



CERN-THESIS-2005-095



UNIVERSITE BLAISE PASCAL

(U.F.R. Recherche Scientifique et Technique)

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique Corpusculaire

présentée par

Philippe CROCHET

Docteur d'Université

Chargé de Recherche au CNRS

ETUDE DES COLLISIONS D'IONS LOURDS AUX ENERGIES DU SIS ET DU LHC

Habilitation soutenue le 10 novembre 2005, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT
Rapporteurs :	M.	P.	DUPIEUX
	M.	N.	HERRMANN
	M.	J.	SCHUKRAFT
Examineurs :	Mlle	N.	BASTID
	M.	F.	STALEY

UNIVERSITE BLAISE PASCAL

(U.F.R. Recherche Scientifique et Technique)

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique Corpusculaire

présentée par

Philippe CROCHET

Docteur d'Université

Chargé de Recherche au CNRS

ETUDE DES COLLISIONS D'IONS LOURDS AUX ENERGIES DU SIS ET DU LHC

Habilitation soutenue le 10 novembre 2005, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT
Rapporteurs :	M.	P.	DUPIEUX
	M.	N.	HERRMANN
	M.	J.	SCHUKRAFT
Examineurs :	Mlle	N.	BASTID
	M.	F.	STALEY

26 45 118

Table des matières

Introduction	1
1 Collisions d'ions lourds aux énergies du SIS	5
1.1 L'étrangeté comme sonde du système	6
1.2 Principaux résultats expérimentaux et perspectives	9
1.3 FOPI	15
1.3.1 Le détecteur	16
1.3.2 Campagnes de prises de données et thèmes de physique	17
1.4 Flow dirigé différentiel des K^+	18
1.5 Rapport K^-/K^+	27
1.6 Taux de production des Ξ^-	35
1.6.1 Conditions de l'expérience	36
1.6.2 Reconstruction des Ξ^-	37
1.6.3 Etude du signal et de sa stabilité	41
1.6.4 Perspectives	46
2 Collisions d'ions lourds aux énergies du LHC	47
2.1 Le plasma de quarks et de gluons	48
2.2 La recherche du QGP au SPS	50
2.3 La recherche du QGP au RHIC	53
2.4 Collisions d'ions lourds et QGP au LHC	57
2.5 ALICE	60
2.5.1 Le détecteur	60
2.5.2 Scénario de prises de données et conditions expérimentales	62
2.6 Quarkonia et saveurs lourdes au LHC	63
2.7 Coïncidences électron-muon	73
2.8 Mesure des hadrons b en paires de leptons de mêmes signes	93
2.9 Mesure de la section efficace différentielle inclusive des hadrons b en muons simples et en paires de muons de signes opposés	105
2.10 Dépendence en p_t du rapport Υ'/Υ	139
Perspectives	151
Bibliographie	153

Introduction

Le 27 décembre 2004, au lendemain du tsunami qui déferlait sur les côtes d'Asie du sud, la Terre était frappée par un tsunami électromagnétique sous la forme d'un flash de rayons gamma d'une énergie largement supérieure à tout autre événement jamais observé dans notre galaxie [1, 2]. Bien que le second tsunami n'ait pas entraîné de conséquences dramatiques comme le premier, en seulement deux dixièmes de seconde la vague de photons énergétiques ionisait les couches supérieures de l'atmosphère, provoquant une perturbation de certaines communications radio, et saturait les détecteurs d'une quinzaine de satellites. L'origine de cette déflagration est révélée par la NASA et plusieurs autres instituts le 18 février 2005 [3]. Elle est attribuée au "frémissement" d'un magnétar¹, le SGR 1806-20, situé à 50 000 années lumière dans la constellation du Sagittaire. Une instabilité magnétique aurait induit des tensions à la surface de l'astre allant jusqu'à engendrer un déchirement de sa croûte, i.e. un tremblement d'étoile. L'énergie du séisme est équivalente à celle diffusée par le soleil en 250 000 ans. Elle aurait été libérée en un nuage d'électrons et de positrons s'annihilant en la bouffée de rayons gamma observée.

Avec les naines blanches et les trous noirs, les étoiles à neutrons sont les objets les plus compacts dans l'univers. Etoile à neutrons est une appellation générique qui regroupe une variété d'astres catalogués selon l'énergie, l'intensité et la fréquence du rayonnement électromagnétique qu'ils émettent. Ces étoiles ont en commun leur origine (les supernovae de type II), leur masse d'environ $1.5 M_{\odot}$ et leur rayon de l'ordre de 10 km. Une telle relation masse-rayon implique que la densité de la matière dans le coeur de l'étoile pourrait être jusqu'à 10 fois supérieure à la densité de la matière nucléaire normale. A ces pressions extrêmes, il est attendu que la structure de la matière soit modifiée sous l'effet de processus complexes comme la superfluidité de neutrons, la condensation des π^{-} et/ou des K^{-} , la concentration d'hypérons, le déconfinement des quarks et des gluons ou la formation de matière étrange stable [5, 6]. Certains de ces processus peuvent être produits en laboratoire au moyen de collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes. C'est notamment le cas de la condensation des K^{-} et du déconfinement des quarks et des gluons dont l'étude expérimentale, via les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes, fait l'objet des deux parties de ce document.

Les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes sont utilisées depuis une trentaine d'années pour étudier en laboratoire les propriétés de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes de température et de pression. L'idée sous-jacente est

1. Etoile à neutrons en rotation (initiale) rapide et à champ magnétique intense [4].

d'établir, comme pour la matière ordinaire, l'équation d'état de la matière nucléaire (loin du point de saturation), c'est à dire de définir les conditions thermodynamiques d'existence de ses différentes phases et la nature des transitions entre ces phases. Le champ d'investigation est en fait considérablement plus étendu puisque la description macroscopique d'une phase d'un système passe généralement par la description microscopique de ses constituants et de leurs interactions. De plus, le système nucléaire produit par collision d'ions lourds est caractérisé par des effets hors équilibre qu'il faut maîtriser avant d'être en mesure d'extraire les informations pertinentes. En 30 années de recherches, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental, la situation a considérablement évolué comme l'illustre schématiquement la figure 1. Toutefois, les nombreuses questions qui demeurent aujourd'hui sans réponse motivent la poursuite du programme avec notamment le développement de nouveaux concepts théoriques et la mise en service d'accélérateurs plus puissants et de moyens de détection plus performants.

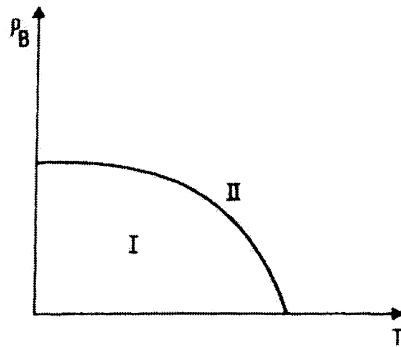


Fig. 1. Schematic phase diagram of hadronic matter. ρ_B is the density of baryonic number. Quarks are confined in phase I and unconfined in phase II.

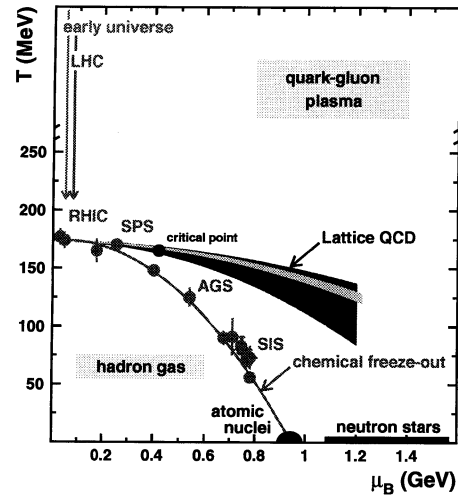


FIG. 1 – Gauche : une des premières versions du diagramme de phases de la matière nucléaire en 1975. Extrait de [7]. Les auteurs de [7] commentent "... we expect a phase diagram of the kind indicated in Fig. 1. The true phase diagram may actually be substantially more complex...". Droite : version simplifiée du diagramme de phases de la matière nucléaire en 2005. Adapté de [8].

La première partie de ce document est consacrée à l'étude de la production d'étrangeté avec le détecteur FOPI (FOur π) dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS (SchwerIonen-Synchrotron) du GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung) de Darmstadt (Allemagne). A ces énergies, l'étrangeté est produite au voisinage du seuil et représente une observable unique pour explorer les propriétés du milieu nucléaire à grande densité baryonique. Une attention particulière est portée à l'étude des caractéristiques du potentiel K -nucléon que plusieurs approches théoriques prédisent être faiblement répulsif pour les K^+ et fortement attractif pour les K^- . Ce potentiel suggère la possibilité d'un mécanisme de condensation des K^- .

dans la matière nucléaire dense [9] qui pourrait être à l'origine de la limite en masse des étoiles à neutrons [10].

La deuxième partie de ce document est consacrée à l'étude de la production des saveurs lourdes avec le détecteur ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dans les collisions d'ions lourds aux énergies du LHC (Large Hadron Collider) du CERN (Suisse). Le programme des collisions d'ions lourds au LHC se situe dans la continuité des expériences réalisées à l'AGS (Alternative Gradient Synchrotron), au SPS (Super Proton Synchrotron) et au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider). Il a pour but principal la mise en évidence et l'étude du déconfinement des constituants des hadrons en un plasma de quarks et de gluons (QGP). Cette phase de la matière nucléaire est prédite par la chromodynamique quantique (QCD) et aurait constitué l'univers quelques microsecondes après le Big Bang. Dès 1975, des travaux basés sur la propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte annoncent la possibilité d'existence de cet état de la matière dans le coeur des étoiles à neutrons [11].

Pour clore cette introduction, notons que la connection collisions d'ions lourds - étoiles à neutrons n'est pas directe en raison des conditions différentes qui règnent dans les deux systèmes : le système produit par collision d'ions lourds est chaud, son potentiel chimique baryonique est faible et les particules y évoluent avec des impulsions finies alors que le coeur d'une étoile à neutrons est froid, son potentiel chimique baryonique est grand et les particules y sont produites au repos. La similitude entre les mécanismes pouvant se développer dans ces deux systèmes est toutefois fascinante et leur étude respective entre dans le cadre général du test de la QCD par l'exploration systématique du diagramme de phases de la matière nucléaire.

Chapitre 1

Collisions d'ions lourds aux énergies du SIS

Les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS ($0.1 - 2$ AGeV) permettent de sonder la matière nucléaire modérément chaude ($T \sim 90$ MeV) à des densités baryoniques deux à trois fois supérieures à la densité normale. Dans ces conditions, le système formé lors de la collision est constitué de nucléons fortement excités dont les interactions conduisent à la formation de résonances, de pions et d'étrangeté. L'étude des propriétés des produits de la collision est à l'origine d'intenses activités théoriques et expérimentales depuis plusieurs années. Une attention particulière est portée au comportement collectif de la matière nucléaire, à son pouvoir d'arrêt, aux corrélations entre les éjectiles et à la production de fragments et de particules (voir [12] pour une revue récente). Au delà de l'élaboration de l'équation d'état nucléaire, ces travaux sont également motivés par les prédictions théoriques d'une possible restauration partielle de la symétrie chirale qui conduirait, de façon plus ou moins directe, à la modification des propriétés des hadrons dans le milieu dense et chaud. Ce scénario connaît un vif succès aux énergies du SPS puisqu'il permet de reproduire correctement l'augmentation du taux de dileptons de basse masse mesurés par les collaborations CERES (CErenkov Ring Electron Spectrometer) [13] et HELIOS-3 (High-Energy Lepton and Ion Spectrometer) [14] via une diminution de la masse du ρ ou un élargissement de sa fonction spectrale (voir [15] pour une revue). Il suggère que des effets de milieu comparables pourraient se manifester à plus basse énergie et pourraient affecter, non seulement les mésons vectoriels, mais aussi les mésons pseudo-scalaires et notamment les kaons (voir [16, 17, 18] pour des revues).

Les particularités de la production de l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS sont présentées dans la section suivante. Les principaux résultats expérimentaux et perspectives futures dans le domaine sont discutés dans la section 1.2. Le détecteur FOPI et son programme de physique sont décrits dans la section 1.3. Enfin, les sections 1.4, 1.5 et 1.6 illustrent les détails des analyses et des résultats expérimentaux relatifs à la mesure du flow des K^+ , du rapport K^-/K^+ et du taux de production des Ξ^- .

1.1 L'étrangeté comme sonde du système

L'intérêt essentiel que présente la production des kaons dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS est que ce domaine d'énergie se situe au voisinage du seuil de production des K^+ (1.58 GeV) et sous le seuil de production des K^- (2.49 GeV)¹. La production de kaons dans les collisions d'ions lourds à ces énergies est donc fortement influencée par les propriétés du milieu produit lors de la collision (pour des revues récentes, voir [19, 20, 21, 22]). Ces effets de milieu sont multiples :

- Le mouvement de Fermi des nucléons du projectile et de la cible qui augmente l'énergie disponible pour la production de particules ;
- Les interactions secondaires dans lesquelles un pion ou une résonance produit dans une interaction primaire interagit ensuite avec un nucléon ou un(e) autre pion (résonance) pour former un kaon. Les modèles de transport indiquent que le canal dominant pour la production des K^+ est le canal $\Delta N \rightarrow K^+ Y B$ (où Y est un hyperon et B est un nucléon, un N^* ou un Δ) ;
- Les réactions d'échange d'étrangeté $\pi Y \leftrightarrow K^- B$ qui régulent la production de K^- (canal dominant) et son absorption ;
- Les interactions multiples dans lesquelles trois particules ou plus entrent en collision simultanément. Bien que généralement faibles, les sections efficaces de ces processus peuvent devenir non négligeables pour des systèmes lourds ;
- Le potentiel K -nucléon. Dans la théorie de perturbation chirale, ce potentiel contient un terme scalaire résultant de la brisure explicite de la symétrie chirale et un terme vectoriel proportionnel à la densité baryonique [23]. Le terme scalaire est attractif pour les K^+ et les K^- . Le terme vectoriel est répulsif (attractif) pour les K^+ (K^-). Le potentiel total est donc faiblement répulsif pour les K^+ et fortement attractif pour les K^- . Sa dépendance à la densité est illustrée sur la figure 1.1 qui montre la masse effective des kaons obtenue dans le cadre de différents modèles. Comme la masse effective du K^+ (K^-) augmente (diminue) dans le milieu, sa production devient énergétiquement plus difficile (facile).

Il est important de souligner que la mesure des K^+ dans les collisions d'ions lourds à des énergies proches du seuil a originellement été motivée par la sensibilité que présente le taux de production des K^+ à la dureté de l'équation d'état nucléaire [24] : une équation d'état molle produit un système plus dense qui est susceptible d'être le siège de processus secondaires plus nombreux qu'une équation d'état dure, d'où une production accrue de K^+ . La pertinence de cette mesure repose sur le fait que les K^+ sont majoritairement produits par collisions secondaires dont le taux est maximum quand le système passe par la phase de densité maximale. Les K^+ ainsi produits ne peuvent être absorbés par le milieu de par la nature de leur contenu en quarks ($u, \bar{s}$) et portent donc une information directe de la phase dense du système [24]. Notons

1. L'énergie seuil correspond à l'énergie minimale qu'il faut fournir à un nucléon incident pour produire la particule considérée dans la réaction élémentaire NN . Cette réaction est $NN \rightarrow K^+ \Lambda N$ pour le K^+ et $NN \rightarrow K^+ K^- NN$ pour le K^- .

que ces arguments font de la production de kaons aux énergies du SIS une observable unique pour sonder l'équation d'état nucléaire et écartent notamment i) la production de kaons à plus haute énergie qui est dominée par des processus primaires et ii) la production de pions qui (à toute énergie de faisceau) est étendue sur l'ensemble de la durée de la collision. Ceci est encore renforcé par les prédictions des modèles de transport qui montrent qu'aux énergies du SIS le système reste plus longtemps dans la phase de densité maximale qu'à plus haute énergie [25].

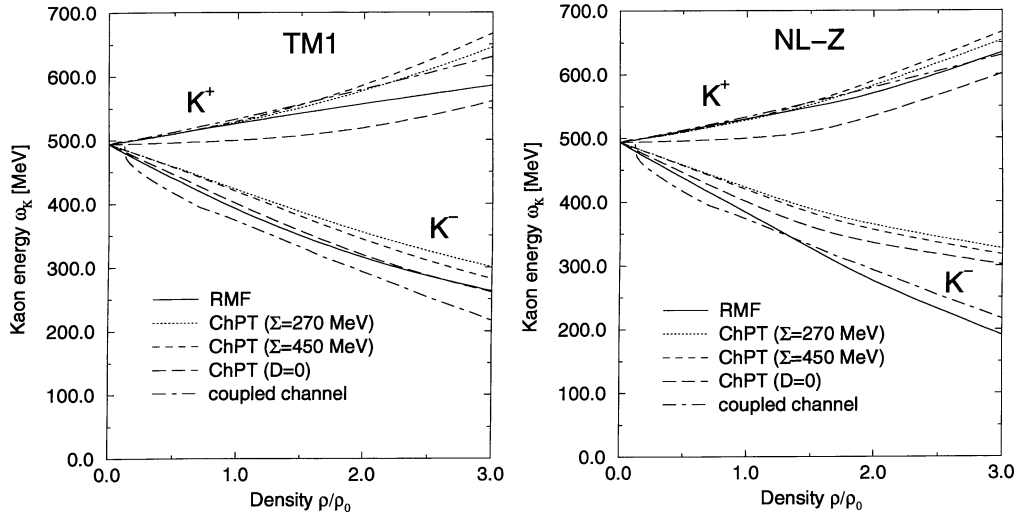


FIG. 1.1 – Energie totale des K^+ et des K^- au repos calculée dans le cadre de différents modèles pour une équation d'état molle (gauche) et dure (droite). Extrait de [26].

La sensibilité du taux de production des K^+ à l'équation d'état est cependant balancée par la présence du potentiel K^+ -nucléon qui, d'autant plus répulsif que la densité est élevée, tend à réduire la production de K^+ d'autant plus que l'équation d'état est molle². D'autre part, la production de K^+ dépend également des sections efficaces des réactions du type $\Delta N \rightarrow K^+ Y B$, qui sont inconnues expérimentalement, ainsi que du temps de vie des Δ dans le milieu nucléaire. La simple mesure du taux de production des K^+ apparaît donc insuffisante au premier abord pour une détermination non ambiguë de l'équation d'état et/ou du potentiel K^+ -nucléon. Au contraire, il est absolument indispensable d'utiliser des observables aussi raffinées que nombreuses afin de pouvoir isoler systématiquement les différents mécanismes. Le profil d'émission et le comportement collectif des K^+ sont ici particulièrement prometteurs puisque peu (ou pas) influencés par l'équation d'état [27] mais fortement dépendants du potentiel [28, 29, 30]. Ce dernier tend à élargir les distributions des K^+ dans l'espace des phases et à repousser les K^+ des directions de flow des nucléons. Les effets sont plus marqués pour les K^+ de faible p_t qui s'échappent moins facilement du système que les K^+ de grand p_t .

2. Notons que le potentiel est moins sensible à la dureté de l'équation d'état qu'à sa modélisation comme illustré sur la figure 1.1.

Les mécanismes responsables de la production des K^- et de leur propagation dans le milieu sont plus complexes que ceux qui régissent les K^+ . Tout d'abord, le potentiel K^- -nucléon qui est fortement attractif entraîne une diminution importante de la masse effective des K^- et favorise donc fortement leur production sous le seuil tout en retrécissant leurs distributions dans l'espace des phases. Cependant, le canal dominant de production des K^- ($\pi Y \rightarrow K^- B$) fait intervenir dans la voie d'entrée un hypéron majoritairement produit dans le canal $\Delta N \rightarrow K^+ Y B$. Il en résulte que le taux de production des K^- est sensible, non seulement à l'attraction du potentiel K^- -nucléon, mais aussi à la répulsion du potentiel K^+ -nucléon et, d'une façon plus générale, à l'ensemble des effets de milieu influant sur les K^+ [31]. Par ailleurs, en raison de son contenu en quarks, un K^- ($\bar{u}, s$) peut, au contraire d'un K^+ , être absorbé par le milieu dans la réaction inverse à celle de sa production ($K^- B \rightarrow \pi Y$). Cet effet va à l'encontre de celui du potentiel K^- -nucléon puisqu'il conduit à diminuer le taux de K^- final. Comme les deux réactions peuvent être alimentées tout au long de la collision, la production de K^- est plus étalée dans le temps que celle des K^+ [31]. On peut également supposer que les K^- les moins susceptibles d'être absorbés sont ceux produits à la surface du système où la densité baryonique est la plus faible. Le taux de production des K^- mesurés ne contient donc qu'une information indirecte de la phase de haute densité du système. Le flow des K^- devrait néanmoins permettre de pouvoir distinguer l'importance relative du potentiel et de l'absorption [32].

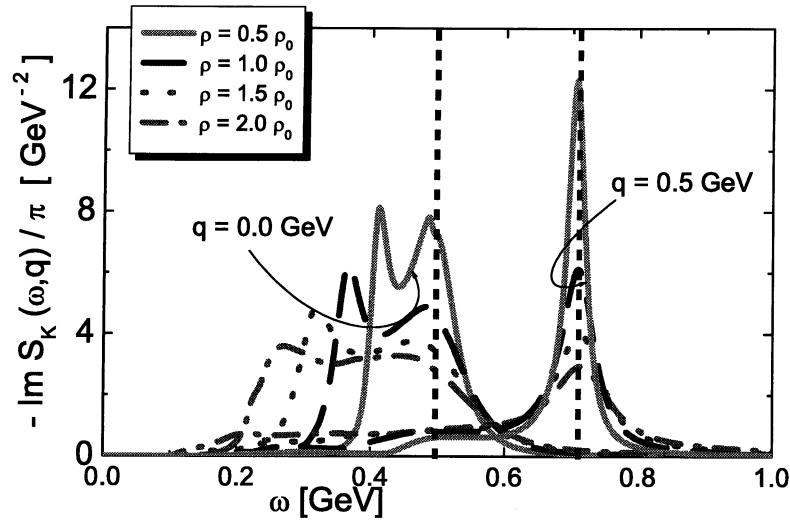


FIG. 1.2 – Fonctions spectrales de K^- pour différentes valeurs de la densité nucléaire. Les courbes de gauche (droite) correspondent à des K^- au repos (d'impulsion 0.5 GeV/c). Les lignes verticales en tirets représentent l'énergie d'un K^- dans le vide pour les deux impulsions considérées. Extrait de [33].

D'autre part, l'interaction K^- -nucléon à basse énergie est fortement influencée par le $\Lambda(1405)$ qui peut-être considéré comme un état lié d'un K^- et d'un proton (et dont la masse est supposée augmenter dans le milieu [34]). En fait, le $\Lambda(1405)$ n'est qu'une des nombreuses résonances via laquelle le K^- peut se coupler au milieu. L'élaboration

consistante du potentiel K^- -nucléon nécessite donc la prise en compte de l'ensemble de ces résonances et en particulier du $\Sigma(1385)$ et du $\Lambda(1520)$ [33]. Ceci résulte en une dépendance particulièrement complexe du potentiel à la densité du milieu et une dépendance supplémentaire du potentiel à l'impulsion des K^- dans le milieu comme illustré sur la figure 1.2. On peut constater que les fonctions spectrales de K^- au repos (courbes de gauche) sont larges et ont une valeur moyenne inférieure à la valeur dans le vide. Ceci traduit la nature complexe et attractive du potentiel K^- -nucléon à faible impulsion. En revanche, les fonctions spectrales de K^- d'impulsion 0.5 GeV/c (courbes de droite) sont plus étroites et leur valeur moyenne se rapproche de la valeur dans le vide. Ceci traduit l'amointrissement du potentiel K^- -nucléon à plus grande impulsion. Dans les deux cas, la dépendance à la densité du potentiel présente une évolution bien plus compliquée que celle représentée sur la figure 1.1 et implique une modification substantielle et non triviale des sections efficaces de réaction dans le milieu. Des résultats similaires ont été reportés dans [35, 36]. Par ailleurs, l'effet de température finie du système sur le potentiel K^- -nucléon a récemment été inclus dans les calculs [37]. Ce formalisme est maintenant utilisé dans les modèles statistiques [38] et dans les codes de transport [39].

1.2 Principaux résultats expérimentaux et perspectives

Comme toute mesure au voisinage du seuil de production, la mesure de l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS est particulièrement difficile en raison des faibles taux de production : le nombre de K^+ (K^-) produits par collision centrale ($b < 3.3$ fm) Ni+Ni à 1.93 AGeV est 0.08 ($2.5 \cdot 10^{-3}$) [40, 41]. Il est donc impératif de collecter un grand nombre d'événements avec des détecteurs performants. Les principaux résultats expérimentaux dans le domaine ont été obtenus par les collaborations KaoS (Kaon Spectrometer) [42] et FOPI [43]. Il sont résumés succinctement ci-dessous et comparés, pour la plupart, aux prédictions des codes de transport qui incluent ou non les potentiels K -nucléon comme illustré sur la figure 1.1.

- La première mesure de la dépendance en centralité du taux de production des K^+ aux énergies du SIS est effectuée pour le système Au+Au à 1 AGeV [44, 45]. Il est observé que l'augmentation de la multiplicité des K^+ avec le nombre de participants est plus que linéaire et relativement supérieure à celle de la multiplicité des π^+ (Fig. 1.3 gauche). Ceci met en évidence l'importance des processus secondaires pour la production de K^+ sous le seuil. Les modèles de transport confirment cette constatation puisque la multiplicité des K^+ est sous-estimée d'un facteur six quand seuls les processus primaires et le mouvement de Fermi sont pris en compte ;
- Le taux de production de K^- est mesuré conjointement avec le taux de production de K^+ dans les collisions Ni+Ni et C+C à différentes énergies incidentes [41, 46, 47]. Les données sont étudiées au moyen de la multiplicité de

kaons par nucléons participants en fonction de l'énergie au dessus de l'énergie seuil et comparées aux mesures obtenues en collisions NN . Cette représentation permet de mettre en évidence l'excès de production de particules sous le seuil et de comparer directement la production de K^+ et de K^- à une énergie équivalente par rapport aux seuils respectifs. Les données (Fig. 1.3 droite) démontrent l'importance du taux de production de kaons sous le seuil. De plus, alors que dans les collisions NN le taux de K^- est de un à deux ordres de grandeur inférieur à celui des K^+ , dans les collisions noyau-noyau ce taux est comparable à celui des K^+ . Ceci démontre que dans les collisions d'ions lourds, la production de K^- augmente beaucoup plus que celle des K^+ . Ces tendances sont qualitativement reproduites par les codes de transport quand le potentiel K -nucléon est pris en compte ;

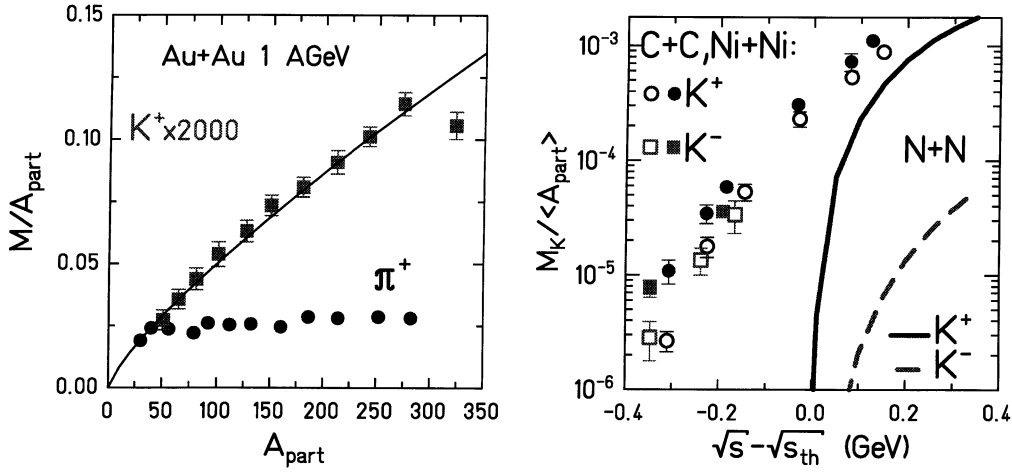


FIG. 1.3 – Gauche : multiplicité de K^+ (carrés) et de π^+ (cercles pleins) par nucléons participants en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Au+Au à 1 AGeV [44, 45]. La courbe correspond à la paramétrisation $M_{K^+} \propto A_{\text{part}}^{1.8}$. Extrait de [48]. Droite : multiplicité de K^+ (cercles) et de K^- (carrés) par nucléons participants en fonction de l'énergie au dessus du seuil de production pour des collisions C+C (symboles ouverts) et Ni+Ni (symboles pleins) à différentes énergies de bombardement [41, 46, 47]. Les courbes correspondent à des paramétrisations des multiplicités correspondantes dans des collisions NN . Extrait de [19].

- L'étude précédente, de par son principe de se placer à énergie équivalente, présente l'inconvénient de comparer les multiplicités de kaons à des énergies incidentes différentes et donc pour des systèmes de dynamique différente. Afin de s'affranchir de cet effet, les multiplicités de K^+ et de K^- ont directement été comparées dans le système Ni+Ni à 1.93 AGeV [40, 41, 49]. Leur rapport est supposé faire ressortir une sensibilité maximale au potentiel K -nucléon qui agit de façon opposée sur les K^+ et les K^- (Fig. 1.1). Il permet également de minimiser certains effets systématiques de détection (voir section 1.5). Les données sont comparées aux prédictions d'un code de transport avec et sans potentiel

(Fig. 1.4 gauche). On peut observer que le modèle est en net désaccord avec les données quand le potentiel n'est pas pris en compte. Comme attendu, le potentiel entraîne la réduction (l'augmentation) de la multiplicité de K^+ (K^-) et l'élargissement (le rétrécissement) de sa distribution de rapidité. Il fournit une meilleure description des données sans toutefois parvenir à un accord parfait, en particulier en ce qui concerne la multiplicité des K^- . Ceci démontre qu'au contraire des K^+ , le traitement des K^- dans le milieu nécessite la prise en compte d'un potentiel sophistiqué comme discuté dans la section 1.1 ;

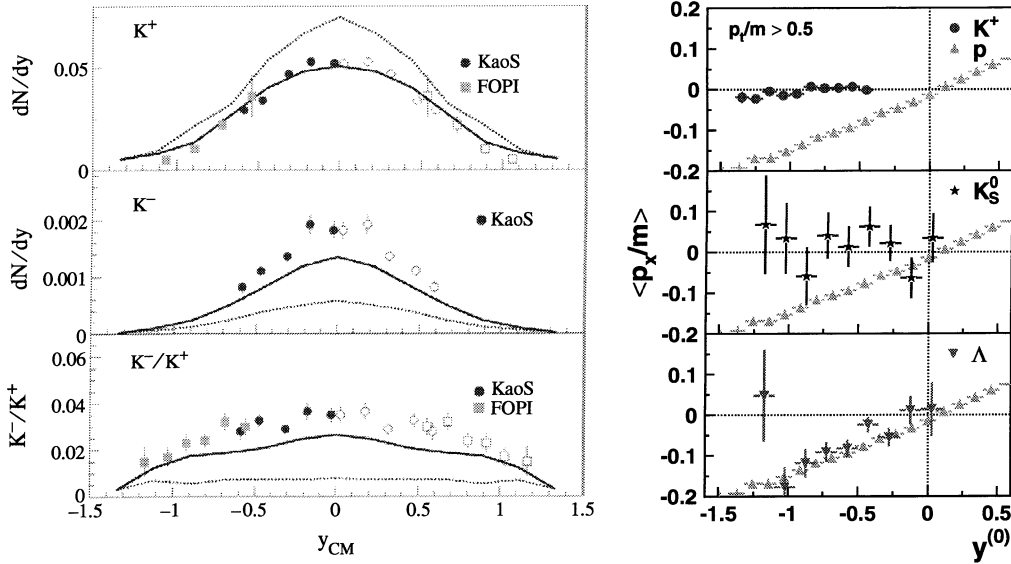


FIG. 1.4 – Gauche : multiplicité des K^+ , K^- et rapport K^-/K^+ en fonction de la rapidité dans les collisions centrales Ni+Ni à 1.93 AGeV mesurés par la collaboration FOPI [40, 49] (carrés) et par la collaboration KaoS [41] (cercles). Les courbes correspondent aux prédictions d'un code de transport avec (lignes pleines) et sans (tirets) potentiel [17]. Extrait de [19]. Droite : flow dirigé des protons (triangles), K^+ (cercles pleins), K_S^0 (étoiles) et Λ (triangles inversés) en fonction de la rapidité dans les collisions centrales Ni+Ni à 1.93 AGeV. Adapté de [50, 51].

- Le flow dirigé des protons, K^+ , K_S^0 et Λ , mesuré dans les collisions centrales Ni+Ni à 1.93 AGeV [50, 51], présente une caractéristique surprenante : bien que les K^+ et les Λ soient co-produits dans la même réaction, le flow des Λ est similaire à celui des protons alors que celui des K^+ s'en écarte et est compatible avec zéro (Fig. 1.4 droite). Cette différence n'est, à priori, pas due aux interactions à faible portée dans le milieu, qui ont un effet comparable sur le flow des K^+ et des Λ [52]. Elle n'est également pas entièrement imputable au potentiel coulombien au vu de la similitude entre le flow des K^+ et celui des K_S^0 ³. En revanche, la présence du potentiel répulsif K^+ -nucléon permettrait d'expliquer la tendance observée ;

3. Les erreurs affectant le flow des K_S^0 sont toutefois relativement importantes.

- Afin de vérifier cette hypothèse, le flow dirigé des K^+ est comparé, sur la figure 1.5 gauche, aux prédictions de trois modèles de transport différents avec et sans potentiel K^+ -nucléon. Bien que l'amplitude du flow diffère quelque peu d'un modèle à un autre, les données sont clairement en meilleur accord avec la version des modèles incluant le potentiel. Notons cependant que i) la sensibilité du flow des K^+ au potentiel est atténuée quand un traitement particulier de la dépendance en impulsion du potentiel est appliqué [53] et ii) la paramétrisation du temps vie des Λ dans le milieu (inconnu) pourrait expliquer partiellement le profil du flow des K^+ [54];

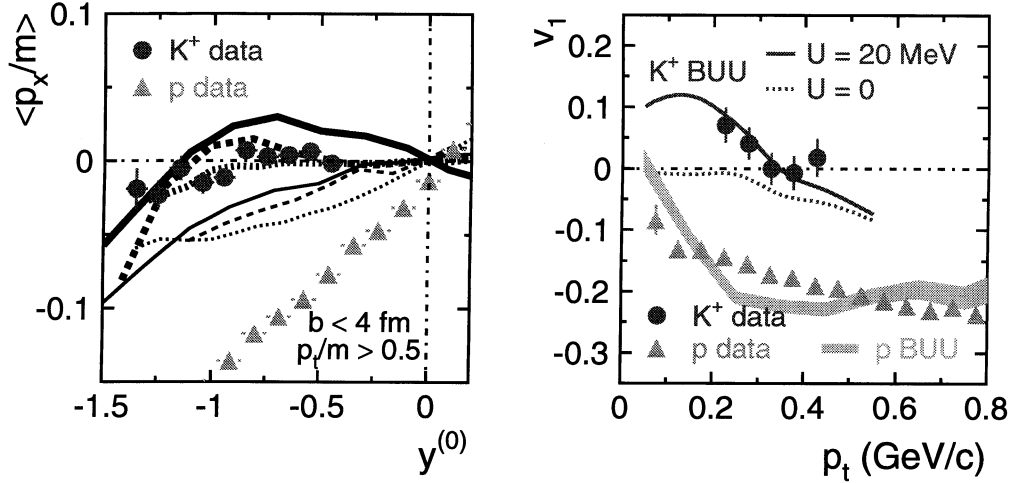


FIG. 1.5 – Gauche : flow dirigé des K^+ (cercles pleins) et des protons (triangles) en fonction de la rapidité dans les collisions centrales Ni+Ni à 1.93 AGeV [50, 51]. Le flow des K^+ est comparé aux prédictions des codes de transport [55] (courbes pleines), [56] (tirets) et [30] (pointillés) avec (courbes en traits gras) et sans (courbes en traits fins) potentiel. Droite : flow dirigé des K^+ (cercles pleins) et des protons (triangles) dans la fenêtre en rapidité $-1.2 < y^{(0)} < -0.65$ en fonction de l'impulsion transverse dans les collisions centrales Ni+Ni à 1.93 AGeV. Les courbes et la zone grisée correspondent aux prédictions du modèle RBUU (Relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) pour les K^+ et les protons [17]. La courbe en trait plein (pointillés) correspond au scénario avec (sans) potentiel. Extrait de [57].

- Une information supplémentaire est révélée par l'étude différentielle du flow dirigé présentée sur la figure 1.5 droite. Alors que lorsqu'on intègre sur p_t le flow dirigé des K^+ est nul, les K^+ ont un flow positif à bas p_t et un flow nul (ou même négatif) à plus grand p_t (dans la fenêtre en rapidité considérée). Ce comportement est correctement reproduit par le modèle de transport utilisant le potentiel K^+ -nucléon alors que sans potentiel le modèle prédit un flow négatif quelque soit le p_t des K^+ . Cette étude met en évidence la forte sensibilité des observables au potentiel K -nucléon dans la région des faibles p_t et démontre l'importance des observables différentielles. Plus de détails sont donnés dans la section 1.4;

- Le flow elliptique des K^+ , extrait dans la région de mi-rapacité, présente une structure qui suggère une émission préférentielle de K^+ dans la direction perpendiculaire au plan de réaction (Fig. 1.6 gauche). Ce profil d'émission des K^+ est, ici encore, correctement décrit par les prédictions théoriques uniquement quand le potentiel est pris en compte. Un autre modèle, utilisant la même forme de potentiel, conduit à la même conclusion [58]. Notons que le flow elliptique des K^- dans les collisions Ni+Ni à 1.93 AGeV met en évidence, au contraire de celui des K^+ , une émission privilégiée de K^- dans la direction du plan de réaction [59]. Bien que la mesure soit affectée de larges erreurs, cette tendance est qualitativement en accord avec la version des modèles de transport qui incluent les potentiels K -nucléon [32, 59];

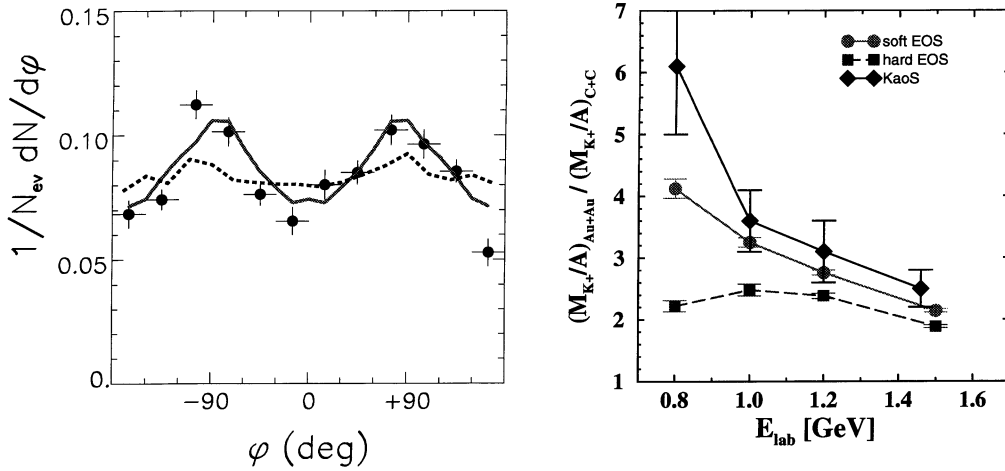


FIG. 1.6 – Gauche: distribution azimutale des K^+ dans la région de mi-rapacité dans les collisions semi-centrales Au+Au à 1 AGeV. Les données (cercles pleins) sont comparées aux prédictions [29] du modèle RBUU avec (trait plein) et sans (tirets) potentiel. Extrait de [60]. Droite: double rapport du nombre de K^+ par nucléons participants mesuré dans des collisions Au+Au sur celui mesuré dans des collisions C+C en fonction de l'énergie de bombardement. Les données (losanges) [61] sont comparées aux prédictions d'un code de transport utilisant une équation d'état dure (carrés) et molle (cercles pleins) [62]. Extrait de [62].

- L'équation d'état nucléaire est étudiée au moyen de la fonction d'excitation de la multiplicité de K^+ par nucléons participants (M_{K^+}/A) dans les collisions Au+Au et C+C. Le choix de ces systèmes est motivé par l'idée que la densité atteinte dans le système Au+Au (C+C) est grande (faible) et dépend fortement (faiblement) de la dureté de l'équation d'état. Par ailleurs, la multiplicité de K^+ , produits majoritairement par interactions secondaires, dépend (au moins) quadratiquement à la densité tandis que le potentiel dépend linéairement (ou moins que linéairement) à la densité. Le rapport $(M_{K^+}/A)_{Au+Au} / (M_{K^+}/A)_{C+C}$ est donc supposé présenter une sensibilité marquée (modérée) à l'équation

d'état (au potentiel K -nucléon)⁴. Les résultats (Fig. 1.6 droite) montrent que le rapport i) présente une sensibilité marquée à l'équation d'état à faible énergie incidente (où les interactions secondaires jouent un rôle prépondérant dans la production de K^+) et ii) est en meilleur accord avec la version du modèle utilisant une équation d'état molle. Une conclusion similaire est obtenue dans [64];

- Le rapport K^-/K^+ , mesuré dans les collisions Ni+Ni et Au+Au à 1.5 AGeV, est constant en fonction du nombre de nucléons participants [65]. Cette tendance s'explique en considérant, comme mentionné précédemment, que le taux de production des K^- , qui sont majoritairement produits par échange d'étrangeté, est intimement lié au taux de production des K^+ [31]. La valeur du rapport est également correctement reproduite par un modèle statistique dans la formulation canonique⁵. Cette description n'est toutefois pas satisfaisante puisque la température de freeze-out chimique issue du modèle est inférieure à la température de freeze-out thermique extraite des données. Par ailleurs, i) la température de freeze-out thermique des K^+ est supérieure à celle des K^- et ii) la distribution angulaire polaire dans le centre de masse est accentuée dans les directions avant-arrière pour les K^+ mais quasi-isotrope pour les K^- [65]. Ces observations montrent que les K^+ se découplent plus tôt du système que les K^- , leur section efficace d'interaction inélastique avec le milieu étant moindre. Elles confirment les prédictions des codes de transport selon lesquelles les K^- mesurés (i.e. non absorbés) sont produits plus tard que les K^+ .

Au vu de ce qui précède, il ressort de la comparaison des données expérimentales existantes avec les prédictions théoriques que le taux de production de K^+ favorise une équation d'état nucléaire molle. Il est important de souligner que cette constatation doit impérativement être traitée avec précaution car elle s'appuie sur une unique observable, de surcroît intégrée et inclusive. Plusieurs études antérieures, utilisant le flow de la matière nucléaire comme sonde de l'équation d'état, ont montré qu'il n'est actuellement pas possible de parvenir à une description consistante de l'ensemble des données expérimentales à l'aide d'une même équation d'état (voir e.g. [66, 67]). Elles ont, de plus, mis en évidence l'importance d'utiliser des distributions différentielles et non pas intégrées.

Il ressort également de ce qui précède que la prise en compte du potentiel répulsif K^+ -nucléon dans les modèles est nécessaire pour reproduire correctement les mesures de la multiplicité, du flow dirigé et du flow elliptique des K^+ . En revanche, la situation est plus incertaine pour les K^- à cause i) des données expérimentales qui sont plus rares et moins précises que pour les K^+ et ii) de la description théorique des K^-

4. L'utilisation d'un tel rapport présente l'avantage supplémentaire de s'affranchir d'effets expérimentaux systématiques et d'incertitudes théoriques comme les sections efficaces et le temps de vie des Δ [63].

5. La non dépendance à la centralité du rapport est une prédiction naturelle de ces modèles pour lesquels la forme de la dépendance à la centralité de la multiplicité des K^+ et des K^- est la même par définition.

dans le milieu qui est beaucoup plus complexe que celle des K^+ ⁶. L'implémentation dans les codes de transport de potentiels dépendant, non seulement de la densité baryonique, mais aussi de la température et de l'impulsion des particules devrait offrir une description plus réaliste des données [39].

Du point de vue expérimental, les récentes mesures du taux de production des Λ et des K_S^0 [69, 70, 71], des ϕ [72]⁷ et des Ξ^- (section 1.6) devraient apporter des contraintes supplémentaires. L'analyse, en cours, de la section efficace de production des Λ et des K_S^0 dans la réaction $\pi^- A$ (section 1.3.2) permettra d'établir une référence quant à l'intensité des effets de milieu à la densité nucléaire normale [73]. A plus long terme, l'étude du potentiel K^- -nucléon nécessite de poursuivre le programme expérimental pour collecter des données plus précises dans une plus grande acceptance et avec une meilleure statistique. Les distributions différentielles du flow dirigé et elliptique des K^- semblent être les observables les plus prometteuses [74]. Pour mener à bien ces mesures, le détecteur FOPI va être prochainement équipé d'un nouveau système de temps de vol qui remplacera l'actuel Barrel de scintillateurs plastiques (section 1.3.1). Ce détecteur est composé de 150 chambres à plaques résistives de type "multi-gap" couvrant une surface totale de 6 m² et comprenant 5000 voies de lecture [75]. Il assurera la mesure du temps de vol des particules avec une résolution inférieure à 100 ps, ce qui permettra d'identifier les kaons chargés d'impulsion inférieure à 1 GeV/c⁸. Par ailleurs, le dépouillement, en cours, des données FOPI des expériences S279 et S297 [76, 77] (section 1.3.2) pourrait permettre de mettre en évidence l'existence de clusters kaoniques⁹ et ainsi apporter des informations supplémentaires sur le potentiel K^- -nucléon. Les premières indications de la présence de clusters kaoniques ont été obtenues récemment à KeK (Koo Energy Ken) [80] et dans les collisions Ni+Ni à 1.93 AGeV sous la forme d'une structure dans la distribution de masse invariante des paires (Λ, d) [81].

Enfin, il est intéressant de remarquer que les récents concepts théoriques développés dans le secteur de l'étrangeté aux énergies du SIS [38, 74] sont à la base de nouveaux développements dans le secteur du charme à plus haute énergie [82, 83], ce qui justifie également la poursuite des activités.

1.3 FOPI

La collaboration FOPI regroupe actuellement environ 50 physiciens venant de 13 instituts répartis dans neuf pays. Depuis la mise en fonctionnement du détecteur en 1991, une dizaine de campagnes de prises de données a été réalisée.

6. Notons également que, outre ces incertitudes, des différences subsistent entre les prédictions des différents codes de transport. Elles sont généralement dues au choix de l'implémentation de processus physiques inconnus expérimentalement comme certaines sections efficaces [68].

7. Cette mesure, qui indique qu'au moins 20% des K^- proviennent de la désintégration des ϕ dans les collisions Ni+Ni à 1.93 AGeV, représente un challenge supplémentaire pour les modèles.

8. La résolution en temps du système de temps de vol actuel (300 ps) limite l'identification des K^+ et des K^- à des impulsions inférieures à 0.5 GeV/c et ~ 0.33 GeV/c (voir sections 1.4 et 1.5).

9. Etats liés ultra-denses du type ppK^- , $ppnK^-$, $pppK^-$, $pppnK^-$, $ppnnK^-$ [78, 79].

1.3.1 Le détecteur

Le détecteur FOPI (Fig. 1.7) est conçu pour identifier, événement par événement, les particules légères chargées et les fragments de masse intermédiaire avec une couverture angulaire proche de 4π sr et une parfaite symétrie azimutale. FOPI est composé d'une partie centrale placée dans un aimant supraconducteur qui délivre un champ magnétique solénoïdal de 0.6 T et d'une partie avant. Les principaux sous-détecteurs sont :

- Le mur de scintillateurs plastiques qui permet l'identification en charge des particules légères et des fragments de masse intermédiaire dans le domaine angulaire polaire $1.2^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 30^\circ$. Il se compose du Mur Interne ($1.2^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 7^\circ$) constitué de 252 scintillateurs plastiques répartis sur 7 couronnes concentriques et du Mur Externe ($7^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 30^\circ$) constitué de 512 scintillateurs plastiques répartis sur 8 secteurs de 64 éléments ;
- La Chambre à Dérive Centrale (CDC) qui assure l'identification en masse des particules légères chargées par la mesure combinée de leur perte d'énergie dans le gaz et de leur rigidité magnétique. La CDC couvre le domaine angulaire $32^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 150^\circ$. Elle est composée de 16 secteurs comprenant des anodes de dérive, des anodes de potentiel et 60 anodes de lecture parallèles au faisceau ;

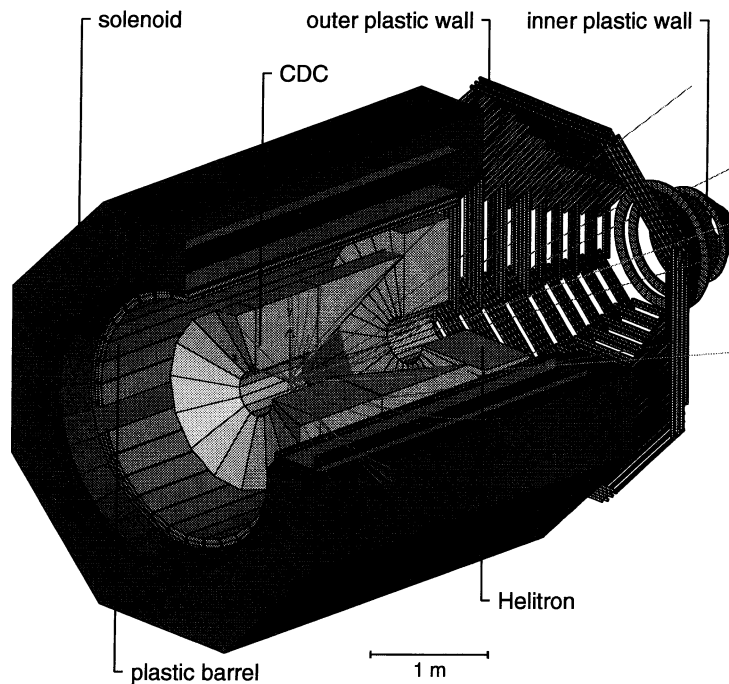


FIG. 1.7 – Représentation schématique du détecteur FOPI.

- Le tonneau de scintillateurs plastiques (Barrel) qui mesure la charge des particules et qui, combiné à la CDC, permet une mesure redondante de leur masse via la corrélation entre leur temps de vol et leur impulsion. Le Barrel couvre le domaine angulaire $40^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 140^\circ$. Il est composé de 180 scintillateurs ;

- La chambre à dérive Helitron qui complète les informations données par le Mur Externe dans le domaine angulaire $8.5^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 26^\circ$ en fournissant la masse des particules légères chargées. Une mesure redondante de la masse est obtenue en combinant l'impulsion des particules, mesurée avec l'Helitron, et le temps de vol, mesuré avec le Mur Externe. L'Helitron est formé de 24 secteurs comprenant des anodes de dérive, des anodes de potentiel et 53 anodes de lecture perpendiculaires au faisceau.

L'appareillage est complété par un ensemble de scintillateurs, placé en amont de la cible, qui assure la focalisation du faisceau et fournit le temps de référence au système d'acquisition.

1.3.2 Campagnes de prises de données et thèmes de physique

nom	titre	année	faisceau	cible	énergie ((A)GeV)
S297	strange baryons and kaonic nuclear clusters	2005	p	d	3.6
S279	strange baryons and kaonic nuclear clusters	2005	Al	Al	1.9
S273	associated strangeness prod. with pion beams	2004	π^-	C, Al, Cu, Sn, Pb	1.04
S263	flow and shadowing in asymmetric systems	2003	Ni, Pb	Ni, Pb	0.4, 0.8, 1.16
S261	Ξ^- measurements	2003	Ni	Ni	1.93
A183	excitation curve	1997	Ca, Au	Ca, Au	0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.5, 1.93
S183	isotopic ratios and strangeness prod.	1996	Ru, Zr	Ru, Zr	0.4, 1, 1.528, 1.69
X119	pion and strangeness production	1995	Ni	Ni	1.93
S119	system size studies	1994	Au, Xe, Ni	Au, CsI, Ni	0.09, 0.12, 0.15, 0.25, 0.4
S109	pion production	1992	Ni, Au	Ni, Au	0.4, 1.06, 1.1, 1.45, 1.93
SO18	composite particle production	1991	Au	Au	0.1, 0.25, 0.4, 0.6, 0.8

TAB. 1.1 – Caractéristiques principales des campagnes de mesures effectuées avec le détecteur FOPI.

Les caractéristiques principales des campagnes de prises de données effectuées avec le détecteur FOPI depuis 1991 sont résumées dans le tableau 1.1. Ces prises de données ont donné lieu, à ce jour, à 43 publications ayant trait à la production de fragments [84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91], à la production de $\pi^\pm$ et Δ [92, 93, 94, 95, 96, 97], à la production de K^+ , K^- et ϕ [40, 49, 72], au flow dirigé [98, 99, 100, 101, 66, 102], au flow radial et transverse [103, 104, 105], au flow elliptique [106, 107, 108, 67], aux énergies de balance et de transition [109, 110], au flow dirigé de K^+ , K_S^0 et Λ [50, 57], au pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire [111, 112, 113, 114] et aux corrélations à petite impulsion relative [115, 116, 117, 118, 119].

1.4 Flow dirigé différentiel des K^+

Comme discuté dans la section 1.2, le flow dirigé des K^+ est une observable pertinente pour mettre en évidence les effets du potentiel K^+ -nucléon. La représentation $\langle p_x/m \rangle$ versus $y^{(0)}$, utilisée sur les figures 1.4 droite et 1.5 gauche, présente toutefois l'inconvénient de montrer une quantité intégrée sur p_t qui peut masquer une structure complexe. La comparaison avec les modèles s'en trouve rendue limitée pour deux raisons. Tout d'abord, le fait qu'un modèle reproduise la valeur intégrée n'implique pas forcément que la distribution différentielle soit correctement reproduite¹⁰. Ensuite, l'observable intégrée est mesurée dans l'acceptance du détecteur dont il faut appliquer précisément les coupures correspondantes aux données simulées pour effectuer les comparaisons. Afin de pallier ces difficultés, le flow dirigé différentiel des K^+ et des protons est mesuré dans une région de l'espace des phases non affectée par l'acceptance du détecteur. L'étude présentée ci-dessous montre que la représentation différentielle permet de mettre en évidence un comportement particulier du flow dirigé des K^+ qui évolue d'un anti-flow à faible p_t vers un flow à plus grand p_t . Ce phénomène est le plus marqué pour les collisions semi-centrales entre noyaux lourds. La comparaison avec les prédictions d'un modèle de transport révèle que ce profil de flow est exclusivement engendré par le potentiel répulsif K^+ -nucléon. Par ailleurs, l'amplitude du flow à faible p_t est sensible à l'intensité du potentiel.

