mesuré dans les collisions $e^+ - e^-$. La section efficace que nous obtenons est $\sigma_{c\bar{c}}^{NN} = 1,4 \pm 0,3$ mb (valeur préliminaire et étude systématique en cours).

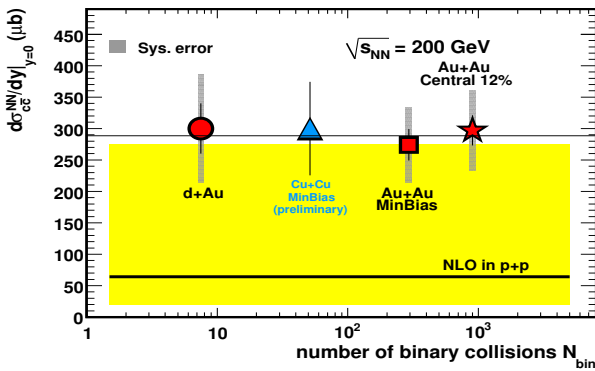


FIG. 1.4 – Evolution de la section efficace de production du charme en fonction de N_{bin} (pour les mesures directes du charme, dans l'expérience STAR). Comparaison avec la prédiction NLO (incertitude en jaune, voir section ci-dessous)

La figure 1.4 présente l'évolution de cette section efficace en fonction du nombre de collisions binaires (N_{bin}) mesurée par la collaboration STAR dans d'autres systèmes.

La proportionnalité attendue a été observée [10] (de d-Au à Au-Au). La mesure que nous avons effectuée dans les collisions Cu-Cu, confirme cette proportionnalité.

Le charme ne semble donc pas affecté (pour $p_T < 3,3$ GeV/c) par le milieu dense. Les incertitudes statistiques et systématiques sont néanmoins assez importantes et en cours d'étude. Afin d'évaluer les effets de milieu, on calcule le rapport de modifications nucléaires R_{AA} , défini comme :

$$R_{AA}(p_T) = \frac{yield_{NN}}{\langle N_{bin} \rangle yield_{pp}}$$

Si, il n'y en a pas, $R_{AA} = 1$ à haute impulsion transverse. Sa mesure (dans les collisions Au-Au) donne la valeur de 0,2 pour $p_T \simeq 6$ GeV/c, dans le cas des électrons non photoniques [4] (qui proviennent à la fois du charme et de la beauté). Ces derniers sont supprimés d'environ un facteur cinq à haute impulsion transverse, ce que les modèles de perte d'énergie [4] ont aujourd'hui du mal à reproduire. A basse impulsion, la proportionnalité avec N_{bin} , décrite précédemment, est observée [4].

Calcul de section efficace en pQCD

Le théorème de factorisation de QCD permet de décomposer la section efficace de production du quark charmé, en une somme de produits de deux termes (auxquels s'ajoutent des corrections, le calcul étant perturbatif) :

$$\sigma_Q(S, m^2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \times \hat{\sigma}_{i,j}(x_1 x_2 S, m^2, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) \times F_{i/1}(x_1, \mu_F) F_{j/2}(x_2, \mu_F) + O\left(\frac{\Lambda}{m}\right)^p$$

Le premier, $\hat{\sigma}_{i,j}$ est directement calculable, au "Next to Leading Order", en pQCD. Il est lié à la collision dure. F_i et F_j , sont les "fonctions de distribution des partons" (PDF), correspondant à la façon dont les quarks et les gluons sont répartis dans le nucléon et le troisième terme représente simplement des corrections liées au fait que l'on fasse un calcul perturbatif, donc approché.

De plus, ce calcul fait intervenir un certain nombre d'échelles (α_s, μ_R, μ_F et m) qu'il faut bien choisir, ainsi que les PDF que l'on utilise.

En outre, la constante de couplage fort α_s varie fortement avec μ_R et prend de grandes valeurs. Cela contraint la borne supérieure de l'incertitude théorique. La borne inférieure est contrainte par le fait que les PDF des gluons soient mal connues à petit x . De plus, un nombre important de déconvolutions est effectué pour pouvoir passer de la valeur mesurée à la valeur calculée.

Ces différents facteurs expliquent la largeur de la bande d'incertitude associée à la valeur théorique de la section efficace du charme [12] (voir figure 1.4), qui

est donc difficile à estimer. Enfin, la valeur de $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$ mesurée par STAR est environ 1σ au dessus de la prédiction théorique la plus récente [12], ce qui n'est pas significatif (compte tenu de la largeur de l'incertitude).

1.4 Demain : mesures topologiques avec le HFT

Comme nous l'avons vu, les mesures actuelles des taux de production du D^0 et de la section efficace du charme manquent quelque peu de précision. Pour les raisons exposées section 1.3.2, la TPC de STAR ne permet pas de reconstruire le vertex secondaire du D^0 , ce qui induit des erreurs systématiques importantes dues aux méthodes de soustraction de bruit de fonds complexes. Pour y remédier et améliorer ces mesures, il existe un projet de mise à jour de la trajectométrie interne de STAR, le Heavy Flavor Tracker (HFT) [13]. Il consiste en quatre couches de silicium placées entre le point d'interaction et la paroi interne de la TPC de STAR. Ses deux couches les plus internes, le PIXEL (placées à 2,5 cm et 8 cm du tube de faisceau), constitueront un détecteur de vertex utilisant des capteurs CMOS [14].