10. Un exemple spectaculaire en est donné dans [120].



ELSEVIER

27 July 2000

PHYSICS LETTERS B

Physics Letters B 486 (2000) 6–12

www.elsevier.nl/locate/npe

Sideward flow of K^+ mesons in Ru + Ru and Ni + Ni reactions near threshold

FOPI Collaboration

P. Crochet ^{a,b,*}, N. Herrmann ^{a,c}, K. Wiśniewski ^{a,d}, Y. Leifels ^{a,c}, A. Andronic ^a,
R. Averbeck ^a, A. Devismes ^a, C. Finck ^a, A. Gobbi ^a, O. Hartmann ^a,
K.D. Hildenbrand ^a, P. Koczon ^a, T. Kress ^a, R. Kutsche ^a, W. Reisdorf ^a, D. Schüll ^a,
J.P. Alard ^b, V. Barret ^b, Z. Basrak ^f, N. Bastid ^b, I. Belyaev ^g, A. Bendarag ^b,
G. Berek ^h, R. Čaplar ^f, N. Cindro ^f, P. Dupieux ^b, M. Dželalija ^f, M. Eskef ^c,
Z. Fodor ^h, Y. Grishkin ^g, B. Hong ⁱ, J. Kecskemeti ^h, Y.J. Kim ⁱ, M. Kirejczyk ^d,
M. Korolija ^f, R. Kotte ^j, M. Kowalczyk ^d, A. Lebedev ^g, K.S. Lee ⁱ, V. Manko ^k,
H. Merlitz ^c, S. Mohren ^c, D. Moisa ^e, W. Neubert ^j, A. Nianine ^k, D. Pelte ^c,
M. Petrovici ^e, C. Plettner ^j, F. Rami ^l, B. de Schauenburg ^l, Z. Seres ^h, B. Sikora ^d,
K.S. Sim ⁱ, V. Simion ^e, K. Siwek-Wilczyńska ^d, V. Smolyankin ^g, A. Somov ^g,
M. Stockmeier ^c, G. Stoicea ^e, M. Vasiliev ^k, P. Wagner ^l, D. Wohlfarth ^j,
J.T. Yang ⁱ, I. Yushmanov ^k, A. Zhilin ^g

^a Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

^b Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3 / CNRS and Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France

^c Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

^d Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Poland

^e National Institute for Nuclear Physics and Engineering, Bucharest, Romania

^f Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia

^g Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

^h KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary

ⁱ Korea University, Seoul, South Korea

^j Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany

^k Kurchatov Institute, Moscow, Russia

^l Institut de Recherches Subatomiques, IN2P3-CNRS and Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

Received 9 February 2000; received in revised form 2 June 2000; accepted 9 June 2000

Editor: V. Metag

* Corresponding author.

E-mail address: crochet@clermont.in2p3.fr (P. Crochet).

¹ At LPC Clermont-Ferrand since 01/10/98.

Abstract

Experimental data on K^+ meson and proton sideward flow measured with the FOPI detector at SIS/GSI in the reactions Ru + Ru at 1.69 A GeV and Ni + Ni at 1.93 A GeV are presented. The K^+ sideward flow is found to be anti-correlated (correlated) with the one of protons at low (high) transverse momenta. When compared to the predictions of a transport model, the data favour the existence of an in-medium repulsive K^+ -nucleon potential. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 25.75.-q; 25.75.Dw; 25.75.Ld

The possible modification of hadron masses and widths in hot and dense matter is a subject of considerable current interest. In particular a large theoretical effort has been devoted to the investigations of the in-medium properties of kaons as they are important for understanding both chiral symmetry restoration and neutron star properties [1]. These studies, carried out using different approaches [2], converge qualitatively towards the common feature that in the nuclear medium the K^+ mesons feel a weak repulsive potential whereas the K^- mesons feel a strong attractive potential. Both potentials can be parametrized by a linear dependence on the nuclear density ρ_0 up to 2 times ρ_0 . Experimentally, the in-medium kaon properties at low densities can be studied by the analysis of kaon-nucleus scattering [3] and kaonic atoms [4] data. The properties of kaons in a high density medium can only be investigated by means of heavy ion collisions. This is particularly relevant for beam energies of 1–2 A GeV for which, according to transport model calculations [5], the central region of the collision reaches nuclear densities of 2–3 ρ_0 and stays in this high density phase for a relatively long time compared to higher beam energies. This beam energy range is also best suited to study the kaon in-medium properties since it corresponds to kaon production below threshold or close-to-threshold [1]. As the kaon in-medium potential results in a slightly increased K^+ mass and a strongly reduced K^- mass, one expects to observe an enhanced K^- yield (its production being energetically much easier) and a reduced K^+ yield (its production being energetically more difficult). The large K^- production cross-section observed by the KaoS collaboration in Ni + Ni collisions has been interpreted as an evidence for a

reduced K^- effective mass in the nuclear medium [6]. On the other hand the kaon potential should repel K^+ from nucleons and attract K^- towards nucleons. This would influence the phase space populations by a widening (narrowing) of the K^+ (K^-) transverse momentum and rapidity distributions. First signs of these effects have been observed very recently by the KaoS and the FOPI collaborations [7,8]. Finally, the collective flow of kaons, both the in-plane component (the scope of this paper) and the out-of-plane component [9], is also recognized as relevant observables to probe the kaon potential and thus provides useful complementary information [10]. Substantial uncertainties about the strength of the in-medium potential, especially its momentum dependence [11,12], and about the in-medium cross-sections [12] motivate further theoretical investigations as well as more detailed data.

The first experimental data on K^+ sideward flow have been obtained by the FOPI collaboration in Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV [13]. The data show a vanishing K^+ flow in the representation of the mean in-plane transverse momentum versus rapidity. The sensitivity of such data to in-medium effects is under intense debate. According to [14] the data clearly support the existence of a repulsive K^+ -nucleon mean field. According to [15,16] the sensitivity of the observable to in-medium effects is found to be less pronounced but a slightly repulsive potential cannot be excluded from the comparison. On the other hand, the sensitivity of K^+ sideward flow to in-medium effects was found in [11] to be washed-out when a particular momentum dependence of the potential is included in the calculations. It was recently pointed-out in [17] that the lifetime of nuclear resonances used in the models might be partially

responsible for the magnitude of the K^+ sideward flow as it strongly affects the kaon production characteristics.

In order to further elucidate these questions, we investigate in this paper the transverse momentum dependence of K^+ and proton sideward flow in Ru + Ru and Ni + Ni systems. Such a transverse momentum differential analysis does reveal more information than the transverse momentum integrated data where part of the effects are hidden. In addition, a heavier system than Ni + Ni is better suited for flow studies since flow effects are found to be larger, at least for baryons, as compared to lighter systems [18]. It allows also to study K^+ flow in non-central collisions where, due to a large sensitivity of the observable to in-medium effects, an *anti-flow* phenomenon (see later) is expected to be seen [14,19].

The FOPI detector [20,21] is an azimuthally symmetric apparatus made of several sub-detectors which provide charge and mass determination over nearly the full 4π solid angle. For the analysis presented here, only the Central Drift Chamber (CDC), the time of flight array (Barrel) and the forward Plastic Wall (PLA) were used. The CDC and the Barrel are placed in a solenoidal magnetic field of 0.6 T. Pions, kaons, protons, deuterons and tritons are identified with the CDC ($33^\circ < \theta_{\text{lab}} < 150^\circ$) by measurement of the specific energy loss in the CDC gas and the magnetic rigidity. Due to the low kaon yield in this beam energy regime, additional redundancy for kaon identification is needed. This is achieved by adding to the previous informations the particle velocity which is determined from the extrapolation of a track in the CDC to the appropriate hit in the Barrel. The acceptance is therefore reduced for kaons to the geometrical coverage of the Barrel: $39^\circ < \theta_{\text{lab}} < 130^\circ$. Kaon detection is possible only for transverse momenta above $p_t = 0.1$ GeV/c which is needed for a particle to reach the Barrel. The upper momentum limit to which K^+ can be identified without significant contamination from pions and protons is $p_{\text{lab}} = 0.5$ GeV/c. More details about kaon identification with the FOPI detector can be found in [8,13,21,22].

The acceptance of the FOPI detector for K^+ identification is shown in Fig. 1 in terms of K^+ transverse momentum as a function of the normalized rapidity $y^{(0)}$ where $y^{(0)}$ denotes the particle

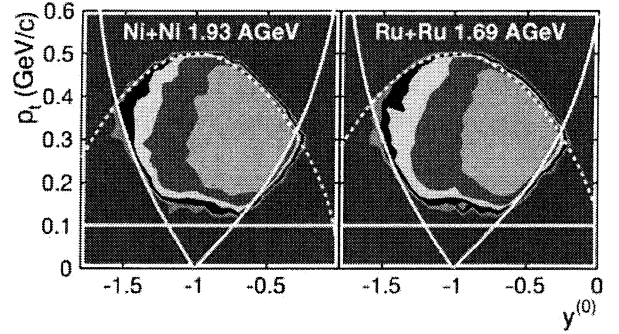


Fig. 1. Measured yield of K^+ in a plane transverse momentum p_t versus normalized rapidity $y^{(0)}$ in the reactions Ni + Ni at 1.93 A GeV (left) and Ru + Ru at 1.69 A GeV (right). The contour levels correspond to logarithmically increasing intensity. The solid curves denote the geometrical limits of the detector acceptance ($\theta_{\text{lab}} = 39^\circ$ and 130°). The dashed curve corresponds to $p_{\text{lab}} = 0.5$ GeV/c. The solid horizontal line corresponds to $p_t = 0.1$ GeV/c. Here, the yield is neither corrected for kaon decay losses nor for detection efficiency.

rapidity divided by the beam rapidity in the center-of-mass (c.m.) system. With this normalization, -1 , 0 and 1 correspond to target, c.m. and projectile rapidity, respectively.

The events were centrality selected by imposing conditions on the multiplicity PMUL [23] of charged particles detected in the outer part of the Plastic Wall ($7^\circ < \theta_{\text{lab}} < 30^\circ$). For the Ni + Ni system, one class of central events was selected whereas for the Ru + Ru system, a central and a semi-central event classes were considered. The features of these event classes are listed in Table 1. The reaction plane was reconstructed event-wise, according to the method devised in [25]. In order to remove autocorrelation effects, the azimuth of the reaction plane was estimated for each particle in a given event using all detected baryons in the event except the particle of interest. The flow observable presented here was corrected for the accuracy with which the reaction plane was determined, according to the method described in [26]. The corresponding correction factors f are shown in Table 1.

The p_t dependence of the sideward flow has been investigated by means of a Fourier expansion of azimuthal distributions. ϕ being the azimuthal angle of a particle with respect to the reaction plane, the azimuthal distributions $dN/d\phi$ can be parametrized by $\sim (1 + 2v_1\cos(\phi) + 2v_2\cos(2\phi) + \dots)$, where

Table 1

Number of recorded events (N_{evt}), number of identified K^+ (N_{K^+}), mean geometrical impact parameter (b_{geom}), correction factor (f) and offset (S) to sideward flow observables for the selected classes of events (see text). b_{geom} was calculated assuming a sharp cut-off approximation [24]

System centrality	Ni + Ni central	Ru + Ru semi-central	Ru + Ru central
$N_{\text{evt}} (\times 10^6)$	1.4	1.8	4.5
N_{K^+}	12700	5000	15900
b_{geom} (fm)	1.7	3.8	2.3
f	1.48	1.18	1.28
S_{proton}	0.	0.02	0.01
S_{K^+}	0.	0.04	0.03

$v_n = \langle \cos(n\phi) \rangle$ are the Fourier coefficients. Sideward flow is related to the first Fourier coefficient by: $v_1 = \langle \cos(\phi) \rangle = \langle p_x/p_t \rangle$ where p_x is the transverse momentum projected onto the reaction plane (for more details, see [27,28]). In order to exclude of non-trivial distortions introduced by the detector acceptance for K^+ , v_1 was extracted in a portion of phase space free of any geometrical bias. From Fig. 1 it can be seen that requiring $-1.2 < y^{(0)} < -0.65$ defines the p_t window $0.15 < p_t < 0.45$ where v_1 can be extracted without any geometrical acceptance effects for both systems. Note that the p_t range extends to much higher values for protons.

The magnitude of the K^+ sideward flow signal was found to depend somewhat on the mass window used to select K^+ candidates and the applied quality criteria for the tracks in the CDC and their matching with the Barrel detector. Therefore, systematical uncertainties were estimated by adding quadratically the errors estimated by comparing the flow values obtained with “strong” and “open” selection criteria. The corresponding boundaries of these selection criteria were established from the apparatus resolution on the one hand, and from the degree of contamination of K^+ by other particles on the other hand. These systematical errors are smaller than the size of the symbols used in the following figures. Other possible sources of systematical errors have been investigated for the Ru + Ru system by means of Monte Carlo simulations using the GEANT package [29]. This consists of a complete simulation of the FOPI apparatus including resolutions in energy deposition and spatial position, front-end electronic

processing, hit reconstruction, hit tracking and track matching between the sub-detectors. The output of GEANT was analyzed in the same way as the experimental data and then compared to the input of the simulation. The results of the full simulation overestimate v_1 by few percent in the region of the phase space under consideration. This systematical effect was found to be *i)* independent of p_t , *ii)* slightly more pronounced in semi-central collisions than in central collisions and *iii)* almost negligible for protons. It is attributed to a loss of particles in the azimuthal region of the high track density of the reactions. Based on these simulations, the data points in Fig. 3 have been shifted-down by the offset S reported in Table 1. Since no signs of such systematical bias have been observed in the Ni + Ni system, for which the track density is significantly lower, no correction has been applied to the data for this system. The K^+ data points in the two following figures have been corrected for the kaon decay losses although this effect was found to be negligible on v_1 in the region of phase space considered.

The K^+ and proton sideward flow is shown in Fig. 2 for the Ni + Ni system. It can be seen that the K^+ flow pattern is totally different than the one of protons. Protons have a negative v_1 for all p_t . Since the rapidity window used is located in the backward hemisphere, this means that protons are positively flowing whatever their p_t . In contrast, K^+ have

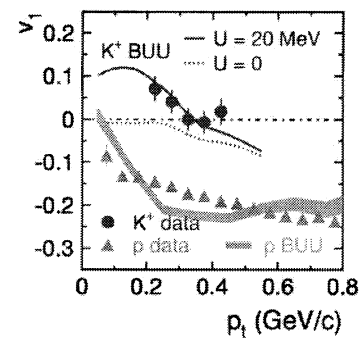


Fig. 2. v_1 versus p_t for protons (triangles) and K^+ (dots) in the rapidity range $-1.2 < y^{(0)} < -0.65$ for central Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV. Error bars represent statistical uncertainties. The curves and shaded area show the predictions of the RBUU model for K^+ and proton, respectively. The statistical uncertainties on RBUU- K^+ flow are similar to the ones on RBUU-proton flow. The latter are represented by the width of the shaded area.

positive v_1 for low p_t . In other words, K^+ are negatively flowing (or anti-flowing) at low p_t while their v_1 is compatible with 0 at large p_t . We stress that vanishing K^+ flow was seen, if p_t -integrated data were used [13]. This demonstrates the need to study flow effects simultaneously in a p_t -integrated and p_t -differential way. Investigating the flow differentially has in addition the advantage that comparison of data to model predictions is straightforward since no corrections are necessary for the finite acceptance of the apparatus.

The main features of the K^+ flow pattern are exhibited more clearly for the heavier system Ru + Ru for which the centrality dependence of v_1 is shown in Fig. 3. Here there is a clear trend for positive v_1 (anti-flow) at low p_t and negative v_1 (flow) at large p_t . A change in the K^+ flow pattern can be observed, from central to semi-central collisions. Note also the change in the proton flow pattern and in the difference between the K^+ and the proton signals. It has been shown in [30], that in data averaged over p_t no K^+ flow is seen in central Ru + Ru reactions, while some antflow is observed in semi-central events. A similar anti-flow pattern has been observed very recently for K_S^0 in Au + Au collisions at 6 A GeV [31].

In order to demonstrate the sensitivity of the experimental findings to the properties of kaons in dense hadronic matter, the data were compared to the predictions of two different realisations of the Relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (RBUU) model [19]: without and with in-medium effects. The first situation corresponds to a calculation including

binary collisions plus potentials except kaon potentials. In the second scenario in-medium effects are taken into account. They are introduced by means of a dispersion relation from which kaon effective potentials and masses are derived. This results, for K^+ , in an increased effective mass and a repulsive potential. The former tends to lower the K^+ production probability in a first chance nucleon-nucleon collision while the latter tends to push K^+ away from nucleons. The strength of the in-medium K^+ potential at normal nuclear density was fixed to $U = 15$ MeV and 20 MeV for the Ru + Ru system and to $U = 20$ MeV for the Ni + Ni system. More details about the calculations can be found in [15,19]. The centrality selection criteria imposed on the data described above was modeled by an impact parameter selection of the RBUU events requesting the same geometrical cross section. The data points from RBUU were extracted in the same rapidity window as the one used for the experimental data. No further conditions were applied to the calculations since *i*) the transverse momentum range $0.15 < p_t < 0.45$ defined with the previously discussed rapidity window is free of any detector bias and *ii*) the experimental data points are corrected for the reaction plane fluctuations, the detection inefficiency and the kaon decay losses.

The results of the calculations are shown by the curves in Fig. 2 and 3. It can be observed that without in-medium K^+ potential the calculation fails to describe the low- p_t K^+ anti-flow phenomenon observed in the data. In contrast, when in-medium effects are taken into account the model reproduces quantitatively K^+ experimental signals for both systems. The additional repulsive potential pushes K^+ further away from nucleons therefore resulting in an anti-correlation between the K^+ flow and the proton flow. It is important to mention that neither rescattering effects nor the Coulomb repulsion can explain satisfactorily the experimental behaviour of K^+ flow, since both of them are included independently of the in-medium potential. Furthermore, rescattering of K^+ with nucleons is expected to increase slightly the K^+ sideward flow in the direction of nucleons [14], and Coulomb potential is found to play an almost negligible role on K^+ sideward flow [16].

The results obtained here are in good qualitative agreement with the predictions of another indepen-

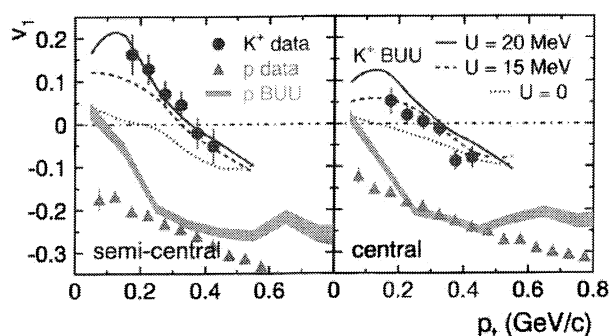


Fig. 3. Same as Fig. 2 for semi-central (left) and central (right) Ru + Ru reactions at 1.69 A GeV.

dent transport model calculation including similar in-medium effects [14]. In addition, it has been shown that these two calculations give a consistent description of the measured K^-/K^+ ratio, for the same reactions, only if in-medium effects are taken into account [8,19,32].

On the other hand, the model fails in consistently describing the proton sideward-flow data in the considered target rapidity region, although a reasonable agreement is found in the mid-rapidity region [30]. This discrepancy is mostly due to an improper separation of free protons and bound nucleons in the target spectator [33] which seems to be a general problem of transport model calculations. A similar discrepancy has indeed been observed from the comparison of experimental data and the predictions of the Relativistic Quantum Molecular Dynamics model in Au + Au reactions at 11 A GeV [34]. This shows that more definite interpretation of the p_t -differential flow data for nucleon needs further detailed investigations.

Due to the discrepancies of the p_t -dependence of the baryon flow, at this moment, no final conclusion about the strength of the kaon potential can be drawn although, model-dependently, the errors on the data points would allow for an accuracy of about 10 MeV (see Fig. 3 left). There is, however, no other mechanism but a repulsive potential that would allow to generate the observed antiproton flow of K^+ at low p_t .

In summary the transverse momentum and centrality dependence of K^+ and proton sideward flow in Ni + Ni and Ru + Ru collisions at SIS energies have been studied with the FOPI detector. The data near target rapidity reveal a K^+ anti-flow phenomenon originating mostly from low p_t K^+ . The comparison of the data with the predictions of a transport model investigating in-medium kaon properties clearly favour the existence of an in-medium repulsive potential for K^+ . The study of K^- flow, for which in-medium effects are expected to be more pronounced, should shed more light on this issue.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge E.L. Bratkovskaya and W. Cassing for providing us the RBUU calculations

and for fruitful discussions. This work was supported by the agreement between GSI and IN2P3/CEA and by the PROCOPE-Program of the DAAD. The BMBF supplied support under the contracts RUM-005-95, POL-119-95, UNG-021-96 and RUS-676-98, the DFG within the projects 436 RUS-113/143/2 and 446 KOR-113/76/0. Support has been received from the Polish KBN under grant 2P302-011-04, from the Korean KOSEF under grant 985-0200-004-2, from the Hungarian OMFB under contract D-86/96 and from the Hungarian OTKA under grant T029379.

References

- [1] For reviews, see C.M. Ko, G.Q. Li, J. Phys. G 22 (1996) 1673; G.Q. Li, C.H. Lee, G.E. Brown, Nucl. Phys. A 625 (1997) 372; C.M. Ko, V. Koch, G. Li, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1997) 1, and ref. therein.
- [2] See G. Mao et al., Phys. Rev. C 59 (1999) 3381; J. Schaffner et al., Nucl. Phys. A 625 (1997) 325, for a recent compilation of results.
- [3] E. Friedman et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 1304.
- [4] E. Friedman et al., Phys. Lett. B 308 (1993) 6.
- [5] B. Friman et al., Eur. J. Phys. A 3 (1998) 165.
- [6] R. Barth et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4007.
- [7] F. Laue et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1640.
- [8] K. Wiśniewski et al., GSI Annual Report 98–1 (1998) 60, to be published.
- [9] Y. Shin et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1576.
- [10] G.Q. Li, C.M. Ko, Nucl. Phys. A 594 (1995) 460; Phys. Rev. C 54 (1996) R2159; G.Q. Li et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 235; Phys. Lett. B 381 (1996) 17.
- [11] C. Fuchs et al., Phys. Lett. B 434 (1998) 245.
- [12] J. Schaffner-Bielich et al., Nucl. Phys. A 669 (2000) 153.
- [13] J. Ritman et al., Z. Phys. A 352 (1995) 355; GSI Annual Report 97–1 (1997) 61.
- [14] G.Q. Li, G.E. Brown, Nucl. Phys. A 636 (1998) 487.
- [15] E.L. Bratkovskaya et al., Nucl. Phys. A 622 (1997) 593.
- [16] Z.S. Wang et al., Nucl. Phys. A 628 (1998) 151.
- [17] C. David et al., Nucl. Phys. A 650 (1999) 358.
- [18] W. Reisdorf, H.G. Ritter, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1997) 663.
- [19] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, Phys. Rep. 308 (1999) 65.
- [20] A. Gobbi et al., Nucl. Instrum. Methods A 324 (1993) 156.
- [21] PI Collaboration, J. Ritman for the FO, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 44 (1995) 708.
- [22] D. Best et al., Nucl. Phys. A 622 (1997) 573.
- [23] J.P. Alard et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 889.
- [24] C. Cavata et al., Phys. Rev. C 42 (1990) 1760.
- [25] P. Danielewicz, G. Odyniec, Phys. Lett. B 157 (1985) 146.

- [26] J.Y. Ollitrault, e-print archive: nucl-ex/9711003 v2.
- [27] J.Y. Ollitrault, Nucl. Phys. A 638 (1998) 195c.
- [28] A.M. Poskanzer, S.A. Voloshin, Phys. Rev. C 58 (1998) 1671, and ref. therein.
- [29] R. Brun et al., CERN/DD/78–2, 1978.
- [30] P. Crochet et al., GSI Annual Report 98–1 (1998) 59.
- [31] P. Chung et al., J. Phys. G 25 (1999) 255.
- [32] G.Q. Li, G.E. Brown, Phys. Rev. C 58 (1998) 1698.
- [33] W. Cassing, E.L. Bratkovskaya, private communications.
- [34] J. Barrette et al., Phys. Rev. C 56 (1997) 3454.

1.5 Rapport K^-/K^+

L'étude présentée ci-dessous concerne la première mesure du rapport K^-/K^+ dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS. Ce rapport est une observable clef pour la mise en évidence des potentiels K -nucléon. Il permet tout d'abord de comparer les distributions des K^+ et des K^- sans avoir à extrapoler les mesures (de faible statistique) à l'ensemble de l'espace des phases. Ensuite, l'effet des potentiels doit se manifester plus fortement sur le rapport que sur les distributions simples puisque ceux-ci agissent de façon opposée sur les K^+ et les K^- (Fig. 1.1). Ils suggèrent que le taux de production des K^+ (K^-) diminue (augmente) et que les K^+ (K^-) sont repoussés (attirés) par les nucléons. Enfin, l'utilisation d'un rapport permet de s'affranchir de certains biais expérimentaux comme les inefficacités de détection. Les résultats exhibent un rapport K^-/K^+ qui augmente vers les faibles énergies cinétiques et vers les rapidités intermédiaires (i.e. vers la région de grande densité baryonique). Il est montré que ces tendances ne peuvent pas être expliquées par la répulsion coulombienne. En revanche, les prédictions d'un modèle de transport reproduisent les mesures quand les potentiels sont inclus dans les calculs. L'ajustement de la simulation aux données expérimentales permet d'extraire l'amplitude des potentiels à la densité normale.

Direct comparison of phase-space distributions of K^- and K^+ mesons in heavy-ion collisions at SIS energies — evidence for in-medium modifications of kaons?

K. Wiśniewski^{1,2,a}, P. Crochet³, N. Herrmann^{1,4}, A. Andronic¹, R. Auerbeck¹, A. Devismes¹, C. Finck¹, A. Gobbi¹, O. Hartmann¹, K.D. Hildenbrand¹, P. Koczon¹, T. Kress¹, R. Kutsche¹, Y. Leifels^{1,4}, W. Reisdorf¹, D. Schüll¹, J.P. Alard³, V. Barret³, Z. Basrak⁶, N. Bastid³, I. Belyaev⁷, A. Bendarag³, G. Berek⁸, R. Čaplar⁶, N. Cindro⁶, P. Dupieux³, M. Dželalić⁶, M. Eskef⁴, Z. Fodor⁸, Y. Grishkin⁷, B. Hong⁹, J. Kecskemeti⁸, Y.J. Kim⁹, M. Kirejczyk², M. Korolija⁶, R. Kotte¹⁰, M. Kowalczyk², A. Lebedev⁷, K.S. Lee⁹, V. Manko¹¹, H. Merlitz⁴, S. Mohren⁴, D. Moisa⁵, W. Neubert¹⁰, A. Nianine¹¹, D. Pelte⁴, M. Petrovici⁵, C. Plettner¹⁰, F. Rami¹², B. de Schauenburg¹², Z. Seres⁸, B. Sikora², K.S. Sim⁹, V. Simion⁵, K. Siwek-Wilczyńska², V. Smolyankin⁷, A. Somov⁷, M. Stockmeier⁴, G. Stoicea⁵, M. Vasiliev¹¹, P. Wagner¹², D. Wohlfarth¹⁰, J.T. Yang⁹, I. Yushmanov¹¹, and A. Zhilin⁷

The FOPI Collaboration

¹ Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

² Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Poland

³ Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3/CNRS and Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France

⁴ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

⁵ National Institute for Nuclear Physics and Engineering, Bucharest, Romania

⁶ Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia

⁷ Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

⁸ KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary

⁹ Korea University, Seoul, South Korea

¹⁰ Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany

¹¹ Kurchatov Institute, Moscow, Russia

¹² Institut de Recherches Subatomiques, IN2P3-CNRS and Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

Received: 30 November 1998 / Revised version: 31 August 2000

Communicated by D. Guereau

Abstract. The ratio of K^- to K^+ -meson yields has been measured in the systems $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ at 1.69 A GeV, $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Zr}$ at 1.69 A GeV, and $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at 1.93 A GeV incident beam kinetic energy. The yield ratio is observed to vary across the measured phase space. Relativistic transport-model calculations indicate that the data are best understood if in-medium modifications of the kaons are taken into account.

PACS. 25.75.-q Relativistic heavy-ion collisions – 25.75.Dw Particle and resonance production

Recently there has been considerable effort, both experimentally and theoretically, to investigate changes of hadron properties in a hot and dense nuclear medium. In particular, a variety of theoretical approaches consistently predict that the effective mass of kaons increases slightly with increasing baryon density, while the mass of antikaons is expected to drop substantially [1]. This phenomenon could lead to the formation of a kaon condensate in a dense hadronic environment [2], which in turn would effect the nuclear equation of state, and have consequences for the physics of neutron stars [3]. The modifications of the properties of kaons in a hadronic medium might originate from the partial restoration of the chiral symmetry of QCD [4].

The question whether the kaon masses are modified in a dense hadronic environment can be addressed experimentally with studies on kaons produced in heavy-ion collisions at bombarding energies around 1–2 GeV per nucleon, which is close to the production threshold in elementary, nucleon-nucleon reactions (1.6 and 2.5 GeV for K^+ and K^- -mesons, respectively). At these beam energies, kaons are most likely produced in the early stage and in the central region of the collision [5], where densities of up to 3 times the normal nuclear matter density and temperatures in the order of 100 MeV can be reached [6]. The production rate can be influenced not only by the surrounding medium (*e.g.*, its density) or the properties of the nucleons and their resonances, but also by possible changes of the kaon properties themselves.

^a e-mail: kwisniewski@gsi.de

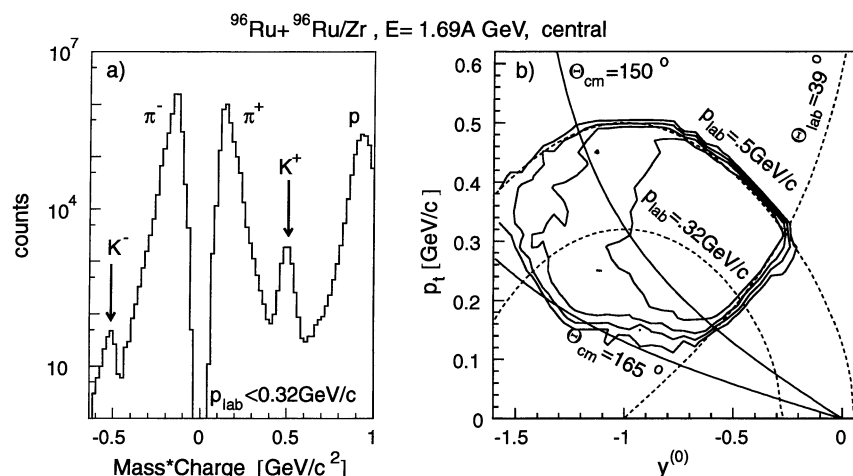


Fig. 1. (a) Mass spectrum of charge ± 1 particles measured in the Ru + Ru/Zr experiment. (b) K^+ -meson phase-space distribution within the acceptance of the FOPI detector. The meaning of the lines is explained in the text.

The observation of the enhanced K^- -meson yield at midrapidity in heavy-ion collisions with respect to the elementary, nucleon-nucleon reactions [7] is a very interesting signature, possibly related to a substantial in-medium drop of the effective mass of K^- -mesons. A change of the effective mass of a particle can be understood as an effect of a density dependent potential. Gradients of this potential cause forces that act on particles. While antikaons are attracted into regions of high baryon density, kaons are repelled from these regions. This effect offers an explanation [8] for the characteristic directed side-flow patterns of K^+ -mesons that are observed experimentally [9]. It also predicts characteristic changes of the final-state phase-space distributions of kaons and antikaons [10].

In this note we report on measurements of K^+ and K^- -mesons produced in $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}/^{96}\text{Zr}$ collisions at 1.69 A GeV and in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV incident beam kinetic energy. The experiments were performed at SIS/GSI, using the FOPI experimental setup [11] which allows for a simultaneous measurement of all charged reaction products. Thus, final-state distributions of the particles can be directly compared within the same event sample and with the same acceptance. Results on the phase-space population of $\pi^\pm$, p , d , and K^+ in the Ni+Ni experiment were reported elsewhere [12, 13]. Here, we show, for the first time in this energy regime, the ratio of K^- to K^+ -meson yields in the backward hemisphere. We extract the ratio across a relatively wide region of phase space, which provides high sensitivity to the dynamics of the propagation of kaons through the medium. We observe that the phase-space distributions of K^- and K^+ -mesons differ and discuss the origin of this effect.

An ensemble of events biased to small impact parameters has been selected by requiring high charged-particle multiplicity in the polar-angle range $7^\circ < \Theta_{lab} < 30^\circ$ on the trigger level. For the Ni+Ni experiment, $4.7 \cdot 10^6$ events were selected, corresponding to the centralmost 11% of

the total geometrical cross-section. Since no difference in strangeness production was found between the Ru+Ru and Ru+Zr systems [14], the accumulated statistics was combined for a total of $7.7 \cdot 10^6$ events, corresponding to the centralmost 14% of the geometrical cross-section.

The identification of K^+ and K^- -mesons with the FOPI detector relies upon the information on specific energy loss and track curvature in the Central Drift Chamber (CDC), and on the measurements of Time-of-Flight (ToF) in the surrounding Plastic Scintillator Barrel detector [11]. The acceptance is thus restricted to the polar-angle range in the laboratory reference frame $39^\circ < \Theta_{lab} < 130^\circ$ and to transverse momenta $p_t > 0.1 \text{ GeV/c}$. The finite detector resolution limits the identification of K^+ -mesons to laboratory momenta $p_{lab} < 0.5 \text{ GeV/c}$. Due to the much lower K^- yield compared to that of K^+ -meson, the background contamination in the former increases more rapidly with momentum. In order to eliminate possible distortions due to a momentum-dependent background contribution, the considered momentum range for K^- -meson identification is restricted to p_{lab} below 0.32 and 0.34 GeV/c in case of the Ru+Ru/Zr and Ni+Ni experiments, respectively. At $p_{lab} \simeq 0.32$ (0.34) GeV/c the measured K^- -meson yields have less than 20% background contamination and the K^+ -meson yields are practically background free (the contamination is less than 5%).

With the different upper momentum limits for positive and negative kaons, mentioned above, around 26000 K^+ and 240 K^- -mesons have been identified in the Ni+Ni experiment. The combined statistics of the Ru+Ru/Zr experiment is about 40000 K^+ and 220 K^- -mesons. The mass spectrum of particles with charge ± 1 measured in the Ru+Ru/Zr experiment is shown in fig. 1.a. Peaks from K^+ and K^- -mesons are clearly visible. The portion of the phase space populated by K^+ -mesons measured in the Ru+Ru/Zr experiment is shown in fig. 1.b in terms of normalized rapidity $y^{(0)} = y^{lab}/y^{CM} - 1$, where y^{CM} is

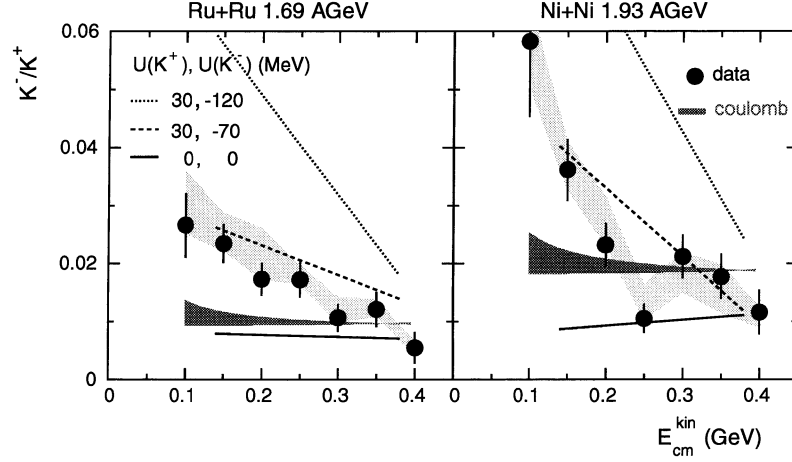


Fig. 2. The K^-/K^+ ratio as a function of E_{cm}^{kin} in the Ru+Ru/Zr (left) and Ni+Ni experiments (right). The data are extracted in the polar-angle range $150^\circ < \Theta_{cm} < 165^\circ$. The light-grey shaded areas correspond to the estimate of systematic errors. The lines depict predictions of the RBUU transport model with different strength $U(\rho = \rho_0)$ of the in-medium (anti)kaon potentials at normal nuclear matter density. Statistical uncertainties of the predictions are similar to those of the experimental data. The horizontal dark-grey shaded areas show the results of numerical simulations carried out in order to estimate the influence of the Coulomb potential on the K^-/K^+ ratio.

half of the beam rapidity) and transverse momentum. In this representation -1 and 0 on the rapidity axis correspond to the target and the midrapidity, respectively. The yield of K^+ -mesons is depicted by the contour lines on a linear scale. The geometrical limit at $\Theta_{lab} = 39^\circ$ and the upper p_{lab} limits for K^+ and K^- -meson identification are depicted by dashed lines. The solid lines show the polar-angle range in the center-of-mass (c.m.) reference frame $150^\circ < \Theta_{cm} < 165^\circ$, which will be referred to later.

To quantitatively examine and compare the phase-space distributions of K^+ and K^- -mesons, where for the latter case low statistics does not allow to extrapolate the measured yields to experimentally not accessible regions of the phase space, we study the *ratio* of K^- to K^+ -meson yields in the limited phase-space region defined by the K^- -meson identification. This offers two advantages with respect to analysing the single particle distributions. i) Experimental difficulties, like detection efficiencies and acceptance deficiencies, cancel to a large extent [14]. ii) In-medium effects act in opposite ways on K^- and K^+ -mesons, hence the ratio should reveal these more clearly.

In FOPI, the efficiency for particle detection is given by the tracking efficiency in the CDC and the matching efficiency with the ToF Barrel. Possible systematic bias on the measured K^-/K^+ ratio was estimated using a Monte Carlo simulation in which the full detector response was modelled with the GEANT package [15]. The simulated data were analysed in the same way as the experimental data. Comparing the output of the simulation to its input, the final K^-/K^+ ratio was found to be overestimated by 15%, independently of transverse momentum and rapidity. This effect is attributed to different efficiencies of the track finding for positively and negatively charged particles due

to the geometry of the CDC. A similar asymmetry of the efficiency was reported in [16] for π^+ and π^- -mesons. All data points shown in the following figures are corrected for this systematic bias, *i.e.*, all ratios are reduced to 87% of the directly measured value. Furthermore, the systematic uncertainties due to the identification criteria ($< 30\%$) and the background contamination ($< 20\%$) were estimated by varying the conditions that were imposed on track parameters in order to select K^+ and K^- -mesons. These systematic errors are depicted by light-grey shaded areas in fig. 2 and 3. The systematic distortion due to the nuclear scattering of K^- -mesons in the target material is neglected, since for the targets used in the experiments (1% interaction length in the beam direction and a transverse diameter of about 12 mm), this interaction probability is estimated to be below 3%.

Since produced particles, and especially kaons, are found to be emitted almost isotropically in the c.m. system [12], we plot in fig. 2 the K^-/K^+ ratio as a function of the kinetic energy in the c.m. reference frame (E_{cm}^{kin}) for both the Ru+Ru/Zr (a) and the Ni+Ni (b) experiments. The polar-angle range $150^\circ < \Theta_{cm} < 165^\circ$ has been chosen since there the kinetic-energy acceptance is largest (see fig. 1.b). We observe that the ratio rises towards small E_{cm}^{kin} .

In order to test whether the effect can be caused by the electric field of the hadronic fireball formed in the collision, we performed numerical calculations following the studies on the influence of the Coulomb potential on charged-particle spectra reported in [17]. We followed the propagation of K^- and K^+ -mesons in an electric field of a net charge Z , which was originally homogeneously distributed in a sphere of a radius R_f , and expanded radially with a flow velocity β_{rad} . Initially, the K^- and K^+ -

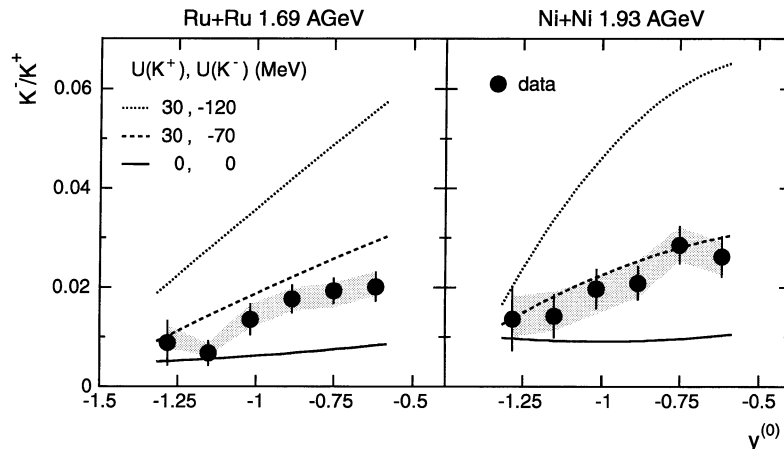


Fig. 3. The K^-/K^+ ratio as a function of $y^{(0)}$ in the Ru+Ru/Zr (left) and Ni+Ni (right) experiments. The light-grey shaded areas correspond to the estimate of systematic errors. The lines depict predictions of the RBUU transport model with different strength $U(\rho = \rho_0)$ of the in-medium (anti)kaon potentials at normal nuclear matter density. The results are filtered through the geometrical acceptance of the detector.

mesons were evenly distributed within the expanding volume, and had identical energy spectra that corresponded to an isotropic emission from a midrapidity source with a temperature T_f . The yields of K^- and K^+ -mesons were arbitrarily normalized in order to allow a direct comparison with the experimental data. The parameters of the simulation (total charge Z , expansion velocity β_{rad} , temperature T_f , and radius R_f) were varied in a reasonable range in order to model possible freeze-out conditions. The dark-grey shaded areas in fig. 2 correspond to the results obtained with different sets of parameters. Comparing this to the data, we conclude that the influence of the Coulomb potential of the net positive charge of colliding ions on the K^-/K^+ ratio is too small to account for the observed relative narrowing (widening) of the K^- (K^+)-meson final-state phase-space distributions.

In fig. 3 we plot the K^-/K^+ ratio as a function of $y^{(0)}$, *i.e.*, in the direction parallel to the beam axis. The result is biased by the detector acceptance but has the best statistical significance, which is given by the error bars attached to the data points. We observe that the K^-/K^+ ratio rises towards midrapidity. How representative the trend in the data is for the unbiased rapidity density distribution depends on the variation of the ratio as function of transverse momentum for fixed rapidity. For a meaningful comparison with the model predictions (see below), an acceptance filter was applied to the results of the model, taking into account the angular boundaries and the maximum laboratory momentum. The distortion due to acceptance turned out to be smaller than 20% in the case of the rapidity dependence of the ratio shown in fig. 3. The kinetic-energy dependence of the ratio presented in fig. 2 is not biased by the acceptance in the considered range of $E_{\text{cm}}^{\text{kin}}$.

Since the elementary reaction threshold is higher for K^- than it is for K^+ -mesons (2.5 and 1.6 GeV respectively), one might expect that at the time of

production, the average kinetic energies are lower for K^- than for K^+ -mesons. However, when the incident beam energy is far below threshold, the production of K^- is dominated by channels involving intermediate baryon resonances and/or pions. According to Relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (RBUU) transport-model calculations [18,19], owing to this mechanism the initial momentum-space distribution of K^- -mesons is even wider than that of K^+ -mesons. In addition, particles are further rescattered, which tends to equalize their phase-space distributions. The solid lines in fig. 2 and 3 show the values of the K^-/K^+ ratio predicted by the RBUU transport model [19] when describing the kaon scattering in a fashion consistent with the free particle properties. No significant dependence of the ratio on $y^{(0)}$ and $E_{\text{cm}}^{\text{kin}}$ is found, which results in a manifest contradiction to the data. The same conclusion has been drawn with another realization of a RBUU-type model [18].

Finally, we try to explain the variation of the K^-/K^+ ratio in the phase space by in-medium modifications of kaon properties. Dashed and dotted lines in fig. 2 and 3 show the values of the ratio predicted by the RBUU model when in-medium effects are taken into account by a linear dependence of the in-medium potential on density [19]. Two scenarios with different strength $U(\rho = \rho_0)$ of the in-medium kaon potentials at the normal nuclear matter density are presented.

The attractive K^- potential influences the results shown in fig. 2 and 3 in a systematic fashion: with increasing depth of the K^- potential, the K^-/K^+ ratio increases on average, and in addition the slope of the ratio with respect to rapidity and kinetic energy rises. While the first effect is caused by the corresponding drop of the effective mass, the rapidity and kinetic-energy dependencies are generated by the forces originating from the gradients of the potentials. Similar observations have been made on

the p_t -dependence of the K^-/K^+ ratio [20]. Varying the repulsive potential for K^+ -mesons does not modify the ratios significantly, as also shown in [18]. It has to be noted, however, that the calculations presented above underestimate the production yield of K^+ in the Ni+Ni collisions by a factor of two, while with very similar parameters ($U(\rho = \rho_0) = +20$ MeV for K^+ -mesons the production rate is reproduced in [21]. Despite this discrepancy, in-medium modifications of kaon masses are presently the only mechanism explaining the trends found in the data.

Recently very similar observations of the K^-/K^+ ratios in heavy-ion collisions have been obtained at AGS energies (11.6 A GeV) [22]. Discrepancies to transport-model calculations were interpreted as signal for multi-body collisions owing to the very high densities that are reached in this energy regime. While the sensitivity of kaon-production ratios to in-medium properties is enhanced in the vicinity of the elementary reaction thresholds, it remains to be seen by careful model analysis whether both mechanisms can be clearly separated.

In summary, we measured the ratio of K^- to K^+ -meson yields as a function of different kinematic variables in the experiments $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}^{96}/\text{Zr}$ at 1.69 A GeV and $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at 1.93 A GeV incident beam kinetic energy. We found the K^- -mesons final-state phase-space distribution to be narrower than that of K^+ -mesons. It is unlikely that this effect is due to the different kinematical conditions of meson production or to the influence of the Coulomb potential of the net positive charge of colliding ions on meson propagation. However, it can be explained when assuming modifications of kaon properties in a dense nuclear medium. Theories that implement and exploit chiral symmetry breaking patterns of QCD argue that these modifications are a consequence of the restoration of the symmetry in a hot and dense nuclear matter [4]. However, the drop of the K^- effective mass can be also explained as an effect of the in-medium modifications of the $\Lambda(1405)$ spectral function due to the Pauli blocking of the proton [23]. In addition, it was suggested in [24] that in heavy-ion experiments the chaotic as well as the coherent movement of the baryonic matter may additionally mask the influence of the in-medium potential on the measured antikaon yields. In order to address the outstanding problems, more systematic studies of various systems and energies and with a better acceptance is needed. A further theoretical clarifications of the origin of the in-medium effects on kaons is also necessary.

We are grateful to E.L.Bratkovskaya, W.Cassing and G.Q.Li for providing us with the RBUU events and for useful communications. This work has been supported by the German BMBF

under contracts POL-119-95, RUM-005-95, UNG-021-96 and RUS-676-98 and by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under projects 436 RUS-113/143/2 and 446 KOR-113/76/0. Support has also been received from the Polish State Committee of Scientific Research (KBN) under grants 2P302-011-04 and 2P03B 05716, from the Korean Science and Engineering Foundation (KOSEF) under grant 985-0200-004-2, from the Hungarian OMFB under contract D-86/96 and from the Hungarian OTKA under grant T029379.

References

1. J. Schaffner-Bielich, I.N. Mishustin, J. Bondorf, Nucl. Phys. A **625**, 325 (1997).
2. A.E. Nelson, D.B. Kaplan, Phys. Lett. B **192**, 193 (1987); G.E. Brown et al., Nucl. Phys. A **567**, 937 (1994).
3. G.E. Brown, H.A. Bethe, Astrophys. J. **423**, 659 (1994).
4. M. Lutz, A. Steiner, W. Weise, Nucl. Phys. A **574**, 755 (1994).
5. X.S. Fang et al., Nucl. Phys. A **575**, 766 (1994).
6. H. Stöcker, W. Greiner, Phys. Rep. **137**, 278 (1986).
7. R. Barth et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4007 (1997); F. Laue et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1640 (1999).
8. G.Q. Li, C.M. Ko, Nucl. Phys. A **594**, 460 (1995); E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, U. Mosel, Nucl. Phys. A **622**, 593 (1997); Z.S. Wang et al., Nucl. Phys. A **628**, 151 (1998).
9. J. Ritman et al., Z. Phys. A **352**, 357 (1995); P. Crochet et al., Phys. Lett. B **486**, 6 (2000).
10. G.Q. Li, C.-H. Li, G.E. Brown, Nucl. Phys. A **625**, 372 (1997).
11. J. Ritman et al., Nucl. Phys. B **44**, 708 (1995); A. Gobbi et al., Nucl. Instr. Meth. A **324** (1993) 156.
12. D. Best et al., Nucl. Phys. A **625**, 307 (1997).
13. B. Hong et al., Phys. Rev. C **57**, 244 (1998).
14. K. Wiśniewski, PhD thesis, Warsaw University, (2000).
15. R. Brun et al., CERN/DD/78-2 (1978).
16. D. Pelte et al., Z. Phys. A **359**, 55 (1997).
17. A. Ayala, J. Kapusta, Phys. Rev. C **56**, 407 (1997); H.W. Barz et al., Phys. Rev. C **57**, 2536 (1998).
18. G.Q. Li, G.E. Brown, Phys. Rev. C **58**, 1698 (1998).
19. W. Cassing et al., Nucl. Phys. A **614**, 415 (1997).
20. K. Wiśniewski et al., GSI Annual Report 98-1, 60 (1998).
21. W. Chung, G.Q. Li, C.M. Ko, Nucl. Phys. A **625**, 347 (1997).
22. C.A. Ogilvie, Phys. Lett. B **436**, 238 (1998).
23. V. Koch, Phys. Lett. B **337**, 7 (1994).
24. J. Schaffner-Bielich, V. Koch, M. Effenberger, Nucl. Phys. A **669**, 153 (2000).

1.6 Taux de production des Ξ^-

Afin de compléter l'étude de la production d'étrangeté au voisinage du seuil, la collaboration FOPI a réalisé une expérience dédiée à la mesure de l'hypéron doublement étrange Ξ^- dans les collisions Ni+Ni à 1.93 AGeV [121].

Les Ξ^- ont jusqu'à présent été mesurés à l'AGS, au SPS et au RHIC. Au SPS et au RHIC, les Ξ^- sont utilisés pour signer la formation du QGP et sonder ses caractéristiques [122, 123, 124, 125, 126] (section 2.2). A plus basse énergie, en se rapprochant du seuil de production du Ξ^- (3.74 GeV), on peut s'attendre à ce que celui-ci soit principalement produit par des réactions d'échange d'étrangeté du type $K^-Y \rightarrow \pi\Xi^-$. Dans ce scénario, et comme discuté précédemment dans le cas des K^- , les potentiels K^+ -nucléon et K^- -nucléon peuvent influencer la production des Ξ^- . A l'AGS, la mesure des Ξ^- a été effectuée par la collaboration E895 pour des collisions Au+Au à 6 AGeV [127]. La dépendance en centralité du taux de production du Ξ^- (et du Λ) est correctement reproduite par le modèle RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) sans inclure d'effets de milieu ni la formation d'un QGP [127]^{11, 12}. Par ailleurs, le rapport Ξ^-/Λ est, dans les collisions centrales, correctement reproduit par le modèle statistique faisant l'hypothèse d'une production à l'équilibre chimique [129]. Une autre démarche pour tester l'hypothèse de l'équilibre chimique consiste à étudier, dans le cadre d'un modèle de transport, l'effet de l'augmentation (artificielle) des sections efficaces des réactions sur le taux de production des Ξ^- . Si le système est à l'équilibre, l'augmentation artificielle des sections efficaces ne doit pas modifier le taux des particules produites mais seulement conduire le système plus rapidement à l'équilibre [31]. Ce test a été réalisé avec le modèle ART (A Relativistic Transport model) dans lequel le Ξ^- est majoritairement produit par réactions d'échange d'étrangeté et qui reproduit les données de la collaboration E895 [130]. Les résultats contredisent l'hypothèse de l'équilibre chimique puisque le taux de Ξ^- augmente drastiquement au delà des valeurs mesurées [130]. D'autre part, le modèle UrQMD (Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics), dans lequel les réactions d'échange d'étrangeté ne contribuent qu'à environ 30% de la production totale des Ξ^- , parvient lui aussi à décrire correctement les mesures de la collaboration E895 [131]. La question de l'équilibre chimique comme celle des mécanismes de production du Ξ^- au voisinage du seuil ne semble donc pas pouvoir être résolue sur la base des seules données existantes. D'autres observables comme le flow et des mesures à plus basse énergie incidente devraient apporter des contraintes supplémentaires sur les modèles. A ce propos, la mesure du Ξ^- au SIS fournit un test important du modèle statistique qui reproduit avec une grande précision l'ensemble des mesures concernant les hadrons simplement étranges alors que les modèles de transport sans potentiel sont mis en défaut (section 1.2). Par ailleurs, pour des énergies de faisceau

11. La mesure antérieure (de moindre qualité) effectuée par la collaboration E810 pour les collisions Si+Pb à 14.6 AGeV excédait les prédictions du modèle RQMD par un facteur 4.5 [128].

12. Ce régime d'énergie pourrait donc correspondre à l'unique région du diagramme de phases où la production d'étrangeté peut-être décrite par les modèles de transport sans invoquer, ni le passage par une phase déconfinée (comme au SPS), ni l'effet de potentiels K -nucléon (comme au SIS).

allant de 2 à 10 AGeV, le rapport Ξ^-/Λ est supposé être proportionnel à la densité d'énergie maximale atteinte dans la collision et cette dernière dépasse la densité d'énergie critique pour des collisions centrales Au+Au à 6 AGeV [131]. Une référence établie à plus basse énergie que celle de l'AGS (i.e. au SIS) est donc capitale pour pouvoir mettre en évidence d'éventuelles déviations dans la fonction d'excitation du rapport. Notons finalement qu'une telle mesure est unique puisqu'aucun hypéron multi-étrange n'a, à ce jour, été mesuré sous le seuil de production. Actuellement, seules deux prédictions théoriques sur la production de Ξ^- aux énergies du SIS sont disponibles. Le modèle statistique prédit, pour des collisions centrales Ni+Ni (10%) à 1.93 AGeV, un taux de production de Ξ^- égal à $8.5 \cdot 10^{-5} \pm 2.0 \cdot 10^{-5}$, soit un rapport Ξ^-/Λ de $8.4 \cdot 10^{-4} \pm 2.0 \cdot 10^{-4}$ [121, 129, 132]. Ces valeurs sont, comme à l'AGS, en accord avec les prédictions d'un modèle de transport de type RVUU (Relativistic Vlasov-Uehling-Uhlenbeck) qui, comme à l'AGS, prédit que les Ξ^- ne sont pas produits à l'équilibre chimique au SIS [133]. Ce dernier modèle prédit par ailleurs que le taux de production de Ξ^- est plus sensible aux sections efficaces des réactions d'échange d'étrangeté qu'aux potentiels K -nucléon. La figure 1.8 résume l'ensemble des données expérimentales et prédictions théoriques discutées ci-dessus.

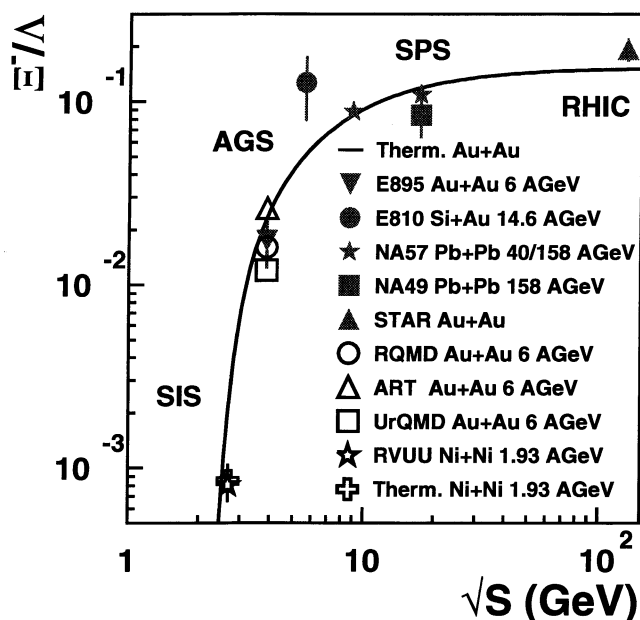


FIG. 1.8 – Fonction d'excitation du rapport Ξ^-/Λ pour les données expérimentales et les prédictions discutées dans le texte. De haut en bas, les valeurs sont extraites de [129, 132], [127], [128], [134], [124], [135], [127], [130], [131], [133] et [121, 129, 132].

1.6.1 Conditions de l'expérience

L'énergie disponible par paire de nucléons dans le centre de masse d'une collision Ni+Ni à 1.93 AGeV étant de 2.67 GeV, une telle collision se situe à plus d'1 GeV sous le seuil de production du Ξ^- . Dans ces conditions, la production de particules est qualifiée de production profondément sous le seuil. La mesure correspondante est extrêmement délicate au vu de la faible statistique attendue.

La préparation de l'expérience S261, dédiée à la mesure des Ξ^- dans les collisions

Ni+Ni à 1.93 AGeV, a donc donné lieu à d'importantes modifications du dispositif expérimental tant au niveau des détecteurs que de l'électronique et du système d'acquisition des données. La majeure partie des modifications effectuées a concerné l'implémentation d'un nouveau système de réduction en ligne des données des chambres à dérive et d'un nouveau système d'acquisition des données de l'ensemble des détecteurs. Ceci permet d'enregistrer les événements centraux (d'environ 60 kB) à un taux de 150 Hz. La cible a été déplacée de 40 cm en amont de sa position nominale suivant l'axe du faisceau afin de maximiser l'acceptance géométrique de la CDC pour la reconstruction des Ξ^- [121]. Cette position a été optimisée à l'aide de simulations utilisant des événements générés avec le modèle IQMD (Isospin Quantum Molecular Dynamics) auxquels est ajouté un Ξ^- thermique par événement, généré avec une distribution de type Siemens et Rasmussen [136] avec $T = 90$ MeV et $\beta = 0.3$. Ces événements sont ensuite propagés vers le détecteur dont la réponse est simulée avec GEANT (GEometry AND Tracking) [137]. Plusieurs types d'événements ont été simulés (IQMD+ Ξ^- , IQMD+ Λ , etc) pour développer les algorithmes d'analyse et affiner le choix des coupures pour la reconstruction des Ξ^- .

L'expérience S261 a eu lieu en janvier-février 2003. En 12 jours de prises de données un total d'environ $110 \cdot 10^6$ événements ont été collectés, ce qui représente un volume de 7 TB de données brutes.

1.6.2 Reconstruction des Ξ^-

Cette partie décrit brièvement la procédure d'analyse des données relative à la reconstruction du Ξ^- . Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus à partir d'une génération de données réduites contenant environ $80 \cdot 10^6$ événements, soit un volume de 1.2 TB. Quatre analyses indépendantes ont été réalisées en parallèle pour vérifier les résultats à des étapes intermédiaires. La caractérisation globale des événements utilise l'ensemble des détecteurs mais seules les particules mesurées dans la CDC sont prises en compte pour la reconstruction du Ξ^- .

Sélection des événements

Afin de réduire le bruit de fond, les événements présentant les caractéristiques suivantes sont rejetés :

- Événements empilés dont le dépôt d'énergie de l'ion incident dans le détecteur START est supérieur à la valeur correspondant à une unique interaction ;
- Événements dont les composantes transverse et longitudinale du vertex primaire sont supérieures à la résolution du détecteur ;
- Événements ayant un nombre de traces reconstruites dans la CDC incompatible avec l'acceptance géométrique du détecteur ;
- Lot d'événements dont le bruit de fond combinatoire au voisinage de la masse nominale du Λ est anormalement élevé et/ou dont le nombre de Λ reconstruits est anormalement faible.

Le nombre d'événements restant après ces coupures est de $56 \cdot 10^6$.

Algorithme de reconstruction

Le Ξ^- est reconstruit dans son canal de double désintégration à deux corps :

$$\begin{aligned}\Xi^- &\rightarrow \Lambda + \pi^- && (100\%) \\ &\hookrightarrow p + \pi^- && (64\%).\end{aligned}$$

L'algorithme de reconstruction consiste tout d'abord à reconstruire le Λ de désintégration en mettant en coïncidence les paires (π^-, p) satisfaisant certaines conditions. Les variables caractérisant les π^- et les protons sont la masse (`cmass`), le nombre de coups associés à la trace (`nhit`), l'impulsion transverse (`pt`), la distance minimale entre la trace et le vertex primaire dans le plan transverse (`d0`) et la distance entre l'intersection de la trace avec l'axe du faisceau et le vertex primaire (`z0`). Les valeurs des coupures correspondantes sont reportées dans le tableau 1.2.

particule	π_1^-	p	π_2^-
<code>cmass</code> (GeV/c ²)	$[-0.5 : 0]$	$[0.59 : 1.39]$	$[-0.5 : 0]$
<code>nhit</code>	> 24	> 24	> 24
<code>pt</code> (GeV/c)	> 0.1	> 0.3	> 0.1
<code> d0 </code> (cm)	$[2 : 20]$	$[0.5 : 5]$	$[0.3 : 10]$
<code>z0</code> (cm)	$[-50 : 50]$	$[-50 : 50]$	$[-50 : 50]$

TAB. 1.2 – Coupures appliquées pour la sélection des π^- et des protons. π_1^- (π_2^-) correspond au π^- de désintégration du Λ (Ξ^-).

Les variables caractérisant le Λ sont sa masse (`minvv0`), reconstruite à partir de ses produits de désintégration, la distance dans le plan transverse entre son point de désintégration et le vertex primaire (`dxy02`), la distance minimale dans le plan transverse entre la direction de son impulsion et le vertex primaire (`d0v0`) et l'angle dans le plan transverse entre la direction de son impulsion et la droite joignant le vertex primaire à son point de désintégration (`dphiv0`). Les principales variables utilisées sont représentées sur la figure 1.9 et les coupures appliquées sont reportées dans le tableau 1.3.

La reconstruction s'effectue principalement sur la base de variables mesurées dans le plan transverse de la CDC qui sont pourvues d'une meilleure résolution que celles mesurées dans le plan longitudinal. Toutefois, des contraintes supplémentaires sont appliquées dans le plan longitudinal en utilisant les quantités reconstruites dans le plan transverse. Ainsi, une coupure est appliquée sur la distance dans le plan longitudinal entre les traces du π^- et du p (`dvzp1p2`) au niveau où elles interceptent le point de désintégration du Λ reconstruit dans le plan transverse (`dxy02`). Ces traces sont ensuite réajustées dans le plan longitudinal suivant la procédure exposée dans [138].

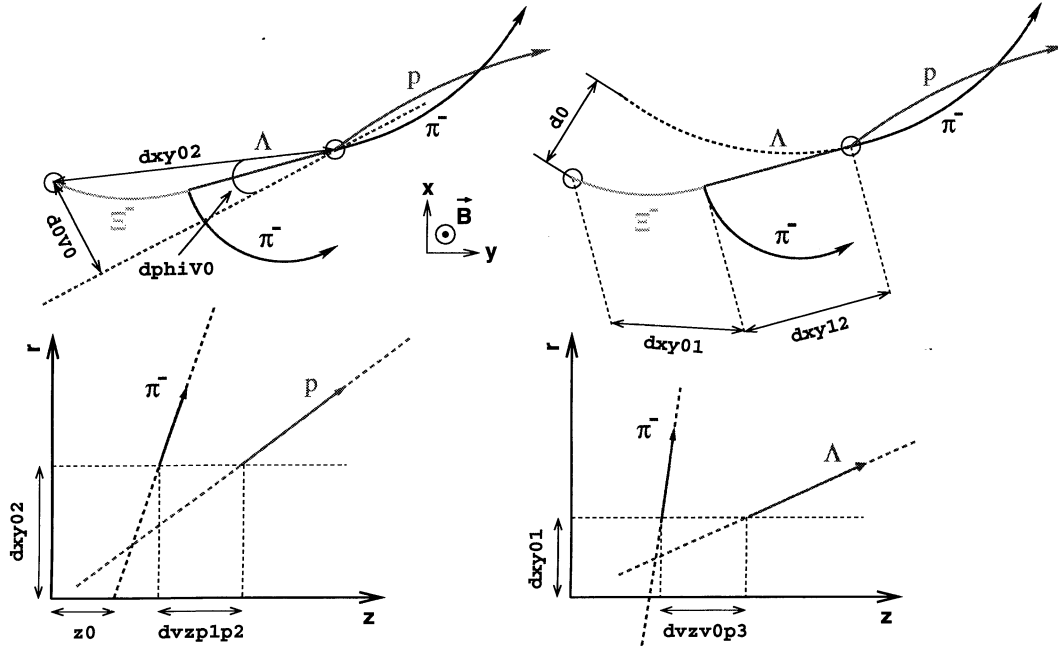


FIG. 1.9 – Illustration schématique des principales variables utilisées pour la reconstruction du Λ et du Ξ^- (les variables $d0xi$ et $dphixi$ ne sont pas représentées).

$ \min vv0 - 1.116 < 0.01 \text{ GeV}/c^2$ $6 < dxy02 < 35 \text{ cm}$ $ d0v0 < 5 \text{ cm}, \quad dphi v0 < 20^\circ$ $ dvzp1p2 < 30 \text{ cm}$	$0 < dxy01 < 15 \text{ cm}$ $ d0xi < 0.5 \text{ cm}$ $ dphixi < 15^\circ$ $ dvzv0p3 < 30 \text{ cm}$
--	--

TAB. 1.3 – Coupures utilisées pour la reconstruction du Λ (gauche) et du Ξ^- (droite).

La seconde étape consiste à reconstruire le Ξ^- en combinant le Λ précédent avec un autre π^- de l'événement. Les grandeurs caractéristiques du Ξ^- sont la distance entre son point de désintégration et le vertex primaire dans le plan transverse ($dxy01$), la distance minimale entre sa trace (supposée circulaire) et le vertex primaire dans le plan transverse ($d0xi$) et l'angle dans le plan transverse entre la direction de son impulsion (à son point de désintégration) et la droite joignant le vertex primaire à son point de désintégration ($dphixi$). Comme dans le cas de la reconstruction du Λ , une coupure est appliquée sur la distance dans le plan longitudinal entre les traces du π^- et du Λ ($dvzv0p3$) au niveau où elles interceptent le point de désintégration du Ξ^- reconstruit dans le plan transverse ($dxy01$). La trace du π^- est ensuite réajustée dans le plan longitudinal suivant la procédure exposée dans [138].

A ce niveau, les coupures dites corrélées sont appliquées. Ces dernières sont basées sur les caractéristiques de la topologie de désintégration du Ξ^- et ont été ajustées au moyen de simulations. Elles concernent la différence entre les distances $d0v0$

et $d0x_i$ et l'angle $\cos(\theta_{sv0})$ entre l'impulsion du Λ dans le centre de masse du Ξ^- et l'impulsion du Ξ^- dans le repère du laboratoire [139]. Ces coupures sont $|d0x_i| < |d0v0|$ et $\cos(\theta_{sv0}) < 0.8$.

Sources de bruit de fond

Les Λ primaires identifiés comme des Λ secondaires et ensuite associés à un π^- constituent une importante source de bruit de fond combinatoire. De plus, ces Λ primaires sont également à l'origine d'un signal corrélé (de bruit de fond) dans les distributions de masse invariante des Ξ^- . Ce signal apparaît quand le pion π_1^- d'un Λ primaire (π_1^-, p) est identifié comme le pion d'un Ξ^- $(\pi_i^-, p)\pi_1^-$ où π_i^- est un autre π^- quelconque dans l'événement. Il est montré ci-dessous qu'il se manifeste comme un signal corrélé ayant une masse d'environ $1.29 \text{ GeV}/c^2$. Sa largeur dépend de la largeur de la fenêtre en masse appliquée sur le Λ . La présence de ce signal corrélé impose le choix de coupures fortes, notamment sur $dxy02$, pour rejeter au mieux les Λ primaires. Notons que cette corrélation n'est pas propre aux données de FOPI puisqu'elle apparaît également dans les distributions de masse invariante de Ξ^- des données de NA49 [140] et de STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [125, 126]. Elle est toutefois naturellement plus marquée aux énergies du SIS puisque le rapport Ξ^-/Λ y est de deux ordres de grandeur inférieur à celui du SPS et du RHIC (Fig. 1.8).

Une autre source de bruit de fond provient de la reconstruction de plus d'un Ξ^- candidat par événement, ce qui est physiquement extrêmement improbable au vu de son faible taux de production attendu. Comme il est impossible de rejeter les faux Ξ^- et que, d'autre part, la détermination du bruit de fond demande des événements contenant un seul Ξ^- candidat (voir ci-dessous), ces événements sont rejetés.

Détermination du bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire est estimé au moyen de la technique des événements mélangés qui consiste à reconstruire des faux Ξ^- en associant un (vrai) Λ reconstruit dans un événement à un π^- issu d'un autre événement. Les deux événements sélectionnés pour le mélange appartiennent à la même classe de centralité et sont projetés sur un plan de réaction commun pour s'affranchir des corrélations dues au flow. Les deux événements ne contiennent qu'un et un seul Ξ^- candidat. D'autre part, il est imposé au π^- du second événement de ne pas être (dans son événement) un π^- candidat pour un Λ qui lui aussi serait un Λ candidat pour un Ξ^- .

Par ailleurs, dans un événement donné, la trace du π^- de la désintégration du Ξ^- peut éventuellement interférer avec celles du π^- et du proton de désintégration du Λ . Cet effet n'est pas pris en compte dans le bruit de fond estimé puisque deux événements différents sont utilisés. Afin de s'assurer que le bruit de fond estimé reproduit au mieux le bruit de fond combinatoire, il est imposé dans la combinatoire et dans les événements mélangés que la trace du π^- de désintégration du Ξ^- ne croise pas celles du π^- et du proton de désintégration du Λ . Enfin, la distribution du bruit de fond est normalisée à celle de la combinatoire dans l'intervalle $1.4 < imass < 1.7 \text{ GeV}/c^2$ où $imass$ est la masse invariante du Ξ^- .

1.6.3 Etude du signal et de sa stabilité

Les distributions obtenues avec la procédure décrite précédemment sont présentées sur la figure 1.10 gauche.

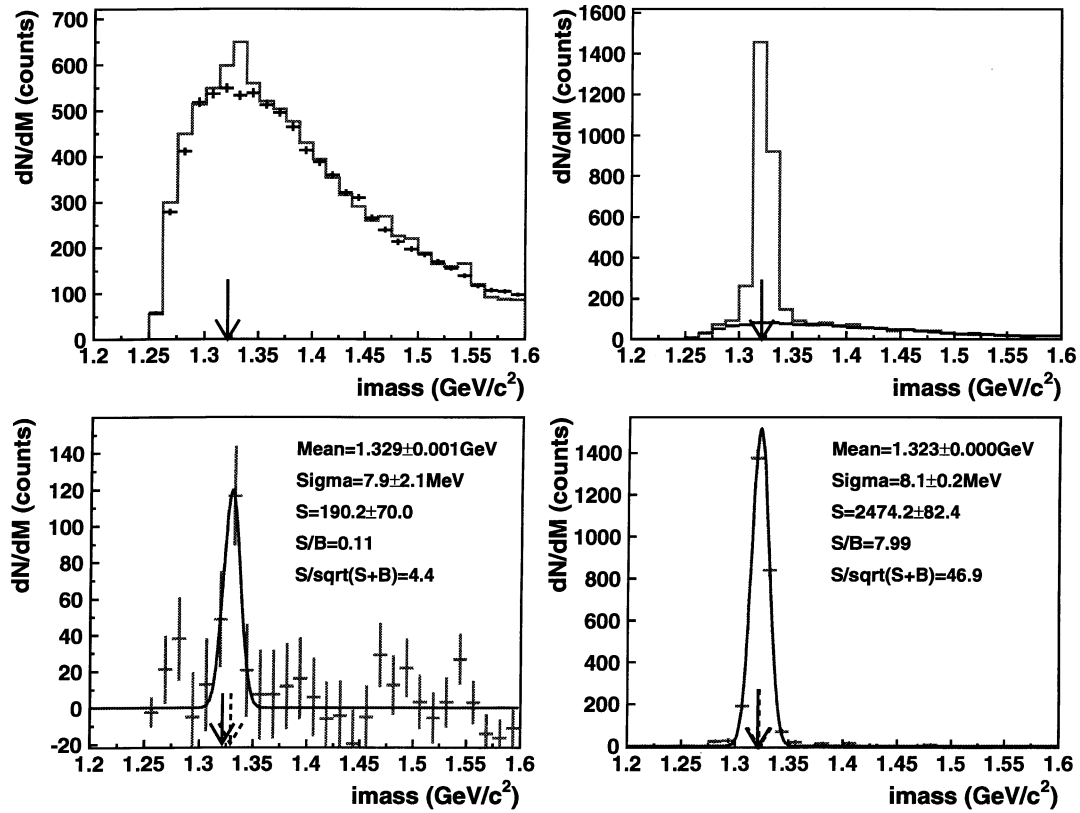


FIG. 1.10 – Haut-gauche : distribution de masse invariante des Ξ^- candidats (histogramme en trait plein) et bruit de fond combinatoire estimé par la méthode des événements mélangés (croix). La deuxième distribution est normalisée à la première dans l'intervalle en masse $1.4 < imass < 1.7 \text{ GeV}/c^2$. La flèche en trait plein indique la masse nominale du Ξ^- . Bas-gauche : distribution obtenue après soustraction du bruit de fond à la combinatoire. Le signal est ajusté par une gaussienne représentée sur la figure. La flèche en tirets indique la valeur moyenne de la gaussienne. La valeur moyenne et la largeur de la gaussienne, ainsi que le signal, le rapport signal sur bruit et la signification, estimés à 2σ , sont reportés sur la figure. Droite : comme pour la partie gauche mais pour des événements simulés de type IQMD + Ξ^- .

La distribution de la combinatoire fait clairement apparaître un signal au delà du bruit de fond au voisinage de la masse nominale du Ξ^- . Après soustraction du bruit de fond, ce signal contient 190 ± 70 entrées et a une valeur moyenne légèrement décalée par rapport à la masse nominale. Ce décalage est également observé avec la simulation mais a une amplitude moindre (Fig. 1.10 droite). Son origine n'est actuellement pas encore bien comprise. Par ailleurs, la largeur du signal dans les données est inférieure à la largeur du signal extrait de la simulation (mais toutefois

en accord en considérant les barres d'erreurs). La signification du signal issu des données est relativement faible et se situe à la limite de la découverte.

Afin de tester la validité de ce signal, les trois tests suivants sont effectués. Dans le premier test l'analyse est répétée en modifiant la coupure sur la masse des Λ candidats de $|\text{minvv0} - 1.116| < 0.01 \text{ GeV}/c^2$ à $0.01 < |\text{minvv0} - 1.116| < 0.02 \text{ GeV}/c^2$. Cet artifice a pour but de déterminer si le signal observé provient effectivement d'une corrélation physique entre un Λ et un π^- . Les résultats exposés sur la figure 1.11 gauche permettent de conclure que le signal de Ξ^- disparaît totalement quand des Λ non candidats sont sélectionnés. Le signal observé sur la figure 1.10 gauche semble donc pouvoir être attribué à des Ξ^- .

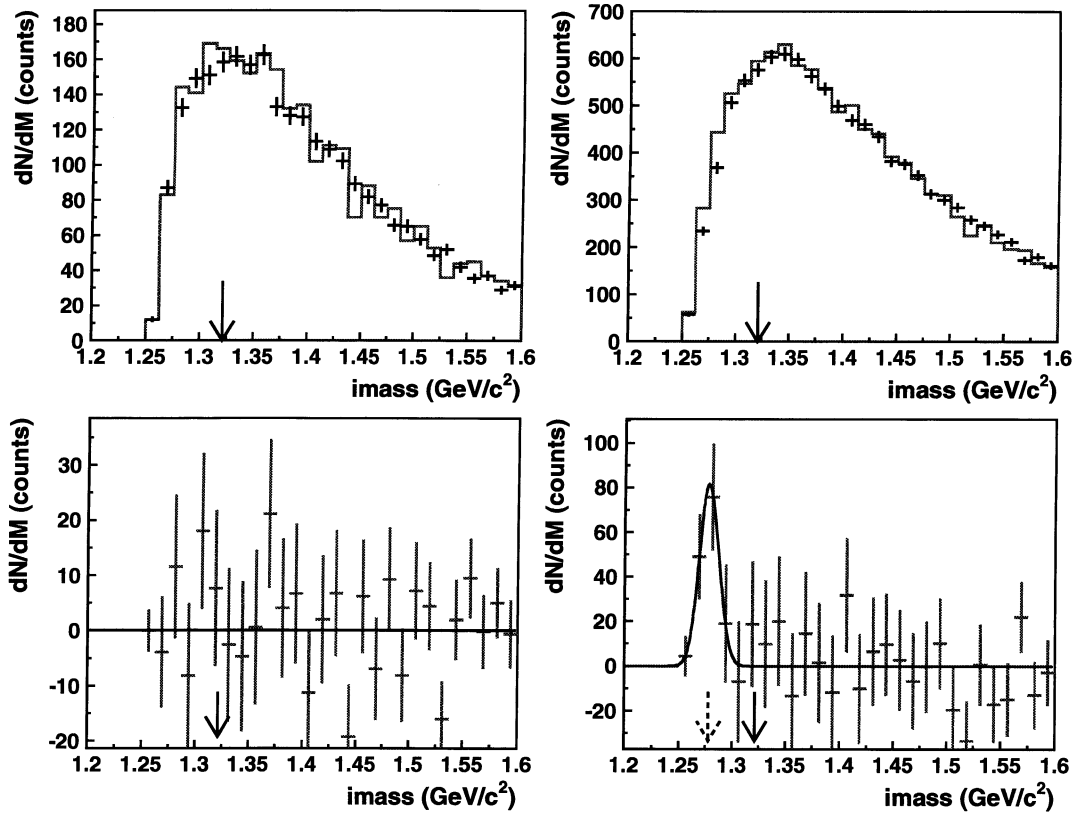


FIG. 1.11 – Gauche: comme pour la figure 1.10 gauche mais avec la condition $0.01 < |\text{minvv0} - 1.116| < 0.02 \text{ GeV}/c^2$ au lieu de $|\text{minvv0}| < 0.01 \text{ GeV}/c^2$. Droite: comme pour la figure 1.10 droite mais pour des événements de type $\text{IQMD} + \Lambda + K_S^0$.

Le deuxième test consiste en l'analyse des événements de simulation du type $\text{IQMD} + \Lambda + K_S^0$ (i.e. lot d'événements IQMD auxquels ont été ajoutés, comme expliqué précédemment pour les Ξ^- , un Λ et un K_S^0 thermique par événement). L'étude est effectuée avec le même environnement d'analyse et les mêmes coupures que ceux utilisés pour les données. Le but est ici de vérifier que l'algorithme de reconstruction n'engendre pas de corrélations fortuites en présence de vrais Λ et sans Ξ^- ¹³.

13. La présence de K_S^0 dans les événements simulés ajoute un bruit de fond supplémentaire.

La figure 1.11 droite valide l'algorithme de reconstruction à cet égard puisqu'aucune forme de signal n'est observée dans la région en masse du Ξ^- . Le signal corrélé apparaissant à $imass \sim 1.29 \text{ GeV}/c^2$ est inhérent aux Λ primaires comme discuté précédemment. Ce signal est ici bien supérieur à celui pouvant apparaître dans les données puisque chaque événement simulé contient un Λ (et un K_S^0) alors que le taux de Λ (K_S^0) dans les données est de l'ordre de 0.12 (0.07) [138, 139]. Par ailleurs, on peut remarquer que, même dans ces conditions, ce signal ne s'étend pas jusqu'à la masse du Ξ^- , ce qui laisse à penser que le pic observé sur la figure 1.10 gauche n'en est pas ou que très peu contaminé.

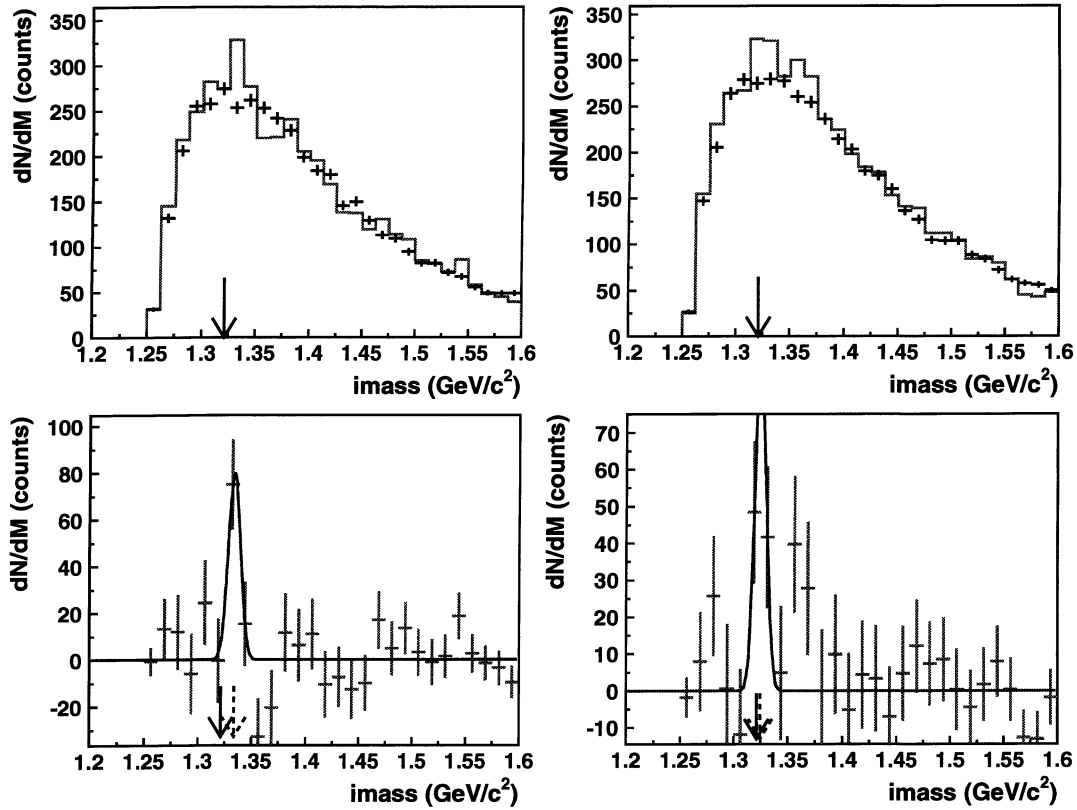


FIG. 1.12 – Comme pour la figure 1.10 droite mais avec la première (seconde) moitié de la statistique à gauche (droite).

Le troisième test a pour objectif de déterminer l'homogénéité de la répartition du signal en fonction de la statistique. On pourrait en effet suspecter que le pic observé provient d'un bruit de fond spécifique dû à de mauvaises conditions expérimentales ou à un défaut de calibration pour un lot d'événements qui aurait échappé aux contrôles de qualité. L'analyse est donc répétée en séparant la statistique totale en deux lots d'événements de même taille. Les résultats, exposés sur la figure 1.12 montrent que, bien que de larges fluctuations apparaissent en raison de la statistique restreinte, le signal est présent dans les deux lots d'événements et est (qualitativement) distribué de manière homogène.

Les trois tests précédents plaident en faveur de la validité du signal observé sur la figure 1.10. Comme énoncé plus haut, la signification (et le rapport signal sur bruit) est toutefois trop faible pour pouvoir prétendre sans ambiguïté à l'observation de Ξ^- . La signification peut, en principe, être améliorée en appliquant des coupures plus fortes sur les variables discriminantes. Les distributions de signal et de bruit de fond pour quelques unes de ces variables sont reportées sur la figure 1.13¹⁴.

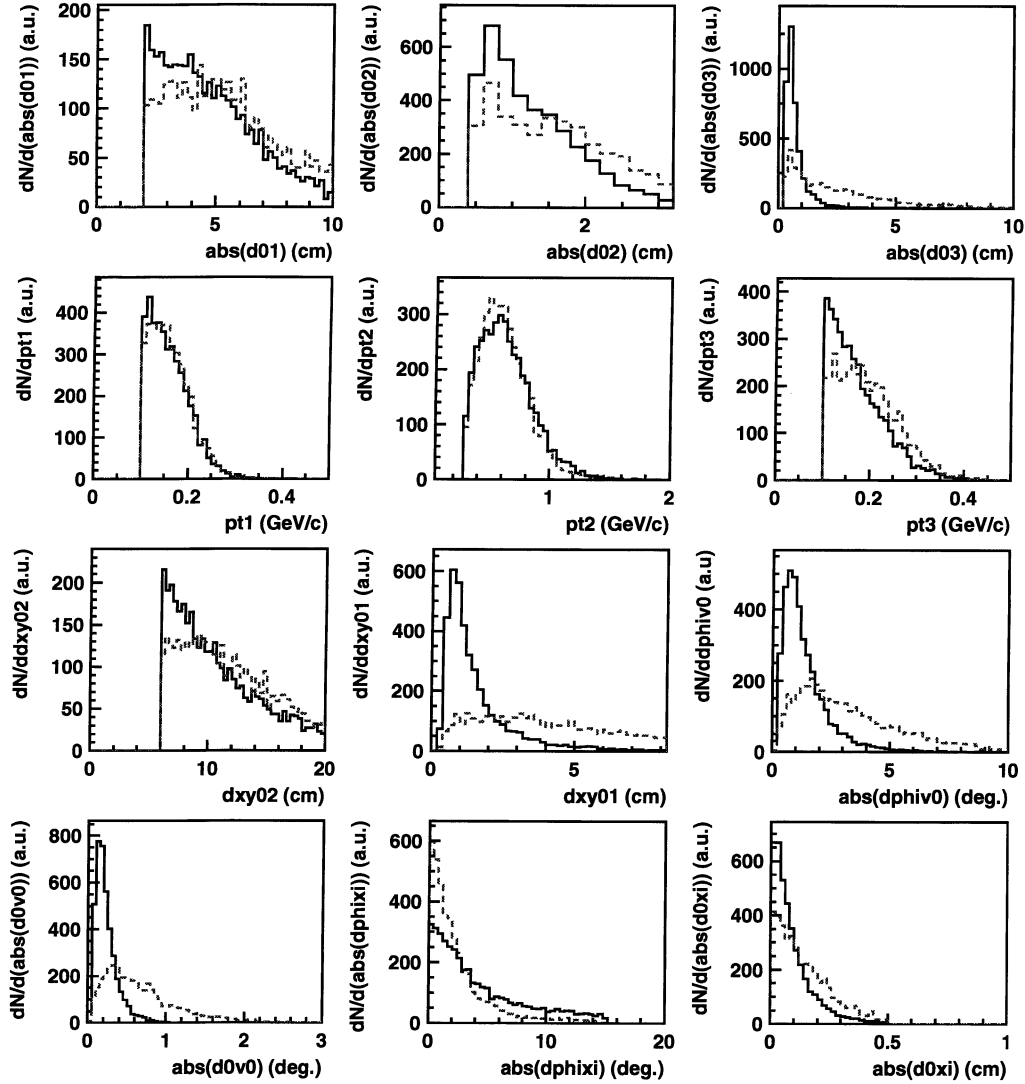


FIG. 1.13 – Exemples de distributions de variables utilisées pour la reconstruction du Ξ^- comme expliqué dans le texte. Le signal issu de la simulation (histogrammes en tirets) est comparé au bruit de fond issu des données (histogrammes en traits pleins). Signal et bruit de fond sont extraits dans l'intervalle en masse $1.31 < m_{\text{mass}} < 1.335 \text{ GeV}/c^2$.

On peut constater qu'il est très délicat, voire impossible, de rejeter plus de bruit de fond sans perte de signal quelque soit la variable considérée. De plus, la conclusion

14. C'est sur la base de ce type de comparaison que le jeu de coupures final a été optimisé.

précédente repose sur l'hypothèse que le signal de la simulation décrit correctement celui des données. Comme montré dans ce qui suit, ce fait n'est pas établi a priori. La statistique disponible dans les données ne permettant pas de comparer le signal à celui de la simulation sur une base différentielle, nous devons nous limiter à une comparaison de ses caractéristiques globales. Le principe est de suivre l'évolution de la largeur et de l'intensité du signal en fonction de coupures sur les variables utilisées pour la reconstruction. Cette comparaison est montrée sur la figure 1.14 pour les trois variables d01, dxy02 et d03. On peut remarquer que la largeur du signal dans les données est, dans tous les cas, en accord (en considérant les barres d'erreurs) avec la largeur du signal de la simulation. La même tendance est observée pour l'intensité du signal en fonction de coupures sur les variables d01 et dxy02.

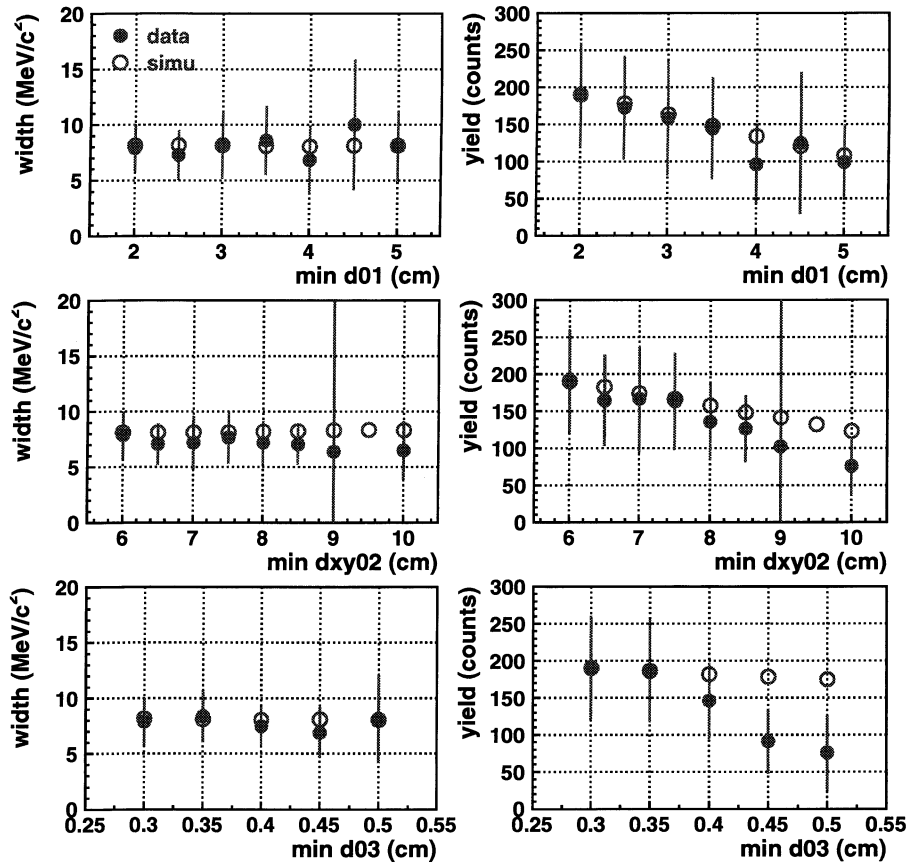


FIG. 1.14 – Largeur (gauche) et intensité (droite) du signal extrait des données (cercles pleins) et de la simulation (cercles) en fonction d'un seuil minimum sur les variables d01 (haut), dxy02 (milieu) et d03 (bas). Signal et largeur sont extraits de l'ajustement des distributions par une gaussienne. Le signal est extrait à 2σ . L'intensité du signal issu de la simulation est normalisé à celle de celui des données quand le seuil le plus bas sur la variable est appliqué.

En revanche, à mesure que le seuil sur d03 augmente, l'intensité du signal dans les données chute plus rapidement que celle de celui de la simulation. Cette constatation

semble montrer que la simulation ne décrit pas de façon réaliste le signal observé dans les données. Ceci ajouté à la faible signification du signal nous conduit à conclure qu'il est prématuré de tenter d'extrapoler le signal à 4π .

1.6.4 Perspectives

Le signal observé dans l'expérience S261 présente les caractéristiques attendues pour un signal de Ξ^- . Il n'apparaît qu'en présence de Λ candidats, ne résulte pas de corrélations fortuites, n'est pas artificiellement produit par l'algorithme de reconstruction et se répartit de façon homogène sur l'ensemble de la statistique. Cependant, sa faible intensité et sa faible signification ne permettent pas d'effectuer des tests détaillés et excluent toute correction d'efficacité pour une extrapolation à 4π . Notons qu'une étude récente [141] a révélé des problèmes de description de la CDC dans les programmes de calibration. Une nouvelle calibration qui devrait assurer une meilleure qualité de données est en cours d'élaboration. Par ailleurs, les données collectées lors de l'expérience S279 devraient également offrir de meilleures conditions pour l'étude du Ξ^- . Cette expérience concerne l'étude de la production des baryons étranges et des clusters kaoniques dans le système Al+Al à 1.9 AGeV [76]. Le bruit de fond combinatoire étant moindre pour ce système plus léger, il devrait être possible de relâcher certaines des coupures et ainsi d'augmenter l'acceptance.

Chapitre 2

Collisions d'ions lourds aux énergies du LHC

Alors que le système formé par collisions d'ions lourds aux énergies du SIS est caractérisé par une forte densité baryonique et une température modérée (chapitre précédent), à plus haute énergie les noyaux deviennent transparents et produisent, dans la région de rapidité centrale, un système de densité baryonique nette proche de zéro et de température et de densité d'énergie relativement élevées. Dans de telles conditions thermodynamiques, la chromodynamique quantique prédit le déconfinement des constituants des hadrons en un nouvel état de la matière, le plasma de quarks et de gluons. La mise en évidence et l'étude expérimentale du QGP motivent le programme de physique des collisions d'ions lourds au SPS depuis 1986, au RHIC depuis 2000 et avec le détecteur ALICE au LHC à partir de 2007¹. Ce programme est basé sur la mesure d'observables supposées révéler, d'après des arguments théoriques, la nature hadronique ou partonique du milieu produit lors de la collision et renseigner sur ses propriétés. L'approche nécessite de comparer les observables mesurées en mode ion lourd aux mêmes observables mesurées en modes pp et pA pour établir les références élémentaires et hadroniques pures. Parmi ces observables, les sondes dures (jets, photons directs et saveurs lourdes) sont particulièrement intéressantes car elles sont produites aux premiers instants de la collision et leurs distributions peuvent être calculées de façon exacte avec pQCD (perturbative Quantum ChromoDynamic). Elles sont d'autant plus pertinentes aux énergies du LHC en raison de leur grande section efficace de production et de la variété des analyses qui en découlent.

Après une rapide introduction sur le QGP (section 2.1), les principaux résultats expérimentaux obtenus auprès du SPS et du RHIC sont résumés dans les sections 2.2 et 2.3. La section 2.4 présente les caractéristiques principales des collisions d'ions lourds au LHC. Le détecteur ALICE et son scénario de prises de données sont décrits dans la section 2.5. Les particularités de la production des saveurs lourdes au LHC sont discutées dans la section 2.6. Les sections 2.7, 2.8 et 2.9 présentent la mesure de

1. Comme mentionné dans l'introduction, la mise en évidence du QGP dépasse le cadre strict d'un test de la QCD en raison de ses implications en astrophysique (le cœur des étoiles à neutrons) et en cosmologie (l'état de l'univers quelques microsecondes après le Big Bang).

la section efficace des hadrons b au moyen des coïncidences $e\mu$, des paires de leptons de mêmes signes, des distributions en p_t des muons simples et des paires de muons de signes opposés. Enfin, la dépendance en p_t du rapport Υ'/Υ est exposée dans la section 2.10.

2.1 Le plasma de quarks et de gluons

Le terme plasma de quarks et de gluons apparaît dans la littérature vers la fin des années 80: "When the energy density ε exceeds some typical hadronic value ($\sim 1 \text{ GeV/fm}^3$), matter no longer exists of separate hadrons (protons, neutrons, etc), but as their fundamental constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or Quark Gluon) plasma." [142, 143]. Cette notion est établie sur la base de travaux antérieurs qui suggèrent en particulier que i) la taille finie des hadrons implique une densité critique au delà de laquelle la matière ne pourrait pas se trouver sous forme hadronique et que ii) la nature de l'interaction forte, de par la charge de couleur portée par les gluons, empêche les quarks de se libérer des hadrons à grande distance mais au contraire les autorise à se mouvoir librement à courte distance i.e. à grandes densités et/ou grandes températures (voir [144] pour une introduction historique et pédagogique).

L'existence d'une température critique correspondant à la transition de phases d'un gaz de pions vers un gaz de quarks et de gluons peut être très simplement dérivée des grandeurs thermodynamiques caractérisant un gaz parfait (particules ponctuelles de masse nulle sans interaction) de température T et de potentiel chimique nul [145]. A partir du taux d'occupation d'un état d'impulsion p ,

$$f(\vec{p}) = \frac{1}{e^{p/T} \pm 1} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} + & \text{pour les fermions (quarks, anti-quarks)} \\ - & \text{pour les bosons (pions, gluons)} \end{cases}, \quad (2.1)$$

la densité d'énergie ε et la pression P d'un système s'écrivent :

$$\varepsilon = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p f(p) = g \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (\text{bosons}) \quad g \frac{7\pi^2}{8 \cdot 30} T^4 \quad (\text{fermions}) \quad (2.2)$$

$$P = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p \cos(\theta) f(p) = \frac{1}{3} \varepsilon. \quad (2.3)$$

Le facteur de dégénérescence g vaut 3 pour les pions (trois états de charge), 16 pour les gluons (deux états de spin et huit états de couleur) et 24 pour les quarks (deux états de spin, trois états de couleur, deux états de saveur et deux états de charge). Ainsi, la densité d'énergie et la pression s'écrivent :

$$\varepsilon = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad P = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (2.4)$$

pour un gaz de pions et

$$\varepsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B \quad P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (2.5)$$

pour un gaz de quarks et de gluons.

La constante B ($B^{1/4} \sim 200$ MeV) est une constante phénoménologique, introduite dans le cadre du modèle du sac du MIT (Massachusetts Institute of Technology) [146], qui correspond à la pression exercée sur le milieu déconfiné par le vide qui l'entoure. La variation de la pression en fonction de la température est présentée de façon schématisée sur la figure 2.1 gauche pour les deux phases considérées. Cette variation suggère une transition de phases pour une température critique T_c au delà de laquelle le gaz de quarks et de gluons est thermodynamiquement plus stable que le gaz de pions puisque sa pression est supérieure à celle de ce dernier. La transition de phases est ici une conséquence directe du nombre de degrés de liberté du système dans la phase partonique qui est supérieur à celui du système dans la phase hadronique. Elle est bien illustrée par le changement de pression du système en fonction de la température qui traduit le changement de son équation d'état. La température critique est $T_c = (45/(17\pi^2))^{1/4} B^{1/4} \sim 0.72 B^{1/4} \sim 150$ MeV.

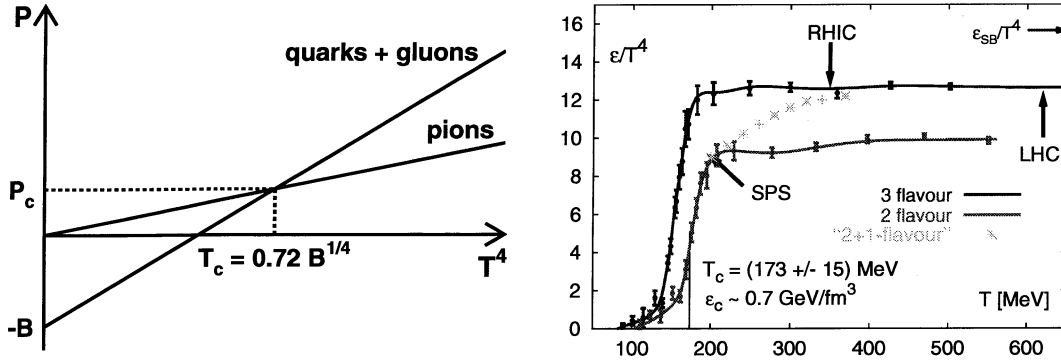


FIG. 2.1 – Gauche : illustration schématisée de la pression en fonction de la température pour un gaz de quarks et de gluons et pour un gaz de pions dans le modèle du sac du MIT. Adapté de [145]. Droite : prédictions de calculs de QCD sur réseau (LQCD) montrant la densité d'énergie en fonction de la température pour un milieu (à potentiel chimique nul) contenant deux et trois saveurs de quarks légers ainsi que deux saveurs de quarks légers et une saveur de quark lourd. Les régions accessibles par les collisions d'ions lourds au SPS, au RHIC et au LHC sont indiquées. La flèche horizontale montre la limite de Stefan-Boltzmann d'un gaz parfait pour trois saveurs de quarks. Extrait de [147].

Cette température critique, dérivée d'une formulation simpliste, est proche de celle obtenue à partir de calculs thermodynamiques de premiers principes sur réseau basés sur le Lagrangien de QCD. Ainsi, comme illustré sur la figure 2.1 droite, les calculs LQCD prédisent une transition de phases (qui se manifeste par la brusque augmentation de la densité d'énergie en fonction de la température) à la température critique de $T_c = 173 \pm 15$ MeV pour deux saveurs de quarks légers [147]. Cette température critique correspond à une densité d'énergie critique $\varepsilon_c = 0.7$ GeV/fm³ [147].

La comparaison entre ces deux approches, bien qu'instructive, doit toutefois rester limitée à la valeur de la température critique. Les calculs LQCD prédisent en effet que, même pour des températures très élevées, le système ne se comporte pas comme un gaz parfait, sa densité d'énergie étant inférieure à la limite de Stefan-Boltzmann représentée par la flèche horizontale sur la figure 2.1 droite^{2,3}. Il est donc attendu que le QGP s'apparente à un ensemble de quarks et gluons en interaction.

Par ailleurs, il faut souligner que les caractéristiques de la transition de phases ne sont pas bien connues. Pour des potentiels chimiques faibles, la transition de phases serait de type "crossover" et se manifesterait par un passage progressif de la zone hadronique vers la zone partonique sans comportement singulier des variables thermodynamiques. Un point critique (siège d'une transition de phases du second ordre) est supposé être présent à plus grand potentiel chimique (Fig. 1 droite) mais sa localisation est encore incertaine. Pour des potentiels chimiques supérieurs à celui du point critique, la transition de phases est supposée être du premier ordre. Elle est représentée par la zone grisée de la figure 1 droite dont l'étendue illustre l'actuelle précision des prédictions.

Notons enfin que les calculs LQCD prédisent que la transition vers le milieu déconfiné est accompagnée d'une restauration (partielle) de la symétrie chirale [147] qui conduit aux modifications des propriétés des hadrons dans le milieu comme décrites dans le chapitre précédent.

2.2 La recherche du QGP au SPS

La recherche du QGP a débuté auprès d'expériences sur cible fixe à l'AGS à Brookhaven ($\sqrt{s} = 5$ GeV) et au SPS du CERN ($\sqrt{s} = 17$ GeV). En 1986 le programme de recherche utilisait des faisceaux d'ions légers (O, S, Si) sur des cibles d'ions lourds (W, Au, Pb, U). Il a été complété à partir de 1994 par des faisceaux d'ions lourds (Au à l'AGS et Pb au SPS). L'ensemble des données collectées au SPS par les sept expériences dédiées à la physique des collisions d'ions lourds a permis de mettre en évidence les observations suivantes.

- La densité d'énergie du système formé dans les collisions centrales Pb+Pb, estimée avec le scénario d'expansion de Bjorken [149], est de 3.3 GeV/fm^3 [150]. Cette valeur est supérieure à la densité d'énergie critique de 0.7 GeV/fm^3 pour laquelle les calculs LQCD prédisent la transition de phases du milieu hadronique vers le milieu partonique⁴ ;
- La température de freeze-out chimique du système, estimée par l'ajustement des taux de particules avec un modèle thermique dans le formalisme grand

2. Pour un gaz parfait infini de trois saveurs de quarks et de gluons $\varepsilon_{SB}/T^4 = 47.5 (\pi^2/30) = 15.6$.

3. Ce constat est d'autant plus vrai dans la région de la transition de phases : le rapport ε/P extrait des calculs LQCD est d'environ 9 (3.4) à $T = T_c$ (600 MeV) alors qu'il est égal à 3 pour un gaz parfait (voir les figures 1.4 a) et b) de [148]).

4. Cette condition est bien sûr nécessaire mais pas suffisante pour la formation du QGP puisque, en utilisant le même formalisme, les densités d'énergie dans les collisions e^+e^- au LEP et $p\bar{p}$ au Tevatron sont elles aussi supérieures à la densité d'énergie critique [151].

canonique est de 168 MeV [152, 153]. Cette valeur coïncide avec la température de déconfinement prédite par les calculs LQCD. Elle suggère que le système, dont la température initiale ne peut qu'être plus élevée, a probablement été formé dans la région partonique du diagramme de phases (Fig. 1 droite) ;

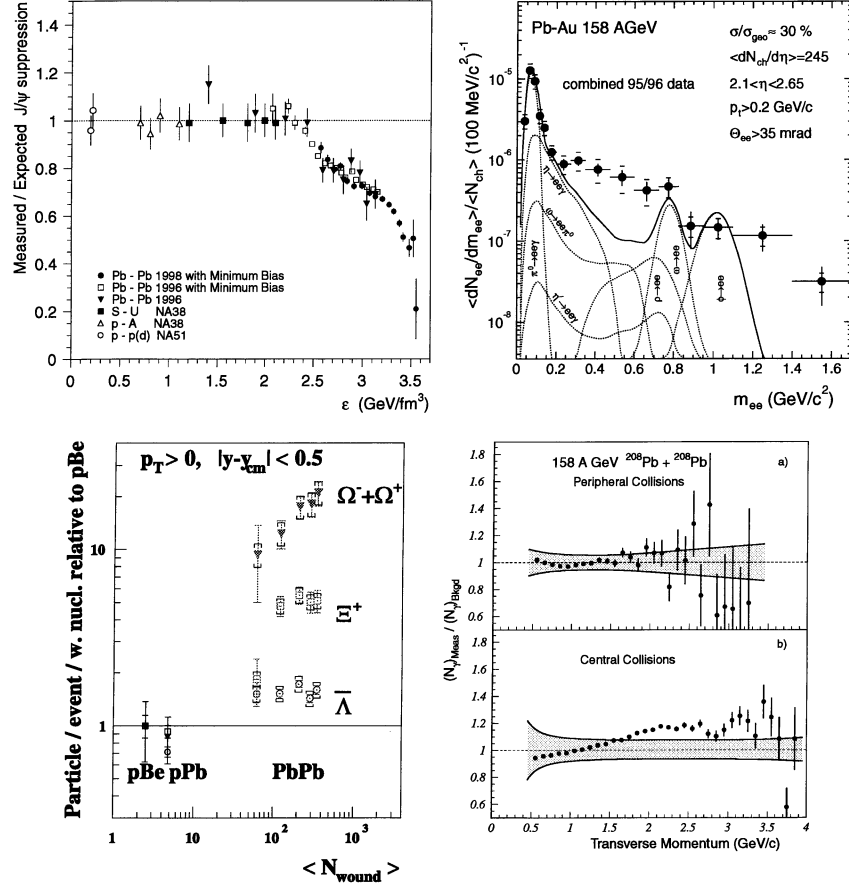


FIG. 2.2 – Haut-gauche : rapport du nombre de J/ψ mesurés sur le nombre de J/ψ attendus en fonction de la densité d'énergie, pour plusieurs systèmes reportés sur la figure [154]. Haut-droite : masse invariante des diélectrons (cercles pleins) comparée à la somme des diélectrons provenant des sources connues (courbes) [155]. Bas-gauche : rapport du nombre d'hypérons (par nucléons touchés) mesurés dans les collisions pPb et Pb+Pb sur le nombre d'hypérons (par nucléons touchés) mesurés dans les collisions pBe, en fonction du nombre de nucléons touchés [156]. Bas-droite : rapport du nombre de photons mesurés sur le nombre de photons attendus en fonction de p_t pour des collisions périphériques (haut) et centrales (bas) [157].

- Dans les collisions semi-centrales et centrales Pb+Pb, le nombre de J/ψ est inférieur à celui attendu dans le cadre d'un scénario hadronique [154, 158, 159] (Fig. 2.2 haut-gauche). Le nombre mesuré s'écarte d'autant plus de celui du scénario hadronique que la collision est centrale. Ce comportement est correctement décrit par le mécanisme d'écrantage de couleur des charmonia dans le milieu déconfiné [160] ;

- Au contraire des collisions pp et pA , dans les collisions AA , le taux de dileptons à faible masse invariante est supérieur à la somme des sources connues [155] (Fig. 2.2 haut-droite). Cet excès peut être reproduit en invoquant des effets engendrés par une restauration partielle de la symétrie chirale [15] ou un rayonnement thermique dont la température maximale est de 210 MeV [161];
- Le taux de production des hyperons par nucléons participants est, dans les collisions centrales Pb+Pb bien supérieur à celui mesuré dans les collisions pp (Fig. 2.2 bas-gauche). Le facteur d'augmentation est d'autant plus grand que l'hyperon contient de quarks étranges [122, 123, 124]. Cette observation est en accord avec la prédiction que la production d'étrangeté est moins coûteuse et plus rapide dans un QGP que dans un gaz hadronique [162];
- Au contraire des collisions périphériques Pb+Pb, dans les collisions centrales Pb+Pb, le nombre de photons directs est supérieur à celui attendu dans un scénario hadronique [157], indiquant la possible présence d'une source additionnelle (Fig. 2.2 bas-droite).

L'ensemble de ces résultats a conduit les responsables des expériences à publier un communiqué de presse le 10 février 2000 [163]. Ce communiqué indique que "The combined data coming from the seven experiments on CERN's Heavy Ion programme have given a clear picture of a new state of matter. [...] We now have evidence of a new state of matter where quarks and gluons are not confined.". Il est important de souligner toutefois que les observations ne permettent pas d'affirmer sans ambiguïté la mise en évidence du QGP⁵. En effet, dans la quasi-totalité des cas, les mesures, prises individuellement, peuvent être expliquées à l'aide d'un scénario hadronique parfois agrémenté d'effets supplémentaires mais pas nécessairement engendrés par un milieu déconfiné. Par ailleurs, les observations dévient, pour la plupart, de quelques % seulement par rapport au comportement attendu d'un milieu hadronique. D'autre part, chaque signature observée faisant l'objet d'une expérience dédiée, il est difficile de confirmer ou d'infirmer les mesures et de faire des corrélations entre elles. Enfin, certains aspects des données ne sont pas encore bien compris. C'est donc l'ensemble des observations qui laisse à penser que le système formé présente des propriétés qui s'écartent de celles d'un scénario purement hadronique.

Depuis l'annonce du communiqué, le programme ions lourds du SPS s'est poursuivi avec les prises de données à plus basse énergie de faisceau ($\sqrt{s} = 8.9$ GeV). L'augmentation de l'étrangeté et des dileptons de basse masse dans les collisions centrales Pb+Pb y est encore plus marquée qu'à $\sqrt{s} = 17$ GeV [165, 166]. Ceci a motivé la réitération des mesures à d'autres énergies ($\sqrt{s} = 6.4, 7.7$ et 12.4 GeV) de façon à compléter les fonctions d'excitation de plusieurs observables. Il en ressort l'observation d'une inflexion pour le rapport $\langle \pi \rangle / \langle N_w \rangle$, d'un pic pour le rapport $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ et d'un palier pour $T(K^+)$ [167]. Ces trois effets apparaissent pour la même énergie $\sqrt{s} = 7.7$ GeV. Ils suggèrent que le système aurait pu avoir évolué au voisinage du point critique dans le diagramme de phases. Ces résultats,

5. Le fait que le mot découverte ne soit jamais mentionné révèle le ton prudent du communiqué [164].

qui motivent le programme de physique de l'expérience CBM (Compressed Baryonic Matter) [168] à FAIR (Facility for Antiprotons and Ion Research) [169], engendrent un regain d'intérêt pour poursuivre les mesures auprès du SPS dans le futur. Notons également que la collaboration NA60 a continué les prises de données au SPS avec pour objectif de compléter les mesures sur la suppression du J/ψ et sur les dileptons de basse masse et de masse intermédiaire.