Ce détecteur sera très fin (longueur de radiation $\sim 0,28\%$ de X_0 par couche) et possèdera une résolution spatiale (pour une trace) de $\sim 10\ \mu\text{m}$.

La figure 1.5 présente le résultat d'une simulation [15] complète de reconstruction topologique du D^0 , en utilisant le HFT. La résolution en position étant maintenant suffisante (contrairement au cas précédent de la TPC, décrit section 1.3.2), le vertex déplacé du D^0 est "visible". Ces résultats ont été obtenus en utilisant des méthodes multi-variables. Elles permettent d'optimiser les valeurs de coupures de sélection, effectuées lors de la reconstruction, dans le but de maximiser la signification, tout en minimisant le bruit de fond. Dans le meilleur des cas, la valeur du rapport signal à bruit varie d'environ 1/10 à environ 2 (en fonction des coupures utilisées), ce qui est bien supérieur à la valeur obtenue précédemment.

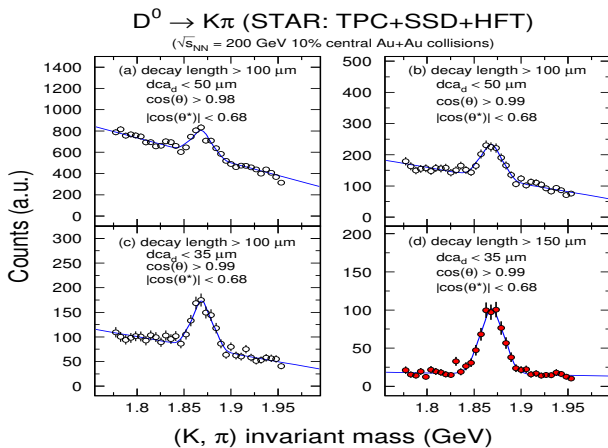


FIG. 1.5 – Simulation complète de reconstruction (topologique) du D^0 avec le HFT (évolution du signal et du bruit, en fonction des coupures de sélection appliquées)

La mesure actuelle de l'écoulement elliptique du charme [4] est indirecte et la contribution de la beauté est inconnue. Pour remédier à cela, des simulations ont été effectuées afin d'estimer la faisabilité de cette mesure de façon directe, en utilisant le HFT. Elles montrent qu'une telle mesure nécessiterait environ 100 millions d'événements (erreur statistique inférieure à 10 %).

1.5 Conclusion

Les mesures indirectes de la production de charme présentant des limitations et contraignant mal la section efficace du charme, nous avons effectué (dans les collisions Cu-Cu) une des premières mesures directes du charme ouvert à RHIC. La proportionnalité de $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$ avec N_{bin} est observée (pour $p_T < 3,3\ \text{GeV}/c$). Afin d'en améliorer la précision, le futur HFT permettra (à partir de 2010) de réaliser en particulier des mesures directes et topologiques du charme, de son écoulement et des facteurs de modification nucléaire. Les calculs de production de charme, quant-à eux, peuvent a priori être relativement précis, mais l'incertitude qui leur est associée est importante (car mal contrainte) et leur comparaison aux mesures, nécessite d'avoir à effectuer un minimum de déconvolutions entre le calcul et la mesure, ce qui est en pratique difficile.

Remerciements

Je tiens à remercier les organisateurs et les coordinateurs de ces Journées de Rencontre Jeunes Chercheurs 2007 pour leur accueil et leur efficacité. En particulier Magali, coordinatrice de la session interactions fortes, pour sa sympathie et son aide précieuse.

Références

- [1] S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **592**, (2004) 1.
- [2] M. Estienne, JRJC 2007, Introduction à la session Interaction forte.
- [3] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **95**, (2005) 122301.
- [4] A. Adare *et al.* Phys. Rev. Lett. **98**, (2007) 172301.
- [5] U. Heinz and P.D.F. Kolb, Nucl. Phys. A **702**, (2002) 269c.
- [6] B. I. Abelev *et al.* Phys. Rev. Lett. **98**, (2007) 192301.
- [7] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, (2003) 659.
- [8] J. Adams, Phys. Lett. B **616**, (2005) 8.
- [9] S. Jeon and J. I. Kapusta, Phys. Rev. C **56**, (1997) 468.
- [10] Y. Zhang J. Phys. G **32**, (2006) S529.
- [11] M. Cacciari, PoS **HEP2005**, (2006) 137.
- [12] R. Vogt, arXiv :0709.2531 [hep-ph].
- [13] Z. Xu et al., LBNL-PUB-5509, (2006).
- [14] M. Winter et al., Nucl. Instrum. Meth. A **560**, (2006) 44.
- [15] A. Shabetai, Eur. Phys. J. C **49**, (2007) 169.