2.3 La recherche du QGP au RHIC

Le RHIC, installé à Brookhaven, a commencé à délivrer des faisceaux d'ions lourds en 2000, quelques semaines après la diffusion du communiqué du CERN. Depuis sa mise en fonctionnement, les quatre expériences BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers), PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment), PHOBOS et STAR ont collecté un nombre considérable d'événements mesurés en modes pp , dAu , $Cu+Cu$ et $Au+Au$ à des énergies $\sqrt{s} = 19, 62.4, 130$ et 200 AGeV. L'énergie maximale atteinte au RHIC dépasse celle du SPS d'un facteur 10 et permet d'accéder aux sondes dures avec une meilleure statistique. L'enregistrement, l'analyse et l'interprétation des données sont actuellement en plein essor. Néanmoins, les données collectées durant les quatre premières années de fonctionnement ont déjà fait l'objet d'un nombre impressionnant de publications⁶. La synthèse des résultats a récemment été faite d'un point de vue théorique [170] et expérimental [171]. Ce bilan peut se résumer comme présenté ci-dessous.

- La densité d'énergie dans les collisions centrales $Au+Au$ à 200 GeV, estimée avec le même formalisme que celui utilisé au SPS, est de 5.4 GeV/fm^3 [171]. Elle est logiquement supérieure à celle mesurée au SPS et est donc également supérieure à la densité d'énergie critique ;
- La température de freeze-out chimique, estimée avec le même formalisme que celui utilisé au SPS, est de 176 MeV et 177 MeV pour des collisions centrales $Au+Au$ à 130 GeV [172] et 200 GeV [173]. Comme déjà constaté à l'énergie du SPS, ces températures, qui coïncident avec la température critique, suggèrent que le système provient de la région de déconfinement ;
- L'intensité du flow elliptique et sa dépendance à la masse et au p_t des particules sont correctement décrits par des calculs hydrodynamiques [170, 171] (Fig. 2.3 haut-gauche). Ces derniers font l'hypothèse d'une thermalisation rapide du système (impliquant donc de fortes densités d'énergie) et incorporent l'équation d'état d'un fluide quasi-parfait dérivée de calculs LQCD, fluide caractérisé par une faible viscosité et un fort degré d'équilibre thermique. Cette observation a résulté en la qualification du milieu de sQGP pour "strongly interacting QGP" ;
- La dépendance en p_t du flow elliptique est identique pour plusieurs types de particules quand l'intensité du flow et p_t sont normalisés au nombre de quarks

6. Au premier novembre 2005, les données collectées au RHIC ont été publiées dans 402 entrées sur <http://arXiv.org/>, 70 articles dans Physical Review Letters et 32 articles dans Physics Review.

constituants [170, 171] (Fig. 2.3 haut-droite). Cette observation montre que le flow elliptique ne dépend pas de la saveur des quarks mais uniquement du nombre de quarks constituants. Elle suggère que les particules sont formées par coalescence et que les degrés de liberté collectifs du système sont établis à un niveau partonique ;

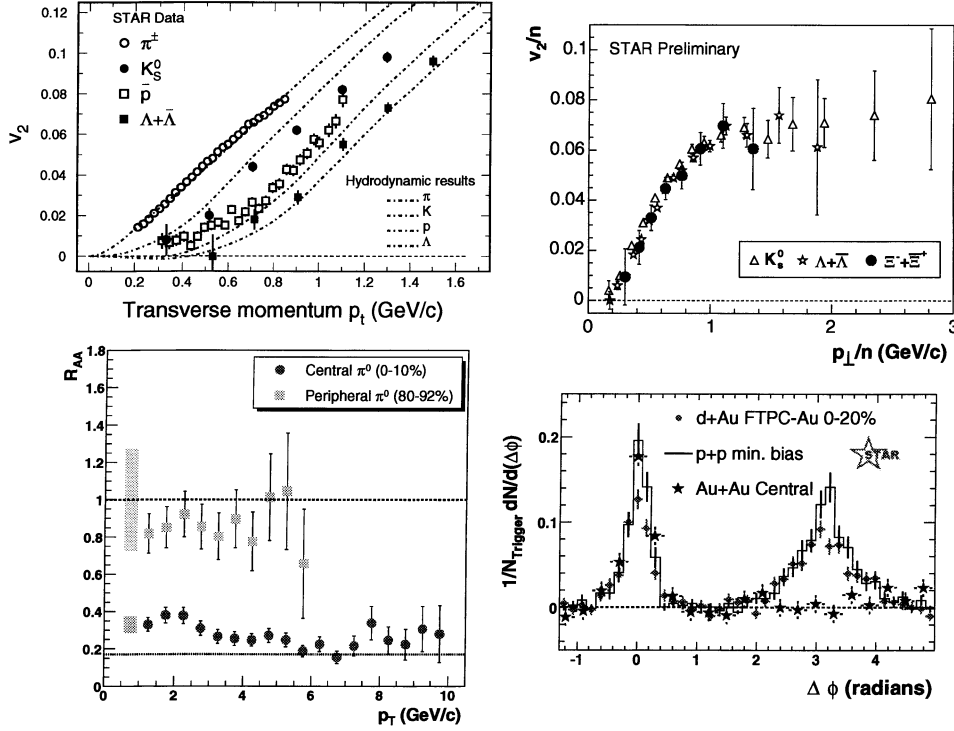


FIG. 2.3 – Haut-gauche : flow elliptique en fonction de p_t pour différents types de particules. Les données (symboles) sont comparées aux prédictions de calculs hydrodynamiques (courbes). Haut-droite : flow elliptique en fonction de p_t pour différents types de particules. L'intensité du flow et p_t sont normalisés au nombre de quarks constituants. Bas-gauche : facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les π^0 mesurés dans des collisions centrales (carrés) et périphériques (cercles pleins) Au+Au. Bas-droite : corrélations azimutales de dihadrons de haut p_t dans les collisions centrales Au+Au (étoiles), dAu (cercles pleins) et pp (histogramme en trait plein). Extrait de [170, 171].

- Le taux de particules de grand p_t mesuré dans les collisions centrales (périphériques) Au+Au est environ cinq fois inférieur (similaire) à celui mesuré dans les collisions pp puis extrapolé à des collisions centrales (périphériques) Au+Au [170, 171] (Fig. 2.3 bas-gauche). L'image sous-jacente invoque une perte d'énergie importante des partons traversant un milieu opaque caractérisé par une grande densité de gluons durs ;
- L'observation précédente est confirmée par les distributions azimutales des particules de grand p_t qui montrent une forte réduction voire une disparition complète des corrélations dos à dos dans les collisions centrales Au+Au alors que

ces corrélations subsistent dans les collisions pp et dAu [170, 171] (Fig. 2.3 bas-droite). Ceci s'expliquerait par la perte d'énergie quasi-totale de la particule de la paire ayant à traverser un grand volume de matière au contraire de sa partenaire qui peut s'échapper librement de la surface du milieu.

Comme au CERN le 20 février 2000, les résultats obtenus pendant les quatre premières années de fonctionnement du RHIC ont conduit, le 8 avril 2005, à la diffusion d'un communiqué de presse [174] simultanément avec la publication des quatre articles de synthèse des données expérimentales [171]. Il annonce, comme celui du CERN, la production par collisions d'ions lourds d'un nouvel état de la matière dense et chaude constitué de quarks et de gluons. Ce nouvel état de la matière se différencie néanmoins de celui produit au CERN en raison de son comportement qui se rapproche plus de celui d'un liquide que de celui d'un gaz⁷. Cette caractéristique semble conforter (qualitativement) les prédictions des calculs LQCD discutés dans la section 2.1 mais va à l'encontre des descriptions théoriques antérieures du QGP. De plus, certains aspects des données sont mal compris et parfois en désaccord avec les prédictions théoriques. Citons par exemple l'incapacité des modèles hydrodynamiques à reproduire simultanément le flow et les distributions en p_t de l'ensemble des particules mesurées et à offrir une description spatio-temporelle consistante de la collision [171]. Ceci, combiné à l'absence de preuve directe et non ambiguë de la formation du QGP, conduit les collaborations expérimentales à adopter un ton relativement prudent :

- "...we judge that the QGP discovery claim based on RHIC measurements to date would be premature." (collaboration STAR) [171];
- "There is not yet irrefutable evidence that this state of matter is characterized by quark deconfinement or chiral symmetry restoration, which would be a direct indication of quark-gluon plasma formation." (collaboration PHENIX) [171].

Toutefois, il est capital d'insister sur le fait qu'au vu du caractère spectaculaire et non attendu des propriétés de l'état de la matière produit au RHIC, son étude surpasse de loin l'objectif strict de pouvoir lui assigner le nom QGP (ou sQGP) :

- "...it is clear that the matter that is created at RHIC differs from anything that has been seen before. Its precise description must await our deeper understanding of this matter." (collaboration BRAHMS) [171].

Les efforts sont maintenant concentrés sur l'analyse des dernières prises de données qui permettent d'accéder aux sondes dures avec une meilleure statistique. Les résultats préliminaires [176] confirment les premières tendances et montrent que :

- Dans les collisions centrales Au+Au à 200 GeV, l'absorption des π^0 par le milieu s'étend jusqu'à $p_t = 20$ GeV/c (Fig. 2.4 haut-gauche). Dans la région

7. Si le QGP constituant l'Univers quelques microsecondes après le Big Bang était de type fluide plutôt que de type gazeux, il en résulterait une augmentation de la densité de WIMPs (Weakly Interacting Particles) de l'ordre de 2.5%. Cet effet n'est pas spectaculaire mais pourra néanmoins être mis en évidence par le satellite Planck qui devrait permettre d'estimer la densité de matière noire, à partir de la mesure du fond diffus cosmologique, avec une précision de 1% alors que les mesures actuelles ne sont précises qu'à 10% [175].

des faibles p_t , l'amplitude de l'absorption est comparable à celle des η et à celle des électrons de désintégration des hadrons de saveur lourde (Fig. 2.4 haut-droite). Elle est correctement reproduite par des calculs faisant l'hypothèse d'une densité de gluons par unité de rapidité de l'ordre de 1100 et d'une densité d'énergie initiale de 15 GeV/fm³ ;

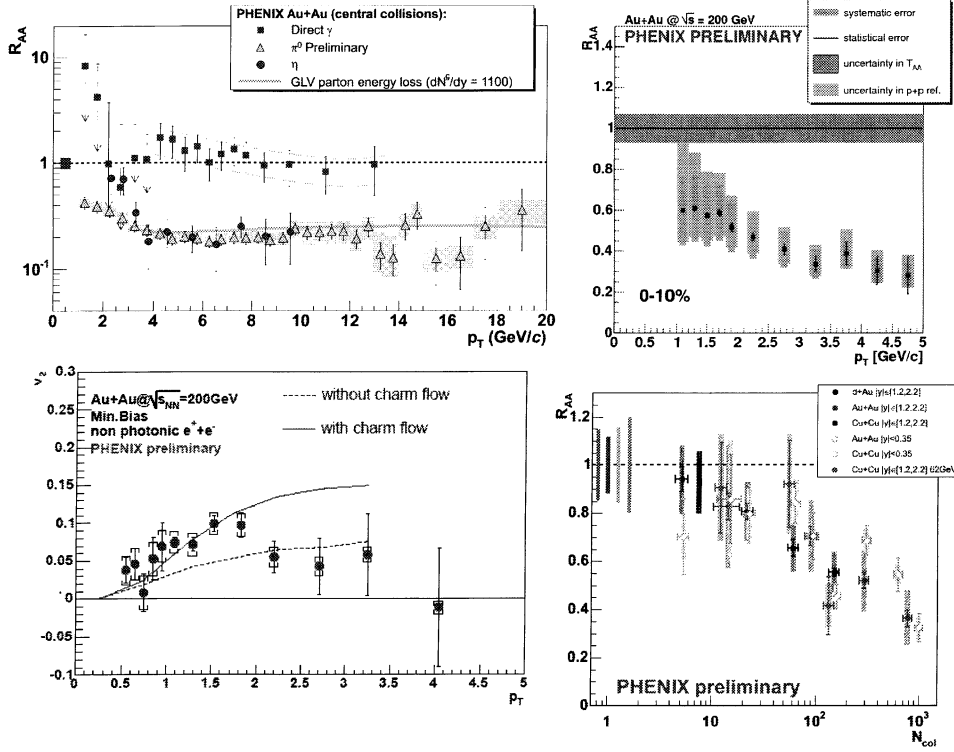


FIG. 2.4 – Haut-gauche : facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les photons directs, π^0 et η . Haut-droite : facteur de modification nucléaire en fonction de p_t pour les électrons de désintégration des hadrons de saveurs lourdes (principalement charme). Bas-gauche : flow elliptique des électrons de désintégration des hadrons de saveur lourde en fonction de p_t . Bas-droite : facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de collisions pour différents systèmes et deux régions de rapidité . Extrait de [176].

- L'amplitude du flow elliptique des électrons provenant de la désintégration des hadrons de saveur lourde (principalement charme) est non nulle (Fig. 2.4 bas-gauche). Ceci confirme le fort degré d'interaction des constituants du milieu puisque les quarks de saveur lourde sont majoritairement produits aux tous premiers instants de la collision, bien avant la formation du flow ;
- Le facteur de modification nucléaire du J/ψ indique une suppression dont l'amplitude augmente avec le nombre de collisions et atteint un facteur trois pour les collisions Au+Au les plus centrales (Fig. 2.4 bas-droite) ;
- Dans les collisions centrales Au+Au un excès de photons directs est observé au delà des prédictions de calculs pQCD (Fig. 2.5 gauche). Cet excès est correcte-

ment reproduit par des calculs faisant l'hypothèse d'un rayonnement thermique d'une source de température maximale d'environ 550 MeV ;

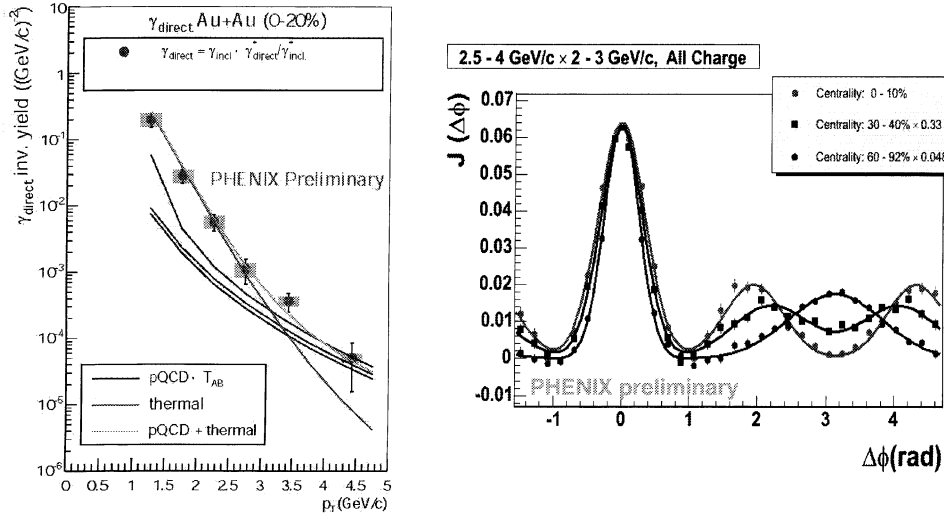


FIG. 2.5 – Gauche : distribution en p_t des photons directs. Droite : corrélations azimutales de dihadrons de haut p_t pour trois classes de centralités. Extrait de [176].

- La dépendance en centralité des corrélations azimutales de dihadrons fait apparaître, dans la région opposée au jet de trigger, une structure évoluant d'un simple pic dans les collisions centrales vers un double pic dans les collisions périphériques (Fig. 2.5 droite). Cet effet, appelé flow conique, pourrait traduire le développement d'une onde de choc induite par le jet associé traversant le milieu.

2.4 Collisions d'ions lourds et QGP au LHC

Les collisions d'ions lourds aux énergies du LHC offrent un environnement d'une qualité sans précédent pour l'étude systématique des propriétés de la matière partonique déconfinée. Ceci est illustré dans le tableau 2.1 qui présente quelques caractéristiques des collisions d'ions lourds au SPS, au RHIC et au LHC. On peut constater que l'énergie disponible dans le centre de masse est au LHC 28 fois plus grande qu'au RHIC⁸. Ce saut en énergie, qui est le plus grand en physique des collisions d'ions lourds, promet un programme de physique extrêmement riche et novateur. Il implique également des changements drastiques quant aux caractéristiques des collisions et aux propriétés du QGP. Ainsi, la densité de particules chargées à

8. L'énergie totale délivrée par les faisceaux de Plomb au LHC est relativement importante à l'échelle macroscopique (0.18 mJ). Elle permettrait de déplacer un objet de quelques grammes sur quelques centimètres.

mi-rapidité, extrapolée des résultats du RHIC, serait de l'ordre de 2000 – 4000⁹. La grande densité de gluons dans l'état initial des collisions est supposée entraîner une équilibration thermique du système 10 fois plus rapide qu'au SPS. Cette rapide équilibration thermique conduit à des températures de trois à quatre fois supérieures à la température critique et à des densités d'énergie de trois à 12 fois supérieures à celles atteintes au RHIC. Ceci implique un temps de vie plus long¹⁰ et un volume plus grand puisque le système doit s'étendre pour se refroidir vers les conditions de freeze-out qui sont probablement très proches de celles du RHIC (Fig. 1 droite).

machine	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s}$ (GeV)	17	200	5500
$dN_{\text{ch}}/dy _{y=0}$	500	850	2000 – 4000
τ_{QGP}^0 (fm/c)	1	0.2	0.1
T_{QGP}/T_c	1.1	1.9	3.0 – 4.2
ε (GeV/fm ³)	3	5	15 – 60
τ_{QGP} (fm/c)	≤ 2	2 – 4	≥ 10
τ_f (fm/c)	~ 10	20 – 30	30 – 40
V_f (fm ³)	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	$\sim 10^5$

TAB. 2.1 – Caractéristiques des collisions centrales d'ions lourds au SPS, au RHIC et au LHC. Du haut en bas sont présentés, l'énergie par paire de nucléons dans le centre de masse, la densité de particules chargées à mi-rapidité, le temps d'équilibration du QGP, le rapport de sa température sur la température critique, la densité d'énergie, le temps de vie du QGP, le temps et le volume du système au freeze-out. Adapté de [177].

L'environnement des collisions d'ions lourds au LHC est idéal pour l'étude du QGP, non seulement d'un point de vue expérimental, mais aussi d'un point de vue théorique. En effet, le système produit a un potentiel chimique baryonique quasi-nul (ou du moins, plus proche de zéro que celui produit au RHIC)¹¹ pour lequel les calculs LQCD sont les plus précis. Les grandes températures atteintes offrent également de meilleures conditions pour la comparaison des mesures aux prédictions. Ainsi, dans le domaine de température considéré, la constante de couplage de l'interaction forte

9. Les détecteurs du LHC, dont la conception a débuté bien avant les premières prises de données au RHIC, sont conçus pour pouvoir fonctionner avec 8000 particules chargées par unité de rapidité à mi-rapidité, ce qui est probablement surestimé.

10. Le temps de vie du QGP au LHC ($\tau_{\text{QGP}} \geq 10$ fm/c) est au moins aussi long que l'ensemble de la collision au SPS ($\tau_f \sim 10$ fm/c) !

11. A mesure que l'énergie augmente, le pouvoir d'arrêt nucléaire diminue et la rapidité des faisceaux augmente. Ceci entraîne l'élargissement de la région centrale et la concentration du contenu baryonique des noyaux incidents dans les régions de fragmentation.

peut être approximée [178] par

$$\alpha_s(T) = \frac{4\pi}{18 \log(5T/T_c)}. \quad (2.6)$$

On obtient $\alpha_s(T) = 0.43, 0.3$ et 0.23 pour $T = T_c$ (SPS), $2T_c$ (RHIC) et $4T_c$ (LHC), ce qui montre la diminution de l'importance des effets non perturbatifs à mesure que la température augmente. Ceci est également illustré par la convergence du rapport ε/P vers 3 avec l'augmentation de la température comme discuté dans la section 2.1.

D'autre part, l'état initial des collisions d'ions lourds au RHIC et au LHC est caractérisé par une densité de partons si grande que la saturation de l'espace des phases à faible impulsion provoque la fusion des gluons. Il en résulte une réduction de la densité de gluons à faible x qui implique une réduction des sections efficaces des processus durs à faible Q^2 par rapport aux collisions pp . Ce mécanisme est appelé écrantage nucléaire. Son effet, qui est considérablement plus important au LHC qu'au RHIC de par le domaine en x couvert par les énergies respectives, est sujet à de grandes incertitudes théoriques (Fig. 2.6 gauche).

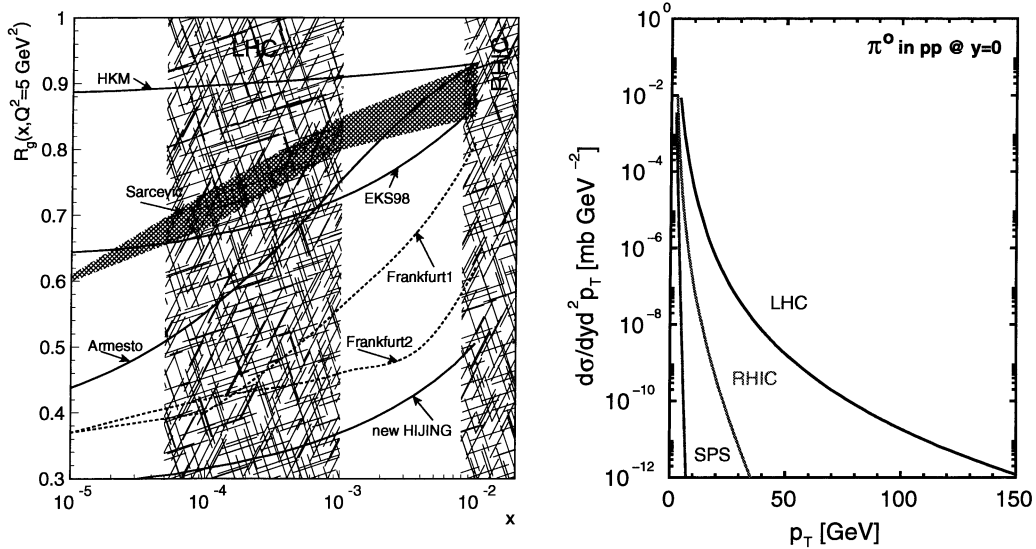


FIG. 2.6 – Gauche : rapport de la fonction de distribution des gluons dans un noyau de Plomb à celle dans un proton en fonction de x à $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ pour différents modèles. Extrait de [148]. Droite : section efficace différentielle de production directe de π^0 à $y = 0$ dans des collisions pp au SPS, au RHIC et au LHC. Adapté de [179].

Enfin, un des aspects le plus novateur des collisions d'ions lourds à l'énergie du LHC est la production massive de processus durs qui peuvent être utilisés, pour la première fois, comme des sondes de grande statistique du milieu déconfiné. Comme illustré sur la figure 2.6 droite, le LHC permet de couvrir la région $10 \lesssim p_t \lesssim 20 \text{ GeV}/c$ avec une statistique considérablement supérieure à celle atteinte au RHIC et d'explorer la région $p_t > 20 \text{ GeV}/c$ qui est inaccessible à tout autre accélérateur d'ions lourds. Ceci offre des possibilités d'analyse exceptionnelles comme, par exemple, la

reconstruction exclusive de jets dans un environnement de collisions d'ions lourds. Les caractéristiques de la production de saveurs lourdes au LHC sont discutées dans la section 2.6.

2.5 ALICE

La collaboration ALICE regroupe actuellement 1000 physiciens venant de 80 instituts répartis dans 30 pays. ALICE est la seule expérience exclusivement destinée à l'étude du milieu partonique formé par collisions d'ions lourds au LHC [180]. L'appareillage est conçu pour mesurer les grandes multiplicités de particules produites dans les collisions centrales Pb+Pb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. En plus du programme de physique avec les ions lourds, ALICE enregistrera des données en mode ion léger afin d'explorer une large gamme de densité d'énergie et en modes pp et pA afin de fournir les références pour les collisions d'ions lourds.

2.5.1 Le détecteur

Le détecteur ALICE [181, 182, 183] (Fig. 2.7) est composé d'une partie centrale mesurant les hadrons, électrons et photons et d'un spectromètre à petit angle mesurant les muons.

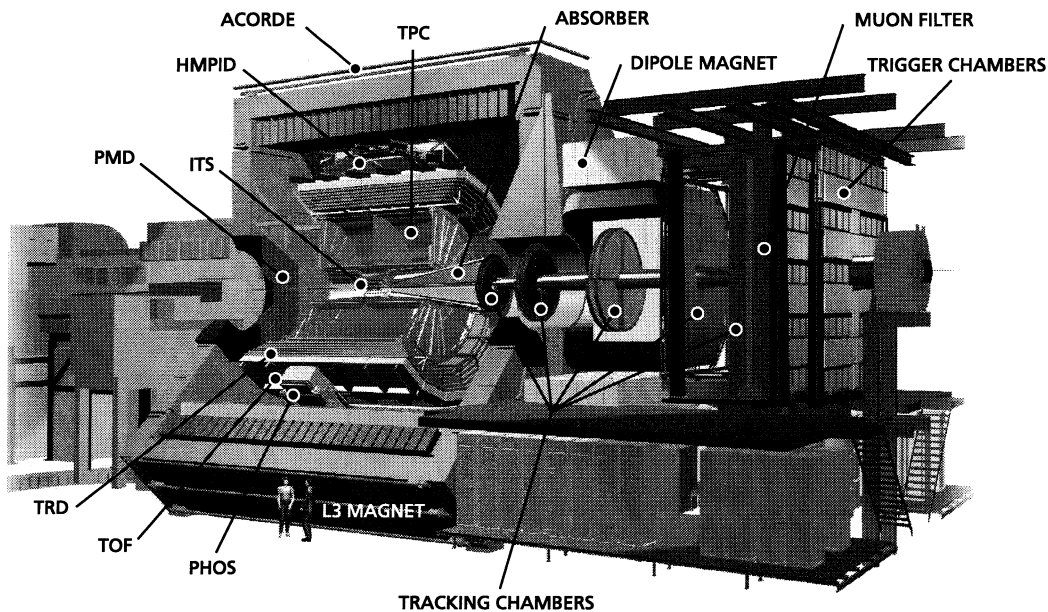


FIG. 2.7 – Représentation schématique du détecteur ALICE.

Les quatre détecteurs principaux formant le tonneau central couvrent un domaine d'acceptance $|\eta| < 0.9$ et $0 < \Phi < 2\pi$. Ils sont placés dans l'aimant solénoïdal, précédemment utilisé par l'expérience L3 du LEP, qui délivre un champ magnétique

≤ 0.5 T. Du point d'interaction vers l'extérieur, ces détecteurs sont :

- L'ITS (Inner Tracking System) [184] dont le rôle est de reconstruire les vertex primaire et secondaires et de reconstruire et d'identifier les particules chargées d'impulsion inférieure à 100 MeV/c. La résolution spatiale du paramètre d'impact reconstruit est de quelques dizaines de μm dans le plan transverse. Le système est composé de six couches cylindriques de détecteurs à Silicium avec deux couches internes de détecteurs à pixels, deux couches intermédiaires de détecteurs à dérives et deux couches externes de détecteurs à micro-strips. Sa surface totale est de 6.28 m^2 et son nombre de voies de lecture de 12.6 M ;
- La TPC (Time Projection Chamber) [185] est le détecteur principal d'ALICE. Elle permet l'identification des particules chargées par la mesure combinée de leur impulsion et de leur perte d'énergie dans le gaz. La résolution en impulsion est de l'ordre du % pour des particules d'impulsion entre 100 MeV/c et 1 GeV/c, et de 10% pour des particules d'impulsion de 100 GeV/c reconstruites avec l'ensemble des détecteurs du tonneau central. La TPC d'ALICE est actuellement le plus grand détecteur de ce type jamais construit avec une longueur de 5.60 m et un diamètre de 5.10 m. Son volume de gaz est de 88 m^3 et son nombre de voies de lecture est de 560 k. La TPC est le détecteur le plus lent et celui qui fournit le plus de données dans ALICE. Son taux d'enregistrement des données est de 1000, 400 et 200 Hz pour des collisions *pp*, biais minimum Pb+Pb et centrales Pb+Pb. Le volume d'un événement central Pb+Pb est de l'ordre de 76 MB ;
- Le TRD (Transition Radiation Detector) [186], placé à l'extérieur de la TPC a pour but l'identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c pour l'étude des quarkonia et des saveurs lourdes à mi-rapidité. Il permet d'éliminer les pions mal identifiés avec un facteur de réjection de 100 pour des impulsions supérieures à 3 GeV/c. Le détecteur est composé de six couches de chambres à fils couplées à des radiateurs de mousse et de fibres. Le nombre de voies de lecture est de 1.16 M et le volume de gaz de 27.2 m^3 ;
- Le ToF (Time-of-Flight) [187] qui permet l'identification des π , K et protons d'impulsion inférieure à 2.5 GeV/c pour les π et les K et à 4 GeV/c pour les protons. Le ToF se compose de chambres à plaques résistives de type MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers) couvrant une surface totale de 140 m^2 pour 160 k voies de lecture.

La partie centrale d'ALICE accueille trois détecteurs de moindre acceptance :

- Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) [188] permettant d'identifier des hadrons de grande impulsion. Ce détecteur utilise les techniques de détection des détecteurs RICH (Ring Imaging CHerenkov) avec un radiateur liquide couplé à une chambre proportionnelle à fils ;
- Le PHOS (PHOton Spectrometer) [189] est conçu pour la mesure des photons directs et des π^0 et η de grande impulsion. Ce calorimètre électromagnétique de grande résolution est constitué de cristaux de PbWO_4 couplés à des photodiodes à avalanche ;

- Le PMD (Photon Multiplicity Detector) [190] dont le but est de mesurer les fluctuations non statistiques dans le rapport photons sur particules chargées, ainsi que les effets collectifs et l'énergie transverse des particules neutres. Il est composé de 2 m² de convertisseurs de Plomb emprisonnés entre deux couches de détecteurs gazeux.

Dans sa partie avant, ALICE est équipé d'un spectromètre à muons [191] destiné à la mesure de l'ensemble des résonances de saveur lourde et des saveurs lourdes ouvertes. Le spectromètre comprend un absorbeur frontal, un absorbeur à petit angle, un aimant dipolaire, dix chambres de tracking, un mur de Fer et quatre chambres de trigger. Il couvre les pseudo-rapidités $-2.5 < \eta < -4$ avec une complète symétrie azimutale. Sa résolution en masse est inférieure à 70 MeV/c² au voisinage du J/ψ et inférieure à 100 MeV/c² au voisinage de l' Υ pour permettre la séparation des différents états liés. Son positionnement à petit angle permet la mesure des résonances jusqu'à $p_t = 0$. La surface totale couverte par les chambres de tracking (trigger) et le nombre de voies de lecture est de 100 m² (150 m²) et 1.08 M (21 k).

Enfin, ALICE utilise les détecteurs ZDC (Zero Degree Calorimeter) [192], FMD (Forward Multiplicity Detector), T0 et V0 [193] placés à très petit angle. Ces détecteurs délivrent des signaux de trigger et fournissent des informations sur les caractéristiques globales des événements telles que la position du vertex primaire, la centralité, la multiplicité et le plan de réaction.

Le trigger en ligne, le système d'acquisition, le trigger de haut niveau et le système de contrôle en ligne des détecteurs sont décrits dans [194]. Le système informatique de gestion des données est décrit dans [195].

2.5.2 Scénario de prises de données et conditions expérimentales

Le mode de fonctionnement du LHC comprend, par an, plusieurs mois de faisceaux pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV et quelques semaines de faisceaux dédiés à la physique des ions lourds en fin d'année¹². Bien que l'objectif principal d'ALICE soit l'enregistrement d'événements Pb+Pb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, qui permettent d'atteindre les densités d'énergie les plus élevées, la mesure de collisions pp est une partie importante du programme de physique. En effet, les données enregistrées en mode pp permettent le commissioning, la calibration des détecteurs et fournissent une référence essentielle pour l'étude des collisions d'ions lourds. Les données mesurées en mode pp sont également complémentaires à celles mesurées par les autres expériences du LHC notamment dans la région des bas p_t qui est uniquement accessible à ALICE. Par ailleurs, les études menées au SPS et au RHIC ont démontré l'importance de mesures en mode ion léger pour explorer une large gamme de densité d'énergie et en modes pA et pp , à une énergie de faisceaux proche ou identique à celle du mode ion lourd, pour établir les références relatives aux effets purement hadroniques. Enfin, une luminosité

12. Pour prendre en compte les efficacités de la machine et des détecteurs, un temps effectif correspondant de 10⁷ s et 10⁶ s est généralement utilisé dans les simulations.

maximale est requise pour acquérir les processus rares avec une grande statistique. Toutefois, le premier run en mode Pb+Pb est prévu à une luminosité réduite pour le commissioning des détecteurs en mode ion lourd tout en permettant l'extraction des observables globales et des processus de grande section efficace.

Le scénario de prises de données pour les cinq premières années [148] comprend, en plus des mesures en mode pp à 14 TeV, un run Pb+Pb à basse luminosité, deux runs Pb+Pb à haute luminosité, un run pPb et un run Ar+Ar. Au delà des cinq premières années, plusieurs options sont envisagées en fonction des résultats obtenus : mode pp (ou dd , $\alpha\alpha$), mode ion léger autre que Ar+Ar, mode pA autre que pPb , mode Pb+Pb à basse énergie, mode Pb+Pb à haute énergie et haute luminosité.

Le tableau 2.2 montre, pour plusieurs systèmes, les énergies maximales dans le centre de masse et les luminosités maximales correspondantes. Les luminosités maximales sont imposées par le taux d'empilement des événements dans la TPC et le taux de comptage des chambres de trigger du spectromètre à muons. Notons que la première limitation impose des luminosités maximales inférieures à celles imposées par la deuxième. Deux scénarios sont envisagés en modes pp et Ar+Ar. Le scénario à basse luminosité correspond à un taux d'enregistrement d'événements avec la TPC comparable à celui du mode Pb+Pb. Le scénario à haute luminosité permet d'accroître la statistique des processus rares (comme la production d' Υ) mesurés avec le spectromètre à muons.

système	$\sqrt{s}$ (TeV)	$L^{\max}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
Pb+Pb	5.5	$1.0 \cdot 10^{27}$
Ar+Ar	6.3	$2.8 \cdot 10^{27}$
Ar+Ar	6.3	$1.0 \cdot 10^{29}$
$\alpha\alpha$	7.0	$6.2 \cdot 10^{29}$
dd	7.0	$1.1 \cdot 10^{30}$
pp	14	$1.0 \cdot 10^{29}$
pp	14	$5.0 \cdot 10^{30}$
pPb	8.8	$1.1 \cdot 10^{29}$
pAr	9.4	$3.0 \cdot 10^{29}$

TAB. 2.2 – Energies maximales dans le centre de masse et luminosités maximales correspondantes pour plusieurs systèmes [148].

2.6 Quarkonia et saveurs lourdes au LHC

L'étude des saveurs lourdes dans les collisions d'ions lourds au LHC présente un intérêt double. Le premier point concerne les sections efficaces de production qui

surpassent celles du RHIC d'un facteur 10 pour le charme et d'un facteur 100 pour la beauté. Ceci permet notamment d'étendre aux résonances $b\bar{b}$ les analyses jusqu'à présent limitées au charmonia au SPS et au RHIC. Il est également possible de reconstruire les distributions en p_t des mésons D et donc d'étudier systématiquement la dépendance à la masse de la perte d'énergie des quarks dans le QGP. Le deuxième point concerne la nature même du milieu dont certains effets, présents à plus basse énergie, sont largement amplifiés au LHC et dont d'autres sont totalement nouveaux. Ainsi, le taux final de résonances issues de la collision pourrait résulter de la compétition entre la dissociation par écrantage de Debye et par bombardement de gluons durs, et la recombinaison entre quarks, soit pendant la phase déconfinée, soit à l'hadronisation. La compréhension de l'ensemble de ces mécanismes nécessite d'effectuer des mesures précises dans des canaux aussi nombreux que possible. Les principales caractéristiques de la production et des stratégies d'analyse des saveurs lourdes dans les collisions d'ions lourds au LHC sont discutées ci-dessous.

Quarkonia and heavy flavors at the LHC

P. Crochet^a

Laboratoire de Physique Corpusculaire CNRS/IN2P3 63177 Clermont-Ferrand, France

Received: 11 January 2005 /

Published online: 24 May 2005 – © Springer-Verlag / Società Italiana di Fisica 2005

Abstract. Perspectives for measurements of quarkonia and heavy flavors in heavy ion collisions at the LHC are reviewed.

1 Quarkonia and heavy flavors: what is different at the LHC

With a nucleus-nucleus center-of-mass energy nearly 30 times larger than the one reached at RHIC, the LHC will open a new era for studying the properties of strongly interacting matter at extreme energy densities [1]. One of the most exciting aspects of this new regime is the abundant production rate of hard probes which can be used, for the first time, as high statistics probes of the medium [2]. Furthermore, heavy flavor measurements at the LHC should provide a comprehensive understanding of open and hidden heavy flavor production at very low x values, where strong nuclear gluon shadowing is expected. The heavy flavor sector at LHC energies is subject to other significant differences with respect to SPS and RHIC energies. First, the large production rate offers the possibility to use a large variety of observables. Then, the magnitude of most of the in-medium effects is dramatically enhanced. Some of these aspects are discussed hereafter.

1.1 New observables

The Table 1 shows the number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs produced in central A-A collisions at SPS, RHIC and LHC. From RHIC to LHC, there are 10 times more $c\bar{c}$ pairs and 100 times more $b\bar{b}$ pairs produced. Therefore, while at SPS only charmonium states are experimentally accessible and at RHIC it remains to be seen how much of the bottom sector can be explored, at the LHC both charmonia and bottomonia can be used, thus providing powerful probes for Quark Gluon Plasma (QGP) studies. In fact, since the $\Upsilon(1S)$ state only dissolves significantly above the critical temperature [3], at a value which might only be reachable above that of RHIC, the spectroscopy of the Υ family at the LHC should reveal unique characteristics of the QGP [4]. In addition to the centrality dependence of the Υ yield, the study of the Υ'/Υ ratio versus transverse

Table 1. Number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs produced in central heavy-ion collisions ($b = 0$) at SPS (Pb-Pb), RHIC (Au-Au), and LHC (Pb-Pb) energies. $b\bar{b}$ production is negligible at the SPS

	SPS	RHIC	LHC
$N(c\bar{c})$	0.2	10	130
$N(b\bar{b})$	–	0.05	5

momentum (p_T) is believed to be of crucial interest [4] (see below).

On the other hand, studies with open heavy flavors also benefit from high statistics measurements. In particular, as shown in the following, the reconstruction of the p_T distribution of D^0 mesons in the hadronic channel should provide valuable information on in-medium induced c quark energy loss.

1.2 Large quarkonium nuclear absorption

Charmonium measurements at the SPS have shown that a detailed understanding of the normal nuclear absorption is mandatory in order to reveal any anomalous suppression behavior [5]. According to [2], the following observations can be made:

- the J/ψ nuclear absorption in central Pb-Pb collisions is two times larger at the LHC than at the SPS;
- the J/ψ nuclear absorption in central Ar-Ar collisions at the LHC is similar to the one in central Pb-Pb collisions at the SPS;
- the Υ nuclear absorption in central Pb-Pb collisions at the LHC is similar to the J/ψ nuclear absorption in central Pb-Pb collisions at the SPS.

1.3 Large resonance dissociation rate

It has been realized that, in addition to the normal nuclear absorption, the interactions with comoving hadrons

^a e-mail: Philippe.Crochet@clermont.in2p3.fr

and the melting by color screening, quarkonia can also be significantly destroyed by gluon ionization [6]. Since this mechanism results from the presence of quasi-free gluons, it starts being effective for temperatures above the critical temperature but not necessarily above the resonance dissociation temperature by color screening. Recent estimates [2] (see [7] for an update) of the quarkonium dissociation cross-sections show that none of the J/ψ mesons survives the deconfined phase at the LHC and that about 80 % of the Υ are destroyed. Significant information about the initial temperature and lifetime of the QGP should be extracted from the Υ suppression pattern.

1.4 Large charmonium secondary production

An important yield of secondary charmonia is expected from B meson decays [8], DD annihilation [9], statistical hadronization [10] and kinetic recombination [11]. Contrary to the two first processes, the two last ones explicitly assume the formation of a deconfined medium. The underlying picture is that charmonium resonances form by coalescence of free c and $\bar{c}$ quarks in the QGP [11] or at the hadronization stage [10]. According to these models, the QGP should lead to an increase of the J/ψ yield versus centrality, roughly proportional to $N^2(c\bar{c})$, instead of a suppression. Due to the large number of $c\bar{c}$ pairs produced in central heavy ion collisions at the LHC, these models predict a spectacular enhancement of the J/ψ yield; up to a factor 100 relative to the primary production yield [2, 12]. Although the statistical accuracy of the present RHIC data cannot confirm or rule out such mechanisms [13], it is interesting to extrapolate from secondary charmonium production at RHIC to secondary bottomonium production at the LHC. Indeed, the expected multiplicity of $b\bar{b}$ pairs at the LHC is roughly equal to the expected multiplicity of $c\bar{c}$ pairs at RHIC (Table 1). Therefore, if secondary production of charmonia is observed at RHIC, it is conceivable to expect the same formation mechanism for bottomonium states at the LHC.

1.5 Complex structure of dilepton yield

The dilepton mass spectrum at the LHC exhibits new features, illustrated in Fig. 1. It can be seen that, with a low p_T threshold of around 2 GeV/c on the decay leptons, unlike-sign dileptons from bottom decay dominate the dilepton correlated component over all the mass range. These dileptons have two different origins. In the high invariant mass region, each lepton comes from the direct decay of a B meson (the so-called BB -diff channel). In the low invariant mass region, both leptons come from the decay of a single B meson via a D meson (the so-called B -chain channel). Next to leading order processes, such as gluon splitting, also populate significantly the low mass dilepton spectrum due to their particular kinematics. Then, as discussed in more detail below, a substantial fraction of the J/ψ yield arises from bottom decays. Finally, a sizeable yield of like-sign correlated dileptons from

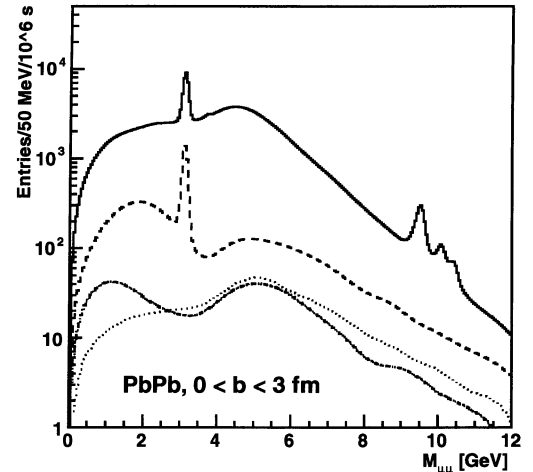


Fig. 1. Invariant mass spectra of dimuons produced in central ($b < 3$ fm) Pb-Pb collisions in the ALICE forward muon spectrometer [14], with a p_T cut of 2 GeV/c applied to each single muon. The lines correspond to: like-sign correlated dimuons from bottom (dotted); unlike-sign correlated dimuons from bottom (dashed) and charm (dash-dotted); unlike-sign correlated and non-correlated pairs (solid)

bottom decays is present. This contribution arises from the peculiar decay chain of B mesons and from B meson oscillations (see below). Its yield could be even larger than the yield of unlike-sign correlated dileptons from charm.

2 The LHC heavy ion program

The LHC will be operated several months per year in pp mode and several weeks in heavy-ion mode. The corresponding effective time for rate estimates is 10^7 s for pp and 10^6 s for heavy-ion operation. As described in [1], the “heavy-ion runs” include, during the first five years of operation, one Pb-Pb run at low luminosity, two Pb-Pb runs at high luminosity, one p-A run and one light-ion run. In the following years different options will be considered, depending on the first results. Three of the four LHC experiments are expected to take heavy-ion data.

2.1 ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is the only LHC experiment dedicated to the study of nucleus-nucleus collisions [15]. The detector is designed to cope with large charged particle multiplicities which, in central Pb-Pb collisions, are expected to be between 2000 and 8000 per unit rapidity at mid rapidity. The detector consists of a central barrel ($|\eta| < 0.9$), a forward muon spectrometer ($2.5 < \eta < 4$) and several forward/backward and central small acceptance detectors. Heavy flavors will be measured in ALICE through the electron channel and the hadron channel in the central barrel as well as through

the muon channel in the forward region. Note that, contrary to the other LHC experiments, ALICE will be able to access most of the signals down to very low p_T .

2.2 CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) [16] is designed for high p_T physics in pp collisions but has a strong heavy ion program [17]. This program includes jet reconstruction, quarkonia measurements (in the dimuon channel) and high mass dimuon measurements. The detector acceptance, for quarkonia measurements, ranges from -2.5 to 2.5 in η , with a p_T threshold of $3 \text{ GeV}/c$ on single muons. Such a p_T cut still allows the reconstruction of Υ states down to $p_T = 0$ but limits J/ψ measurements to high p_T .

2.3 ATLAS

Like CMS, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [18] is designed for pp physics. The detector capabilities for heavy ion physics have been investigated recently [19]. As far as heavy flavors are concerned, the physics program will focus on measurements of b -jets and Υ . The detector acceptance for muon measurements is large in η ($|\eta| < 2.4$) but, like CMS, is limited to high p_T .

3 Selected physics channels

3.1 Quarkonia

3.1.1 Centrality dependence of resonance yields

The centrality dependence of the quarkonium yield, in the $\mu\mu$ channel, has been simulated in the ALICE detector. From the results, displayed in Table 2, the following comments can be made. The statistics of J/ψ events is large and should allow for narrower centrality bins. The ψ' measurement is rather uncertain, because of the small signal to background ratio (S/B). The Υ and Υ' statistics and significance are quite good and the corresponding S/B ratios are almost always greater than 1. On the other hand, the Υ'' suffers from limited statistics. The resonances will also be measured in the dielectron channel in ALICE [20], and in the dimuon channel in CMS [17] and ATLAS [19], providing consistency cross-checks and a nice complementarity in acceptance. A recent study [21] demonstrated the capabilities of ALICE to measure the resonance azimuthal emission angle with respect to the reaction plane. Such measurements are of particular importance given the latest RHIC results on open charm elliptic flow [22].

3.1.2 Υ'/Υ ratio versus p_T

The p_T dependence of resonance suppression was recognized very early as a relevant observable to probe the characteristics of the deconfined medium [23]. Indeed, the

Table 2. Preliminary yield (S), signal over background (S/B) and significance (S/ $\sqrt{S+B}$) for quarkonium resonances measured versus centrality in the ALICE forward muon spectrometer [14]. The input cross-sections are taken from [2]. Shadowing is taken into account. Any other suppression or enhancement effects are not included. The numbers correspond to one month of Pb-Pb data taking and are extracted with a 2σ mass cut

	$b \text{ (fm)}$	0-3	3-6	6-9	9-12	12-16
J/ψ	S ($\times 10^3$)	86.48	184.6	153.3	67.68	10.46
	S/B	0.167	0.214	0.425	1.237	6.243
	S/ $\sqrt{S+B}$	111.3	180.4	213.8	193.4	94.95
ψ'	S ($\times 10^3$)	1.989	4.229	3.547	1.565	0.24
	S/B	0.009	0.011	0.021	0.063	0.273
	S/ $\sqrt{S+B}$	4.185	6.902	8.604	9.641	7.171
Υ	S ($\times 10^3$)	1.11	2.376	1.974	0.83	0.118
	S/B	2.084	2.732	4.31	7.977	12.01
	S/ $\sqrt{S+B}$	27.39	41.71	40.03	27.16	10.42
Υ'	S ($\times 10^3$)	0.305	0.653	0.547	0.229	0.032
	S/B	0.807	1.043	1.661	2.871	4.319
	S/ $\sqrt{S+B}$	11.68	18.26	18.48	13.02	5.077
Υ''	S ($\times 10^3$)	0.175	0.376	0.312	0.13	0.019
	S/B	0.566	0.722	1.18	1.936	3.024
	S/ $\sqrt{S+B}$	7.951	12.55	13	9.274	3.73

p_T suppression pattern of a resonance is a consequence of the competition between the resonance formation time and the QGP temperature, lifetime and spatial extent. However, quarkonium suppression is known to result not only from deconfinement but also from nuclear effects like shadowing and absorption. In order to isolate pure QGP effects, it has been proposed to study the p_T dependence of quarkonium ratios instead of single quarkonium p_T distributions. By doing so, nuclear effects are washed out, at least in the p_T variation of the ratio¹. Following the arguments of [4], the capabilities of the ALICE muon spectrometer to measure the p_T dependence of the Υ'/Υ ratio in central (10 %) Pb-Pb collisions have been recently investigated [24]. Two different QGP models with different system sizes were considered. The results of the simulations (Fig. 2) show that, with the statistics collected in one month of data taking, the measured Υ'/Υ ratio exhibit a strong sensitivity to the characteristics of the QGP. Note that in the scenario of the upper right panel of Fig. 2 the expected suppression is too large for any measurement beyond the p_T integrated one.

3.1.3 Secondary J/ψ from bottom decay

A large fraction of the J/ψ yield arises from the decay of B mesons. The ratio $N(b\bar{b} \rightarrow J/\psi)/N(\text{direct } J/\psi)$ can be de-

¹ Using ratios has the additional advantage that systematical detection inefficiencies cancel out to some extent.

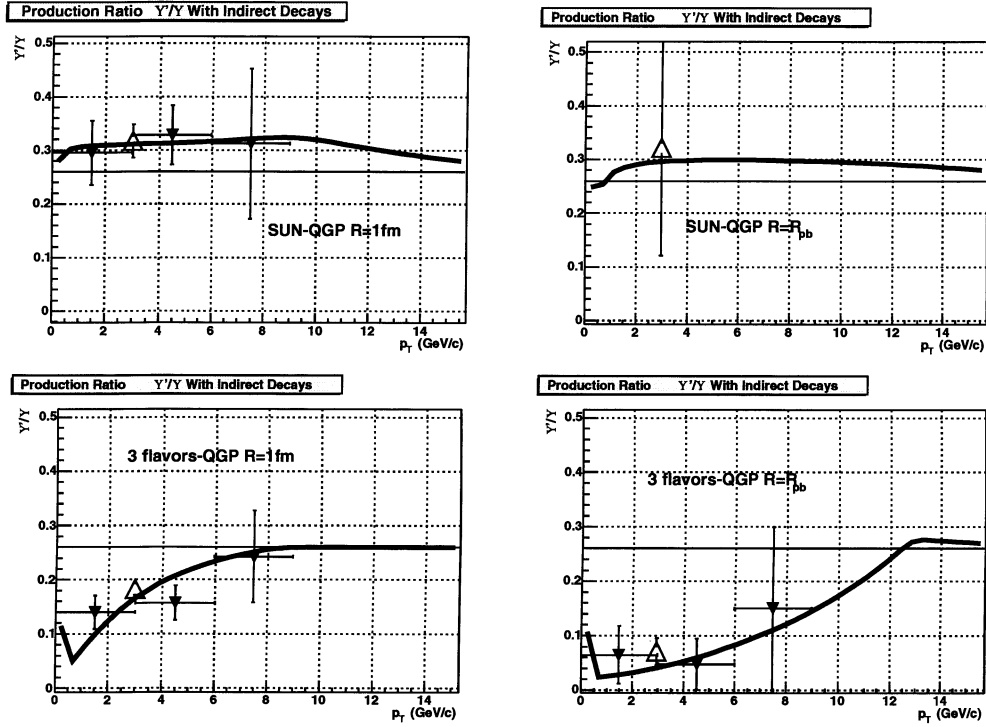


Fig. 2. Υ'/Υ ratio versus p_T for two different QGP models with different system sizes [24]. The solid curves correspond to the “theoretical ratios”. The triangles show the expected measurements with the ALICE forward muon spectrometer in one month of central (10 %) Pb-Pb data taking (the open triangles correspond to the p_T integrated ratios). Error bars are of statistical origin only. The horizontal solid lines show the expected value of the ratio in pp collisions. More details on the ingredients used in the different scenarios can be found in [4]

terminated as follows. The number of directly produced J/ψ in central (5 %) Pb-Pb collisions is 0.31 [2]². The corresponding number of $b\bar{b}$ pairs (with shadowing) amounts to 4.56 [2]. The $b \rightarrow J/\psi$ branching ratio is $1.16 \pm 0.10\%$ [8]. Therefore $N(b\bar{b} \rightarrow J/\psi)/N(\text{direct } J/\psi) = 34\%$ in 4π . These secondary J/ψ mesons from b decays, which are not QGP suppressed, must be subtracted from the measured J/ψ yield prior to J/ψ suppression studies³. They can further be used in order to measure the b cross-section in pp collisions [25], to estimate shadowing in p-A collisions and to probe the medium induced b quark energy loss in A-A collisions. Indeed, it has been shown [26] that the p_T and η distributions of those J/ψ exhibit pronounced sensitivity to b quark energy loss. In addition, a comparison between high mass dileptons and secondary J/ψ distributions could clarify the nature of the energy loss [26].

Due to the large life-time of B mesons, J/ψ from bottom decay is the only source of J/ψ not coming from the primary vertex⁴. The best way to identify them is, therefore, to reconstruct the invariant mass of dileptons

with displaced vertices i.e. with impact parameter, $d0$, above some threshold. Simulations have shown that such measurements can successfully be performed with dielectrons measured in the central part of ALICE using the ITS, the TPC and the TRD [20] and with dimuons in CMS [26], thanks to the excellent spatial resolution of the inner tracking devices of these experiments. It should also be possible to disentangle the two sources of J/ψ from the slopes of the overall measured J/ψ p_T distributions since primary J/ψ have a harder spectrum [20]. Finally, a recent study [27] has demonstrated the possibility to isolate J/ψ from bottom decay in pp collisions, without secondary vertex reconstruction, by triggering on three muon events in the ALICE forward muon spectrometer. Indeed, in standard (dimuon) pp events, the J/ψ peak contains 85 % of primary J/ψ and 15 % of J/ψ from B meson decays. The situation is totally inverted in tri-muon events because a $B\bar{B}$ pair can easily produce many decay leptons. In such events the J/ψ peak contains 85 % of secondary J/ψ from bottom decay and 15 % of direct J/ψ [27]. It is obvious that this analysis technique becomes less and less efficient as the track multiplicity increases. Nevertheless, it could still be performed for light-ion systems.

² Including shadowing and no feed-down from higher states.

³ In addition, 1.5 % of B mesons decay into $\chi_{c1}(1P)$ which subsequently decay into $\gamma J/\psi$ with a 31 % branching ratio [8].

⁴ J/ψ from statistical hadronization, kinetic recombination and $D\bar{D}$ annihilation are usually quoted as secondary J/ψ but they originate from the primary vertex.

3.2 Open heavy flavors

3.2.1 Open bottom from single leptons with displaced vertices

As mentioned above, the $d0$ distributions of leptons from heavy meson decays exhibit a significantly large tail because heavy mesons have a larger life-time than other particles decaying into leptons. Therefore, inclusive measurements of open heavy flavors can be achieved from the identification of the semi-leptonic decay of heavy mesons [20]. Recent simulation studies [28] performed with the ALICE central detectors show that with $d0 > 180 \mu\text{m}$ and $p_T > 2 \text{ GeV}/c$, the monthly expected statistics of electrons from B decays in central Pb-Pb collisions is $5 \cdot 10^4$ with a contamination of only 10 %, mainly coming from charm decays. The deconvolution of $d0$ distributions by imposing different p_T cuts should allow charm measurements as well. Furthermore, such analyses should give access to the p_T distribution of D and B mesons by exploiting the correlation between the p_T of the decay lepton and that of its parent [20].

3.2.2 Open bottom from single muons and unlike-sign dimuons

The possibility to measure the differential B hadron inclusive production cross-section in central Pb-Pb collisions at the LHC has recently been investigated by means of analyses similar to the ones performed in $p\bar{p}$ collisions at the Tevatron. This study is based on unlike-sign dimuon mass and single muon p_T distributions measured with the ALICE forward muon spectrometer [29]. The principle is first to apply a low p_T threshold on single muons in order to reject background muons (mainly coming from charm decays) and therefore to maximize the b signal significance. Then, fits are performed to the total (di)muon yield with fixed shapes for the different contributing sources and the bottom amplitude as the only free parameter. The B hadron production cross-section is then obtained after corrections for decay kinematics and branching ratios and muon detection acceptance and efficiencies. This allows to extract the signal over a broad range in p_T (Fig. 3). A large statistics is expected [29] thus allowing detailed investigations on b quark production mechanisms and in-medium energy loss. On the other hand, such a measurement, which can be performed for different centrality classes, provides the most natural normalization for $\mathcal{N}$ suppression studies.

3.2.3 Open bottom from like-sign dileptons

As shown in Fig. 1, a sizable fraction of like-sign correlated dileptons arise from the decay of B mesons. These dileptons have two different origins:

- The first decay generation of B mesons contains $\sim 10\%$ of primary leptons and a large fraction of D

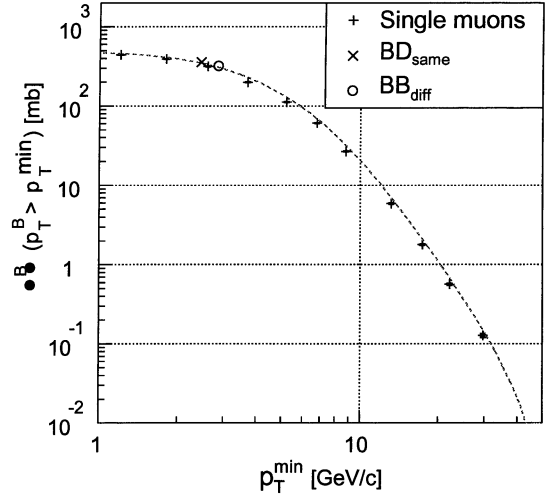


Fig. 3. Differential B hadron inclusive production cross-section in the most central (5 %) Pb-Pb collisions [29]. Measurements from unlike-sign dimuons at low and high mass and from single muons (symbols) are compared to the input distribution (curve). Statistical errors (not shown) are negligible

mesons which decay semi-leptonically with a branching ratio of $\sim 12\%$. Therefore a $B\bar{B}$ pair is a source of like-sign correlated dileptons via channels like:

$$\begin{aligned} B^+ &\rightarrow \bar{D}^0 e^+ \nu_e, \bar{D}^0 \rightarrow e^- \text{ anything} \\ B^- &\rightarrow D^0 \pi^-, D^0 \rightarrow e^+ \text{ anything} \end{aligned}$$

where the B^+B^- pair produces a correlated e^+e^+ pair in addition to the two correlated e^+e^- pairs;

- The two neutral $B^0\bar{B}^0$ meson systems $B_d^0\bar{B}_d^0$ and $B_s^0\bar{B}_s^0$ undergo the phenomenon of particle-antiparticle mixing (or oscillation). The mixing parameters⁵ are $\chi_d = 0.17$ and $\chi_s \geq 0.49$ [8]. Therefore, a $B_d^0\bar{B}_d^0$ ($B_s^0\bar{B}_s^0$) pair produces, in the first generation of decay leptons, 70 % (50 %) of unlike-sign correlated lepton pairs and 30 % (50 %) of like-sign correlated lepton pairs.

This component is accessible experimentally from the subtraction of so-called event-mixing spectrum from the like-sign spectrum [30]. The corresponding signal is a reliable measurement of the bottom cross-section since i) D mesons do not oscillate [8] and ii) most (if not all) leptons from the second generation of D meson decay can be removed by a low p_T threshold of about 2 GeV/c.

3.2.4 Hadronic charm

In the central part of ALICE, heavy mesons can be fully reconstructed from their charged particle decay products in the ITS, TPC and TOF [31]. Not only the integrated yield, but also the p_T distribution can be measured. The most promising decay channel for open charm detection is the $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ decay (and its charge conjugate) which

⁵ Time-integrated probability that a produced B_d^0 (B_s^0) decays as a $\bar{B}_d^0$ ($\bar{B}_s^0$) and vice versa.

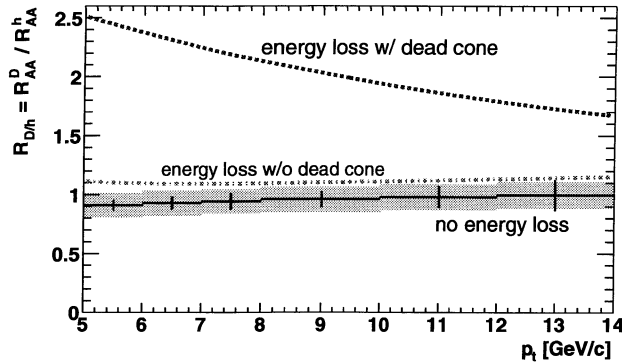


Fig. 4. Ratio of the nuclear modification factors for D^0 mesons and for charged (non-charm) hadrons with and without energy loss and dead cone effect [32]. Errors corresponding to the case “no energy loss” are reported. Vertical bars and shaded areas correspond to statistical and systematic errors, respectively

has a branching ratio of 3.8% and $c\tau = 124 \mu\text{m}$. The expected rates (per unit of rapidity at mid rapidity) for D^0 (and $\bar{D}^0$) mesons, decaying in a $K^\mp\pi^\pm$ pair, in central (5%) Pb-Pb at $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ and in pp collisions at $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, are $5.3 \cdot 10^{-1}$ and $7.5 \cdot 10^{-4}$ per event, respectively. The selection of this decay channel allows the direct identification of the D^0 particles by computing the invariant mass of fully-reconstructed topologies originating from displaced secondary vertices. The expected statistics are ~ 13000 reconstructed D^0 in 10^7 central Pb-Pb collisions and ~ 20000 in 10^9 pp collisions. The significance is larger than 10 for up to about $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ both in Pb-Pb and in pp collisions. The cross section can be measured down to $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ in Pb-Pb collisions and down to almost $p_T = 0$ in pp collisions.

The reconstructed D^0 p_T distributions can be used to investigate the energy loss of c quarks by means of the nuclear modification factor $R_{AA}^{D^0}$ [31,32]. Even more interesting is the ratio of the nuclear modification factors of D^0 mesons and of charged (non-charm) hadrons ($R_{D/h}$) as a function of p_T . Apart from the fact that many systematic uncertainties on $R_{AA}^{D^0}$ cancel out with the double ratio, $R_{D/h}$ offers a powerful tool to investigate and quantify the so-called dead cone effect (Fig. 4).

3.2.5 Electron-muon coincidences

The semi-leptonic decay of heavy mesons involves either a muon or an electron. Therefore, the correlated $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ cross-sections can be measured in ALICE from unlike-sign electron-muon pairs where the electron is identified in the central part and the muon is detected in the forward muon spectrometer. The $e\mu$ channel is the only leptonic channel which gives a direct access to the correlated component of the $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs. Indeed, in contrast to e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ channels, neither a resonance, nor direct dilepton production, nor thermal production can produce correlated $e\mu$ pairs. Within ALICE, the $e\mu$ channel has the additional

advantage that the rapidity distribution of the corresponding signal extends from ~ 1 to ~ 3 , therefore bridging the acceptances of the central and the forward parts of the detector [33]. Electron-muon coincidences have already been successfully measured in pp collisions at $\sqrt{s} = 60 \text{ GeV}$ [34] and in p-nucleus collisions at $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ [35]. Preliminary simulations have shown the possibility, with ALICE, to measure the correlated $e\mu$ signal after appropriate background subtraction [36].

4 Summary

The heavy flavor sector will bring fantastic opportunities for systematic explorations of the dense partonic system formed in heavy ion collisions at the LHC through a wide variety of physics channels. In addition to the channels discussed here, further exciting possibilities should be opened with, for example, charmed baryons, high mass dileptons, quarkonia polarization and dilepton correlations.

Acknowledgements. I am grateful to A. Andronic, M. Bedjidian, A. Dainese, S. Grigoryan, R. Guernane, G. Martinez and A. Morsch for their help in preparing this paper.

References

1. F. Carminati et al., J. Phys. G **30**, 1517 (2004)
2. M. Bedjidian et al., arXiv:hep-ph/0311048
3. S. Digal, P. Petreczky, H. Satz, Phys. Rev. D **64**, 094015 (2001); C. Y. Wong, Phys. Rev. C **65**, 034902 (2002)
4. J. F. Gunion, R. Vogt, Nucl. Phys. B **492**, 301 (1997)
5. L. Kluberg, Eur. Phys. J. C **43** (2005) (see references therein)
6. X. M. Xu, D. Kharzeev, H. Satz, X. N. Wang, Phys. Rev. C **53**, 3051 (1996)
7. D. Blaschke, Y. Kalinovsky, V. Yudichev, Lect. Notes Phys. **647**, 366 (2004)
8. S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **592**, 1 (2004)
9. C. M. Ko, B. Zhang, X. N. Wang, X. F. Zhang, Phys. Lett. B **444**, 237 (1998); P. Braun-Munzinger and K. Redlich, Eur. Phys. J. C **16**, 519 (2000)
10. P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Phys. Lett. B **490**, 196 (2000)
11. R. L. Thews, M. Schroedter, J. Rafelski, Phys. Rev. C **63**, 054905 (2001)
12. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. B **571**, 36 (2003)
13. R. Thews, Eur. Phys. J. C **43** (2005)
14. S. Grigoryan, private communication (2004)
15. <http://alice.web.cern.ch/Alice/AliceNew/>
16. <http://cmsinfo.cern.ch/Welcom.html/>
17. G. Baur et al., CMS-NOTE-2000-060 (2000)
18. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/>
19. ATLAS Coll., CERN/LHCC **2004/009** (2004)
20. ALICE Coll., CERN/LHCC **99-13** (1999)
21. A. Morsch et al., ALICE-INT-2001-22 (2001)
22. S. Kelly, J. Phys. G **30**, S1189 (2004)
23. J. P. Blaizot, J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **199**, 499 (1987); F. Karsch, H. Satz, Z. Phys. C **51**, 209 (1991)

24. E. Dumonteil, Thèse de doctorat de l'Université de Caen, (2004), <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>; E. Dumonteil, P. Crochet, ALICE-INT-2005-002 (2005)
25. D. Acosta et al., arXiv:hep-ex/0412071
26. I. P. Lokhtin, A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **21**, 155 (2001)
27. A. Morsch, private communication (2004)
28. M. Lunardon, R. Turrisi, in preparation
29. R. Guernane et al., in preparation
30. P. Crochet, P. Braun-Munzinger, Nucl. Instrum. Meth. A **484**, 564 (2002)
31. A. Dainese, arXiv:nucl-ex/0311004
32. A. Dainese, Eur. Phys. J. C **33**, 495 (2004)
33. Z. Lin, R. Vogt, Nucl. Phys. B **544**, 339 (1999)
34. A. Chilingarov et al., Phys. Lett. B **83**, 136 (1979)
35. T. Akesson et al., Z. Phys. C **72**, 429 (1996)
36. ALICE Coll., CERN/LHCC 99-22 (1999)

2.7 Coïncidences électron-muon

Les coïncidences électron-muon offrent une mesure non ambiguë des paires de quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. En effet, seule une paire de hadrons lourds peut se désintégrer en une paire corrélée $e\mu$. De plus, la rapidité des paires $e\mu$ se situe, avec ALICE, dans une région intermédiaire entre la partie centrale et la partie avant. Le canal $e\mu$ offre donc un lien physique entre les deux régions de rapidité couvertes par le détecteur. En revanche, le signal est très étendu et ne présente pas de structure particulière par rapport au bruit de fond qui est important et exclusivement constitué de paires non corrélées. L'extraction du signal est donc particulièrement délicate et requiert impérativement la soustraction du bruit de fond par des techniques appropriées. Les résultats de la simulation présentés ci-dessous montrent qu'en sélectionnant des leptons de grand p_t , le nombre de paires corrélées $e\mu$ mesurées en collisions centrales Pb+Pb par mois de prises de données serait de l'ordre de 2000. Cet échantillon est dominé par des paires $e\mu$ issues des paires $b\bar{b}$. Le rapport S/B correspondant, d'environ 1/20, devrait permettre de soustraire le bruit de fond à l'aide de la technique des événements mélangés discutée dans la section 2.8. Cette estimation fait l'unique hypothèse d'un trigger de centralité. L'utilisation du trigger d'électrons de grand p_t [186] et/ou de muons de grand p_t [191], éventuellement combiné à un trigger de haut niveau [194], devrait permettre d'augmenter considérablement la statistique.

Electron-Muon Coincidence as a Measure of Charm and Bottom with ALICE

P. Crochet and the Clermont-Ferrand ALICE group

*Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3/CNRS and Université Blaise Pascal,
Clermont-Ferrand, France*

Abstract

The capabilities of ALICE detector to measure $e\mu$ coincidence is investigated by means of fast simulations. The detector acceptance is modelled by means of geometrical cuts only and assumes a full efficiency. It is shown that the measurement of $e\mu$ pairs would provide a high statistics determination of the correlated charm and bottom production cross-sections in a rapidity region intermediate between the central part and the forward part of ALICE sub-detectors. The background subtraction is investigated by means of the so-called event mixing and the like-sign techniques. It is demonstrated that, due to neutral bottom meson oscillation, the like-sign method fails as soon as the spectra contain a sizeable fraction of leptons from bottom decay.

Contents

1	Introduction	1
2	Electron-muon coincidence	1
3	Simulation environment	2
4	General features	4
5	Background from non-correlated pairs	7
6	Background from other sources	9
7	Background subtraction	11
8	System size dependence of S and S/B	13
9	Conclusions	14

1 Introduction

With the forward muon spectrometer [1] and the Transition Radiation Detector [2], measurements of quarkonia *via* dileptons will be an important part of the physics program covered by the ALICE detector [3] with heavy ion collisions at LHC. Besides the exciting goal of measuring the suppression of heavy vector mesons as a signature of the creation of a quark-gluon-plasma, the study of heavy flavour properties in heavy ion collisions will bring considerable information about strongly interacting matter at extreme energy density. This is motivated mainly by the substantial amount of heavy quark pairs which is expected to be produced in heavy ion collisions at LHC energies [4] and also by several issues related to dilepton physics, as listed below.

- Whereas open charm production is well understood in pp and pA reactions over a broad range of beam energy [5], the situation is rather unclear for nucleus-nucleus reactions. The present SPS Pb+Pb data on the dilepton mass continuum show, between the φ and the J/Ψ , an enhancement which has been first attributed to an enhancement of open charm production [6]. It has been shown more recently that final state interactions of D mesons [7, 8] and/or thermally produced dileptons [9, 10] could account for the effect.
- As pointed-out first in [11] and then intensively studied in [4, 7, 12, 13, 14], a fast parton traversing a dense medium experiences multiple scattering which result in an energy loss phenomenon. This changes the resulting momentum distribution of heavy mesons and, as a consequence, the decay leptons exhibit also a significantly modified momentum spectrum.
- Dileptons from open charm (open bottom) will be, in ALICE, the dominant source of background below the J/Ψ (Υ) in both the e^+e^- and the $\mu^+\mu^-$ channels [1, 2].
- Open charm and open bottom are expected to provide a regeneration of secondary J/Ψ from the hadronic phase *via* the channels $D + \bar{D} \rightarrow J/\Psi + \pi$ and $B \rightarrow J/\Psi + X$. Depending on the initial multiplicity of D and B mesons, these secondary J/Ψ will mask, to a certain extent, the primordial J/Ψ [2, 15, 16].

These considerations demonstrate that a precise and complete knowledge of heavy meson production and propagation in heavy ion collisions at LHC will be interesting by itself, and will be of crucial importance in order to extract relevant information from the measurement of $q\bar{q}$ bound states. The full ALICE device should allow to measure heavy mesons through several channels : *i*) direct measurement of D^0 and $D^\pm$ *via* their hadronic decay [3], *ii*) inclusive measurement of D and B from the dilepton continuum below and around J/Ψ and Υ [1, 2], and *iii*) inclusive measurement of D and B from high p_t electrons with displaced vertices [2]. We describe in detail in this note the possibility to measure heavy mesons through another independent channel : the electron-muon coincidence. Some aspects of this kind of measurement with the ALICE detector have already been briefly reported in [2, 17].

2 Electron-muon coincidence

Heavy mesons decay into $e+X$ or $\mu+X$ with a branching ratio of $\sim 12\%$ for charm and $\sim 10\%$ for bottom. Therefore, considering for example the semi-leptonic decays of a $D\bar{D}$ pair as sketched in Fig. 1, there are 4 ways to reconstruct the invariant mass of the meson pair from

unlike-sign lepton pairs.

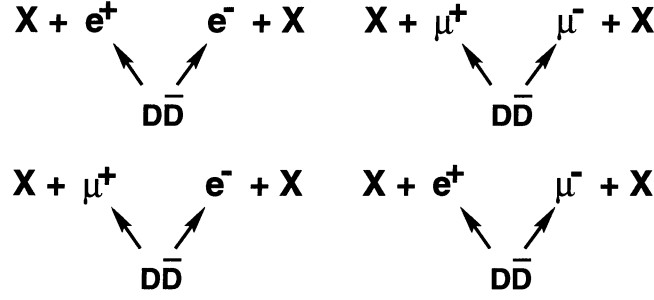


Figure 1: Sketch of the possible semi-leptonic decays of a $D\bar{D}$ pair.

Note that the term invariant mass is here misused *i.e.* one doesn't reconstruct the "real" invariant mass of the meson pair since only the decay leptons are taken into account. As a consequence, the invariant mass of the dilepton pair doesn't exhibit any peak but is spread over several GeV/c^2 . The information which is carried by the dilepton pairs is however meaningful and provides an indirect measurement of the heavy quark spectrum since the dilepton invariant mass is related to the relative momentum of the quark pair. Using $e\mu$ pairs¹ instead of e^+e^- or $\mu^+\mu^-$ pairs has the advantage that this gives a direct access to the correlated heavy meson pair since neither a resonance nor the thermal radiation nor the Drell-Yan mechanism can provide correlated $e\mu$ pairs. In order to be performed within ALICE, this measurement needs the use of the information from most of the sub-detectors : an unlike-sign $e\mu$ pair consists of an electron identified in the central part of ALICE by means of the TRD in conjunction with the ITS and the TPC, and a muon detected in the forward muon spectrometer. This provides the additional interesting feature that the rapidity coverage of $e\mu$ pairs is, as shown in the following, intermediate between the rapidity region of the central detectors and the one of the muon spectrometer. On the other hand, $e\mu$ coincidence measurements can be performed without the need of any additional detector. It requires only a sufficient number of full events to be taken simultaneously with all approved sub-detectors. This type of measurement has already been performed successfully in pp reactions at $\sqrt{s} = 60 \text{ GeV}$ [18] and in p-nucleon reactions at $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ [19]. It is planned to be done in heavy ion collisions with the PHENIX detector at RHIC [20].

3 Simulation environment

The capabilities of ALICE to measure $e\mu$ coincidence in Pb+Pb reactions have been estimated by means of a fast simulator whose ingredients are based on the calculations presented in [4]. The main input to these simulations is the number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs expected to be created in central Pb+Pb at LHC. The corresponding cross-sections have been estimated in p+p reactions at $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ with PYTHIA 5.7 [22] using the MRSD-'1 parton distribution function, and next extrapolated to central Pb+Pb collisions with the nuclear overlap function. It results into 540 $c\bar{c}$ and 7 $b\bar{b}$ pairs per central Pb+Pb event at $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$.

The simulation consists of 6 steps described below :

- $\text{Pb} + \text{Pb} \rightarrow c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ events are computed with PYTHIA (triggered on charm and bottom production) assuming that a Pb + Pb collision is a superposition of a certain

¹When not explicitly specified, $e\mu$ pairs means in what follows unlike-sign electron-muon pairs *i.e.* $e^+\mu^-$ and $e^-\mu^+$.

number of p+p reactions *i.e.* $1 \cdot 10^5$ Pb + Pb $\rightarrow$ c $\bar{c}$ events are generated by means of $1 \cdot 10^5 \times 540$ p+p $\rightarrow$ c $\bar{c}$ events. In order to have similar statistics for bottom, 10 M Pb + Pb $\rightarrow$ b $\bar{b}$ events are generated by means of $10 \text{ M} \times 7$ p+p $\rightarrow$ b $\bar{b}$ events.

- The heavy quarks hadronize into heavy mesons through a Peterson fragmentation function. The c($\bar{c}$) quarks are assumed to fragment into 50% of D⁺(D⁻) and 50% of D⁰(D⁰) mesons. For the b($\bar{b}$) quarks, we consider B⁺(B⁻), B⁰(B⁰), B_s⁰(B_s⁰), and $\lambda_b^0(\lambda_b^0)$ with production percentage of 38%, 38%, 11% and 13%, respectively.
- Heavy mesons decay according to JETSET 6.4 [22]. In order to keep advantage of the large initial statistics, the mesons decay semi-leptonically only. This is properly taken care of in the following analysis by attributing weights to the decay leptons. These weights are calculated independently for leptons from charm and bottom by averaging the corresponding semi-leptonic branching ratios folded with the heavy meson production percentages.
- $1 \cdot 10^5$ background events are computed by means of the “official-ALICE-HIJING-8000” tool. This consists in generating primary particles ($\pi^\pm$, π^0 , K[±], K_S⁰, K_L⁰) whose η and p_t distributions are parametrised from the HIJING model and CDF data with a charged particle density of 8000 at $\eta = 0$. These primary particles afterwards decay according to JETSET.
- The ALICE detector response is modelled in a very simple way by cuts on :
 - geometry : $45^\circ < \Theta_e < 135^\circ$ and $2^\circ < \Theta_\mu < 9^\circ$ where Θ_e and Θ_μ denote the polar angle of electrons and muons, respectively.
 - transverse momentum : $p_t > 1 \text{ GeV}/c$ for both electrons and muons.
 - vertex : $v_t^e < 3 \text{ cm}$ and $v_z^\mu < 100 \text{ cm}$ where v_t^e and v_z^μ are the electron transverse distance and muon longitudinal distance between the interaction point and the track vertex. The second vertex cut simulates the effect of the front absorber of the muon spectrometer.
- The momentum and vertices of electrons and muons are registered keeping the information on the parent and the grandparent of the decay product. This allows to trace back the composition of final spectra under complicated multidimensional cuts.

This simulation assumes neither energy loss of the partons in the medium nor rescattering, nor thermalization of heavy mesons. The ALICE detector filter doesn’t include momentum resolutions and detection inefficiencies and assumes a perfect particle identification.

Finally we stress the fact that the quark kinematics depends somewhat on the processes included in the simulation. At leading order, the quark pair, which is produced by gluon fusion, is emitted azimuthally back-to-back. Next-to-leading order calculations tend to wash-out any structure in the opening angle of the pair. Running PYTHIA triggered on charm and bottom production (`msel=4` or `msel=5`), as it is done in the present simulation, leads to a kinematics intermediate between leading order and next-to-leading order calculations, higher order corrections being simulated to some extent by initial and final state radiation [4]. In addition we use a non-zero intrinsic transverse momentum k_t for the incoming partons with $\langle k_t^2 \rangle = 1 \text{ GeV}/c^2$. This value allows to consistently describe the charm production data for both the azimuthal correlation and the p_t^2 distributions in πp reactions [21]. It is also known to flatten somewhat the azimuthal correlation between the quarks of the pair [21]. Indeed, as shown in Fig. 2 when going from $\langle k_t^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ to $\langle k_t^2 \rangle = 1 \text{ GeV}/c^2$ the asymmetry “same-side / back-to-back” is reduced from 1/9 to 1/5. One could go further

by running PYTHIA in a real minimum bias mode. This is however CPU-time consuming (a factor > 100 more) and definitively not conceivable in view of the high statistics demanded for the simulations for which, on the other hand, the complete kinematics of the quark pair is desired.

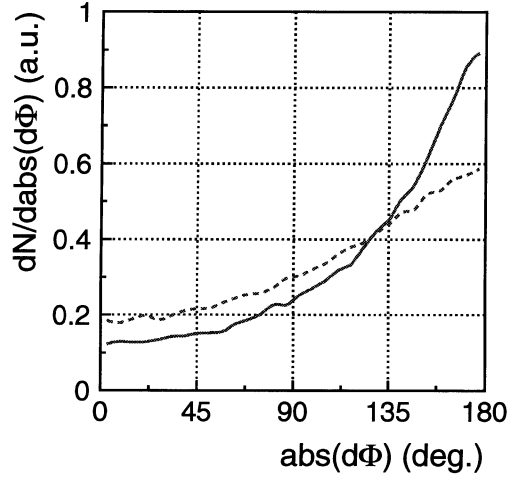


Figure 2: Azimuthal correlation between the quarks of $c\bar{c}$ pairs with $\langle k_t^2 \rangle = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ (solid curve) and $\langle k_t^2 \rangle = 1 \text{ GeV}/c^2$ (dashed curve).

4 General features

We present in this section some general features related to the correlated $e\mu$ pair distributions. In the following all figures are normalised to one central Pb+Pb event.

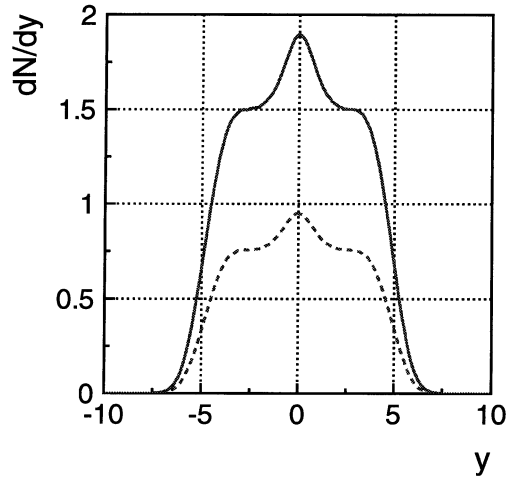


Figure 3: Rapidity distribution of correlated lepton pairs from charm in 4π . The solid (dashed) histogram corresponds to $e\mu$ (e^+e^- or $\mu^+\mu^-$) pairs.

The rapidity distribution of correlated $e\mu$ pairs from charm in 4π is shown in Fig. 3. This distribution exhibits a central narrow peak with an enhancement of about 30%. The latter is a typical characteristics of the Peterson fragmentation function which tends to pile-up heavy hadrons at central rapidities [4]. It is obvious that using another type of fragmentation func-

tion would affect differently the kinematics of the decay leptons and therefore the yield of the reconstructed pairs in the finite acceptance of the detector. The choice of the fragmentation function can therefore be considered as a free parameter of the simulation. Note from Fig. 3, that for trivial reasons the yield of $e\mu$ pairs is, in 4π , 2 times larger than the yield of e^+e^- or $\mu^+\mu^-$ pairs.

Leptons from heavy mesons can be categorised as primary and secondary leptons. A primary lepton l_1 is a lepton directly produced by the meson Q through its semi-leptonic decay : $Q \rightarrow l_1 X$. A secondary lepton l_2 is a lepton indirectly produced through the channel $Q \rightarrow l_1 X$, $X \rightarrow l_2 Y$. Associated to primary leptons from charm decay are π 's, K 's and/or resonances like the ρ or the ω whose (semi-)leptonic decay branching ratios are by orders of magnitude smaller than the initial semi-leptonic decay branching ratio of a D meson. Secondary leptons from charm decay can therefore be reasonably neglected. On the contrary a primary lepton from bottom decay is generally produced together with a D meson whose semi-leptonic decay branching ratio is comparable to that of the B meson. It results that a sizeable fraction of secondary leptons from B decay are produced through the so-called B-chain channel : $B \rightarrow l_1 D$, $D \rightarrow l_2 X$.

These secondary leptons have a smaller energy than the primary leptons since they arise from lighter mesons. Their contribution to the overall dilepton invariant mass spectrum is shown in Fig. 4. It can be seen that $e\mu$ pairs from the B-chain dominate the spectrum at low invariant masses whereas above $\sim 3 \text{ GeV}/c^2$, only $e\mu$ pairs from $B\bar{B}$ remain. Similar observations are made for e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ pairs since the semi-leptonic decay branching ratios of heavy mesons is almost identical for muons and electrons.

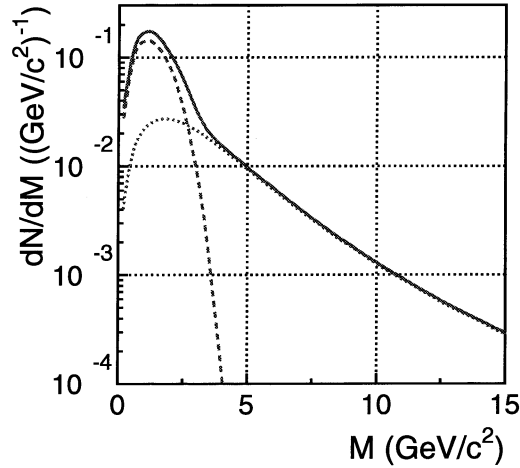


Figure 4: Invariant mass distribution of correlated $e\mu$ pairs from bottom decay in 4π . The dashed (dotted) histogram corresponds to $e\mu$ pairs from the B-chain ($B\bar{B}$) channel. The solid histogram includes both the previous contributions.

The invariant mass spectra of the 3 types of dileptons from bottom decay are shown in Fig. 5 after applying the ALICE acceptance cuts described above. Whereas the B-chain component is visible in the e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ channels, it disappears in the $e\mu$ channel. This is mainly due to the kinematics of the B-chain where both leptons tend to be focused in a given direction in the phase space. The ALICE acceptance naturally suppresses this component in the $e\mu$ channel since the muon is detected in the forward direction and the electron is detected in the central rapidity region. Therefore, $e\mu$ coincidence measurements provide, within the ALICE acceptance, a direct access to the actual yield of the correlated $B\bar{B}$ pairs.

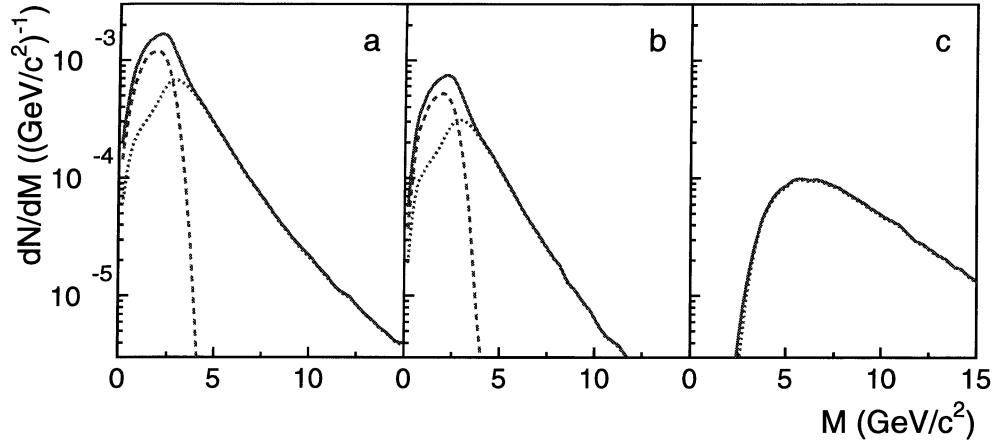


Figure 5: Invariant mass distribution of correlated e^+e^- (a), $\mu^+\mu^-$ (b) and $e\mu$ (c) pairs from bottom decay. The ALICE acceptance cuts described in the text are applied. The dashed (dotted) histograms correspond to lepton pairs from the B-chain ($B\bar{B}$) channel. The solid histograms include both the previous contributions.

Another interesting feature provided by the ALICE acceptance is evidenced in Fig. 6 which shows the rapidity distribution of the 3 types of dileptons.

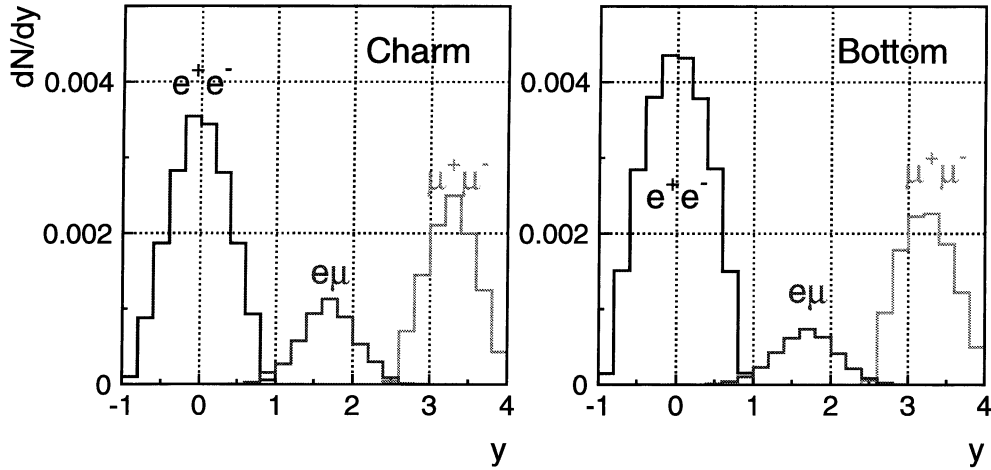


Figure 6: Rapidity distributions of correlated lepton pairs from charm (left) and bottom (right). The ALICE acceptance cuts described in the text are applied.

It can be observed that the $e\mu$ pairs rapidity distributions are located in a region between the ones covered by e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ pairs. The $e\mu$ channel provides a nice overlap between the central part and the forward part of the ALICE rapidity coverage. Since $e\mu$ coincidence gives access to an independent measurement of charm and bottom production, it can also be used for consistency cross-checks by extrapolating the results obtained in the central rapidity region to the forward rapidity region and *vice versa*.

The number of correlated $e\mu$ pairs from $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ is shown in Tab. 1 at different stages of the simulation. As it can be seen, $\sim 1\%$ of the correlated $e\mu$ pairs are emitted in the ALICE detector geometrical acceptance. Although in 4π the number of pairs from charm is larger

than the one from bottom, after the 1 GeV/c p_t cut the number of correlated $e\mu$ pairs from charm and bottom is similar. This is due to the fact that leptons from bottom have a harder p_t spectrum than leptons from charm. When extrapolating to one year of ALICE running, assuming 40 Hz of central event data taking and one month of Pb beam (*i.e.* 40 M of Pb+Pb central events), one obtains ~ 40000 (~ 30000) correlated $e\mu$ pairs from charm (bottom). This estimation only assumes the use of a global central trigger. Using in addition the high p_t electron trigger [2] or the high p_t muon trigger [1] would certainly increase the statistics for $e\mu$ pairs. This has not been studied in detail yet. Note that even without the help of high p_t lepton trigger, the $e\mu$ pairs statistics is very large compared to the expected number of reconstructed Υ in the dilepton channels.

	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
no cuts	16	0.4
geo. cuts only	0.2	$4 \cdot 10^{-3}$
geo. + p_t cuts	$1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$

Table 1: Number of correlated $e\mu$ pairs from $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ at different stages of the simulation procedure. The numbers are normalised to one Pb+Pb central event.

In summary to this part, $e\mu$ coincidence with ALICE would provide with a large statistics an independent measurement of the correlated $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ production cross-sections, in a rapidity region intermediate between the ones covered by the central and the forward sub-detectors.

5 Background from non-correlated pairs

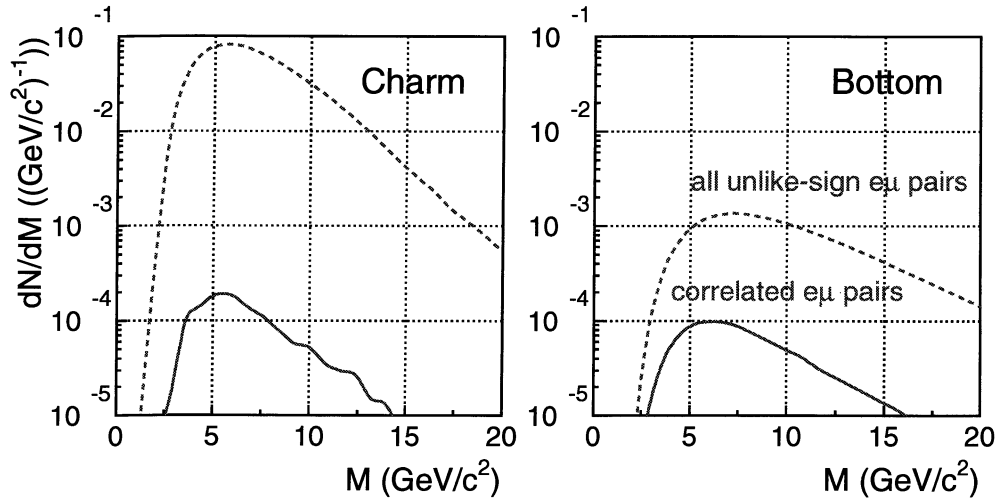


Figure 7: Invariant mass spectra of $e\mu$ pairs from charm (left) and bottom (right). The ALICE acceptance cuts are applied. The solid histograms correspond to correlated pairs. The dashed histograms correspond to the sum of the correlated and the non-correlated unlike-sign pairs.

The dominant source of background to the signal comes from the non-correlated $e\mu$ pairs from charm and bottom. This is due to the relatively high number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs per event.

As shown in Fig. 7, when the non-correlated pairs are taken into account, the combinatorial background exceeds the signal by more than 2 (1) orders of magnitude for charm (bottom). Under such conditions and since the signal is spread over several GeV/c^2 , any background subtraction is difficult. Cutting stronger in p_t improves the situation drastically and with a p_t threshold of 2 GeV/c one would obtain ~ 5000 correlated $e\mu$ pairs with a S/B of about 1/50 (Fig. 8). Similar conclusions are obtained for $e\mu$ pairs from bottom decay.

This can be further improved by cutting-out $e\mu$ pairs with $|\Delta\Phi| > 90^\circ$, where $\Delta\Phi$ denotes the difference in azimuthal angle between the leptons of the pair. This cut is motivated by the fact that the leptons from a correlated pair are rather emitted back-to-back compared to the non-correlated lepton pairs whose $\Delta\Phi$ distribution is flat. Therefore, applying $|\Delta\Phi| > 90^\circ$ reduces the combinatorial background by a factor of 2 with essentially no loss of signal (Fig. 9).

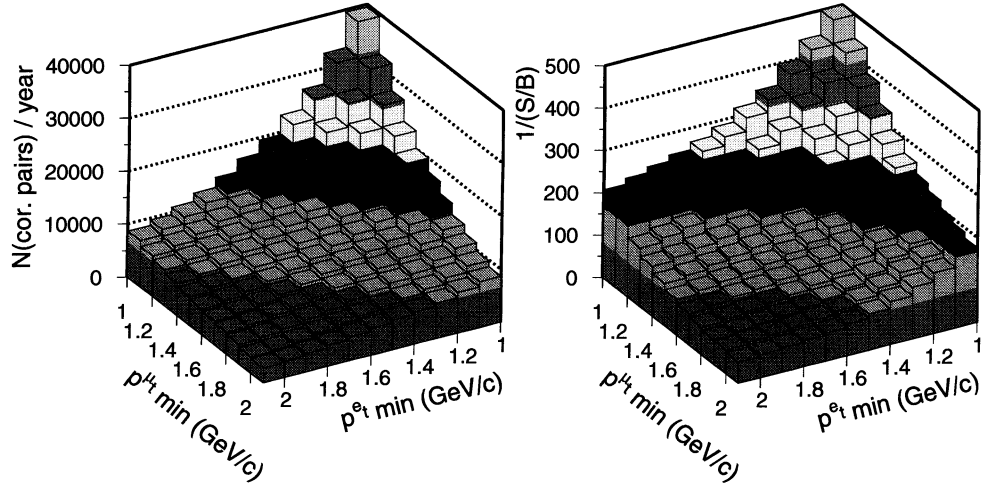


Figure 8: Number of correlated $e\mu$ pairs per year (left) and $1/(S/B)$ (right) as a function of p_t threshold on electron and muon. Only electrons and muons coming from charm decay are considered. Signal and background are extracted by integrating the $e\mu$ yield over the full invariant mass range. The signal is extrapolated to one year of ALICE running assuming a central event rate of 40 Hz and one month of Pb+Pb data taking.

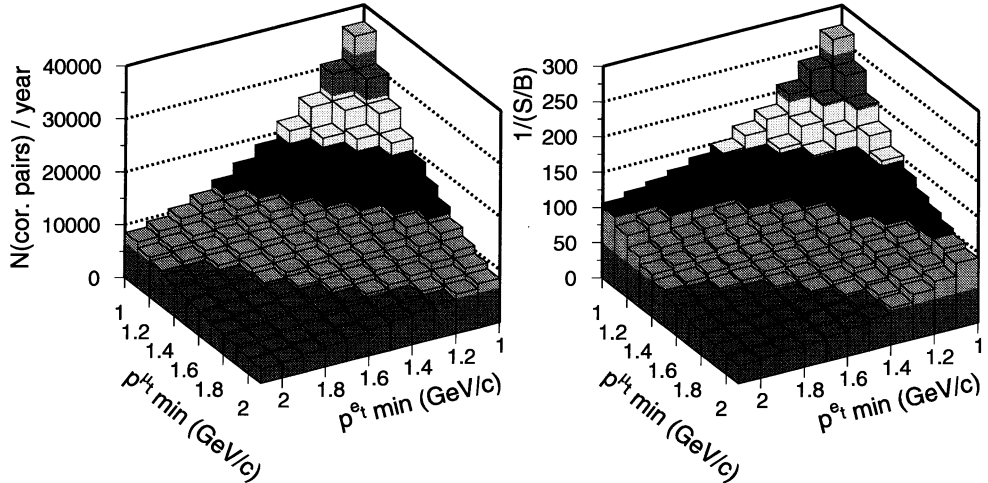


Figure 9: Same as figure 8. In addition to the ALICE acceptance cuts, the cut $|\Delta\Phi| > 90^\circ$ is applied (see text).

Note however that, as mentioned in section 3, this cut would tend to be less efficient at next-to-leading order because the quarks of the pair would be less strongly emitted back-to-back.

6 Background from other sources

Figures 8 and 9 still represent an ideal situation since the combinatorial background doesn't include electrons and muons from bottom decay and from other sources such as π^0 Dalitz and $\pi^\pm, K^\pm$ decays. The number of electrons emitted per event in the ALICE acceptance is shown in Fig. 10 (left). With a low p_t threshold the multiplicity of the electrons from π, K decay is similar to the one from charm decay, both of them being larger than the one from bottom decay by more than an order of magnitude. Due to the differences in the mass of the parent particle, this ordering changes when cutting stronger on p_t and, from a p_t threshold of 2 GeV/c, electrons from bottom decay dominate the total electron yield. The situation is rather similar for what concerns the number of muons in the acceptance of the muon spectrometer (Fig. 10 right), except that the muon yield from π, K decay is somewhat further reduced at high momentum. It is obvious that, without other cut strategies, a p_t threshold of at least 2 GeV/c is needed for an efficient suppression of leptons from π, K decay. Note that such a p_t threshold allows also to strongly reduce the number of non-correlated pairs from charm and bottom decay in the combinatorial background, as shown in the previous section. In addition, it would be needed in order to get rid of misidentified particles (not considered here), like the misidentified pions in the electron sample [2].

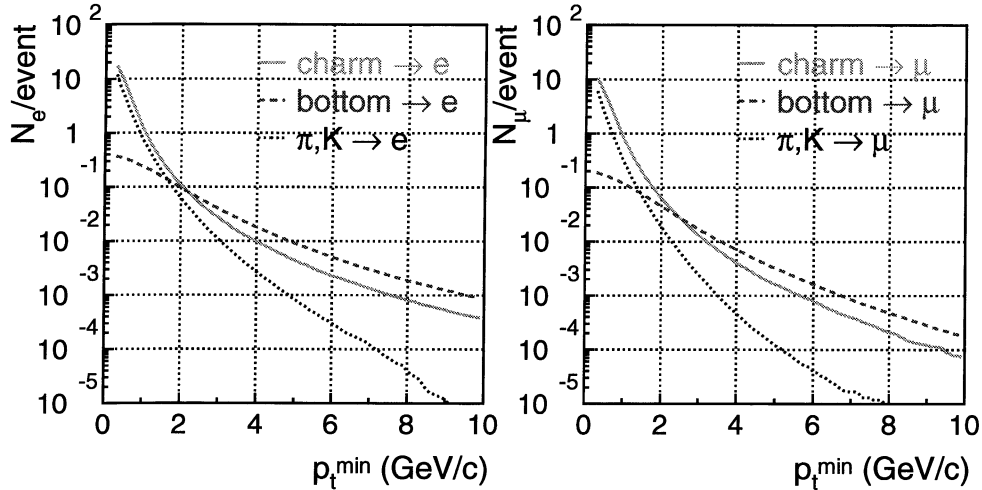


Figure 10: Mean number of electrons (left) and muons (right) in the ALICE acceptance, as a function of p_t thresholds. Leptons from charm, bottom and π, K decay are shown by the full, dashed and dotted curves, respectively.

The corresponding invariant mass spectrum of $e\mu$ pairs is shown in Fig. 11. Although the results suffer from poor statistics (the statistics is here limited to the $1 \cdot 10^5$ events computed for charm), it can be seen that the yield of correlated $e\mu$ pairs from bottom decay is larger than the one from charm decay by about a factor of 5. The full combinatorial background including leptons from charm, bottom and π, K decay is larger than the summed correlated signals from charm and bottom decay by 2 orders of magnitude.

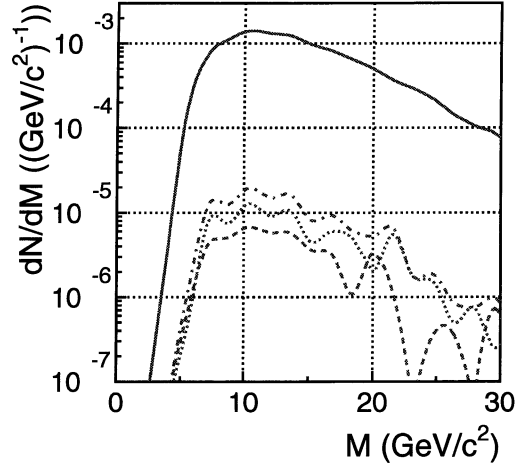


Figure 11: Invariant mass distributions of $e\mu$ pairs. The ALICE acceptance cuts and a p_t threshold of 2 GeV/c are applied on electrons and muons. The dashed (dotted) histogram corresponds to correlated pairs from charm (bottom) decay. The dot-dashed histogram corresponds to the sum of the previous contributions. The solid histogram corresponds to all unlike-sign $e\mu$ pairs including leptons from charm, bottom and π, K decay.

Cutting even stronger on p_t helps a lot to improve S/B without significant loss of signal. Fig. 12 (right) shows $1/(S/B)$ as a function of a common low p_t threshold $p_t^{\min}$ on the electron and the muon of the pair.

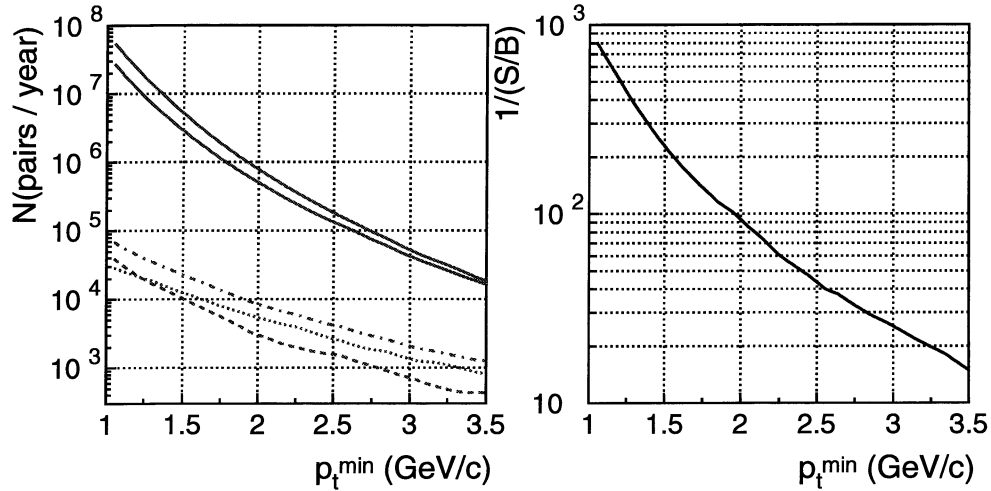


Figure 12: Left : number of $e\mu$ pairs per year in the ALICE acceptance as a function of the p_t threshold $p_t^{\min}$ on both electron and muon. The upper (lower) solid curve corresponds to all unlike-sign $e\mu$ pairs with (without) the contribution from π, K decay. The dashed (dotted) curve corresponds to correlated pairs from charm (bottom) decay. The dot-dashed curve is the sum of the 2 previous components. Right : corresponding $1/(S/B)$ as a function of $p_t^{\min}$. S is the sum of correlated $e\mu$ pairs from charm and bottom decay (dot-dashed curve of left). B is the full combinatorial background including all $e\mu$ pairs from charm, bottom and π, K decay (upper solid curve of left). Signal and background are extracted by integrating the $e\mu$ yield over the full invariant mass range. The normalisation is the same as the one of Fig. 8.

It can be observed that when going from $p_t^{\min} = 2 \text{ GeV}/c$ to $p_t^{\min} = 3 \text{ GeV}/c$, S/B gets improved from 1/100 to $\sim 1/25$. With such a S/B a successful background subtraction is reasonably conceivable (see next section). Fig. 12 left shows that the corresponding sample of $e\mu$ pairs is almost free of any leptons from π, K decay. This would lead, per year, to about 2000 correlated $e\mu$ pairs mainly coming from bottom decay.

It is important to mention that the S/B can be further improved by means of several cut strategies which are not studied here : removing electrons from π^0 Dalitz decay with a so-called Dalitz strategy [2], removing electrons from π, K decay with lower thresholds on displaced vertices [2], removing non-correlated $e\mu$ pairs with upper p_t thresholds and cuts on the lepton pair kinematics [20], *etc.*

7 Background subtraction

As shown above, the $e\mu$ correlated pairs lead to a signal hardly visible by itself because it is spread over several GeV/c^2 without any structure. A precise background subtraction is therefore needed in order to extract relevant information from $e\mu$ coincidence measurements. We describe in this section the methods for subtracting the background to the $e\mu$ signal. In view of the large statistics demanded for such a purpose, we use the 10 M Pb + Pb $\rightarrow b\bar{b}$ generated events without including leptons from charm, π and K decay for which the available statistics is presently too poor. It results that the background considered in this part only consists of non-correlated $e\mu$ pairs from bottom decay. The aim of this study is therefore not to show how the signal can be extracted in a close-to-realistic situation of background, but rather to discuss the capabilities of the presented techniques to subtract effectively the background.

There are mainly 2 ways to determine and subtract a combinatorial background to an unlike-sign pair signal :

- Like-sign pair technique : This consists in estimating the non-correlated background in the unlike-sign pair sample by the number of like-sign pairs. The signal S of the number of unlike-sign pairs N^{+-} is then given by : $S = N^{+-} - 2R\sqrt{N^{++}N^{--}}$ where the factor R accounts for a possible charge asymmetry due to a detector acceptance bias relatively to the lepton charge. This technique has the advantage that combining unlike-sign pairs and like-sign pairs within the same event gives a direct normalisation of the estimated background with respect to the signal. On the other hand, by doing so, the statistics in the background spectrum is limited to the number of available events.
- Event-mixing technique : This consists in estimating the non-correlated background in the unlike-sign pair sample by an unlike-sign pair spectrum for which the 2 leptons of a pair are taken from 2 different events. This offers a better statistical precision than the previous method since each event can be mixed with several other events. On the other hand the normalisation of the estimated background to the signal is not direct as soon as the spectrum contains a sizeable fraction of correlated signal. It can be done from the integration of the 2 spectra in a region where the correlated signal is known to be negligible.

In order to be satisfactorily performed, the first technique needs that a correlated pair can only be an unlike-sign pair (in other words a like-sign pair should never be a correlated pair). It is therefore well adapted to subtract the combinatorial background in the low-mass range where the previous requirement is fulfilled. On the contrary, this technique is difficult to be used as soon as signal and/or background contains a substantial fraction of leptons from bottom decay. Indeed, due to B^0 - $\bar{B}^0$ and B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ mixing, the systems B^0 - $\bar{B}^0$ and B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ are true sources of correlated like-sign lepton pairs in the primary lepton channel². As a consequence the unlike-sign $e\mu$ pair spectrum doesn't contain the full correlated information and a like-sign subtraction removes a part of the correlated signal. This is demonstrated in Fig. 13 (right) where one can see that the signal calculated from the like-sign subtraction underestimates the true correlated signal. The calculated signal could however be corrected providing that one knows with a good accuracy the production percentages of the different species of B mesons.

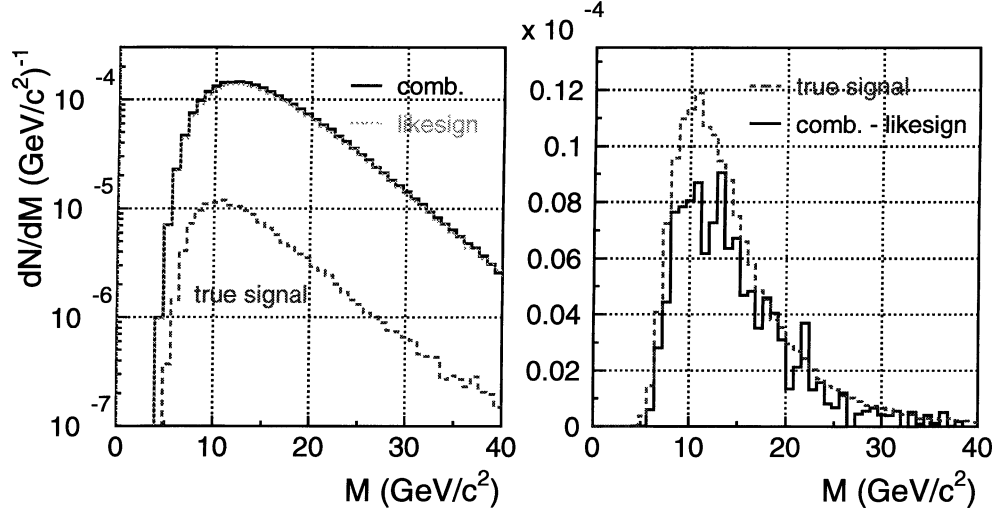


Figure 13: Example of background subtraction to the $e\mu$ signal using the like-sign technique. A p_t threshold of 2 GeV/c and the ALICE geometrical acceptance cuts are applied on muons and electrons. Signal and background include only $e\mu$ pairs from bottom decay. The notation “true signal” corresponds to correlated unlike-sign $e\mu$ pairs.

The previous problem is naturally eliminated by using the event-mixing technique since the correlations are washed-out between 2 independent events. Indeed, as shown in Fig. 14 right, after a background subtraction with the event-mixing technique, the calculated spectrum is similar in shape and yield to the expected one. Note however that the background-subtracted spectrum is here arbitrary normalised. Finding a proper normalisation of the spectra is not an easy task since the $e\mu$ signal is spread over the whole invariant mass range.

In summary, after background subtraction and providing that one can cope with the drawbacks of the methods, the signal of $e\mu$ coincidence should be visible even with a S/B of the

²Like the K^0 - $\bar{K}^0$ system, the 2 B meson neutral systems B^0 - $\bar{B}^0$ and B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ undergo mixing effects. The relevant quantity to describe this mixing is the so-called mixing parameter χ which is defined as the probability that a B^0 ($\bar{B}^0$) (or a B_s^0 ($\bar{B}_s^0$)) decays as a B^0 ($\bar{B}^0$) (or a B_s^0 ($\bar{B}_s^0$)). This parameter has been measured by several experiments in e^+e^- and $p\bar{p}$ reactions (see [24] for a compilation of results). It is estimated to $\chi=0.17$ and 0.49 for the B^0 - $\bar{B}^0$ and the B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ system respectively [24]. Hence, a B^0 - $\bar{B}^0$ (B_s^0 - $\bar{B}_s^0$) pair produces in the primary dilepton channel, $\sim 70\%$ ($\sim 50\%$) of unlike-sign correlated lepton pairs and $\sim 30\%$ ($\sim 50\%$) of like-sign correlated lepton pairs. It is therefore obvious that, in the e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ channels at LHC, a like-sign subtraction will be difficult in the invariant mass region of the Υ (J/Ψ) where most (part) of the background consists of leptons from bottom decay.

order of 1/15 as it is the case of the considered example.

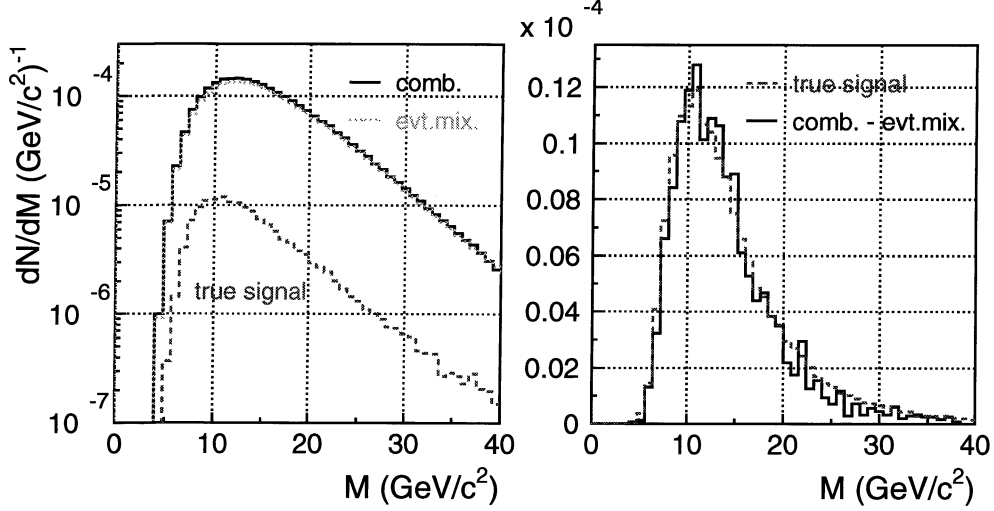


Figure 14: Same as Fig. 14 but using the event-mixing technique.

8 System size dependence of S and S/B

In this section, we compare the results obtained for the Pb+Pb system to the ones obtained for colliding systems with total mass number $A+B=110+110$ and $63+63$. The corresponding number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs per central event have been obtained, like in the Pb+Pb case, by multiplying the charm and bottom pp production cross-sections given by PYTHIA by the nuclear overlap function at $b = 0$ (Tab. 2).

$A+B$	$T_{AB}(0)$	$N_{c\bar{c}}$	$N_{b\bar{b}}$
208+208	30.42	540	7
110+110	12.43	220	3
63+63	5.77	102	1

Table 2: Nuclear overlap function $T_{AB}(0)$ (in mb^{-1}) and number of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs per central event for colliding systems with total mass number $A+B$. The values of $T_{AB}(0)$ are taken from [23].

The background from π, K decay is derived from the one generated for the Pb+Pb system under the assumptions that *i)* the shape of the p_t and η distributions remains unchanged and *ii)* the overall yield of leptons from π, K decay scales with a factor 110/208 and 63/208 for the systems with total mass number 110+110 and 63+63 respectively.

For the consistency of the comparison, the extrapolation to the total statistics per year of ALICE running has been done in the same way for the 3 different systems. This assumes 1 month of heavy ion beam and a central event data taking rate of 40 Hz *i.e.* 40 M of central events.

As discussed before, when a common single-leg p_t threshold of at least ~ 1.5 GeV/c is applied,

the main background to the $e\mu$ signal comes mostly from the combination of non-correlated leptons from charm and bottom decay. The S/B is therefore improved when decreasing the size of the colliding system since the initial number of produced heavy quarks is also decreased. Fig. 15 right shows that S/B is improved by a factor ~ 2 (~ 4) when decreasing the system-size from 208+208 to 110+110 (63+63). On the other hand the corresponding total number of correlated pairs is strongly reduced by a factor ~ 2.5 (~ 6) (Fig. 15 left). However it can be seen that requiring a $S/B \gtrsim 1/30$, a total amount of ~ 2500 correlated $e\mu$ pairs can still be measured for the systems 110+110 and 63+63 by applying a p_t threshold of ~ 2.2 GeV/c and ~ 1.8 GeV/c respectively.

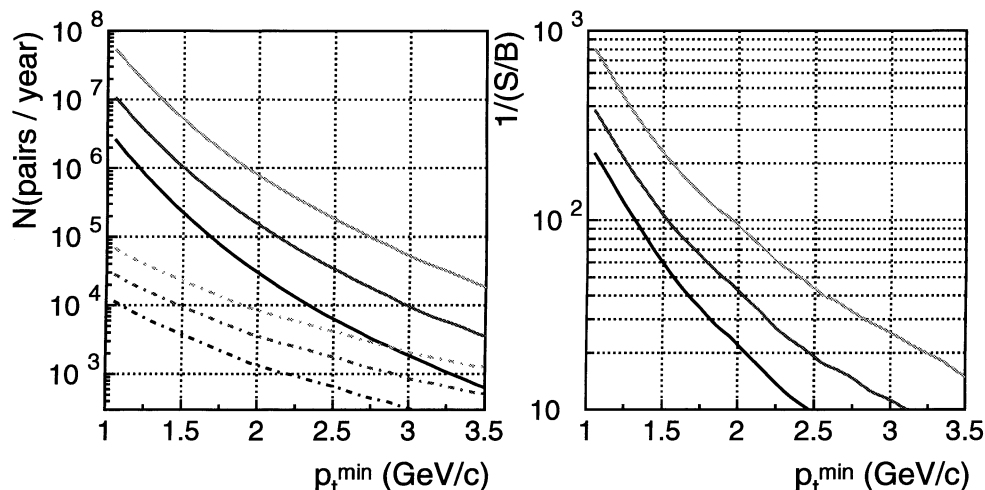


Figure 15: Left : number of $e\mu$ pairs per year in the ALICE acceptance as a function of the p_t threshold $p_t^{\min}$ on both electron and muon. The solid curves correspond to all unlike-sign $e\mu$ pairs including the contribution from charm, bottom and π, K decay. The dot-dashed curves correspond to the sum of the correlated pairs from charm and bottom decay. Right : corresponding $1/(S/B)$ as a function of $p_t^{\min}$ where S (B) corresponds to the dot-dashed (solid) curve of left. Signal and background are extracted by integrating the $e\mu$ yield over the full invariant mass range. The normalisation is the same as the one of Fig. 8. From top to bottom, the curves correspond to colliding systems with total mass number 208+208, 110+110 and 63+63.

9 Conclusions

$e\mu$ coincidence is a promising physics channel to be investigated with the ALICE detector at LHC. It should allow to determine the correlated charm and bottom production cross-sections in an interesting rapidity window which sits in between the rapidity coverage of the central detectors and the one of the muon spectrometer. Such a measurement provides a first physical link between the central part and the forward part of ALICE. The results of the present simulations show that selecting high p_t electrons and muons would give access (per year of Pb beam) to a clean sample of about 2000 correlated $e\mu$ pairs mainly coming from bottom decay with a S/B of $\sim 1/25$. Both the signal and the S/B can be further improved by means of dedicated cut strategies and/or by means of the high p_t lepton triggers of ALICE. These 2 aspects have not been studied in detail yet.

$e\mu$ coincidence is however a challenging measurement. This is mainly due to the facts that *i*) the pair invariant mass being spread over several GeV/ c^2 without structure, the background

subtraction is difficult and *ii)* to provide relevant information, the correlation between the leptons of the pair has to be preserved over ~ 3 units of rapidity. There are at least 2 effects, neglected in the present simulation, which would tend to destroy the correlations and lower the final $e\mu$ yield : the energy loss of the partons in the medium and the final state interactions of heavy mesons.

Finally we recall that in the simulations presented here the ALICE detector is modelled in a very simple way by cuts on geometrical acceptance and transverse momentum only. Further detailed simulations, including a more realistic description of the ALICE detector response, will be performed in the next future.

Acknowledgement

We gratefully acknowledge Prof. P. Braun-Munzinger for enthusiastic support and many stimulating discussions.

References

- [1] The Forward Muon Spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-32.
- [2] A Transition Radiation Detector for electron identification within the ALICE central detector, Addendum to ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 99-13.
- [3] A Large Ion Collider Experiment, ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71.
- [4] Z. Lin, R. Vogt, Nucl. Phys. B 544 (1999) 339.
- [5] P. Braun-Munzinger, D. Miśkowiec, A. Drees, C. Lourenço, Eur. Phys. J. C 1 (1998) 123.
- [6] E. Scomparin et al. (NA50 collaboration), J. Phys. G 25 (1999) 235.
- [7] Z. Lin, X.N. Wang, Phys. Lett. B 444 (1998) 245.
- [8] Z. Lin, C.M. Ko, B. Zhang, Phys. Rev. C 61 (2000) 024904.
- [9] R. Rapp, E. Shuryak, hep-ph/9909348.
- [10] K. Gallmeister, B. Kämpfer, O.P. Pavlenko, hep-ph/9909379.
- [11] E. Shuryak, Phys. Rev. C 55 (1997) 961.
- [12] Z. Lin, R. Vogt, X.N. Wang, Phys. Rev. C 57 (1998) 899.
- [13] B. Kämpfer, O.P. Pavlenko, K. Gallmeister, Phys. Lett. B 419 (1998) 412.
- [14] K. Gallmeister, B. Kämpfer, O.P. Pavlenko, Phys. Rev. C 57 (1998) 3276.
- [15] C.M. Ko, X.N. Wang, B. Zhang, X.F. Zhang, Phys. Lett. B 444 (1998) 237.
- [16] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, proceedings of Quark Matter'99, nucl-th/9908026, to appear in Nucl. Phys. A.
- [17] ALICE Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer, CERN/LHCC 99-22.
- [18] A. Chilingarov et al., Phys. Lett. B 83 (1979) 136.
- [19] T. Akesson et al. (HELIOS collaboration), Z. Phys. C 72 (1996) 429.
- [20] PHENIX Conceptual Design Report, BNL-48922, 1993.
- [21] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, hep-ph/9702287.
- [22] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82, 74 (1994), <http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html>.
- [23] R. Vogt, nucl-th/9903051.
- [24] Eur. Phys. J. C 3 (1998) 555.

2.8 Mesure des hadrons b en paires de leptons de mêmes signes

Comme mentionné dans la section 2.6, le nouveau régime d'énergie du RHIC et du LHC apporte une contrainte sans précédent pour l'extraction des résonances se désintégrant en dileptons, celle de la présence d'un bruit de fond important et complexe qui provient principalement de la désintégration semi-leptonique des hadrons c et b . Il en résulte que les distributions de masse invariante présentent des caractéristiques particulières qui doivent être prises en compte avant de pouvoir soustraire le bruit de fond avec les techniques habituelles. Par ailleurs, ces nouvelles caractéristiques peuvent être mises à profit pour développer de nouvelles méthodes d'analyse. Il devient notamment possible de mesurer la section efficace de production des paires $b\bar{b}$ à partir des distributions de paires de leptons de mêmes signes. Cette technique repose sur les propriétés d'oscillations des mésons B et sur la décroissance en chaîne des hadrons b via des hadrons c . Elle offre l'avantage essentiel de pouvoir accéder, sans avoir recours à aucun modèle théorique, à un signal pur et directement représentatif de la section efficace de production des paires $b\bar{b}$. Elle est complémentaire à la méthode basée sur l'étude des muons simples et des paires de muons de signes opposés présentée dans la section 2.9 qui, elle en revanche, repose sur la connaissance (à l'aide de modèles) des différentes composantes peuplant le continuum.



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 484 (2002) 564–572

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**

Section A

www.elsevier.com/locate/nima

Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics

P. Crochet^{a,*}, P. Braun-Munzinger^b

^a *Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3/CNRS, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, F-63177 Aubiere Cedex, France*

^b *Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany*

Received 26 June 2001; received in revised form 13 September 2001; accepted 13 September 2001

Abstract

The signals in high mass dilepton spectroscopy with nucleus–nucleus collisions at collider energies are superimposed on a generally large combinatorial background. Because this background contains a significant correlated like-sign component originating from B meson decays, the “like-sign” method to determine the background is inappropriate. We discuss strategies to deal with the correlations in the background. By taking advantage of the B meson oscillation mechanism and of the particular features of B meson decays a new method to measure the $b\bar{b}$ production cross-section is proposed. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Heavy quarkonia states provide, via their leptonic decays, an essential tool to probe the earliest stage of heavy ion collisions at ultra-relativistic energies and are considered a crucial signature for demonstrating the existence of the quark gluon plasma (QGP) and for diagnosing its properties [1–4]. The anomalous suppression of the J/ψ meson, observed in Pb + Pb reactions at CERN/SPS, is indeed considered as an indication for the creation of a deconfined medium [5]. However, the production mechanism for both open and hidden charm at SPS is a subject of intensive current debate. Thus, the standard pQCD-based framework [1,2] for charmonium

production and interaction with the deconfined medium is nowadays confronted with new approaches such as the statistical hadronization model [6] and the kinetic recombination model [7]. These statistical models differ from the standard approach in their predictions for higher beam energies: they imply a significant J/ψ enhancement rather than suppression. In both approaches rescattering of heavy quarks in a deconfined medium is essential. Furthermore, a unique signature of the new mechanisms is the peculiar centrality dependence [8], a scaling of the quarkonia yield with the square of the open charm (or bottom) yield [6–8] and thermal ratios for relative yields of quarkonia states [6]. It then becomes mandatory to measure, in addition to the quarkonia yields, also the yields for open charm and open beauty. The study of high mass dileptons is therefore one of the major physics goals of RHIC and the LHC heavy ion program. This new

*Corresponding author. Tel.: +33-4-7340-7294; fax: +33-4-7326-4598.

E-mail address: crochet@clermont.in2p3.fr (P. Crochet).

regime of beam energies brings, however, the challenge of extracting, for the first time, the quarkonia signals in the presence of a significant and highly complex combinatorial background which arises mostly from the semi-leptonic decay of open charm and open bottom (up to 200 $c\bar{c}$ and 6 $b\bar{b}$ pairs are expected to be produced per central Pb + Pb collision at LHC energy). Consequently, high mass dilepton spectra exhibit peculiar features and the well-known techniques for background subtraction which work successfully for low mass resonances at low beam energies, cannot be applied in a straightforward way.

Based on simulations performed for Pb + Pb collisions at LHC energy we discuss the problems related to the subtraction of the combinatorial background to the dilepton spectra at high invariant mass. We demonstrate that the peculiar characteristics of the combinatorial background at high invariant mass provides a means to measure, albeit indirectly, the number of $b\bar{b}$ pairs produced in the reaction.

2. Subtracting the combinatorial background

In the multiparticle environment characteristic of heavy ion reactions the possibility to observe a resonance relies on the fact that the reconstructed invariant mass of its decay products appears as a narrow peak signal superimposed on a broad background. Depending on the underlying physics and on the event multiplicity, the background originates from uncorrelated particles and/or from correlated particles, i.e. of common origin. In principle, the signal can be extracted by fitting the signal+background distribution with appropriate functions chosen in order to provide a good description of the overall spectrum. This technique, however, does not work if signal and background have a similar shape. This could result either (i) from a bump in the background due to physical reasons, detector acceptance, or analysis cuts, or (ii) from a broad signal due to a large intrinsic resonance width and/or a smearing of this width by the apparatus resolution. In these cases it becomes difficult or even impossible to disentangle the signal and background components by fitting

their sum. Obviously, the situation gets even worse when the resonant signal is small and/or when the shape of the background is unknown. These difficulties become even more obvious when extracting a continuum like the Drell–Yan, the thermal radiation, or the open charm/bottom dilepton signal. The only way to overcome this problem is to estimate independently the background distribution and to subtract it from the signal+background spectrum. Such a technique is nowadays intensively used in heavy ion collisions at high beam energies.

Considering an unlike-sign two particle invariant mass spectrum, there are mainly two ways to determine and subtract the combinatorial background:

- *Like-sign pair technique*: the uncorrelated background in the unlike-sign pair sample is estimated by the number of like-sign pairs within each event. The signal S of the number of unlike-sign pairs $N^\pm$ is then given by $S = N^\pm - 2R\sqrt{N^{2+}N^{2-}}$ where the factor R accounts for a possible asymmetry in the production of positively and negatively charged particle and/or an asymmetry due to a detector trigger/acceptance bias relative to the particle charge. This technique has the disadvantage that the statistics in the background spectrum is limited to the number of available events. On the other hand, since the number of unlike-sign pairs and like-sign pairs are calculated within the same event, the normalization of the determined background to the signal+background spectrum is straightforward, provided that one knows the R factor with good accuracy.
- *Event-mixing technique*: the uncorrelated background in the unlike-sign pair sample is given by an unlike-sign pair spectrum for which the two particles of a pair are taken from two different events. This offers a better statistical precision than the previous method since one can mix each event with several (or even many) other events. The mixed events have to be identical in centrality. In the presence of flow they have to be rotated into a common reaction plane. After normalization of the signal+back-

ground spectrum and the event-mixing spectrum to the respective number of events an additional normalization factor of 2 has to be applied to the event-mixing spectrum. Note that with real data, the normalization factor is not straightforward because, due to fluctuations and detector resolution, the centrality of the mixed events is never strictly identical. Therefore, the normalization of the estimated background to the signal+background is usually done from the integration of the two spectra in a region where the correlated signal is assumed to be negligible. Note also that, in order to be applied to experimental data, the event-mixing technique requires that the two track resolution of the detector be taken into account.

Each method has its own advantages and drawbacks depending on the particle environment and on the nature of the signal to be extracted [9–11]. In particular, the event-mixing technique can lead to incorrect results in the case of large signal-to-background. This can be intuitively understood by considering the extreme case of a sample of events where each event consists of two correlated particles only, such as a $c\bar{c}$ pair. In this case there would be no real background to the signal but the event-mixing technique would produce a fake background. On the other hand, it is obvious that the like-sign method, which relies on the fact that a like-sign pair is always uncorrelated, will fail if the events contain like-sign correlated particle pairs.

In the following we shall show that, because the decay products of bottom decay contain like-sign correlated lepton pairs, the applicability of the like-sign technique for background subtraction in dilepton physics at the collider energies, such as currently available at RHIC and to become available at the LHC, is questionable. By making use of the differences between the background estimated with the like-sign and the event-mixing techniques, we propose a new method to measure indirectly the number of $b\bar{b}$ pairs from the dilepton spectra. As illustrative examples, we consider the two dilepton channels (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) in the acceptance of the ALICE detector [12] for central Pb + Pb collisions. Technical details about the simulation are given in Appendix A.

3. Discussion

Fig. 1 shows the invariant mass (M) distribution of unlike-sign lepton pairs in the ALICE detector acceptance. With a transverse momentum threshold of 2 GeV/ c on each lepton, the dileptons from B meson decays are the dominant component of the combinatorial background all over the invariant mass region except for $3 \lesssim M \lesssim 5$ GeV/ c^2 where the component from D meson decays is significant. Particularly interesting is the difference in shape between the two invariant mass distributions: the distribution from D meson decays exhibits one single maximum at intermediate M and a shoulder at low M while that from B meson decays shows two bumps at low and intermediate

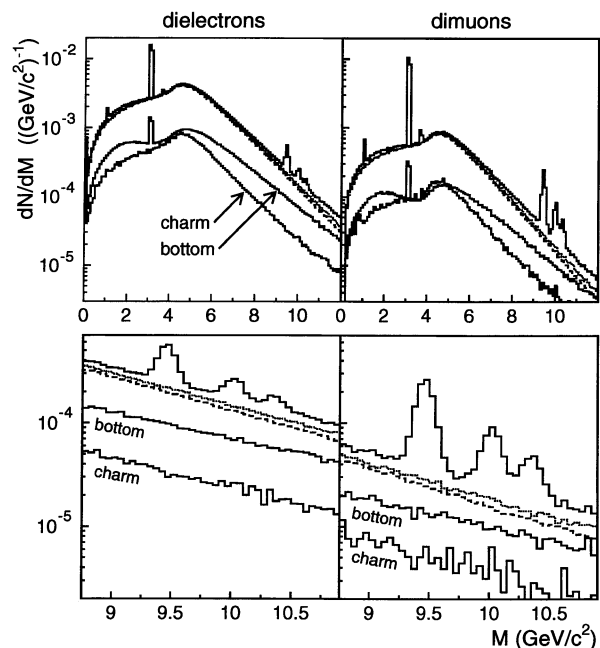


Fig. 1. Invariant mass distributions of unlike-sign dielectrons (left) and unlike-sign dimuons (right) for central Pb + Pb reactions at LHC energy. The events are filtered through the ALICE detector acceptance cuts as described in the text. The top (solid) histogram on each figure comprises the sum of all unlike-sign lepton pairs. The dashed and dotted histograms show the background determined by the event-mixing technique and with the like-sign technique, respectively. The histograms labeled charm and bottom correspond to the component where both leptons result from D and B meson decay, respectively. The two lower panels are zooms of the upper panels in the invariant mass region of the Υ family.

M . The bump at intermediate M results mostly from a combination of two primary leptons while the bump at low M is a result of a combination of a primary and a secondary lepton produced by the same B meson in the so-called B-chain channel.¹ This channel represents a sizeable fraction of dileptons because the first generation of decay products of a B meson generally contains a D meson whose semi-leptonic decay branching ratio is rather large. On the other hand, this channel is almost inexistent for primary D mesons because the secondary leptons from charm decay mostly originate from π and K meson decay. Most of these secondary leptons which have very low momenta are removed by the transverse momentum threshold. Consequently, the dilepton distribution from D meson decay is dominated, to a large extent, by pairs of primary leptons.

The background to the unlike-sign correlated dilepton signal is estimated by means of the two previously described techniques. The like-sign spectrum is normalized with the R factor equal to 1 since no charged particle asymmetry is present in our simulated events (more details about the R factor are given in Appendix B). Concerning the event-mixing spectrum we use the standard normalization factor of 2 mentioned previously since all simulated events can be considered as strictly identical in terms of centrality. The resulting background distributions are shown by the dashed and the dotted histograms in Fig. 1. Clearly, the two techniques do not lead to the same result: for large M , the background from the like-sign method systematically underestimates that from the event-mixing method. This can be better observed by inspecting Figs. 2 and 3 where the background-subtracted spectrum is compared to the sum of all unlike-sign correlated signals. Fig. 2 shows that the event-mixing technique works as expected, i.e. the background-subtracted spectrum is identical to the sum of the unlike-sign correlated signals (the difference between the solid and the dashed histograms is hardly visible in Fig. 2). On

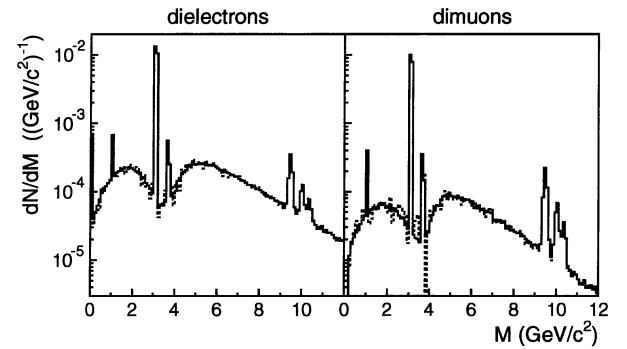


Fig. 2. Invariant mass distributions of unlike-sign correlated dileptons (solid histograms) for central Pb + Pb reactions at LHC energy. The events are filtered through the ALICE detector acceptance cuts as described in the text. The dashed histogram is obtained by the subtraction of the background, determined by the event-mixing technique, from the total distribution. For more details, see text.

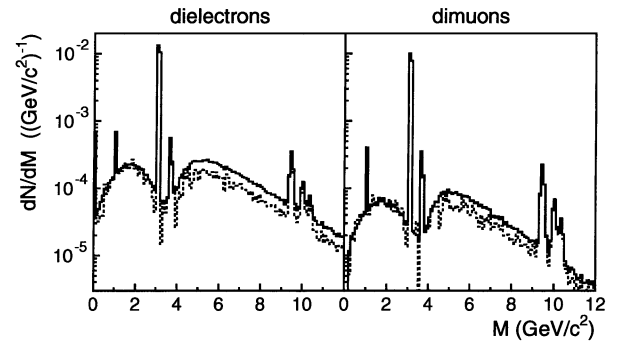


Fig. 3. Same as Fig. 2 but using the like-sign technique instead of the event-mixing technique for the determination of the background.

the other hand, Fig. 3 shows that the background-subtracted spectrum with the like-sign technique seems to describe well the unlike-sign correlated signal at low M but underestimates this signal by about 25% for $M \gtrsim 3 \text{ GeV}/c^2$.

Two effects contribute to the failure of the like-sign technique. Both of them are related to the particularity of the B mesons in a sense that a $B\bar{B}$ pair produces not only unlike-sign correlated lepton pairs, but also like-sign correlated lepton pairs:

- The first decay generation of B mesons contains $\sim 10\%$ of primary leptons and a large fraction of D mesons which decay semi-leptonically with

¹A primary lepton l_1 is a lepton directly produced by the meson Q in the first decay generation: $Q \rightarrow l_1 + \text{anything}$. A secondary lepton l_2 is a lepton produced in the second decay generation: $Q \rightarrow X + \text{anything}$, $X \rightarrow l_2 + \text{anything}$.

a branching ratio of $\sim 12\%$. Therefore, a $B\bar{B}$ pair is a source of like-sign correlated pairs. For example, in the following decay chain:

$$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 e^+ \nu_e, \quad \bar{D}^0 \rightarrow e^- \text{ anything}$$

$$B^- \rightarrow D^0 \pi^-, \quad D^0 \rightarrow e^+ \text{ anything}$$

the B^+B^- pair produces a correlated e^+e^+ pair in addition to the e^+e^- pair.

- Like the $K^0\bar{K}^0$ system, the 2 neutral $B^0\bar{B}^0$ meson systems $B_d^0\bar{B}_d^0$ and $B_s^0\bar{B}_s^0$ undergo the phenomenon of particle–antiparticle mixing (or oscillation). This effect is quantified by the so-called mixing parameter χ_d (χ_s) which corresponds to the time-integrated probability that a produced B_d^0 (B_s^0) decays as a $\bar{B}_d^0$ ($\bar{B}_s^0$) and vice versa. The mixing parameters are predicted by the standard model and have been measured experimentally [13]. They are estimated to $\chi_d = 0.17$ and $\chi_s \geq 0.49$. Therefore, a $B_d^0\bar{B}_d^0$ ($B_s^0\bar{B}_s^0$) pair produces, in the primary dilepton channel, $\sim 70\%$ ($\sim 50\%$) of unlike-sign correlated lepton pairs and $\sim 30\%$ ($\sim 50\%$) of like-sign correlated lepton pairs.

Due to these effects the unlike-sign dilepton spectrum does not contain the full correlated signal because a part of this correlated signal is made of like-sign lepton pairs. Consequently, the like-sign subtraction removes from the unlike-sign dilepton spectrum not only the uncorrelated component but also a fraction of the correlated signal. Note that, in the case presented in Fig. 3, the use of the like-sign technique to subtract the background to the Υ signal would bias only weakly the result because the yield in the resonances peak is much larger than the yield in the background below these peaks. On the contrary, this bias would become important in the case of a strong Υ suppression which would manifest itself by an almost vanishing peak. It is obvious that it would become even more important for continuum physics.

Fig. 4 shows the like-sign and the unlike-sign correlated components. For $M \lesssim 3 \text{ GeV}/c^2$, the correlated B meson decay distribution almost exclusively consists of unlike-sign pairs. For $M \gtrsim 3 \text{ GeV}/c^2$, the like-sign correlated component reaches about 45% of the unlike-sign correlated

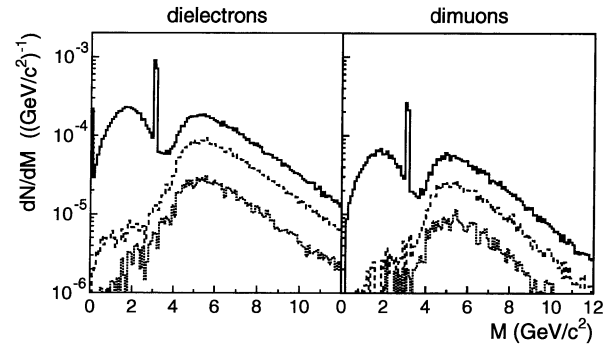


Fig. 4. Invariant mass distributions of correlated dileptons from bottom decay for central Pb + Pb reactions at LHC energy. The events are filtered through the ALICE detector acceptance cuts as described in the text. The unlike-sign and like-sign components are shown by the solid and dashed histograms, respectively. The dotted histogram represents the like-sign component which results from $B^0\bar{B}^0$ mixing.

component. The like-sign correlated component arising from B^0 mixing amounts to about 30% of the total like-sign correlated distribution.

Since D mesons do not oscillate (no evidence for D meson oscillation has been observed so far [13]), a $D\bar{D}$ pair cannot produce a like-sign correlated lepton pair in the primary decay generation. Nevertheless, D mesons can generate like-sign correlated lepton pairs from their decay chain. It can be seen from Fig. 5 that the corresponding size of the effect is very weak in both the dielectron channel and the dimuon channel. As already mentioned, this is due to the fact that most of the secondary leptons from charm decay are removed by the transverse momentum threshold of $2 \text{ GeV}/c$.

As shown above, the event-mixing background does not contain any correlated signal whereas the like-sign background contains, in addition to the uncorrelated signal, the like-sign correlated lepton pairs from bottom decay. Therefore, subtracting the first background from the second one should get access to the like-sign correlated component. Fig. 6 shows that this is indeed the case in the present simulations: when subtracting the event-mixing spectrum from the like-sign spectrum, one obtains a non-zero distribution which corresponds precisely to the like-sign correlated component from bottom decay. The

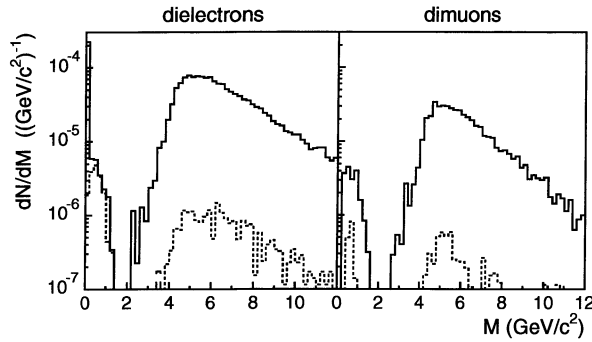


Fig. 5. Invariant mass distributions of correlated dileptons from charm decay for central Pb + Pb reactions at LHC energy. The events are filtered through the ALICE detector acceptance cuts as described in the text. The unlike-sign and like-sign components are shown by the solid and dashed histograms, respectively.

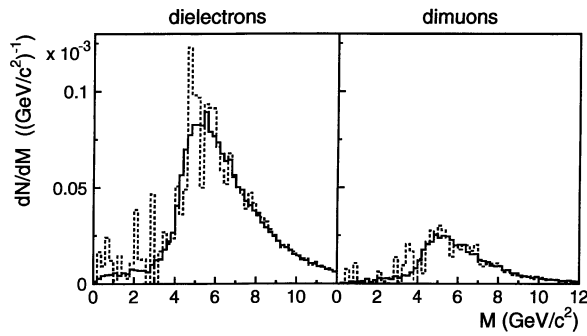


Fig. 6. Invariant mass distributions of dileptons for central Pb + Pb reactions at LHC energy. The events are filtered through the ALICE detector acceptance cuts as described in the text. Solid histogram: like-sign correlated dileptons from B meson decays. Dashed histogram: distributions obtained after subtraction of the background estimated with the event-mixing technique from the one estimated by the like-sign technique.

latter is directly connected to the full $b\bar{b}$ cross-section since any change in the $b\bar{b}$ cross-section will translate into a proportional change in the like-sign correlated dilepton yield. The signal obtained from the subtraction of the two background distributions can therefore be considered as a reliable measurement of the number of $b\bar{b}$ pairs. Indeed, neither a resonance nor the thermal radiation nor the Drell–Yan mechanism can provide like-sign correlated dileptons and, as shown in Fig. 5, the amount of like-sign correlated

lepton pairs from charm decay is negligible when applying a p_t threshold of 2 GeV/c on both leptons.

Note that one could also get a model-independent estimate of the number of $b\bar{b}$ pairs from the integration of the background-subtracted unlike-sign spectrum at high invariant mass where the dileptons from bottom decay dominate (Fig. 1). However, this could lead to a non-pure bottom sample since the integrated signal would contain all kind of unlike-sign correlated pairs. In particular, it would contain the Drell–Yan signal whose yield could become significantly large relative to the sum of correlated charm and bottom yields in the case of strong energy loss effects on heavy quarks [14]. It would also contain the unlike-sign correlated pairs from charm whose thermal production cross-section could be enhanced for a QGP with a relatively high temperature [15,16], as well as lepton pairs from a thermalized hot QGP.

We point out that whereas in e^+e^- reactions a good understanding of open beauty hadron production, sample composition and decay has been recently achieved [13], in nucleus–nucleus reactions none of the open beauty hadrons has ever been measured so far (this holds even for open charm hadrons). For the present investigations we have assumed that B meson production, mixing, and decay can be extrapolated from nucleon–nucleon collisions to nucleus–nucleus collisions by multiplication with the number of binary collisions. The reality may be far from this, and it is indeed a major goal of the ultra-relativistic heavy ion program to study the differences. However, for the present studies which concern mostly the signal/background we believe that the current investigation addresses the crucial and important new points which can be studied in the heavy ion environment.

Note, finally, that the proposed method provides a global estimate of the like-sign signal from bottom including the signal from B^0 mixing and from the B meson decay chain. Further detailed investigations should reveal whether the two contributions might be identified separately by means of further constraints on the kinematical characteristics of the lepton pairs.

4. Conclusions

We have presented some features of high mass dilepton spectra in heavy ion collisions at collider energies with special emphasis on the determination of the continuum background at high invariant masses. Our investigations show that the combinatorial background contains large amount of dileptons from bottom decay. Because bottom decay is a source of like-sign correlated lepton pairs, the result of the background determination using the like-sign technique is inappropriate. The event-mixing method is not affected by this effect and gives a reliable estimate of the combinatorial background. We have demonstrated that, by subtracting the event-mixing distribution from the like-sign distribution, one obtains a precise estimate of the yield of like-sign correlated lepton pairs from bottom decay. These results are relevant for analysis of data from RHIC and the LHC.

Acknowledgements

We thank D. Miśkowiec for careful reading of the manuscript and for useful comments.

Appendix A. Simulation environment

Our simulation is similar to that presented in Ref. [17]. It consists of the following steps:

- Open charm and open bottom in central Pb + Pb reactions are computed with Pythia 5.7 [18] assuming that a Pb + Pb collision is a superposition of a certain number of p + p reactions. We use the GRVH0 parton distribution function to normalize the production cross-sections in p + p reactions at $\sqrt{s} = 5.5$ TeV to 6.7 and 0.2 mb for charm and bottom, respectively [19]. These cross-sections are then extrapolated to Pb + Pb collisions at impact parameter $b = 0$ fm with the nuclear overlap function $T_{PbPb}(0) = 30.4 \text{ mb}^{-1}$ [20]. It results into 205 $c\bar{c}$ and 6 $b\bar{b}$ per central Pb + Pb event.
- The heavy quarks hadronize into heavy mesons through a Peterson fragmentation function [21]. The $c(\bar{c})$ quarks are assumed to fragment into $D^+(D^-)$, $D^0(\bar{D}^0)$, and $D_s^+(D_s^-)$ mesons. For the $b(\bar{b})$ quarks, we consider $B^+(B^-)$, $B^0(\bar{B}^0)$, $B_s^0(\bar{B}_s^0)$, and $A_b^0(\bar{A}_b^0)$.
- Heavy mesons decay according to JETSET 6.4 [18] with free decay branching ratios.
- Resonance events including ϕ , J/ψ , ψ' , Υ , Υ' and Υ'' are generated separately with yields and spectra taken from Refs. [22,23]. The resonances decay according to JETSET with fixed branching ratio.
- The ALICE detector response is modeled in a simple way by:²
 - geometrical conditions: $45^\circ < \Theta_e < 135^\circ$ and $2^\circ < \Theta_\mu < 9^\circ$ where Θ_e and Θ_μ denote the polar angle of electrons and muons, respectively;
 - lower and upper transverse momentum thresholds: $2 < p_t < 10 \text{ GeV}/c$ for both electrons and muons;
 - conditions on vertex: $v_t^e < 3 \text{ cm}$ and $v_z^\mu < 100 \text{ cm}$ where v_t^e and v_z^μ are the electron transverse distance and muon longitudinal distance between the interaction point and the track vertex. The second vertex cut simulates the effect of the front absorber of the muon spectrometer;
 - transverse momentum resolution: $\Delta p_t/p_t$ increases linearly from 0.6% at $p_t = 1 \text{ GeV}/c$ to 1.4% at $p_t = 10 \text{ GeV}/c$ for both electrons and muons.
- The leptonic component of central Pb + Pb events is constructed by means of a cocktail of the generated leptons from open charm, open bottom and resonances. Each lepton is given a weight which includes the production cross-section of its source folded with the actual number of simulated sources per event and the corresponding decay branching ratio. The weight and the momentum components of the leptons are registered keeping the information on the direct parent and

²We do not intend to reproduce detailed features of the ALICE detector response but use representative numbers for illustrative purposes.

the grandparent of the decay product. This allows to trace back the composition of final spectra.

Leptons from other sources are neglected. Not taken into account in the simulation are: shadowing of the structure functions, energy loss of the partons in the medium, rescattering of heavy mesons, suppression/enhancement of the resonance yields. The ALICE detector filter assumes perfect particle identification and efficiency.

Appendix B. Origins of charge asymmetry and the R factor

The presence of an asymmetry in the production of positive and negative charged background leptons leads to an enhancement of the like-sign dileptons relative to the unlike-sign dileptons. Therefore, the correct normalization of the like-sign spectrum relies on a precise determination of the R factor. We discuss here the origins of possible charge asymmetries in nucleus–nucleus reactions, in which conditions this leads to a R factor different from unity and how to estimate R in this case.

B.1. Charge asymmetry at the production level

At least three physical effects at the particle production level can lead to a charge asymmetry in the final stage of nucleus–nucleus reactions:

- charge conservation implies an excess of positively charged hadrons in the final state because the colliding ions are positively charged;
- isospin conservation implies a ratio $\pi^-/\pi^+ > 1$ because the ion N/Z ratio is larger than 1;
- associate Kaon production results in an excess of K^+ relative to K^- .

It is obvious that these asymmetries propagate to the decayed leptons. However, in central nucleus–nucleus reactions the multiplicity of charged particles produced in the interaction is so large that any initial charge asymmetry is

smear-out [24]. In fact, it can be demonstrated that $R = 1$ exactly if the particle multiplicities are Poissonian [25]. This has also been shown by means of Monte-Carlo simulations for central Pb + Pb reactions at SPS [24]. The charge asymmetry tends to vanish with increasing beam energy as evidenced by the measured π^-/π^+ ratio which goes, in central Au + Au reactions, from 2.15 ± 0.30 at GSI/SIS [26] to 1.00 ± 0.02 at RHIC [27].

On the contrary, the previous statement is not valid anymore in low multiplicity events like non-central nucleus–nucleus reactions. In this case R is larger than unity. Its actual value can be precisely determined by means of simulations [24]. Even in this case R differs only slightly from unity. Indeed, in peripheral ($b \sim 13$ fm) Pb + Pb collisions at SPS, the R factor for dimuons in the acceptance of the NA50 spectrometer is found to be 1.075 [24]. It should be even closer to unity at higher beam energy thanks to the larger particle multiplicity.

B.2. Charge asymmetry due to a detector acceptance/trigger bias

A charge asymmetry in the lepton sample can also be the consequence of a possible detector bias relative to the lepton charge. The detector bias caused by a different acceptance for positively and negatively charged particle is usually taken into account by averaging the data collected with the two opposite settings of the magnetic field [25]. Similarly, a charge asymmetry could result from a different probability for the trigger system to accept like-sign and unlike-sign events. Such an effect can be estimated by means of simulations as discussed in Ref. [28].

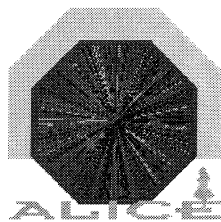
References

- [1] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B 178 (1986) 416.
- [2] H. Satz, Rep. Progr. Phys. 63 (2000) 1511; Nucl. Phys. A 661 (1999) 104c.
- [3] R. Vogt, Phys. Rep. 310 (1999) 197.
- [4] J.F. Guion, R. Vogt, Nucl. Phys. B 492 (1997) 301.
- [5] M.C. Abreu, et al., NA50 collaboration, Phys. Lett. B 477 (2000) 28.

- [6] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Phys. Lett. B 490 (2000) 196.
- [7] R.L. Thews, M. Schroedter, J. Rafelski, Phys. Rev. C 63 (2001) 054905.
- [8] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Nucl. Phys. A 690 (2001) 119.
- [9] D. L'Hote, Nucl. Instr. and Meth. A 337 (1994) 544.
- [10] M. Gaździcki, M.I. Gorenstein, J. Phys. G; Nucl. Part. Phys. 27 (2001) L41.
- [11] N. van Eijndhoven, W. Wetzels, hep-ph/0101084.
- [12] ALICE technical proposal, CERN/LHCC 95-71.
- [13] D.E. Groom, et al., Euro. Phys. J. C 15 (2000) 1.
- [14] B. Kämpfer, O.P. Pavlenko, K. Gallmeister, Phys. Lett. B 419 (1998) 412.
- [15] E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3270.
- [16] K. Geiger, Phys. Rev. D 48 (1993) 4129.
- [17] Z. Lin, R. Vogt, Nucl. Phys. B 544 (1999) 339.
- [18] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74, <http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html>.
- [19] R.V. Gavai, S. Gupta, P.L. McGaughey, E. Quack, P.V. Ruuskanen, R. Vogt, X.N. Wang, Int. J. Mod. Phys. A 10 (1995) 2999.
- [20] R. Vogt, Heavy Ion Phys. 9 (1999) 339.
- [21] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P.M. Zerwas, Phys. Rev. D 27 (1983) 105.
- [22] Addendum to the ALICE technical proposal, CERN/LHCC 99-13.
- [23] Addendum to the ALICE technical proposal, CERN/LHCC 96-32.
- [24] M.C. Abreu, et al., NA50 collaboration, Eur. Phys. J. C 14 (2000) 443.
- [25] F. Bellaiche, Doctorat de l'Université, Université Claude Bernard Lyon-I, IPN-Lyon, LYCEN T9735 (1997), <http://lyoinfo.in2p3.fr/eiexp/theses/bellaiche/these.html>.
- [26] D. Pelte, et al., FOPI collaboration, Z. Phys. A 357 (1997) 215.
- [27] B.B. Back, et al., PHOBOS collaboration, hep-ex/0104032.
- [28] A.L.S. Angelis, et al., HELIOS/3 collaboration, Eur. Phys. J. C 13 (2000) 433.

2.9 Mesure de la section efficace différentielle inclusive des hadrons b en muons simples et en paires de muons de signes opposés

Une méthode de mesure de la section efficace différentielle inclusive des hadrons b au moyen des distributions en p_t des muons simples et des paires de muons de signes opposés est présentée ci-dessous. En plus de fournir une normalisation pour l'étude des effets de milieu sur les résonances bottomonia, cette mesure présente un intérêt intrinsèque : utilisée en mode ion lourd et en mode pp , elle permet d'extraire le facteur de modification nucléaire pour les quarks b . De plus, les corrélations entre muons de désintégration reflètent, de façon indirecte mais caractéristique, le mode de production de la paire de quarks qui lui a donné naissance, ce qui apporte des contraintes sur les modèles. La méthode présentée met en évidence la richesse de l'environnement des collisions d'ions lourds au LHC qui permet d'appliquer non seulement les analyses standard utilisées au SPS et au RHIC en mode ion lourd, mais aussi les analyses développées en réactions élémentaires au Tevatron. Grâce à la grande statistique disponible, le signal peut être extrait pour différentes classes de centralité. Il est alors possible, comme mentionné précédemment, d'utiliser la section efficace des hadrons b comme une référence au taux de production de l' Υ en fonction de la centralité. Cette observable présente l'avantage essentiel que l'erreur statistique sur le rapport est dominée par celle de la sonde et non pas par celle de la référence. La méthode pourrait également être utilisée pour la mesure de la section efficace de production du charme si le rapport signal sur bruit correspondant peut être optimisé.



Key words: heavy flavor
ALICE muon spectrometer

Internal Note/Physics

ALICE reference number

ALICE-INT-2005-018 version 1.0

Institute reference number

[-]

Date of last change

August 22, 2005

**Measuring the b -Meson Production Cross Section in 5.5 TeV Pb-Pb Collisions
Using Semileptonic Decay Muons**

Authors:

Rachid Guernane¹, Philippe Crochet², Andreas Morsch³, Ermanno Vercellin¹

¹ Università di Torino/INFN, Torino, Italy

² LPC, Univ. Blaise Pascal and CNRS-IN2P3, Aubière, France

³ CERN, Geneva, Switzerland

Abstract:

A feasibility study for the measurement of the b -hadron production cross section in central Pb-Pb collisions at LHC using semimuonic decay muons is presented.

1 Introduction

As an intrinsically perturbative phenomenon heavy quark production is an important benchmark for testing QCD and parton model concepts. At hadron colliders the ratio between the measured differential b -hadron production cross-section and the central theory prediction is typically a factor 2-3. Whereas measurements by UA1 at the Sp $\bar{p}$ S collider lie inside the error band of the predictions comparison of early TeVatron data [1, 2, 3, 4] with theory have led to the pessimistic conclusion of a disagreement with pQCD. More recently, an accurate implementation of up-to-date hadronization effects have decreased the ratio between data and central theory value from $2.9 \pm 0.2 \pm 0.4$ [5] to $1.7 \pm 0.5 \pm 0.5$ [6]. In the context of heavy ion collisions, open heavy quark production is a well suited probe to measure the incoming gluon structure functions and more particularly gluon shadowing effects in nuclei [7, 8]. Moreover, due to their long lifetime heavy quarks can live through the thermalization phase of a QGP and therefore carry information about the deconfined phase [9]. Measuring the beauty hadron cross-section down to very low p_t is essential since in this region the bulk of the cross-section is sitting and since it will be influenced by non-perturbative effects which can be different in pp and AA collisions. The measurement of the beauty quark yield in the same kinematic region as for the Υ measurement will provide a valuable reference against which to compare Υ production in order to observe a possible suppression in AA collisions.

In this note, our purpose is to present a study of the ALICE muon spectrometer capabilities to measure the inclusive b -hadron production cross section in the (di)muon channel. It is based on the latest Monte Carlo simulations of the production cross sections as well as kinematic distributions of decay muons from heavy flavor production in heavy ion collisions.

2 Heavy quark hadroproduction phenomenology

Unlike shower Monte Carlos, analytic calculations include higher order corrections to the hard scattering processes. In the analysis presented hereafter, the PYTHIA event generator [10] has been used. To improve its predictive power the parameters have been tuned to reproduce the heavy quark kinematics from the analytic re-summation calculations obtained by Mangano *et al.* [11]. In the following sections, after briefly introducing the pQCD calculation (section 2.1), we describe the PYTHIA model (section 2.2) detailing the choice of the different non-perturbative parameters (section 2.3).

2.1 Perturbative QCD calculation

Heavy quark hadroproduction cross sections can be calculated in perturbative QCD according to the factorization theorem [12]

$$d\sigma_{AB}(s) = \sum_{i,j} \int dx_A dx_B d\hat{\sigma}_{ij}(x_A x_B s, m^2, \mu_R^2) f_i^A(x_A, \mu_F) f_j^B(x_B, \mu_F), \quad (1)$$

where $\sqrt{s}$ is the center-of-mass energy of the initial hadron collision system, f_i^A are the structure functions measuring the probability of the i th parton in hadron A to carry fractional momentum x_A , m is the heavy quark mass, μ_R and μ_F are the renormalization and factorisation scales and $d\hat{\sigma}_{ij}$ is the total partonic cross section of the process $ij \rightarrow Q\bar{Q}X$ at the effective center of mass energy $\hat{s} = x_A x_B s$. $d\hat{\sigma}_{ij}$ is computed within the framework of perturbative QCD as a power series expansion in the strong coupling constant $\alpha_S(m^2)$. Mangano, Nason, and Ridolfi

present in Ref. [11] a fully exclusive partonic differential cross section calculation including all the relevant partonic subprocesses:

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}, \quad \alpha_S^2, \alpha_S^3 \quad (2a)$$

$$g\bar{g} \rightarrow Q\bar{Q}, \quad \alpha_S^2, \alpha_S^3 \quad (2b)$$

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}g, \quad \alpha_S^3 \quad (2c)$$

$$g\bar{g} \rightarrow Q\bar{Q}g, \quad \alpha_S^3 \quad (2d)$$

$$g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}g, \quad \alpha_S^3 \quad (2e)$$

Representative Feynman diagrams for lowest order “flavor creation” processes (cf. equations (2a) and (2b)) are shown in figure 1 while higher order graphs are displayed in figure 2. Unlike LO processes ¹, NLO processes (cf. equations (2c), (2d), and (2e)) can produce characteristic quasi collinear heavy quark pair recoiling against the light parton left over in the hard scattering.

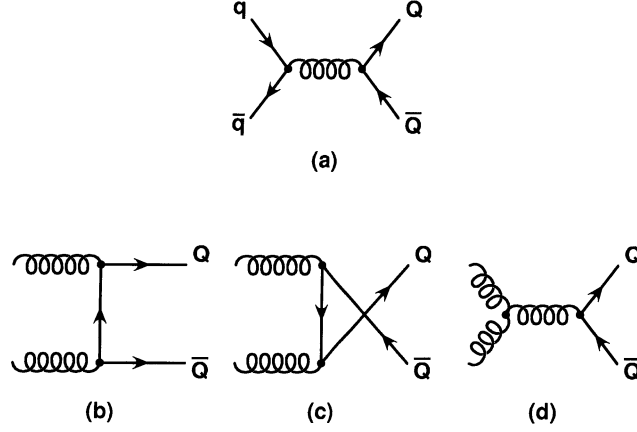


Fig. 1: Feynman graphs for lowest order “flavor creation” processes, *e.g.* quark-antiquark annihilation (a) and gluon fusion (b), (c), and (d).

2.2 Model description: the PYTHIA approach

PYTHIA is a leading-log Monte-Carlo model with respect to heavy flavor production. This means that the hard scattering only involves $2 \rightarrow 2$ QCD processes. These lowest order diagrams are simulated using matrix elements taking into account correctly the quark mass. Higher order processes are only present through the simulation of initial and final state shower evolution giving rise to heavy quark production through the so called flavor excitation and gluon splitting processes. At LHC these processes represent an important contribution and can be simulated using the parton shower approach by selection events containing heavy quark pairs from a full sample of $2 \rightarrow 2$ QCD processes. In Pythia the latter are simulated in the massless approximation, in which the parton-parton differential cross section diverges as the p_t of the hard scattering tends toward 0. A regularization is introduced applying a large enough cut $p_{t,\min}^{\text{hard}}$ ^{††}.

¹QCD $2 \rightarrow 2$ give rise to a small net transverse momentum of the $Q\bar{Q}$ pair and $p_t^Q \simeq \langle m_Q \rangle$.

^{††} p_t^{hard} is the transverse momentum of the outgoing partons in the rest frame of the hard interaction.

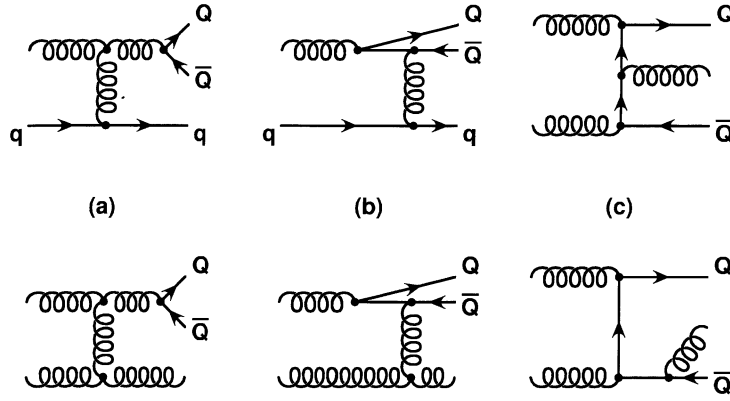


Fig. 2: Feynman diagrams of next-to-leading order heavy quark production for: (a) final state “gluon splitting” into a $Q\bar{Q}$ pair, (b) higher order flavor excitation, and (c) $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ graph can radiate gluons.

Single-inclusive observables for heavy quark production depend on the $p_{t,min}^{hard}$ value, consequently the tuning of PYTHIA consists in adjusting the $p_{t,min}^{hard}$ to reproduce NLO calculations, all other non-perturbative parameters (described in the next section) being fixed. Finally, 2.1 GeV/c and 2.75 GeV/c were chosen for charm and beauty respectively [13].

2.3 Non-perturbative ingredients

2.3.1 Primordial transverse momentum

Initial state partons entering the hard scattering process are assigned a random transverse momentum $k_\perp$ drawn from a Gaussian distribution. The width $\langle k_\perp^2 \rangle = \sigma_{k_\perp}^2$ of the Gaussian which increases with $\sqrt{s}$ is a free parameter that should be adjusted from the data. As no data are available at LHC energies, we do not use the default 1 GeV² value and tuned it to reproduce NLO differential cross-section shapes. The final values are 1.3 GeV² for charm and 2.04 GeV² for beauty [13].

2.3.2 Structure function

In our PYTHIA-based calculation, the CTEQ 4L leading order parton distribution function [14] is used. Changing the structure function modifies the relative fraction of flavor excitation mechanism. This choice is basically motivated by the good agreement of the PYTHIA prediction with available inclusive beauty production measurements[15].

Nuclear shadowing

Structure functions measured on bound nucleons differ from those of free nucleons [16]. In the low x region ($x \lesssim 0.01$), nuclear effects known as “shadowing” tend to deplete the nuclear parton distribution. In the simulation, we used the EKS98 modification of the nuclear parton density function valid in the region $10^{-6} \leq x \leq 1$, $Q^2 \geq 2.25$ GeV² [17].

2.3.3 Heavy quark fragmentation and hadronization

Heavy flavors in the final state of the hard process are hadronized using the Lund string fragmentation model [18]. The non-perturbative hadronization of a string consists in $q\bar{q}$ pair production in the color field which arrange to form subsequent hadrons. The probability distribution for generating a hadron which carries a fraction z of the original quark momentum is given by a fragmentation function $f(z)$, where

$$z = \frac{E^H + p_{\parallel}^H}{E^Q + p_{\parallel}^Q} \quad (3)$$

where $p_{\parallel}^H$ is the momentum of the hadron in the direction of the quark Q . Fig. 3 compares the shapes of heavy quark string fragmentation functions. The Lund string fragmentation function is rather different from the Peterson *et al.* form [19]. In the context of string fragmentation, the perturbatively produced heavy quarks are connected to the beam remnants by color singlet strings and thus can gain energy and momentum through soft interactions resulting in $z > 1$ values. It is worth noting that beam-drag effect is not directly accessible experimentally, but only as a discrepancy between the shape of perturbatively calculated quark distributions and the data.

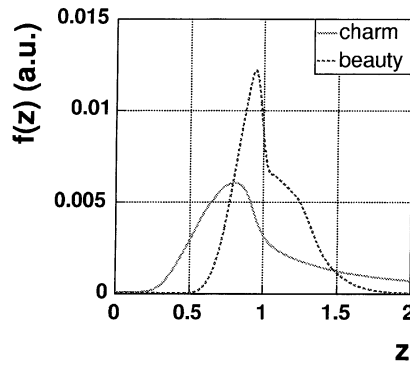


Fig. 3: Lund string fragmentation function for charm and beauty quark. Note that z has a non zero probability to be larger than 1 due to beam-drag effects.

The beauty quark has a harder fragmentation than the charm which means that, on average, b -mesons carry a larger fraction of the momentum of the original quarks. This results in a harder transverse momentum spectrum of muons from beauty quarks than from charm quarks. PYTHIA calculation of the p_t spectra of beauty quarks, B mesons and muons from b -meson decays is plotted in Fig. 4, together with the corresponding spectra for charm.

2.3.4 Semileptonic decay of heavy flavored hadrons

Charm and beauty hadrons formed in the fragmentation process decay semileptonically via the weak force. As indicated in the diagram for semileptonic b -meson decay in Fig. 5, a b -quark turns into a c quark through the emission of a virtual W^- boson which subsequently decays to a negatively charged lepton plus an antineutrino. In PYTHIA, these decays are treated using the

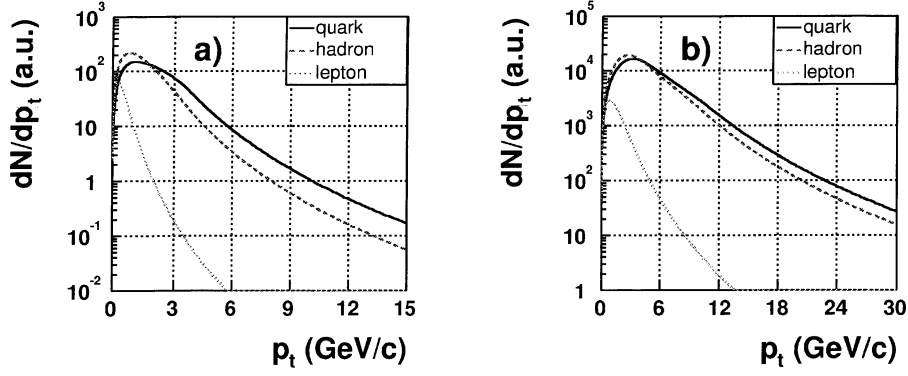


Fig. 4: p_t spectra of quarks, mesons and muons from (a) charm and (b) beauty production predicted by PYTHIA.

naive $V-A$ weak decay matrix elements. In this “spectator model”, the heavy quark in a meson is considered to be independent of the light quark allowed to decay as a free particle with the simple $V-A$ weak current [20].

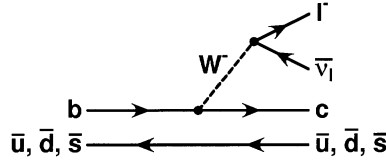


Fig. 5: Feynman diagram depicting the semileptonic (spectator) decay of a $\bar{B}$ meson into a lepton plus a charmed meson.

3 Beauty production measurement with the ALICE forward muon spectrometer

After having described the different components of the heavy quark cross section calculations, we will now detail the muon spectrometer capabilities for beauty measurements. Above all, the muon arm will be able to detect both single and di-muons. The latter allow an in-depth study of $Q\bar{Q}$ correlations sensitive to QCD specific predictions as explained in the next sections.

3.1 Single inclusive heavy quark production

Single inclusive differential cross-section measurements are motivated by the following features:

- Infrared and collinear divergences in the phase-space integration of the single inclusive differential cross section formulae cancel properly. A theoretical calculation is then more easily accessible [21];

- Statistics available will be higher since only one muon from the heavy quark decay has to pass the acceptance. It is worth to note, however, that in practice the statistics might be limited by the available bandwidth, by the running and trigger strategies which will be adopted.

All these arguments justify the one-particle inclusive differential cross-section measurement to be the starting point of an experimental heavy quark physics program as recently published by PHENIX at RHIC collider [22].

3.2 Heavy quark correlations: a probe for higher-order QCD corrections

Our ability to measure both muons from the heavy quark pair decay offer additional information as compared to single inclusive cross-sections to test the QCD dynamics.

- **Azimuthal angle, $\delta\phi$:** defined as the angle between the projections of the muon pair momenta onto the transverse plane with respect to the beam direction, the azimuth angle is peaked at 180° for leading-log processes. Measuring the transverse opening angle distribution is a direct indication of the importance of higher-order contributions. Moreover, comparing measurements with parton shower model prediction could constrain the model in describing flavor excitation and gluon splitting.
- **Transverse momentum asymmetry, A :** for lowest order $\left| \frac{p_t^Q - p_t^{\bar{Q}}}{p_t^Q + p_t^{\bar{Q}}} \right|$ should be 0 due to momentum conservation demanding heavy quarks to be emitted back-to-back balanced in p_t . It's no longer the case for higher order graphs giving very different $Q\bar{Q}$ pair topologies, *i.e.* gluon splitting can produce very collimated heavy quarks recoiling against a light parton jet.
- **Rapidity correlation, δy :** at leading order in pQCD, $Q\bar{Q}$ pairs are produced through $q\bar{q}$ annihilation and gluon fusion (cf. Fig. 1). The annihilation process proceeds exclusively through the s -channel and leads to a rapidity correlation $d\sigma/d\hat{s} \sim (\cosh \delta y)^{-2}$ at large $\delta y = y_Q - y_{\bar{Q}}$ [23]. The gluon fusion process includes t -channel exchange diagrams that enhance the contribution from final states where the Q and $\bar{Q}$ are produced at small angles (in the center-of-mass) with respect to the beam and leads to a less-pronounced rapidity correlation, $d\sigma/d\hat{t} \sim (\cosh \delta y)^{-1}$. For either process, the partonic cross section is suppressed as the rapidity difference increases and it is expected that a $Q\bar{Q}$ pair will be found closely separated in rapidity. For NLO $Q\bar{Q}$ processes, pair creation with “gluon emission” and “flavor excitation” lead to a broadening of the δy distribution while the gluon splitting process leads to an enhancement for $\delta y \sim 0$.

In Fig. 6, we show rapidity correlations between muons originating from $Q\bar{Q}$ decays. In Figs. 6(b) and (d), rapidity difference distributions between muons when one of the two muons is in the muon spectrometer geometric acceptance from charm and beauty decays respectively are presented. Muon rapidity correlation is stronger for beauty decays with a standard deviation of roughly 1.5 units (2 rapidity units for charm).

Strong rapidity correlation of muons from beauty decays makes the ALICE forward muon spectrometer design particularly well suited to efficiently collecting $b\bar{b}$ pairs since it implies that if a b quark is detected in the forward region there is a high probability that the $\bar{b}$ is also forward. $b\bar{b}$ acceptance is detailed in Table 1.

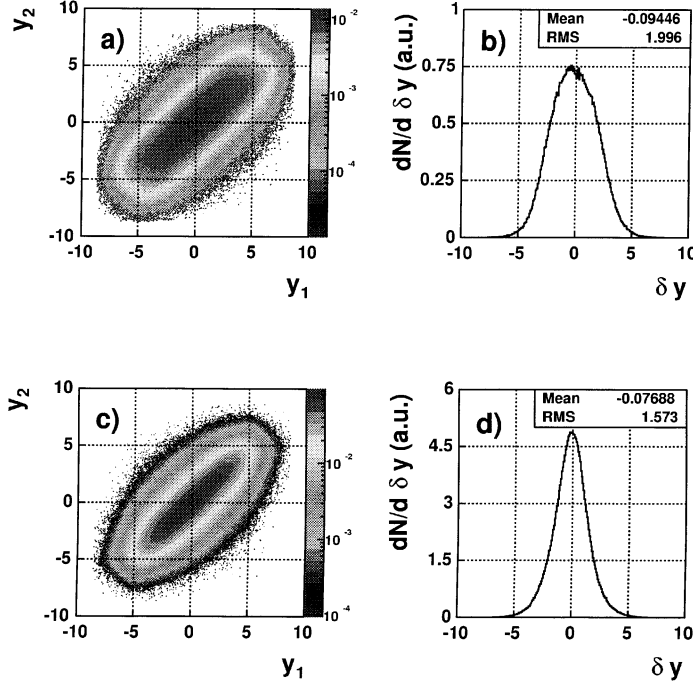


Fig. 6: Dimuon rapidity distributions for (a) charm and (c) beauty decays. Rapidity difference δy distributions when one muon is in the muon arm acceptance for (b) charm and (d) beauty.

While very promising, neither azimuthal nor transverse momentum correlations have been exploited in the present analysis to enhance heavy quark signals.

3.3 Heavy quark production rates at the LHC

3.3.1 ALICE benchmark heavy quark cross sections in p-p collisions

c and b -quark are expected to be copiously produced from initial nucleon-nucleon interactions at the LHC. Precise pp data are mandatory as a baseline for AA rates. In the following, AA interactions will be considered as simple superpositions of pp collisions (cf. section 3.3.2). In Table 2, we quote relevant predictions of the cross sections [13] used in the muon analysis.

3.3.2 Heavy flavor production in heavy ion collisions

Open heavy quark production cross sections in heavy ion collisions (AB) are inferred from nucleon-nucleon (nn) ones in accordance with the Glauber multiple scattering model [24]. In the Glauber approximation, the average hard scattering yields per collision scale with the number of nucleon-nucleon collisions (the so-called “binary scaling”) according to²:

$$\langle \mathcal{N}_{AB}^{\text{hard}} \rangle(b) \simeq \langle \mathcal{N}_{\text{coll}} \rangle(b) \times \mathcal{N}_{\text{nn}}^{\text{hard}}, \quad (4)$$

²No nuclear effects on the hard process cross section are included.

Table 1: Muon arm detection efficiency breakdown for single muons and dimuons from charm and beauty. A_g stands for the muon arm geometrical acceptance, A_t for the fraction of trackable tracks, while ε_r is the tracking efficiency, ε_t^L the low- p_t trigger efficiency, and ε_t^H the high- p_t trigger efficiency.

	$c\bar{c}$			$b\bar{b}$			
	μ^+	μ^-	$\mu^+\mu^-$	μ^+	μ^-	$\mu^+\mu^-$	$\mu^\pm\mu^\pm$
A_g	0.130	0.127	0.035	0.122	0.122	0.050	0.031
A_t	0.422	0.420	0.191	0.756	0.757	0.465	0.515
ε_r	0.271	0.270	0.080	0.622	0.624	0.287	0.339
ε_t^L	0.130	0.133	0.021	0.530	0.540	0.171	0.233
ε_t^H	0.040	0.042	0.003	0.285	0.293	0.043	0.067

Table 2: Next-to-leading order total charm and beauty cross sections [mb] in p-p collisions at $\sqrt{s} = 5.5$ TeV calculated with two extreme sets of recent parton distributions (to approach the theoretical error) and including nuclear effects (third row).

p.d.f.	MRST HO	CTEQ 5M1	EKS98
$\sigma_{c\bar{c}}$	5.9	7.4	
$\langle\sigma_{c\bar{c}}\rangle$	6.64		4.32
$\sigma_{b\bar{b}}$	0.19	0.22	
$\langle\sigma_{b\bar{b}}\rangle$	0.21		0.18

where $\langle\mathcal{N}_{\text{coll}}\rangle$ is the average number of binary inelastic interactions in a AB collision written as:

$$\langle\mathcal{N}_{\text{coll}}\rangle(b) = \sigma_{\text{nn}} \times \mathcal{T}_{\text{AB}}(b), \quad (5)$$

where σ_{nn} is the nucleon-nucleon inelastic cross section (~ 72 mb at LHC energies) and $\mathcal{T}_{\text{AB}}(b)$ is the nuclear overlap function [25]. Hard process rate in nucleon-nucleon interactions $\mathcal{N}_{\text{nn}}^{\text{hard}}$ is given by $\sigma_{\text{nn}}^{\text{hard}}/\sigma_{\text{nn}}$, $\sigma_{\text{nn}}^{\text{hard}}$ values in p-p collisions calculated at NLO in QCD are presented in Table 2. Eventually, using scaling parameters from Table 3, heavy flavor expected production rates in Pb-Pb collisions are presented in Table 4.

Table 3: Number of inelastic nucleon-nucleon collisions $\langle\mathcal{N}_{\text{coll}}\rangle$ and nuclear overlap $\mathcal{T}_{\text{PbPb}}$ for the 5 % most central PbPb and minimum bias reactions inferred from the Glauber model [26].

centrality bin	$\langle\mathcal{N}_{\text{coll}}\rangle$	$\mathcal{T}_{\text{PbPb}} [\text{mb}^{-1}]$
0 ÷ 5 %	1876	26
M.B.	400	5.58

Table 4: Summary of heavy flavor production rates in Pb-Pb collisions with an average luminosity of $\mathcal{L}_{\text{Pb-Pb}} = 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Hard scattering cross sections including shadowing are taken from Table 2 and the Pb-Pb geometric cross section is taken to be 7.39 b.

Rates	$c\bar{c}$		$b\bar{b}$	
centrality bin	$0 \div 5 \%$	M.B.	$0 \div 5 \%$	M.B.
/collision	115.8	25.3	4.8	1.0
$/10^6 \text{ s } [\times 10^{10}]$	2.1	9.3	0.09	0.4

3.4 Detector effects

Acceptance, detection efficiencies and resolution of the muon arm have been included from a detailed description predicated on a phase space discretization³ of a full Geant 3.21 simulation [27].

3.4.1 Geometrical acceptance

Muon geometrical acceptance (A_g) has been computed by applying simple pseudo-rapidity cuts corresponding to the geometric aperture of the spectrometer ($2.5 < \eta < 4$).

3.4.2 Muon tracking reconstruction

The muon tracking implements a maximum likelihood expectation maximization (MLEM) cluster finder and a Kalman filter track fitting [28]. Fig. 7(a) shows the transverse momentum resolution of muon tracks in nominal soft background level resulting from the merging of two central HIJING [29] events with gluon shadowing and jet quenching producing a charged particle density $dN/d\eta|_{\eta=0} = 6000$ [¶]. Muon tracks of $p_{t>1.5} \text{ GeV}/c$ have a relative p_t resolution better than 2% and a reconstruction efficiency (ε_r) for trackable tracks (fraction A_t of the tracks emitted in the spectrometer opening angle giving hits in 1 chamber (out of 2) of each tracking station 1-3, 3 chambers (out of 4) in stations 4-5 and 3 chambers (out of 4) in trigger stations) of about 90% with 10% losses at the edges of the rapidity range (cf. Fig 7(b)). Reconstruction efficiencies for single and di-muons are summarized in Table 1.

3.4.3 Muon trigger efficiencies

In central Pb-Pb collisions, about eight low transverse momentum muons from π/K decays are expected to be emitted per event in the spectrometer angular aperture. To reduce the trigger probability to a reasonable level, a muon trigger signal is issued only if a track has a transverse momentum above a predefined threshold. Although trigger levels have been optimized for quarkonia measurements, in this analysis, we show that the low trigger transverse momentum cut-off of 1 GeV/c is enough to have a significant measurement of open beauty in the dimuon channel over the whole mass range. An additional analysis (sharp) cut of 1.5 GeV/c is finally applied to avoid distortion of the trigger efficiency at low transverse momentum (cf. Fig. 7(c)). Low (ε_t^L) and high (ε_t^H) trigger cut efficiencies for single and muons pairs are given in Table 1.

³Arranged in look-up tables.

[¶]Due to large uncertainties on charged particle multiplicity expected at the LHC and in order to base the spectrometer design on conservative values, the nominal background level includes a safety factor of two.

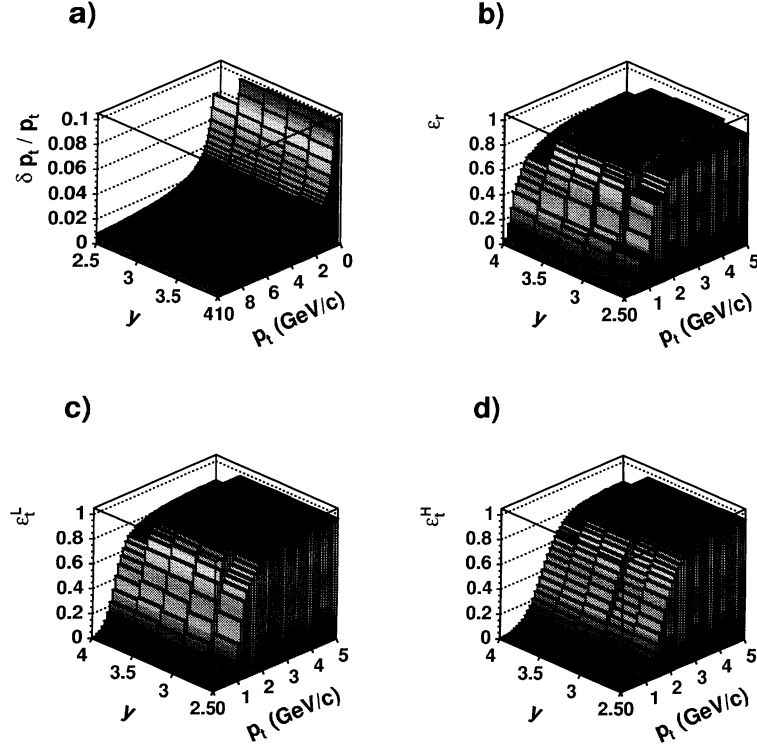


Fig. 7: ALICE forward muon spectrometer single track response in the (p_t, y) plane for nominal background condition calculated from a fast parametrisation based on detailed geometry simulation. Transverse momentum resolution (a), tracking reconstruction efficiency (b), low p_t (c) and high p_t (d) trigger efficiencies are presented.

3.4.4 Global efficiencies

Finally, combining previously described efficiencies, we obtain total efficiencies both for single and muon pairs from heavy quark decays presented in Table 5. b -quark decays produce muons with larger transverse momentum as compared to charm resulting in sensibly better single track efficiencies.

3.5 Muon sources

Regarding beauty production, in addition to the direct semimuonic decay $B \rightarrow \mu\nu X$, second generation muons can also originate from cascade decay $B \rightarrow DX, D \rightarrow \mu\nu X'$. Relevant semimuonic branching ratio are shown in Table 6.

While charm semimuonic decays can only contribute to the unlike-sign dimuon sample, beauty decays through cascade chains are likely to produce both like-sign and opposite-sign dimuons as

Table 5: Global efficiencies for single and opposite sign muon pair data samples.

p_t^μ (GeV/c)	ε
$1.5 \div 3$	0.852
$3 \div 6$	0.899
$6 \div 9$	0.907
$9 \div 30$	0.933

$M_{\mu^+\mu^-}$ (GeV/c)	ε
$0 \div 5$	0.636
$5 \div 20$	0.723

$$\begin{aligned}
B^+ &\rightarrow \overline{D^0} \ell_1^+ \nu_\ell \\
&\quad \searrow \ell_2^- X' \\
\overline{B^0} &\rightarrow D^+ \ell_3^- \overline{\nu}_\ell \\
&\quad \searrow \ell_4^+ X''
\end{aligned} \tag{6}$$

B decays can therefore produce both same sign and opposite sign lepton pairs as follows: a combination of leptons ($\ell_1\ell_2$ and $\ell_3\ell_4$) from a single $B^\S$ (referred to as BD_{same}), two leptons ($\ell_1\ell_3$) from primary B decays (BB_{diff}), two leptons ($\ell_2\ell_4$) from secondary decays (DD_{diff}) feed down from beauty to the open charm production⁴, and a primary lepton from one B and a secondary lepton from the other B ($\ell_1\ell_4$ and $\ell_2\ell_3$ or BD_{diff}). Moreover mixing in the $B^0\text{--}\overline{B^0}$ system (cf. section 3.5.1) can change B charge producing same sign correlated BB_{diff} and DD_{diff} muon pairs.

Semileptonic decay muons from heavy flavors are *non-isolated* *i.e.* accompanied by hadronic jets. A full reconstruction of the initial heavy quark in the semimuonic decay channel is impossible due to undetected neutrinos. An opposite sign muon pair from a b chain decay has however an upper limit on its mass fixed by the initial b quark mass which can be used to identify this process. In practice, heavy flavor decays can be divided into two main topologically distinct contributions, b -chain decays of low mass and high transverse momentum dimuons (Fig. 8(a)) and muon pairs where the two muons originate from different quarks (Fig. 8(b)) emitted at large angles resulting in large invariant masses.

If a cut on the muon transverse momentum is applied, as it is the case in the following analysis, the secondary decays are heavily suppressed, as some fraction of the momentum has already been used up in the primary decay.

^{\S} Always opposite sign.

⁴ Both same and opposite sign.

Table 6: Heavy hadron electroweak properties from PYTHIA (numbers quoted without error) and obtained by the LEPEWWG [30, 31] or quoted by the PDG [32].

Semi-muonic branching fractions					
<i>c</i> -hadrons			<i>b</i> -hadrons		
D^+	0.172	0.102 ± 0.009	B^+	0.105	0.102 ± 0.009
D^0	0.077	0.065 ± 0.008	B^0	0.105	0.105 ± 0.008
D_s^+	0.080	$0.08 \pm_{0.05}^{0.06}$	$B_s^0 \rightarrow D_s^- \ell^+ \nu_\ell$	0.105	0.079 ± 0.024
Λ_c^+	0.045	0.045 ± 0.017	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$	0.105	0.077 ± 0.018
Ξ_c^0	0.080		Ξ_b^-	0.105	
Ξ_c^+	0.080		Ξ_b^0	0.105	
Ω_c^0	0.080		Ω_b^-	0.105	

Heavy flavor hadron semileptonic decays	
$\text{BR}(b \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X)$	0.1056 ± 0.0021
$\text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X)$	0.0801 ± 0.0026
$\text{BR}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X)$	$0.0162 \pm_{0.0036}^{0.0044}$
$\text{BR}(c \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X)$	0.098 ± 0.005

Production rates					
<i>b</i> -hadrons			<i>c</i> -hadrons		
f_{B_s}	0.117	0.107 ± 0.011	f_{D_s}	0.116	0.101 ± 0.009
$f_{b\text{-baryon}}$	0.087	0.099 ± 0.017	$f_{c\text{-baryon}}$	0.082	0.076 ± 0.007
$f_{B_d} = f_{B^+}$	0.398	0.397 ± 0.010	f_{D^+}	0.193	0.232 ± 0.010
			f_{D^0}	0.607	0.549 ± 0.023

3.5.1 B^0 - $\bar{B}^0$ mixing

In 1986, the UA1 Collaboration at CERN observed in p- $\bar{p}$ collisions an excess of events attributed to B^0 - $\bar{B}^0$ mixing [33]. A neutral meson transformation into its antiparticle occurs via flavour-changing weak interactions. According to the SM, B^0 - $\bar{B}^0$ transitions occur through second order weak interactions described by box diagrams involving virtual top quarks [34]. Since the energy of the collision is large enough to produce both B_d^0 and B_s^0 , without identification of the meson species, the measured quantity is the average mixing parameter, $\bar{\chi}$, defined as

$$\bar{\chi} = \frac{\text{BR}(b \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow \ell^+ X)}{\text{BR}(b \rightarrow \ell^\pm X)} \quad (7)$$

$\bar{\chi}$ is related to χ_d and χ_s , designating time-integrated mixing probabilities in the B_b^0 and B_s^0 systems respectively, as

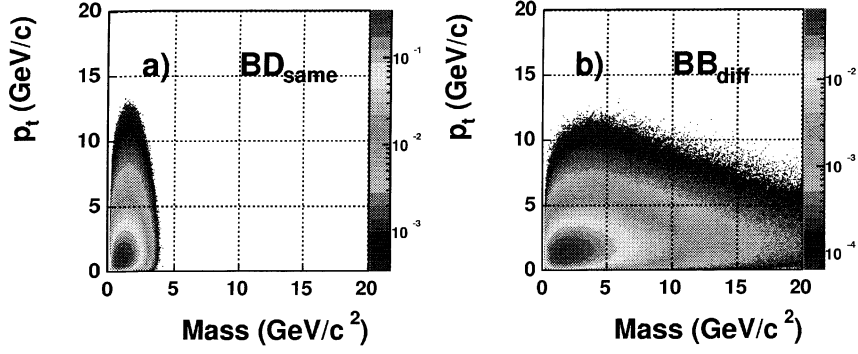


Fig. 8: b decay configurations: (a) collinear muon configuration of large transverse momentum and low mass muon pairs from the semileptonic chain decay of a single heavy b quark (BD_{same}). (b) Dimuon events produced from semileptonic decay of both b quarks made of large mass and large transverse momentum anticollinear muons.

$$\bar{\chi} = f_d \chi_d + f_s \chi_s, \quad (8)$$

where f_d and f_s are the respective fractions of B_d^0 and B_s^0 in the admixture of beauty hadrons. $\bar{\chi}$ average inferred from SLD and LEP data [35] is 0.1194 ± 0.0043 . A $B_d^0 \bar{B}_d^0$ ($B_s^0 \bar{B}_s^0$) pair then produces, in the primary dilepton channel, $\simeq 70\%$ ($\simeq 50\%$) of opposite sign correlated lepton pairs and $\simeq 30\%$ ($\simeq 50\%$) of same sign correlated lepton pairs.

More generally, $\bar{\chi}$ is related to the background subtracted ratio $\mathcal{R}$ of the number of same-sign (N_{SS}) to opposite-sign (N_{OS}) muon pairs from b -hadrons decays as follows:

$$\mathcal{R} = \frac{N_{\text{SS}}}{N_{\text{OS}}} = \frac{N_{\ell^+\ell^+} + N_{\ell^-\ell^-}}{N_{\ell^+\ell^-}} \quad (9)$$

where,

$$\begin{aligned} N_{\text{SS}} &= \mathcal{F}_{B^0 \bar{B}^0} \left\{ 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi}) \mathcal{K}_{\text{BB}_{\text{diff}}} + \left[(1 - \bar{\chi})^2 + \bar{\chi}^2 \right] \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{diff}}} + 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi}) \mathcal{K}_{\text{DD}_{\text{diff}}} \right\} \\ &\quad + \mathcal{F}_{B^+ B^-} \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{diff}}} \\ &\quad + \mathcal{F}_{B^\pm B^0} [\bar{\chi} \mathcal{K}_{\text{BB}_{\text{diff}}} + (1 - \bar{\chi}) \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{diff}}} + \bar{\chi} \mathcal{K}_{\text{DD}_{\text{diff}}}], \\ N_{\text{OS}} &= \mathcal{F}_{B^0 \bar{B}^0} \left\{ \left[(1 - \bar{\chi})^2 + \bar{\chi}^2 \right] \mathcal{K}_{\text{BB}_{\text{diff}}} + 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi}) \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{diff}}} + \left[(1 - \bar{\chi})^2 + \bar{\chi}^2 \right] \mathcal{K}_{\text{DD}_{\text{diff}}} \right\} \\ &\quad + \mathcal{F}_{B^\pm B^0} [(1 - \chi) \mathcal{K}_{\text{BB}_{\text{diff}}} + \chi \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{diff}}} + (1 - \chi) \mathcal{K}_{\text{DD}_{\text{diff}}}] \\ &\quad + \mathcal{K}_{\text{BD}_{\text{same}}} \end{aligned} \quad (10)$$

where $\mathcal{F}_{B^0 \bar{B}^0}$, $\mathcal{F}_{B^+ B^-}$, and $\mathcal{F}_{B^\pm B^0}$ are the relative production fractions of $B^0 \bar{B}^0$, $B^+ B^-$, and $B^\pm \bar{B}^0$ pairs respectively. $\mathcal{F}_i$ values extracted from PYTHIA are:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{B^0\bar{B}^0} &= 0.277 \\
\mathcal{F}_{B+B^-} &= 0.221 \\
\mathcal{F}_{B^\pm B^0} &= 0.502
\end{aligned}
\tag{11}$$

$\mathcal{K}_i$ denote the fractional contributions to the final event sample from each of the muon pair classes as defined in section 3.5. A value $\mathcal{R} = 0.146$ is estimated from Monte Carlo.

3.5.2 Decays-in-flight of pions and kaons

Background originates from kaon and pion decays in flight. Primary $\pi^\pm$, $K^\pm$ are generated according to η and p_t parametrization of the distributions taken from central Pb-Pb collisions simulated using the HIJING Monte Carlo program [29] including shadowing and jet quenching (cf. Fig. 9). Central multiplicity $dN/d\eta|_{\eta=0}$ is normalized to 8000. Produced mesons are subsequently decayed to muons with the JETSET package [36]. Mid-rapidity charged particle multiplicities used in our analysis are much larger than RHIC measurements extrapolation to LHC energy, which give an estimate of $dN/dy = 1100 \div 2600$ [37]. Considering the uncertainty in extrapolating from RHIC to LHC energy, the strategy of assuming a higher particle density, adopted by all ALICE subdetectors, is a conservative approach and represents an upper feasibility limit for beauty detection.

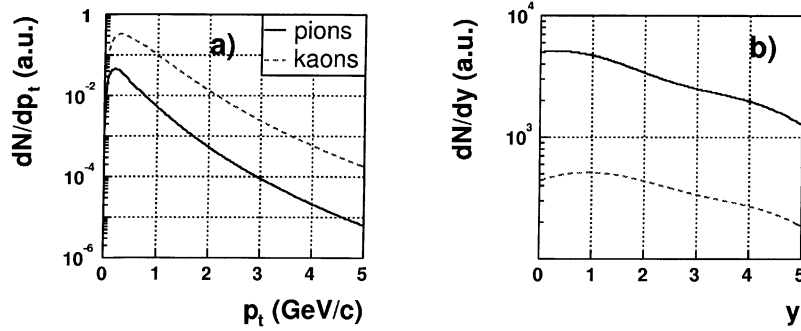


Fig. 9: Muon (a) p_t and (b) rapidity originating from decays in flight of kaons and pions.

Due to a long lifetime ($c\tau \simeq 4 \div 8$ m) and an additional Lorentz boost, π/K are most of the time absorbed by the front absorber before decaying, however the fraction that decays to muons before the absorber entry will combine with heavy flavor decays to form a large combinatorial background to be subtracted with a suitable technique (cf. section 3.6.1).

3.5.3 Resulting single muon cocktail per central collision

Fig. 10 shows the number of muons per central Pb-Pb event detected in the forward spectrometer ($2.5 < \eta^\mu < 4$) with the low trigger cut as a function of their minimum transverse momentum. Below a transverse momentum of ~ 1.5 GeV/c, contributions from charm and decay muons dominate while at larger transverse momentum beauty decays become the largest source.

As we can see in Fig. 10, a large sample of B events will be collected using an inclusive muon trigger. Single muon trigger rates are nevertheless limited by the DAQ bandwidth which

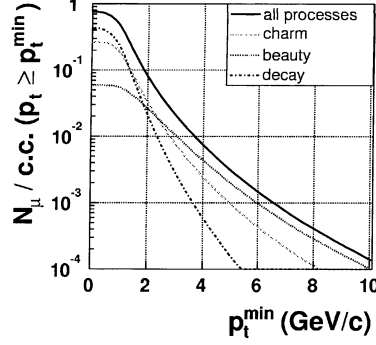


Fig. 10: Number of muons above a threshold $p_t^{\min}$ per central Pb-Pb collision (5 % centrality) detected in the muon spectrometer including the low trigger cut-off.

is about 1 kHz for dimuon events in Pb-Pb collisions. In the following, we consider that the 400 Hz of 5 % most central Pb-Pb collisions are entirely put on tape. If this is not possible, corresponding prescaling factors can be used to limit the recording rate.

3.6 Measurement of heavy hadron production in muon data

In the following, we detail the method to measure the inclusive b -meson production cross section. Such an analysis was successfully implemented in past p - $\bar{p}$ experiments [38]. It can be broken up into four different steps:

- i. Separate the b -quark signal from backgrounds in the data sets.
- ii. Measure the muon level cross section from the number of $B \rightarrow \mu$ events observed for each data set (described below);
- iii. Unfold $B \rightarrow \mu$ effects from the muon level measurements to obtain the inclusive b -hadron production cross sections for the data sets, each set covering a specific b -hadron p_t region;
- iv. Extrapolate the above cross sections to all p_t^B to infer the total inclusive cross section.

Actually, cross sections measured by the ALICE muon spectrometer are not strictly inclusive since muons are detected only for $2.5 < \eta^\mu < 4$ which means that b -hadron production is also measured in this range. Cross sections are then extrapolated to all rapidities using the $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$ predictions from Mangano, Nason, and Ridolfi.

In this analysis, the following three muon sets are used to measure heavy quark production:

- Low mass dimuons or b -chain decays (BD_{same}) - a dimuon sample of $M_{\mu\mu} < 5 \text{ GeV}/c^2$ made of muons originating from a single b -quark decay through $b \rightarrow c\mu^- \rightarrow \mu^+$;
- High mass dimuons - a dimuon sample with $5 < M_{\mu\mu} < 20 \text{ GeV}/c^2$ sensitive to $b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-$, each muon coming from a different quark in the pair (BB_{diff});
- Inclusive single muon sample.

3.6.1 Background subtraction

Subtracting the background to the $S + B$ spectrum is essential for extracting a signal from heavy flavor semileptonic decays when the signal is small and/or when the shape of the background is unknown. The usual technique for background subtraction consists in estimating the uncorrelated background in the unlike-sign pair sample by the measured distribution of like-sign pairs. Whereas this method has been successfully applied in dilepton physics at SPS energies [39, 40, 41], its applicability at the LHC is questionable because the combinatorial background contains a sizeable fraction of leptons from B mesons decay. Indeed, a $B\bar{B}$ pair produces not only unlike-sign correlated lepton pairs, but also like-sign correlated lepton pairs due to cascade decays and B^0 - $\bar{B}^0$ oscillations as explained in section 3.5.

Due to these effects the unlike-sign dilepton spectrum does not contain the full correlated signal because a part of this correlated signal is made of like-sign lepton pairs. Consequently, the like-sign subtraction removes from the unlike-sign dilepton spectrum not only the uncorrelated component but also a fraction of the correlated signal. This could tremendously bias the estimation of the continuum yield. We note that the problem can be overcome by using other methods for background subtraction such as the so-called event-mixing. Although the event-mixing method has its own drawbacks, it is not affected by the effect discussed above and it should give a reliable estimate of the combinatorial background as demonstrated in section 3.6.4.

In the following, we assume that the background can be subtracted perfectly *i.e.* without any systematic bias (therefore, the statistical error of the full spectra is simply propagated to the correlated spectra). This surely corresponds to an ideal case. A precise determination of possible systematic uncertainties related to the background subtraction with the event-mixing technique will have to be determined by means of full simulations. In particular, different centralities of the mixed events as well as two track resolution of the apparatus, which are known to be potentially responsible for biases, must be investigated carefully.

3.6.2 Single muon transverse momentum cut-off optimization

Charm and beauty are produced at large transverse momentum with similar rates but the harder beauty fragmentation results in a harder transverse momentum spectrum of muons. Applying a muon p_t cut thus enriches the selected muon samples in $b\bar{b}$ decays relative to $c\bar{c}$ decays. This can be observed from the inspection of Fig. 11 which shows signal, signal to background ratio and significance for charm and beauty decay muons as a function of a p_t threshold on single muons. In the following analysis, a conservative p_t threshold of 1.5 GeV/c was applied to define a clean sample of muons from beauty decay. Such a threshold allows to select a large beauty signal with relatively good signal to background ratio and optimum significance (as mentioned before, such a cut is also mandatory in order to get rid of the trigger inefficiency at low p_t). Note that, if one can afford to work with a reduced signal depending on the physics goals of the analyses, this sample could be further enriched in muons from beauty decay by pushing the p_t threshold to 2 GeV/c. By doing so the beauty fraction is enhanced by a factor ~ 1.5 while the significance remains unchanged.

A similar transverse momentum threshold can be applied to the dimuon data sample. As shown in Fig. 12, the b signal fraction⁵ reach 80 % of the correlated heavy quark data both in the low and high mass regions. Besides, it is worth noting that a further increase in the transverse momentum threshold to values as high as 3 GeV/c only slightly enhances the beauty fraction (by 10 % in the low mass region while remains unchanged in the high mass region) while exhausting

⁵ $f_{b\bar{b}} = N_{b\bar{b}} / (N_{b\bar{b}} + N_{c\bar{c}})$.

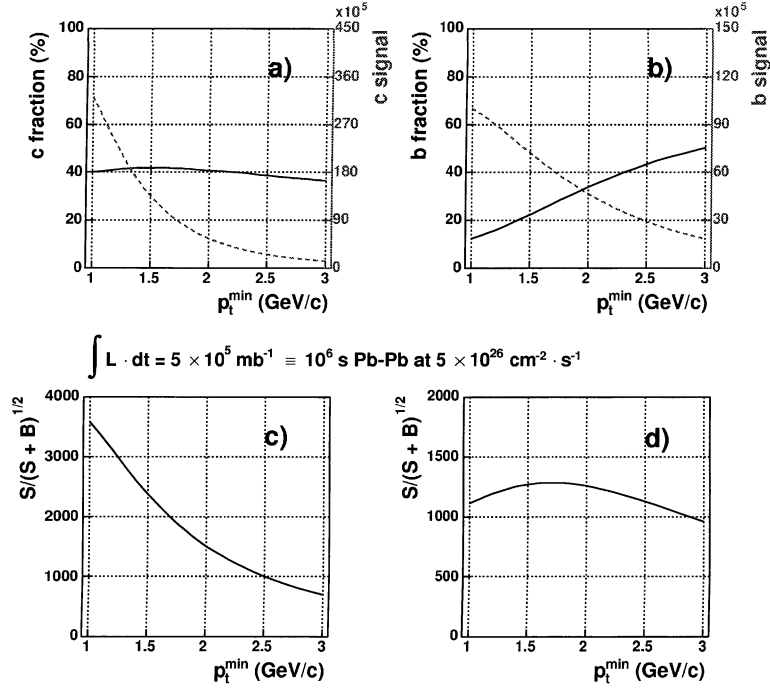


Fig. 11: Signal (dashed line, right scale), signal to background ratio (solid line, left scale), and significance for (a) and c)) charm and beauty (b) and d)) decay muons (5 % most central collisions). The 1 GeV/c p_t threshold corresponds to the low trigger cut-off while higher values include an additional sharp cut.

the available statistics. Thus, a transverse momentum threshold higher than 1.5 GeV/c is not mandatory for beauty exclusive analysis even if it could reduce drastically the combinatorial background and then decrease statistical errors on the measured signal.

3.6.3 Muon data sets

Muon samples used in this analysis have a common transverse momentum cut-off of 1.5 GeV/c (see previous section) and are emitted in the spectrometer rapidity window. An additional mass cut allows to define two different mass regions sensitive to distinct processes.

High-mass dimuon sample

High mass muon pairs (coming from different b -quarks) defined to have $M_{\mu\mu} > 5 \text{ GeV}/c^2$ are selected with the following physics cuts:

$$\begin{aligned}
 1.5 \text{ GeV}/c &< p_t^\mu \\
 2.5 &< \eta^\mu < 4 \\
 5 &< M_{\mu^+\mu^-} < 20 \text{ GeV}/c^2
 \end{aligned}$$

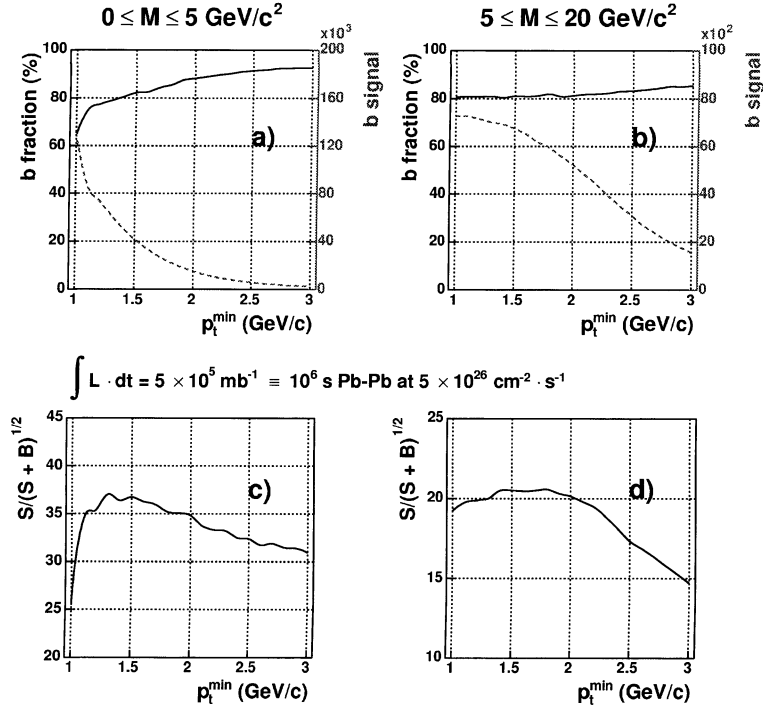


Fig. 12: Signal (dashed line, right scale), signal to background ratio (solid line, left scale), and significance for opposite sign muon pairs from beauty decays of invariant mass below $5 \text{ GeV}/c^2$ (a) and c)) and above (b) and d)).

Low-mass dimuon sample

Low mass dimuons are selected applying the following physics cuts:

$$\begin{aligned} 1.5 \text{ GeV}/c &< p_t^\mu \\ 2.5 &< \eta^\mu < 4 \\ M_{\mu^+\mu^-} &< 5 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

This data set contains 5×10^4 signal events originating mainly from b -chain decays

Inclusive muon sample

Single muon data is defined by the following physics cuts:

$$\begin{aligned} p_t^\mu &> 1.5 \text{ GeV}/c \\ 2.5 &< \eta^\mu < 4 \end{aligned}$$

The inclusive single muon sample is of large statistics, containing roughly 3×10^7 events which come from semi-muonic decay of heavy quarks and decay background.

3.6.4 Extracting the b -fraction

ALICE forward muon spectrometer unlike other instruments [42, 43, 44] is not equipped to discriminate $b\bar{b}$ events from background on an event-by-event basis. Instead the fraction of $b\bar{b}$ events can be assessed on a statistical basis. Applying a cut-off on the transverse momentum of single muons remains the only useful quantity to provide a rejection of background processes (namely open charm). As seen in section 3.6.2, a muon transverse momentum of 1.5 GeV/c is enough to maximise the b -signal significance over the entire mass range. In order to discriminate between the $b\bar{b}$ signal and the $c\bar{c}$, we use Monte Carlo predicted mass shapes for $b\bar{b}$ and $c\bar{c}$ fitted to the data. Variables chosen to perform chi-square fits are the dimuon mass and the single muon transverse momentum with process amplitudes $\mathcal{A}_i$ as free parameters. A normalization constrain is imposed, namely $\sum_i \mathcal{A}_i = 1$, such that only one parameter (beauty amplitude) is needed for dimuon mass fits and two parameters (charm and beauty amplitudes) for inclusive fits. Resulting amplitudes of the various physics processes are given in Table 7 and 8. Note the large value of the χ^2 of the single muon transverse momentum fit which does not come from a bad hypothesis on probability distribution functions used to fit data points but rather from very small measurement errors σ_i due to the very large statistics accumulated.

Table 7: Fitted dimuon beauty fractions in the low and high mass regions. Errors are systematic due to the fitting procedure. Corresponding number of events and cross sections are quoted as well.

	$2 m_\mu < M_{\mu^+\mu^-} < 5 \text{ GeV}/c^2$	$5 < M_{\mu^+\mu^-} < 20 \text{ GeV}/c^2$
$f_{b\bar{b}}$	0.835 ± 0.015	0.822 ± 0.016
χ^2_{fit}	31/34 d.o.f.	35/44 d.o.f.
$N_{b\bar{b}}$	41461 ± 793	6983 ± 130
$\sigma^{\mu^+\mu^-} [\mu\text{b}]$	130.380 ± 2.494	19.317 ± 0.360

Table 8: Measured b fraction in the inclusive single muon data set. Corresponding number of b events and muon cross sections are also calculated including uncertainty from the fit only.

	$1.5 < p_t^\mu < 3 \text{ GeV}/c$	$3 < p_t^\mu < 6 \text{ GeV}/c$	$6 < p_t^\mu < 9 \text{ GeV}/c$	$9 < p_t^\mu < 30 \text{ GeV}/c$
f_b	0.223 ± 0.0002			
χ^2_{fit}	2792/183 d.o.f.			
N_b	5360350 ± 1439	1659150 ± 445	143444 ± 38	30368 ± 8
$\sigma^\mu [\mu\text{b}]$	12583 ± 3.377	3691.1 ± 0.990	316.304 ± 0.085	65.098 ± 0.017

Opposite sign muon pairs

Resultant fit to the opposite sign dimuon mass spectra is shown in Fig. 13. Statistical errors quoted account for the background subtraction method *i.e.* the uncorrelated background is subtracted on average but statistical fluctuations are still the ones of the combinatorial background. In the high mass region, due to similar shapes, the charm content has been fixed to the value fitted in the low mass region where the forms of the p.d.f are very different.

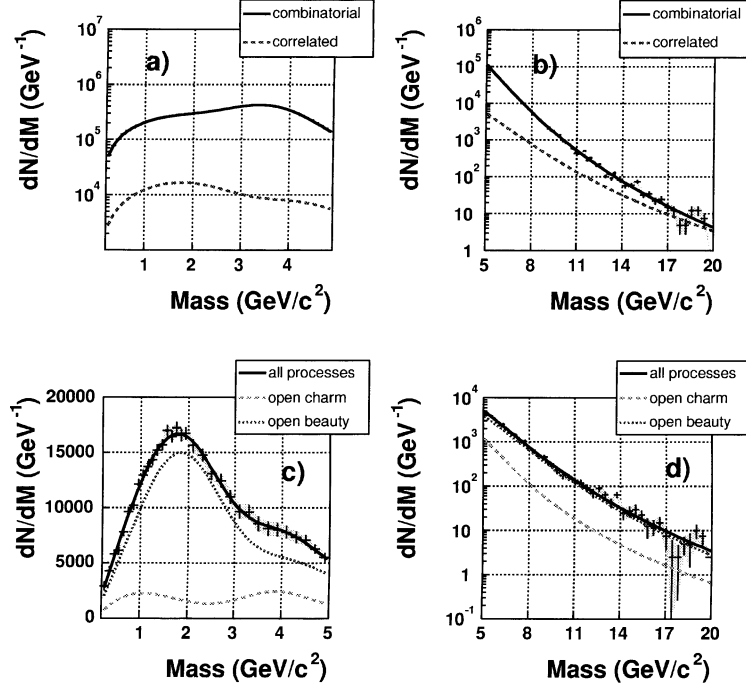


Fig. 13: Invariant mass distributions of $\mu^+\mu^-$ pairs produced in central Pb-Pb collisions at 5.5 TeV in the low (left panels) and high mass regions (right panels). A $p_t > 1.5$ GeV/c cut-off has been applied to muon tracks. Top panels show the contribution of the combinatorial background (black solid line) including the correlated signal (red dotted line) made of a muon pair originating from the decay of the same initial $b\bar{b}$ pair. Background subtracted mass spectra are presented in bottom panels. Charm and beauty signal are plotted in green and red line respectively.

Concerning open charm production, simultaneous requirements of a large transverse momentum for each muon and a low dimuon mass (cf. Fig. 13(c)) imply a sizeable transverse momentum of the dimuon system typical of NLO topologies.

Same sign muon pairs

Correlated same sign dimuons shown in Fig. 14 are essentially due to beauty decays when one of the b meson from the produced pair oscillates into its anti-particle. As demonstrated in section 3.5.1, the correlated same sign component from beauty is related to the opposite sign signal such that the same sign sample can be used as a cross check to the opposite sign measurement. The yield of like-sign correlated lepton pairs from beauty decay [46] is obtained by subtracting the event-mixing distribution from the like-sign distribution. This measurement suffers from large statistical errors in the low mass region where the signal-to-background ratio is particularly small ($S/B \simeq 1/200$). The same sign measurement gets more precise in the high mass region where the contribution from the combinatorial background decreases.

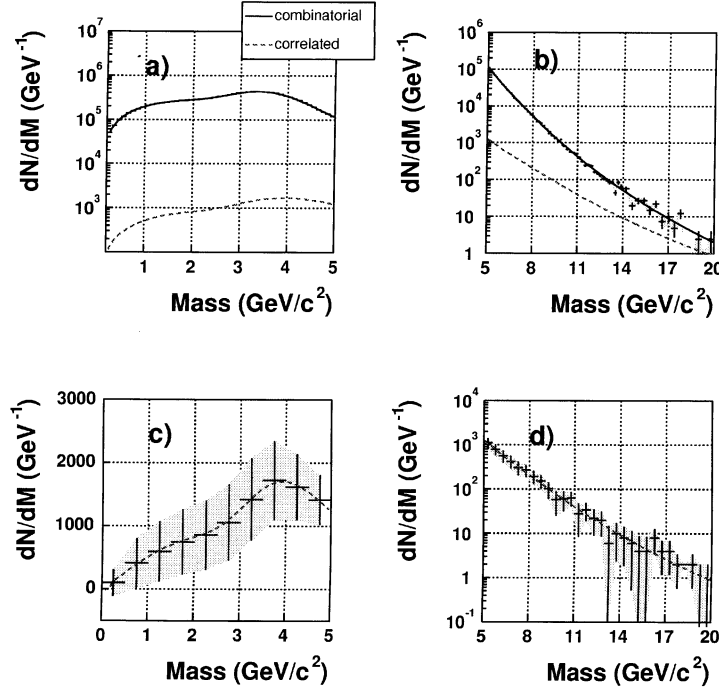


Fig. 14: Invariant mass spectra of $\mu^\pm\mu^\pm$ pairs. A $p_t > 1.5$ GeV/c cut-off was applied to muon tracks. a) and b) panels show the contributions from combinatorial (solid line) and correlated components (dashed line) in the low and high mass region, respectively. c) and d) plots are the background subtracted signals from beauty decays. Errors are statistical only for one month of central Pb-Pb collisions.

Single muons

The inclusive muon p_t distribution simulated from 1.5 GeV/c to 20 GeV/c is shown in Fig 15. p_t -integrated fitted b fraction accounts only for 0.223 ± 0.0002 of the data sample while main contributions come from charm and π/K decays due to high low p_t rates. Increasing the p_t threshold could greatly enhance the beauty fraction.

3.6.5 Muon level cross sections

After having determined the number of b events in the three data samples calculated from the fitted b and $b\bar{b}$ fractions, these numbers can be converted into cross sections by simply dividing by the integrated luminosity (5×10^5 mb $^{-1}$). One can note that such cross sections could be directly compared to other experimental results since they reflect the basic characteristics of the data samples containing only cuts on “universal” quantities namely p_t and $M_{\mu\mu}$. Cross sections should be corrected for global efficiencies ε (given in Table 5) such that finally they can be expressed as

$$\sigma^\mu = \frac{N_b}{\int \mathcal{L} dt} \times \frac{1}{\varepsilon} \quad (12)$$

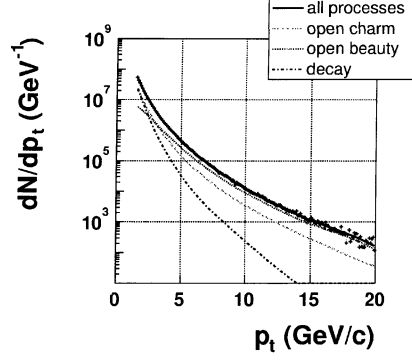


Fig. 15: Inclusive muon transverse momentum distribution based on one month (10^6 s) Pb-Pb data taking for the 5 % most central collisions.

where N_b is the number of b events extracted from the fit. Muon level cross sections for each data sample are quoted in Table 7 and 8. Systematic errors that should be taken into account when calculating the muon level cross section are listed in Table 11, they essentially account for the uncertainties on the luminosity and the efficiency correction.

3.6.6 Inclusive b -hadron production cross section

Experimentally, muon cross section (σ^μ) are measured, in order to compute b -hadron production cross section, the muon yields has to be disentangled from branching ratios and decay kinematics. Extensively studied in experiments at e^+e^- colliders, B decay is relatively well understood [47, 48, 49, 50]. A Monte Carlo method [38] is used to extrapolate the muon level cross section into a b -hadron level cross section. In order to eliminate potential bias in the unfolding procedure due to non-perturbative hadronization effects⁶, we have chosen to present b -hadron instead of b -quark production cross section as recommended in Ref. [51]. Measured b -hadron cross section is obtained by scaling the muon level (σ^μ) by the predicted Monte Carlo cross section ratio as

$$\begin{aligned} \sigma^B(p_t^B > p_t^{\min}) &= \sigma^\mu \times \frac{\sigma^B(p_t^B > p_t^{\min})}{\sigma^B(\Phi^\mu)} \Big|_{\text{MC}} \\ &= \sigma^\mu \times \mathcal{F}_{\mu \rightarrow B}, \end{aligned} \quad (13)$$

where:

- $\sigma^B(p_t^B > p_t^{\min})$ is the integral of the transverse momentum spectrum of b -hadrons with rapidity $2.5 < y^B < 4$ and $p_t^B > p_t^{\min}$.
- and $\sigma^B(\Phi^\mu)$ is the integral of the transverse momentum distribution of b -hadrons decaying into muons within a given phase space Φ^μ ($M_{\mu\mu}$ range, $2.5 < y^\mu < 4$ and/or p_t^μ cut-off). $p_t^{\min}$ is defined such that 90 % of the accepted B -hadrons had a transverse momentum larger than that value (see Fig. 16).

⁶Bias that could explain part of the observed discrepancy between CDF and D0 beauty quark hadroproduction cross section measurements and NLO in QCD predictions [45]

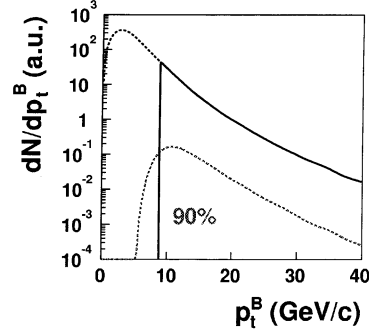


Fig. 16: Sketch of differential cross sections (dN/dp_t^B) for inclusive b -hadron production (solid line) and for those b -events which yield a muon of $p_t^\mu > 6$ GeV/c (dashed line).

In the $B \rightarrow \mu$ decay, muons are generally produced with $p_t^\mu < p_t^B$ (cf. Fig. 17). Muon p_t cuts in each data sample are therefore also effective B p_t cuts, and B production cross sections measured at the muon level extend from some minimum p_t^B (defined as $p_t^{\min}$) to the maximum kinematically possible.

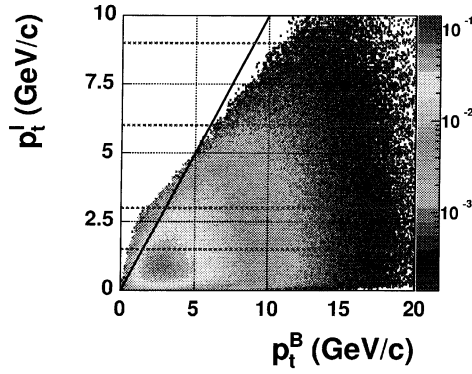


Fig. 17: Correlation between the muon transverse momentum and its parent b -hadron. Second generation decay muons are included. Horizontal dashed lines indicate the limits of the inclusive single muon transverse momentum bins.

Computed values of $p_t^{\min}$ and $\mathcal{F}_{\mu \rightarrow B}$ are listed in Table 9 and 10. Final b -hadron cross sections are plotted in Fig. 18.

3.7 Source of systematics

Systematic uncertainties enter both the calculation of muon cross sections σ^μ and conversion factors $\mathcal{F}$. Major sources of systematic errors to be taken into account are listed in Table 11. Systematic uncertainties has to be evaluated carefully requiring intense Monte Carlo computing

Table 9: Conversion factors of inclusive single muon cross sections into b -hadron cross sections.

p_t^μ (GeV/c)	$p_t^{\min}$ (GeV/c)	$\mathcal{F}_{\mu \rightarrow B}$
$1.5 \div 3$	2.35	30.500
$3 \div 6$	4.20	54.255
$6 \div 9$	8.80	94.579
$9 \div 30$	13.65	83.359

Table 10: Conversion factors of dimuon muon cross sections into b -hadron cross sections.

$M_{\mu^+\mu^-}$ (GeV/c ²)	$p_t^{\min}$ (GeV/c ²)	$\mathcal{F}_{\mu \rightarrow B}$
$2 m_\mu \div 5$	2.05	3.079
$5 \div 20$	2.85	16.628

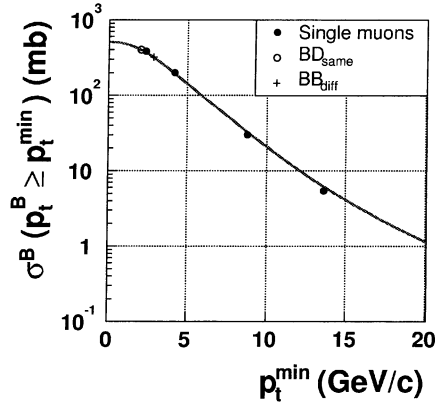


Fig. 18: Inclusive b -hadron cross section in $2.5 < y^B < 4$ as a function of $p_t^{\min}$. Also shown the PYTHIA prediction (red line) used to produce the signal.

efforts and is clearly beyond the scope of the present note. Here, we limit ourselves to quote the integrated b -quark production cross section as a function of the minimum transverse momentum threshold including only (small) systematics due to the fitting procedure.

4 Conclusion

In this note, we have presented the results of the analysis of b -hadron production measurement using muon detection in the ALICE forward spectrometer. The measurement of b production provides an important test of the theory of QCD in heavy ion collisions where new effects are expected as compared to simple nucleon-nucleon interactions. A precise measurement of the inclusive $d\sigma^B/dp_t$ cross section will allow to probe in-medium effects known to be p_t -dependent.

Table 11: Systematic errors associated with the calculation of the inclusive B production cross section.

Source	
σ^μ	$\int \mathcal{L} dt$
	ε
	χ^2 fit
	Background subtraction
$\mathcal{F}_{\mu \rightarrow b}$	BR ($b \rightarrow \mu X$)
	Muon spectrum $b \rightarrow \mu X$

Our ability to measure b -hadrons down to very low transverse momentum ($2.5 \text{ GeV}/c$) in the worst conditions of central Pb-Pb collisions is furthermore a possibility to constrain pQCD calculations in a region where they are known to be less precise. Nevertheless, this analysis has to be completed by a detailed study of systematic uncertainties spoiling the measurement. Expected statistics are high so that the analysis could be refined by splitting the data sample into $p_t^{\mu\mu}$ or p_t^{lead} bins exploring even more the inclusive cross section. Finally, azimuthal correlations contributing to QCD production mechanisms are still to be studied as a unique potentiality via dimuon detection in the muon spectrometer.

References

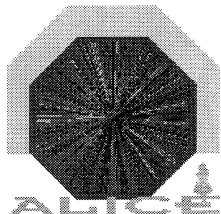
- [1] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 500.
- [2] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2396.
- [3] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1451.
- [4] B. Abbott *et al.*, Phys. Lett. **B 487** (2000) 264.
- [5] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D65** (2002) 052005, hep-ph/0111359.
- [6] M. Cacciari and P. Nason, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 122003.
- [7] Z. w. Lin and M. Gyulassy, Phys. Rev. **C51** (1995) 2177 ; Z. w. Lin and M. Gyulassy, Phys. Rev. **C52** (1995) 2177, [Erratum-ibid. **C52** (1995) 440].
- [8] Z. w. Lin and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1222.
- [9] ALICE Collaboration, “ALICE Physics Theoretical Overview”, ALICE Internal Note 2002-025.
- [10] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238.
- [11] M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B 373** (1992) 295.
- [12] P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B 303** (1988) 607.
- [13] N. Carrer and A. Dainese, hep-ph/0311225
- [14] H. L. Lai *et al.*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 1280.
- [15] R.D. Field, Phys. Rev. **D65** (2002) 09006.
- [16] M. Arneodo, Phys. Rep. **240** (1994) 301-393.
- [17] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. **C 9** (1999) 61-68.
- [18] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 31.
- [19] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.
- [20] G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. **B 208** (1982) 365.
- [21] P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B327** (1989) 49.
- [22] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 192203.
- [23] E. L. Berger, Phys. Rev. **D 37**, (1988) 1810.
- [24] R.J. Glauber, Lecture in Theoretical Physics, Vol. 1, eds W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, New-York, 1959) p. 315 ; in: Proc. 2nd Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, ed. G. Alexander (North Holland, Amsterdam, 1967) p. 311 ; in: Proc. 3rd Conf. on High Physics and Nuclear Structure, ed. S. Devons (Plenum Press, New York, 1969) p. 207.

- [25] R. Vogt, Heavy Ion Phys. 9 (1999) 339.
- [26] D. d’Enterria, nucl-ex/0302016.
- [27] P. Cortese and A. De Falco, <http://alisoft.cern.ch>.
- [28] K. Boudjemline *et al.*, SUBATECH-2002-30.
- [29] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [30] ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, “Combined results on b -hadron production rates and decay properties”, “A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, prepared from contributions of the LEP and SLD experiments to the 2003 Winter Conferences, LEPEWWG/2003-01, 8 April 2003.
- [31] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavor Group, “A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, LEPEWWG/2004-01, 6 December 2004.
- [32] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [33] UA1 Collaboration, “Search for B^0 - $\overline{B}^0$ oscillations at the CERN proton-antiproton collider”, Phys. Lett. B **186** (1987) 247.
- [34] P.J. Franzini, Phys. Rep. **173** (1989) 1.
- [35] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavor and Electroweak Groups, “A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, prepared from contributions of the LEP and SLD experiments to the 2000 Summer Conferences, CERN-EP-2001-021.
- [36] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. 27 (1982) 243.
- [37] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report Volume I, CERN/LHCC 2003-049, 7 November 2003.
- [38] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B **213** (1988) 256,
UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B **256** (1991) 121.
- [39] M.C. Abreu *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **14** (2000) 443
- [40] G. Agakichiev *et al.*, Phys. Lett. B **422** (1998) 405
- [41] A.L.S. Angelis *et al.*, Eur. Phys. Jour. C **13** (2000) 433.
- [42] NA60 Collaboration, A. Baldit *et al.*, CERN/SPSC 2000-010, SPSC/P316, 7 March 2000.
- [43] J. Ellison [D0 Collaboration], hep-ex/0101048.
- [44] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **271** (1988), 387.
- [45] M. Cacciari and P. Nason, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 122003.

- [46] P. Crochet, P. Braun-Munzinger, Nucl. Instrum. and Methods **A 484** (2002) 564-572.
- [47] U. Langenegger [BABAR Collaboration], [hep-ex/0402032](#).
- [48] K. M. Ecklund, [hep-ex/9912034](#).
- [49] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. **B 547** (2002) 181.
- [50] D. Abbaneo *et al.* [ALEPH Collaboration], [hep-ex/0112028](#), CERN-EP/2001-050.
- [51] R. Field, “*b*-Quark Production at the Tevatron”, talk presented at the Fermilab ME/MC Tuning Workshop, April 30, 2003.

2.10 Dépendance en p_t du rapport Υ'/Υ

La dépendance en p_t de la suppression des résonances par écrantage de couleur est une observable de choix pour étudier les propriétés du milieu déconfiné. En effet, le profil de suppression d'une résonance résulte de l'interaction entre le temps de formation de la résonance et de son énergie de liaison ainsi que de la température, du temps de vie et de la taille du QGP. Cependant, les effets nucléaires comme l'écrantage ou l'absorption contribuent également à réduire le taux de quarkonia observé dans l'état final. De manière à isoler les effets purement liés au QGP, il a été proposé d'étudier la dépendance en p_t des rapports de résonances au lieu de leur simple distribution en p_t . En procédant de la sorte on s'affranchit des effets nucléaires, du moins au niveau de la variation du rapport avec p_t . De plus, l'utilisation de rapports offre l'avantage supplémentaire d'annuler les inefficacités systématiques de détection. Les performances d'ALICE pour la mesure de la dépendance en p_t du rapport Υ'/Υ dans le canal muonique sont présentées ci-dessous. L'étude montre, qu'avec la statistique collectée par mois de prises de données, la dépendance en p_t du rapport Υ'/Υ met en évidence des sensibilités marquées aux caractéristiques du milieu déconfiné.



Internal Note/

ALICE reference number

ALICE-INT-2005-002 version 1.0

Institute reference number

[-]

Date of last change

2004-12-28

Measuring the p_T dependence of the Υ'/Υ ratio with the ALICE Muon Spectrometer

Authors:

E.Dumonteil¹ and P.Crochet²

¹ CEA, DAPNIA/SPhN, Saclay, France

² LPC, IN2P3/CNRS, Clermont-Ferrand, France

Abstract:

We investigate the capabilities of the ALICE muon spectrometer to measure the transverse momentum dependence of the Υ'/Υ ratio in central Pb-Pb collisions. The ratio is shown to be a promising tool to unravel the quark gluon plasma (QGP) models and to extract valuable information about the characteristics of the QGP.

1 Introduction

The dissociation of heavy quark resonances by color screening in a deconfined medium [1] is one of the most promising signatures of QGP formation in high energy heavy ion collisions. Particularly interesting is the p_t dependence of the suppression which was early recognized to be a relevant observable to probe the characteristics of the deconfined medium [2, 3]. Indeed, the p_t suppression pattern of a resonance is the consequence of the competition between the resonance formation time and the QGP temperature, lifetime and spatial extent. However, quarkonium suppression is known to result not only from color screening, but also from nuclear effects like shadowing and absorption. In order to isolate pure QGP effects, it has been proposed to study the p_t dependence of quarkonium ratios instead of single quarkonium p_t distributions. By doing so, nuclear effects are washed out, at least in the p_t variation of the ratio¹. An extensive study of the Υ'/Υ ratio properties in heavy ion collisions at the LHC has been presented in [4]. It was shown that “The p_t dependence for such ratios is then a direct probe of the QGP physics”.

Following the arguments of [4], we investigate, by means of AliRoot-FAST simulations, the capabilities of the ALICE muon spectrometer to measure the p_t dependence of the Υ'/Υ ratio in central Pb – Pb collisions. We first detail the basic inputs and the simulation environment. Then we present the performances of the spectrometer to measure the ratio and we discuss the sensitivity of the measurement to some ingredients of the QGP models. We stress that our aim is not to study the response of the spectrometer to a sophisticated QGP model in detail but rather to investigate whether or not such a measurement is conceivable and to establish its limits. More details can be found in [5].

2 Inputs

2.1 Bottomonium production cross sections and phase space distributions in absence of QGP

The bottomonium production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.5$ TeV are taken from [6] and scaled up by a factor 1.38 to account for the CDF results [7]². The total number of resonances N produced in central Pb – Pb collisions (in 4π) per month is obtained from:

$$N = N_{\text{month}}^{\text{Pb-Pb}} \cdot N_{\text{Pb-Pb}} \quad (1)$$

- $N_{\text{month}}^{\text{Pb-Pb}}$ is the total number of central (10%) Pb – Pb collisions per month:

$$N_{\text{month}}^{\text{Pb-Pb}} = L \cdot t \cdot \sigma_{\text{mb}}^{\text{Pb-Pb}} \cdot 10\% = 4 \cdot 10^8 \quad (2)$$

assuming a luminosity $L = 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a running time $t = 10^6$ s and the minimum-bias Pb – Pb cross section $\sigma_{\text{mb}}^{\text{Pb-Pb}} = 8$ b;

- $N_{\text{Pb-Pb}}$ is the number of resonances produced per central Pb – Pb event:

$$N_{\text{Pb-Pb}} = \sigma \cdot T_{\text{Pb-Pb}}(10\%) \quad (3)$$

where σ is the resonance production cross section per nucleon pair in Pb – Pb collisions and $T_{\text{Pb-Pb}}(10\%) = 23.7 \text{ mb}^{-1}$ is the nuclear overlap for central (10%) Pb – Pb collisions.

¹Using ratios has the additional advantage that systematical detection inefficiencies cancel out to some extent.

²The factor 1.38 is obtained from the inspection of Fig. 9 and Tab. 8 and 10 of [6].

The corresponding numbers are reported in Tab. 1.

	Υ	Υ'	Υ''	$\chi_b(1P)$	$\chi_b(2P)$
σ (μb)	0.207	0.130	0.079	0.428	0.331
N	1962360	1232400	748920	4057440	3137880
τ_F (fm)	0.76	1.9	1.9	2.6	2.6
T_D , 3 flavor QGP (MeV)	1125	447	447	368	368
T_D , SU(N) QGP (MeV)	400	190	130	195	144

Table 1: Resonance production cross sections per nucleon pair in Pb – Pb collisions (σ) and total number of resonances produced per month in central Pb – Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.5$ TeV (N). Resonance formation time (τ_F) from [4]. Resonance screening temperature in a 3 flavor QGP (from [4]) and in an SU(N) QGP (from [9]).

The bottomonium phase space distributions [8] are shown in Fig. 1. They are assumed to be identical for all bottomonium species.

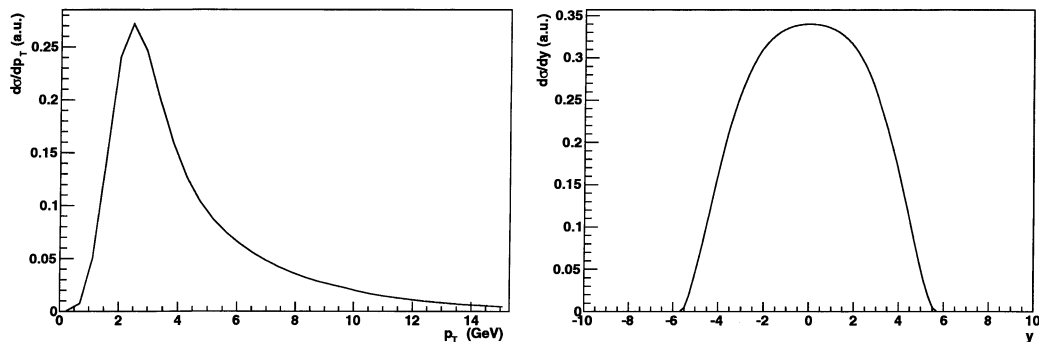


Figure 1: Phase space distributions of resonances used in the simulation without QGP production.

2.2 Resonance p_t suppression pattern in a QGP

The resonance p_t suppression patterns are computed according to the method detailed in [4] which assumes a Bjorken-type isentropic expansion of a system characterized by its initial temperature and formation time. The screening time corresponding to a given screening temperature can be calculated from these quantities. If one assumes that the initial temperature and the formation time of the system are fixed, the p_t suppression pattern of a given resonance then only depends on its mass, formation time, screening temperature and the size of the deconfined medium. The resonance screening temperatures are derived by means of two different models: i) a parameterization based on SU(N) lattice simulations referred as SU(N) QGP in the following and ii) an estimate from SU(3) perturbation theory referred as 3 flavor QGP in the following. In the present work, the resonance formation time and the 3 flavor QGP screening temperatures are taken from [4]. The formation time and screening temperature of the Υ'' ($\chi_b(2P)$) are assumed to be identical to the ones of the Υ' ($\chi_b(1P)$). The SU(N) QGP screening temperatures are taken from [9] (see Tab. 1). The critical temperatures are $T_c = 150$ MeV and 260 MeV for the 3 flavor QGP and the SU(N) QGP, respectively.

The size of the deconfined medium is characterized by its transverse radius R . Two extreme cases are considered, $R = 1$ fm and $R = R_{\text{Pb}}$ where R_{Pb} is the radius of a Pb nucleus. The initial conditions are the QGP formation time t_0 and the QGP initial temperature T_0 . We take $t_0 = 0.1$ fm and $T_0 = 1.14$ GeV for an SU(N) QGP and $t_0 = 0.5$ fm, $T_0 = 0.82$ GeV for a 3 flavor QGP, respectively [4].

From the p_t suppression patterns shown in Fig. 2 the following features can be observed:

- In an SU(N) QGP, the Υ is more suppressed than higher state resonances although its dissociation temperature is larger. The relevant quantity here is the Υ formation time which is less than half as long as the other bottomonium resonances. Therefore the Υ “feels” the influence of the medium longer;
- In the 3 flavor QGP, the critical temperature is not high enough to break up the Υ but the Υ' and the χ_b are suppressed;
- Due to the small dissociation temperatures, an SU(N) QGP predicts strong suppression. This is especially pronounced at low p_t for $R = R_{\text{Pb}}$ where close to full suppression is expected;
- At a given p_t , the suppression is less for a QGP with a small spatial extent ($R = 1$ fm) since resonances can escape more easily from a small system.

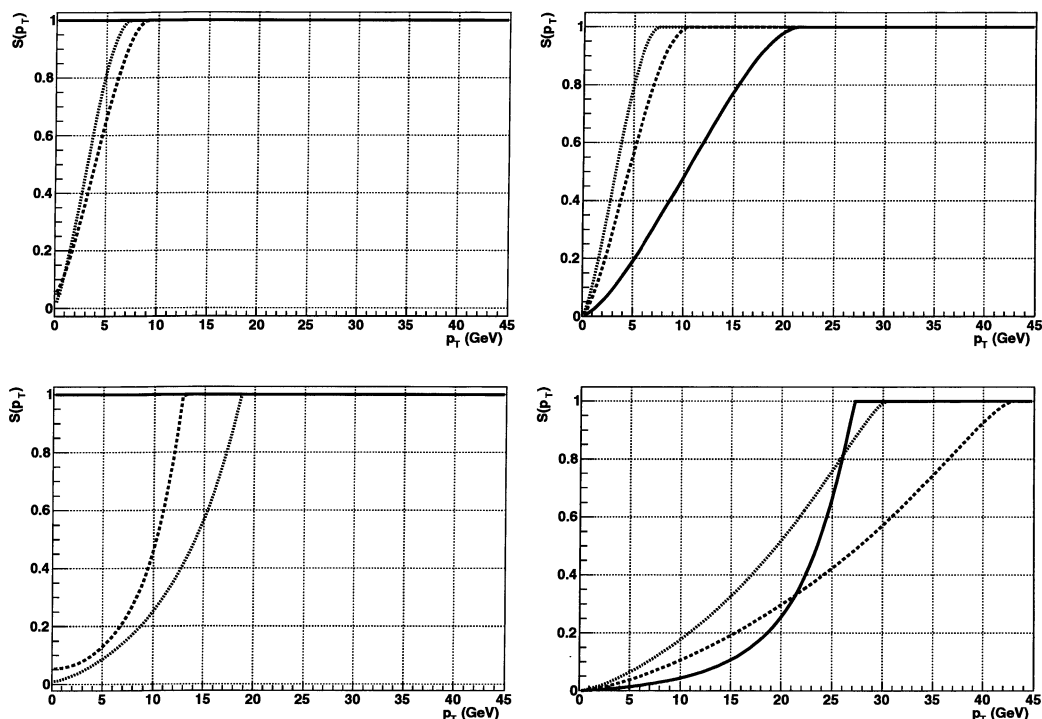


Figure 2: Suppression pattern versus p_t for Υ (solid), Υ' (dashed) and χ_b (dotted) for a 3 flavor QGP (left) and an SU(N) QGP (right) with $R = 1$ fm (up) and $R = R_{\text{Pb}}$ (down).

The Υ'/Υ ratio versus p_t is shown in the upper plots of Fig. 3. In absence of QGP, the ratio is equal to 0.63. Due to the differences in the suppression pattern of the Υ , the two QGP models predict significantly different Υ'/Υ ratios. Indeed, at low p_t , the ratio from the SU(N) QGP (3 flavor QGP) is larger (smaller) than the ratio in pp . It should therefore be rather

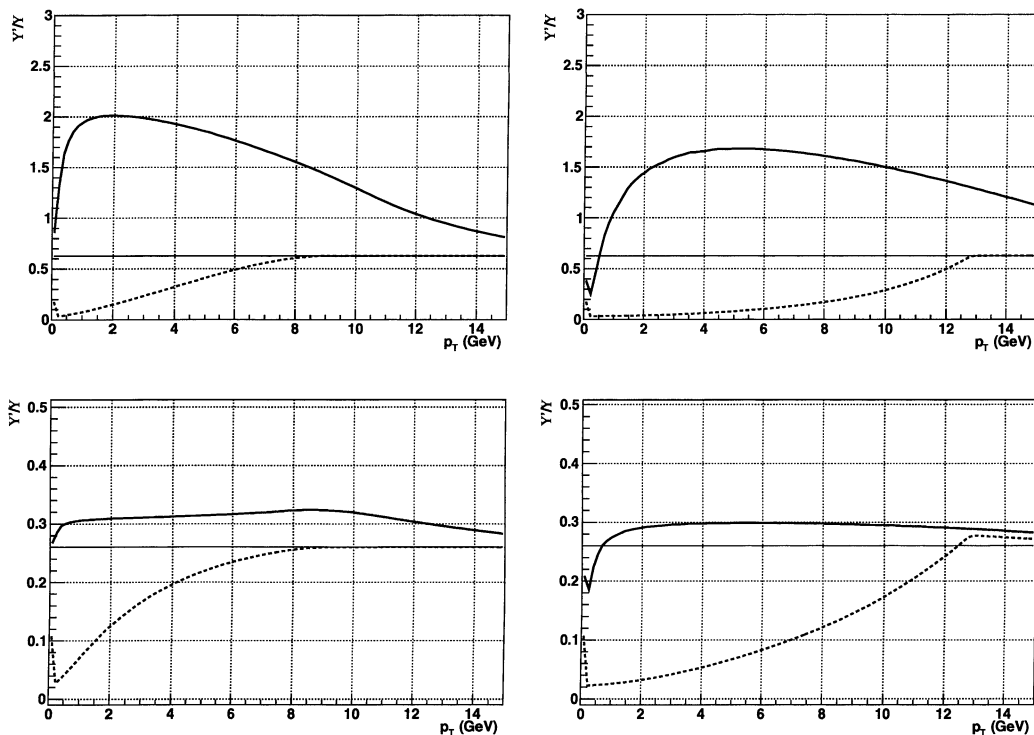


Figure 3: Up: prompt Υ'/Υ ratio versus p_t for an SU(N) QGP (solid) and a 3 flavor QGP (dashed) with $R = 1$ fm (left) and $R = R_{Pb}$ (right). The horizontal line shows the expected value of the ratio in pp . Down: same for the indirect ratio (see text).

easy to disentangle the two scenarios even with p_t -integrated data. On the other hand, the study of p_t dependence of the ratio should determine the size of the system.

The above scenario corresponds to an ideal case since we have considered the “prompt” ratio. In fact, a significant fraction of Υ production comes from the decay of Υ' , $\chi_b(1P, 2P)$ and Υ'' . Moreover, some Υ' come from the decay of $\chi_b(2P)$ and Υ'' . Therefore, if the different contributions cannot be identified (which will likely be the case), the actual “indirect” ratio must contain all sources of Υ and Υ' namely:

$$\frac{\Upsilon' + \chi_b(2P)(\rightarrow \Upsilon') + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon')}{\Upsilon + \chi_b(1P, 2P)(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon'(\rightarrow \Upsilon) + \Upsilon''(\rightarrow \Upsilon)} \quad (4)$$

This indirect ratio has been computed using the feed-down factors from [10] and is shown in the lower plots of Fig. 3. The indirect ratio in absence of QGP is equal to 0.26. As can be seen, the model sensitivity of the ratios is somewhat reduced when taking into account indirect decays. However, large differences remain in the low p_t range where, on the other hand, most of the initial statistics are located.

3 Simulation techniques

The simulation has been performed in the framework of the AliRoot-FAST package developed for the ALICE PPR. The basic input is a cocktail of muons from π , K , charm and bottom decay with production cross sections taken from [7]. These muons are filtered by the spectrometer response (acceptance, trigger and tracking efficiency, track resolution). The

efficiencies and resolutions used are the ones obtained in the so-called background-level-1 environment which consists of the sum of two HIJING events with $[dN_{ch}/d\eta]_{\eta=0} = 6000$ each. Unlike-sign muons passing the filter are then combined to build invariant mass spectra after a p_t threshold of 3 GeV/c is applied on single muons to reduce the combinatorial background in the Υ mass region. At this step, realistic statistical errors corresponding to one month of Pb – Pb data taking are folded in. A typical invariant mass spectrum is shown on the left side of Fig. 4.

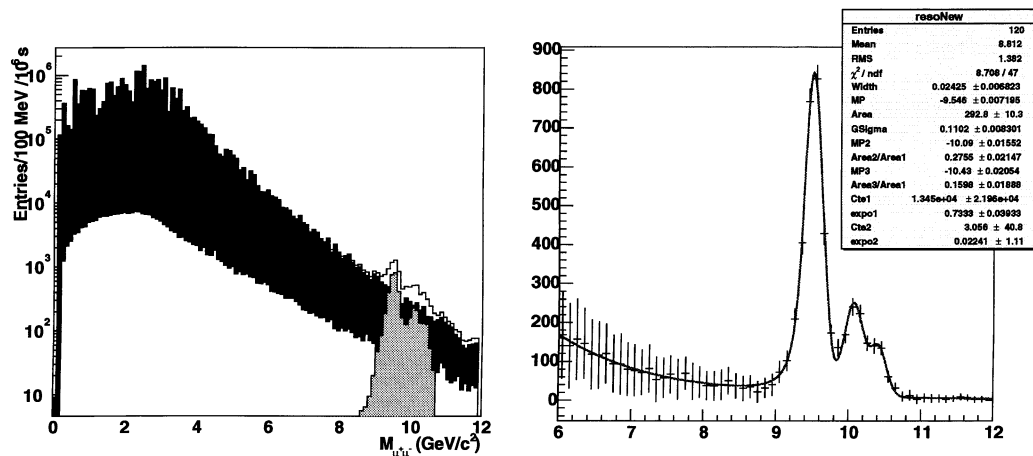


Figure 4: Left: invariant mass spectrum showing the contributions from the resonances (gray), the correlated background (white) and the uncorrelated background (black). Right: invariant mass spectrum showing the Υ family and the correlated background. The curve is the result of a fit to the spectrum with the function described in the text.

The background below the Υ family consists of correlated muon pairs from charm and bottom decay as well as uncorrelated muon pairs. Since the uncorrelated component can be subtracted with appropriate techniques like event-mixing, we consider only the correlated background in the following. Therefore, the statistical error of the “full” spectrum is simply assigned to the remaining (correlated) spectrum. This assumes that the uncorrelated background subtraction is free of any systematical bias. The invariant mass spectrum is then adjusted with a 12 parameter function consisting of the sum of two exponentials and three modified Landau convoluted with a Gaussian (Fig. 4 right).

The above procedure has been repeated four times to study the following scenarios: SU(N) QGP with $R = 1$ fm, SU(N) QGP with $R = R_{Pb}$, 3 flavor QGP with $R = 1$ fm and 3 flavor QGP with $R = R_{Pb}$. In each case, the original p_t distribution of the resonances, used as an input in AliRoot, was modified to account for the suppression. First, the QGP-modified p_t distributions were obtained, for each resonance, from the convolution of the original distribution (Fig. 1 left) by the corresponding suppression pattern (Fig. 2). Second, in order to take into account indirect decays, the Υ and Υ' “final” p_t distributions were built by adding their modified distributions to the ones from higher states folded with the corresponding cross sections and feed-down factors. The actual number of Υ and Υ' to be generated (after QGP-suppression) was then given by the integral of these “final” distributions. Finally, in order to explore the p_t dependence of the Υ'/Υ ratio, the invariant mass spectra were fit using different p_t cuts on the muon pairs.

4 Results

Before discussing the results, it is important to recall the relevance of the Υ'/Υ ratio to probe the QGP. This ratio is found to be flat in $p\bar{p}$ collisions at 1.8 TeV [11] and is predicted, by the color evaporation model, to be independent of energy as well [4]. This is first to be confirmed in pp collisions at the LHC. Then, as stated in the introduction, nuclear effects like absorption and shadowing can modify the ratio. (Significantly different shadowing for two quarkonium species of similar mass is, however, unlikely.) Note that, contrary to the centrality dependence of the ratio, the p_t dependence, for a given centrality, should be altered by nuclear effects only in its magnitude and not in its variation such that a global “offset” can be expected with respect to the value measured in pp [4]. The contribution of these nuclear effects to the measured ratio in Pb – Pb can, in principle, be unraveled by means of the measurements done in pA . Therefore, providing that this can be done with sufficient accuracy, any deviation from the pp measurement in Pb – Pb can be attributed to the QGP formation and, as shown in section 2.2, the p_t dependence of the ratio can be used to constrain the parameters of the QGP models.

The results are presented in Fig. 5. They correspond to the expected measurements with the spectrometer for central (10%) Pb – Pb collisions in one month of data taking.

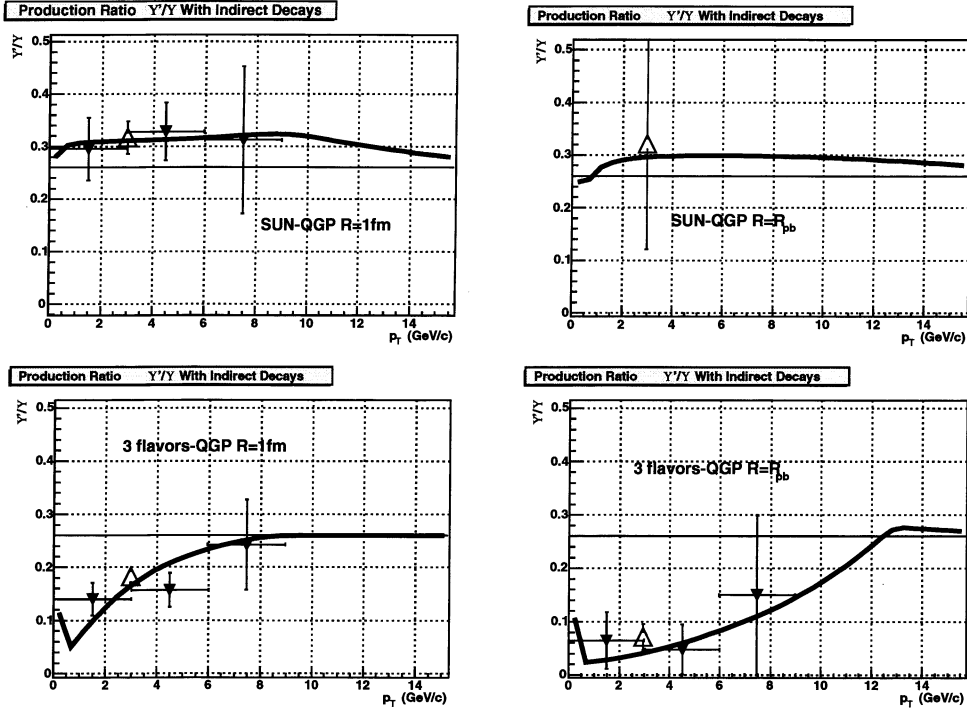


Figure 5: Υ'/Υ ratio versus p_t for the four QGP scenarios discussed in the text. The solid curves correspond to the “theoretical ratios” obtained from Equation (4). The triangles show the expected measurements with the spectrometer in one month of central Pb – Pb data taking (the open triangles correspond to the p_t integrated ratios). Error bars are of statistical origin only. The horizontal solid lines show the expected value of the ratio in pp collisions.

Note that the “data” points fall on top of the theoretical curves. This rules out large systematical effects introduced by the apparatus. In most of the cases considered, the statistics collected within one month should be sufficient to disentangle the different scenarios by

means of a unique p_t -integrated ratio. This is, however, not the case for the SU(N) QGP with $R = R_{Pb}$ which predicts very large suppression. The suppression here is actually too large for any measurement beyond the p_t integrated one. In such situations, the study can be extended to non-central collisions and/or lighter systems for which the suppression is expected to be weaker. More precise information about the QGP characteristics, particularly its size, can be obtained from the p_t dependence of the 3 flavor QGP ratio with $R = 1$ fm and $R = R_{Pb}$.

5 Conclusion

The capabilities of the ALICE muon spectrometer to measure the p_t dependence of the Υ'/Υ ratio in central Pb – Pb collisions have been investigated with AliRoot-FAST simulations. Two different QGP models with different system sizes were considered. The results of the simulations show that, with the statistics collected in one month of data taking, the measured Υ'/Υ ratios exhibit a strong sensitivity to the characteristics of the QGP. The present study does not include any estimate of the systematic errors. We note that summing up the data collected in the high luminosity runs of the first years of ALICE operation will increase the statistics in the low p_t range and allow exploration of the higher p_t region which should offer a cleaner environment with respect to nuclear effects. We finally stress the importance of simultaneously performing other types of analysis, such as the centrality dependence³, in order to systematically pin down the properties of the deconfined medium.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge R. Vogt, J. Gosset, H. Borel, A. Baldissieri and J.Y. Ollitrault for fruitful discussions.

References

- [1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [2] J.P. Blaizot and J.Y. Ollitrault, Phys. Lett. B **199** (1987) 499.
- [3] F. Karsch and H. Satz, Z. Phys. C **51** (1991) 209.
- [4] J.F. Gunion and R. Vogt, Nucl. Phys. B **492** (1997) 301.
- [5] E. Dumonteil, PhD thesis, to be published.
- [6] M. Bedjidian *et al.*, CERN Yellow Report on Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC: Heavy Flavor Physics, hep-ph/0311048.
- [7] ALICE collaboration, Physics Performance Report (in preparation).
- [8] R. Vogt, private communication, distributions parameterized and implemented in AliRoot by A. Morsch.
- [9] S. Digal, P. Petreczky, H. Satz, Phys. Rev. D **64** (2001) 094015.

³ $b\bar{b}$ cross section is particularly well suited as a normalization. Recent studies show that this cross section can be measured with good accuracy and high statistics by means of the muon spectrometer [12].

- [10] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [11] D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 161802.
- [12] R. Guernane *et al.*, ALICE internal note, in preparation.

Perspectives

Trente ans après les premiers développements théoriques et les premières prises de données, la physique des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes a révélé la complexité du comportement de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes de température et de pression ainsi que la difficulté de son étude. Sur le plan théorique, l'étude est rendue difficile par la nécessité d'associer l'aspect microscopique et fondamental de la QCD aux notions macroscopiques de la thermodynamique tout en intégrant, de façon plus ou moins phénoménologique, la modification par le milieu des propriétés de ses constituants. Sur le plan expérimental, la principale difficulté réside dans l'élaboration d'observables pertinentes pour caractériser le système et dans leur extraction avec précision de l'environnement multi-particules de la collision. Bien que difficile, l'étude n'en est pas moins captivante de par la richesse des processus physiques mis en jeu. Il est d'ailleurs incontestable que l'objectif n'est plus d'apporter des réponses aux questions basiques sur la dureté de l'équation d'état nucléaire ou sur la formation du QGP qui prévalaient dans les années 80 mais au contraire d'étudier de façon systématique les propriétés du système pour pouvoir le décrire avec des concepts appropriés.

Le programme expérimental futur s'articule autour de quatre domaines d'énergie :

- Aux énergies du SIS, la suite des prises de données avec le détecteur FOPI permettra de compléter notre compréhension du comportement de la matière nucléaire à grande densité baryonique avec i) la mesure capitale des K^- à grande statistique et dans une grande acceptance et ii) les mesures des hypérons multi-étranges et des clusters kaoniques qui sont uniques dans ce domaine d'énergie. Parallèlement, la collaboration HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) étudie les dileptons de basse masse, pour caractériser les effets de milieu sur les mésons vectoriels, dans la continuité du programme initié par la collaboration DLS (DiLepton Spectrometer) et poursuivi par les collaborations CERES et NA60 ;
- Le complexe FAIR au GSI, dont la mise en service est prévue en 2014, délivrera des faisceaux d'ions lourds à des énergies de 2 à 45 AGeV. L'expérience CBM, dédiée aux collisions d'ions lourds, permettra notamment d'étudier la production de charme au voisinage du seuil (comme c'est le cas au SIS dans le secteur de l'étrangeté) et d'explorer la région du diagramme de phases où les calculs LQCD prédisent l'existence du point critique. Celui-ci pourrait déjà s'être manifesté par les discontinuités dans les fonctions d'excitation mesurées par la collaboration NA49 ;

- Les résultats obtenus pendant les quatre premières années de fonctionnement du RHIC motivent la poursuite du programme de prises de données avec un accroissement de la luminosité de la machine. Conjointement, le programme inclut l'amélioration de certains des détecteurs existants et la proposition d'installation d'un nouveau détecteur complet. L'objectif principal est d'accéder aux jets, saveurs lourdes et sondes électromagnétiques dont la mesure, qui est essentielle pour reconstruire les propriétés de la phase de haute densité du système, constitue aujourd'hui la pièce manquante dans les données du RHIC ;
- Les collisions d'ions lourds à l'énergie du LHC, qui dépasse celle du RHIC de près d'un facteur 30, ouvriront très certainement une nouvelle ère dans l'exploration du diagramme de phases de la matière nucléaire en apportant un gain sans précédent pour l'étude du déconfinement tant sur le plan qualitatif que sur le plan quantitatif. Les aspects les plus novateurs de ce régime d'énergie sont i) la grande densité d'énergie pour laquelle les caractéristiques du QGP se rapprochent de celles d'un gaz parfait, ii) la faible densité baryonique qui devient comparable à celle de l'univers primordial et iii) la production abondante de processus durs qui peuvent être utilisés pour la première fois comme des sondes de grande statistique du milieu. Le détecteur ALICE, dont la conception a grandement bénéficié des acquis à plus basse énergie, est actuellement en phase d'installation.

Après 30 ans d'existence, la physique des collisions d'ions lourds promet assurément un futur riche en découvertes.

Bibliographie

- [1] R. Irion, *Science* **307** (2005) 1178; P. Henarejos, *Ciel & Espace* **419** (2005) 28.
- [2] K. Hurley *et al.*, *Nature* **434** (2005) 1098; B. M. Gaensler *et al.*, *Nature* **434** (2005) 1104; D. M. Palmer *et al.*, *Nature* **434** (2005) 1107; T. Terasawa *et al.*, *Nature* **434** (2005) 1110; P. B. Cameron *et al.*, *Nature* **434** (2005) 1112.
- [3] http://www.nasa.gov/vision/universe/watchtheskies/swift_nsu_0205-.html.
- [4] C. Kouveliotou, R. C. Duncan and C. Thompson, *Sci. Am.* **288N2** (2003) 24; R. Irion, *Science* **304** (2004) 534.
- [5] F. Weber, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** (2005) 193.
- [6] H. Heiselberg and M. Hjorth-Jensen, *Phys. Rept.* **328** (2000) 237.
- [7] N. Cabibbo and G. Parisi, *Phys. Lett. B* **59** (1975) 67.
- [8] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, *J. Phys. G* **28** (2002) 1971.
- [9] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, *Phys. Lett. B* **175** (1986) 57.
- [10] G. Q. Li, C. H. Lee and G. E. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 5214.
- [11] J. C. Collins and M. J. Perry, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1353.
- [12] N. Herrmann and K. Wiśniewski [FOPI Collaboration], *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 1091.
- [13] G. Agakichiev *et al.* [CERES Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **41** (2005) 475.
- [14] A. L. S. Angelis *et al.* [HELIOS/3 Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **13** (2000) 433.
- [15] R. Rapp and J. Wambach, *Adv. Nucl. Phys.* **25** (2000) 1.
- [16] C. M. Ko, V. Koch, G. Li, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** (1997) 505.
- [17] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, *Phys. Rept.* **308** (1999) 65.
- [18] C. M. Ko and G. Q. Li, *J. Phys. G* **22** (1996) 1673.
- [19] P. Senger, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **53** (2004) 1.
- [20] C. Hartnack, arXiv:nucl-th/0507002.
- [21] C. Fuchs, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **56** (2006) 1.
- [22] V. Koch, *J. Phys. G* **30** (2004) S41.
- [23] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li and Y. M. Zheng, *Nucl. Phys. A* **575** (1994) 766.
- [24] J. Aichelin and C. M. Ko, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2661.
- [25] B. Friman, W. Norenberg and V. D. Toneev, *Eur. Phys. J. A* **3** (1998) 165.

- [26] J. Schaffner, J. Bondorf and I. N. Mishustin, Nucl. Phys. A **625** (1997) 325.
- [27] Y. M. Zheng, C. Fuchs, A. Faessler, K. Shekhter, Y. P. Yan and C. Kobdaj, Phys. Rev. C **69** (2004) 034907.
- [28] G. Q. Li and C. M. Ko, Nucl. Phys. A **594** (1995) 460.
- [29] G. Q. Li, C. M. Ko and G. E. Brown, Phys. Lett. B **381** (1996) 17.
- [30] G. Q. Li, C. M. Ko and B. A. Li, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 235.
- [31] C. Hartnack, H. Oeschler and J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 102302, [Erratum-ibid. **93** (2004) 149903].
- [32] G. Q. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **54** (1996) 2159.
- [33] M. F. M. Lutz and C. L. Korpa, Nucl. Phys. A **700** (2002) 309.
- [34] V. Koch, Phys. Lett. B **337** (1994) 7.
- [35] J. Schaffner-Bielich, V. Koch and M. Effenberger, Nucl. Phys. A **669** (2000) 153.
- [36] L. Tolos, A. Ramos, A. Polls and T. T. S. Kuo, Nucl. Phys. A **690** (2001) 547.
- [37] L. Tolos, A. Ramos and A. Polls, Phys. Rev. C **65** (2002) 054907.
- [38] L. Tolos, A. Polls, A. Ramos and J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. C **68** (2003) 024903.
- [39] W. Cassing, L. Tolos, E. L. Bratkovskaya and A. Ramos, Nucl. Phys. A **727** (2003) 59.
- [40] D. Best *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **625** (1997) 307.
- [41] M. Menzel *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Lett. B **495** (2000) 26.
- [42] <http://www-aix.gsi.de/%7Ekaos/html/kaoshome.html>.
- [43] <http://www-fopi.gsi.de/>.
- [44] D. Miskowiec *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3650.
- [45] M. Mang *et al.* [KaoS Collaboration], GSI Annual Report **97-1** (1997) 62.
- [46] R. Barth *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4007.
- [47] F. Laue *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1640.
- [48] P. Senger, Nucl. Phys. A **685** (2001) 312.
- [49] K. Wiśniewski *et al.* [FOPI Collaboration], Eur. Phys. J. A **9** (2000) 515.
- [50] J. L. Ritman *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **352** (1995) 355.
- [51] J. L. Ritman *et al.* [FOPI Collaboration], GSI Annual Report **97-1** (1997) 61.
- [52] G. Q. Li and G. E. Brown, Nucl. Phys. A **636** (1998) 487.
- [53] C. Fuchs, D. S. Kosov, A. Faessler, Z. S. Wang and T. Waizdych, Phys. Lett. B **434** (1998) 245.
- [54] C. David, C. Hartnack and J. Aichelin, Nucl. Phys. A **650** (1999) 358.
- [55] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing and U. Mosel, Nucl. Phys. A **622** (1997) 593.
- [56] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari and D. S. Kosov, Nucl. Phys. A **628** (1998) 151.
- [57] P. Crochet *et al.* [FOPI collaboration], Phys. Lett. B **486** (2000) 6.

- [58] Z. S. Wang, C. Fuchs, A. Faessler and T. Gross-Boelting, Eur. Phys. J. A **5** (1999) 275.
- [59] F. Uhlig *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 012301.
- [60] Y. Shin *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1576.
- [61] C. Sturm *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 39.
- [62] C. Fuchs, A. Faessler, E. Zabrodin and Y. M. Zheng, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1974.
- [63] C. Hartnack, H. Oeschler and J. Aichelin, arXiv:nucl-th/0506087.
- [64] C. Hartnack and J. Aichelin, J. Phys. G **28** (2002) 1649.
- [65] A. Forster *et al.* [KaoS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 152301.
- [66] A. Andronic *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **67** (2003) 034907.
- [67] A. Andronic *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Lett. B **612** (2005) 173.
- [68] E. E. Kolomeitsev *et al.*, J. Phys. G **31** (2005) S741.
- [69] X. Lopez [FOPI Collaboration], Prog. Part. Nucl. Phys. **53** (2004) 149.
- [70] M. Merschmeyer [FOPI Collaboration], J. Phys. G **31** (2005) S1147.
- [71] X. Lopez, M. Merschmeyer and the FOPI Collaboration, GSI scientific report 2004, **2005-1** (2005) 125.
- [72] A. Mangiarotti *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **714** (2003) 89.
- [73] M. L. Benabderrahmane *et al.* [FOPI Collaboration], GSI scientific report 2004, **2005-1** (2005) 124.
- [74] A. Mishra, E. L. Bratkovskaya, J. Schaffner-Bielich, S. Schramm and H. Stoecker, Phys. Rev. C **70** (2004) 044904.
- [75] A. Schüttauf *et al.*, GSI scientific report 2004, **2005-1** (2005) 338; GSI scientific report 2003, **2004-1** (2004) 231.
- [76] FOPI Collaboration, *Measurements of strange baryons and kaonic nuclear clusters with FOPI*, proposition d'expérience, (2004).
- [77] L. Fabbietti *et al.*, GSI scientific report 2004, **2005-1** (2005) 128.
- [78] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C **65** (2002) 044005.
- [79] Y. Akaishi, A. Dote and T. Yamazaki, Phys. Lett. B **613** (2005) 140.
- [80] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. B **597** (2004) 263.
- [81] N. Herrmann *et al.* [FOPI Collaboration], GSI scientific report 2004, **2005-1** (2005) 127.
- [82] L. Tolos, J. Schaffner-Bielich and A. Mishra, Phys. Rev. C **70** (2004) 025203.
- [83] A. Mishra, E. L. Bratkovskaya, J. Schaffner-Bielich, S. Schramm and H. Stoecker, Phys. Rev. C **69** (2004) 015202.
- [84] J. P. Alard *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 889.
- [85] C. Kuhn *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **48** (1993) 1232.
- [86] G. Poggi *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **586** (1995) 755.
- [87] M. Petrovici *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 5001.
- [88] M. Dzelalija *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **52** (1995) 346.

- [89] Y. Leifels *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 963.
- [90] W. Reisdorf *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **612** (1997) 493.
- [91] W. Reisdorf *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Lett. B **595** (2004) 118.
- [92] O. Schwalb *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Lett. B **321** (1994) 20.
- [93] D. Pelte *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **359** (1997) 55.
- [94] B. Hong *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Lett. B **407** (1997) 115.
- [95] D. Pelte *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **357** (1997) 215.
- [96] M. Eskef *et al.* [FOPI Collaboration], Eur. Phys. J. A **3** (1998) 335.
- [97] B. Hong *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **71** (2005) 034902.
- [98] D. Lambrecht *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **350** (1994) 115.
- [99] V. Ramillien *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **587** (1995) 802.
- [100] F. Rami *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **646** (1999) 367.
- [101] A. Andronic *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **64** (2001) 041604.
- [102] N. Bastid *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **72** (2005) 011901.
- [103] S. C. Jeong *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3468.
- [104] B. Hong *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **57** (1998) 244, [Erratum-
ibid. **56** (1998) 603].
- [105] C. Roy *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **358** (1997) 73.
- [106] P. Crochet *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **627** (1997) 522,
[Erratum-ibid. **628** (1997) 687].
- [107] N. Bastid *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **622** (1997) 573.
- [108] G. Stoicea *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 072303.
- [109] P. Crochet *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **624** (1997) 755.
- [110] A. Andronic *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **679** (2001) 765.
- [111] F. Rami *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1120.
- [112] B. Hong *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **66** (2002) 034901.
- [113] N. Bastid *et al.* [FOPI Collaboration], Nucl. Phys. A **742** (2004) 29.
- [114] W. Reisdorf *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 232301.
- [115] B. Kampfer *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **48** (1995) R955.
- [116] R. Kotte *et al.* [FOPI Collaboration], Phys. Rev. C **51** (1995) 2686.
- [117] R. Kotte *et al.* [FOPI Collaboration], Z. Phys. A **359** (1997) 47.
- [118] R. Kotte *et al.* [FOPI Collaboration], Eur. Phys. J. A **6** (1999) 185.
- [119] R. Kotte *et al.* [FOPI Collaboration], Eur. Phys. J. A **23** (2005) 271.
- [120] J. Barrette *et al.* [E877 Collaboration], Phys. Rev. C **56** (1997) 3254.
- [121] FOPI Collaboration, Ξ^- *measurements with FOPI*, proposition d'expérience,
(2002).
- [122] E. Andersen *et al.*, Phys. Lett. B **433**, 209 (1998).
- [123] E. Andersen *et al.* [WA97 Collaboration], Phys. Lett. B **449** (1999) 401.
- [124] H. Appelshauser *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Lett. B **444** (1998) 523.

- [125] M. Estienne, Thèse de doctorat, Université de Nantes, (2005).
- [126] J. Faivre, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, IReS **05-003**, (2005).
- [127] P. Chung *et al.* [E895 collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 202301.
- [128] S. E. Eiseman *et al.* [E810 Collaboration], Phys. Lett. B **325** (1994) 322.
- [129] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich, Nucl. Phys. A **697** (2002) 902.
- [130] S. Pal, C. M. Ko, J. M. Alexander, P. Chung and R. A. Lacey, Phys. Lett. B **595** (2004) 158.
- [131] G. Zeeb, M. Reiter and M. Bleicher, Phys. Lett. B **586** (2004) 297.
- [132] J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich, GSI scientific report 2002, **2003-1** (2003) 74.
- [133] L. W. Chen, C. M. Ko and Y. Tzeng, Phys. Lett. B **584** (2004) 269.
- [134] F. Antinori *et al.* [NA57 Collaboration], Phys. Lett. B **595** (2004) 68.
- [135] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 182301.
- [136] P. J. Siemens and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 880.
- [137] R. Brun *et al.*, CERN/DD/**78-2**.
- [138] M. Merschmeyer, Thèse de doctorat, Université d'Heidelberg, (2004).
- [139] X. Lopez, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, PCCF T **0404**, (2004).
- [140] C. Meurer [NA49 Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S175.
- [141] A. Chantelauze, Stage de Master 2^{ième} année, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand et Université d'Heidelberg, (2005).
- [142] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78** (1978) 150.
- [143] E. V. Shuryak, Phys. Rept. **61** (1980) 71.
- [144] A. Andronic and P. Braun-Munzinger, arXiv:hep-ph/0402291.
- [145] J.-P. Blaizot, *Dynamique des collisions noyau-noyau à très haute énergie*, Ecole IN2P3 de physique des particules de GIF-sur-Yvette, (1998).
- [146] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D **9** (1974) 3471.
- [147] F. Karsch and E. Laermann, arXiv:hep-lat/0305025.
- [148] ALICE Collaboration, J. Phys. G **30** (2004) 1517, CERN/LHCC/2003-049.
- [149] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [150] S. Margetis *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814.
- [151] S. Kabana and P. Minkowski, New J. Phys. **3** (2001) 4, [arXiv:hep-ph/0010247].
- [152] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels and N. Xu, Phys. Lett. B **365** (1996) 1.
- [153] P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B **465** (1999) 15.
- [154] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **477** (2000) 28.
- [155] G. Agakishiev *et al.* [CERES/NA45 Collaboration], Phys. Lett. B **422** (1998) 405.

- [156] G. E. Bruno [NA57 Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S717.
- [157] M. M. Aggarwal *et al.* [WA98 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.
- [158] M. C. Abreu *et al.* [NA50 Collaboration], Phys. Lett. B **521** (2001) 195.
- [159] B. Alessandro *et al.* [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. C **39** (2005) 335.
- [160] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [161] K. Gallmeister, B. Kampfer, O. P. Pavlenko and C. Gale, Nucl. Phys. A **688** (2001) 939.
- [162] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066, [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [163] <http://info.web.cern.ch/Press/PressReleases/Releases2000/PR01.00-FQuarkGluonMatter.html>.
- [164] M. Gonin, La Recherche, **357** (2002) 22.
- [165] D. Elia for the NA57 Collaboration, arXiv:nucl-ex/0410034.
- [166] D. Adamova *et al.* [CERES/NA45 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 042301.
- [167] M. Gazdzicki *et al.* [NA49 Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S701.
- [168] P. Senger, J. Phys. G **31** (2005) S1111.
- [169] <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr>.
- [170] T. D. Lee, Nucl. Phys. A **750** (2005) 1; T. Ludlam, Nucl. Phys. A **750** (2005) 9; M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A **750** (2005) 30; E. Shuryak, Nucl. Phys. A **750** (2005) 64; B. Müller, Nucl. Phys. A **750** (2005) 84; X.-N. Wang, Nucl. Phys. A **750** (2005) 98; H. Stöcker, Nucl. Phys. A **750** (2005) 121; J.-P. Blaizot and F. Gelis, Nucl. Phys. A **750** (2005) 148.
- [171] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 1; R. R. Betts *et al.* [PHOBOS Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 28; J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 102; K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 184.
- [172] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich and J. Stachel, Phys. Lett. B **518** (2001) 41.
- [173] P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, arXiv:nucl-th/0304013.
- [174] http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=05-38.
- [175] M. Hindmarsh and O. Philipsen, Phys. Rev. D **71** (2005) 087302.
- [176] Proceedings of Quark Matter 2005, 18th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, à paraître dans Nucl. Phys. A.
- [177] J. Schukraft, Nucl. Phys. A **698** (2002) 287.
- [178] K. Kajantie, Nucl. Phys. A **715** (2003) 432.
- [179] A. Accardi *et al.*, arXiv:hep-ph/0310274.
- [180] <http://pcaliweb02.cern.ch/NewAlicePortal/en/index.html>.
- [181] ALICE Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC/**95-71**.
- [182] ALICE Collaboration, *Technical Proposal*, Addendum 1, CERN/LHCC/**96-32**.

- [183] ALICE Collaboration, *Technical Proposal*, Addendum 2, CERN/LHCC/**99–13**.
- [184] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Inner Tracking System*, CERN/LHCC/**1999–12**.
- [185] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Time-Projection Chamber*, CERN/LHCC/**2000–01**.
- [186] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Transition-Radiation Detector*, CERN/LHCC/**2001–21**.
- [187] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Time-Of-Flight Detector*, CERN/LHCC/**2000–12**; Addendum CERN/LHCC/**2002–16**.
- [188] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the High-Momentum Particle Identification Detector*, CERN/LHCC/**1998–19**.
- [189] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Photon Spectrometer*, CERN/LHCC/**1999–04**.
- [190] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector*, CERN/LHCC/**1999–32**; Addendum CERN/LHCC/**2003–038**.
- [191] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Forward Muon Spectrometer*, CERN/LHCC/**1999–22**; Addendum CERN/LHCC/**2000–46**.
- [192] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Zero-Degree Calorimeter*, CERN/LHCC/**1999–05**.
- [193] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Forward Detectors*, CERN/LHCC/**2004–025**.
- [194] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger and Control System*, CERN/LHCC/**2003–062**.
- [195] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Computing*, CERN/LHCC/**2005–018**.

Résumé

La physique des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes a pour objectif principal l'élaboration de l'équation d'état de la matière nucléaire par l'examen de ses propriétés dans des conditions extrêmes de température et de pression. A basse énergie, les collisions d'ions lourds permettent de sonder la matière nucléaire modérément chaude à grande densité baryonique. A haute énergie, la chromodynamique quantique prédit le déconfinement des constituants des hadrons en un plasma de quarks et de gluons. La première partie de ce document est consacrée à l'étude de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds aux énergies du SIS avec le détecteur FOPI installé au GSI. La deuxième partie de ce document est consacrée à l'étude de la production des saveurs lourdes dans les collisions d'ions lourds aux énergies du LHC avec le détecteur ALICE installé au CERN.

Mots-Clés : collisions d'ions lourds, diagramme de phases, SIS, FOPI, étrangeté, seuil de production, QCD, LHC, ALICE, saveurs lourdes, plasma de quarks et de gluons.

Abstract

The aim of (ultra-)relativistic heavy ion collisions is to pin-down the nuclear equation of state by studying the properties of nuclear matter under extreme conditions of temperature and pressure. In the low energy domain, heavy ion collisions allow to explore the behaviour of nuclear matter at moderate temperature and high baryonic density. At high energy, quantum chromodynamics predicts the deconfinement of hadron constituents into a quark gluon plasma. The first part of this document is devoted to the study of strangeness production in heavy-ion collisions with the FOPI detector at the SIS-GSI. The second part focusses on the study of heavy flavor production in heavy-ion collisions with the ALICE detector at the CERN-LHC.

Keywords : heavy-ion collisions, phase diagram, SIS, FOPI, strangeness, production threshold, QCD, LHC, ALICE, heavy flavors, quark-gluon plasma.