

Décembre 2005

# L'ÉTUDE DU QGP AU LHC

**Pascal Dupieux**

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand,  
IN2P3/CNRS et Université Blaise Pascal de Clermont-Fd,  
63177 Aubière cedex, France

**ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE 2005**

**« La QCD à l'ŒUVRE : des hadrons au plasma »**

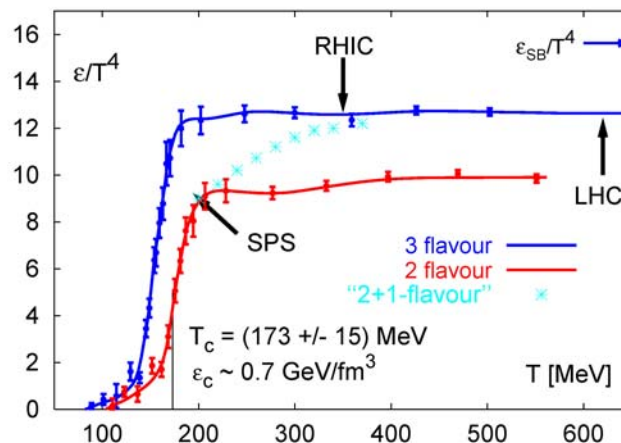
Résumé : Le LHC (Large Hadron Collider), dont les premiers faisceaux sont programmés pour l'été 2007, offrira la possibilité de faire collisionner des protons et des ions lourds à des énergies de plusieurs TeV par nucléon, avec une luminosité très importante. La densité d'énergie atteinte en collisions d'ions lourds est si importante que, selon les prédictions de la théorie QCD (Quantum Chromo-Dynamics) des interactions fortes, la matière nucléaire passera par la phase de QGP (Plasma de Quarks et Gluons), dans laquelle le système se décline en terme de partons déconfinés (dans un grand volume). Ainsi, la question au LHC n'est pas tant de mettre en évidence le QGP, mais plutôt d'étudier ses propriétés et son hadronisation. Les détecteurs en cours de réalisation et d'installation, notamment ALICE, ATLAS et CMS, permettront de faire ces études. Après quelques aspects généraux, notamment sur les faisceaux, les performances des détecteurs et une sélection de thèmes de physique en ions lourds au LHC seront présentées dans ce cours.

Summary: The first LHC (Large Hadron Collider) beams are scheduled for summer 2007. It will open the possibility to collide protons and heavy ions at energies of a few TeV, with a very high luminosity. The energy density reached in heavy ion collisions at LHC is so huge that, according to the predictions of the QCD (Quantum Chromo-Dynamics) theory of strong interactions, nuclear matter will go through a QGP (Quark Gluon Plasma) phase, a state of deconfined partons (in a large volume). Hence, the question at LHC is not actually to evidence the QGP but rather to study its properties and hadronisation. The detectors, ALICE, ATLAS and CMS, which are presently assembled, will open the possibility to perform such studies. After few general aspects mainly about beam specifications, the detector performances and selected topics of heavy ion physics at LHC will be presented in this lecture.

<b>1 INTRODUCTION .....</b>	<b>4</b>
<b>2 ASPECTS GENERAUX AU LHC.....</b>	<b>5</b>
2.1 LES FAISCEAUX .....	5
2.2 ASPECTS « NOUVEAUX » AU LHC (vs. SPS/RHIC).....	7
<b>3 LES DETECTEURS DU LHC .....</b>	<b>9</b>
3.1 ALICE.....	9
3.1.1 Résolution (ALICE Barrel) en $p_T$ .....	11
3.1.2 Efficacité (ALICE Barrel).....	11
3.1.3 Vertex primaire et secondaires .....	12
3.1.4 Performances sur la mesure des dimuons.....	12
3.2 ATLAS ET CMS.....	13
3.2.1 Le calcul au LHC .....	14
<b>4 THEMES DE PHYSIQUE ET OBSERVABLES ASSOCIEES .....</b>	<b>15</b>
4.1 PHYSIQUE « SOFT » (DOUCE) .....	15
4.1.1 Multiplicité : des collisions $p-p$ à aux collisions A-A .....	15
4.1.2 Multiplicité : dépendence en énergie incidente .....	16
4.1.3 Multiplicité : mesures et performances.....	17
4.1.4 physique « soft »: conclusion .....	18
4.2 PHYSIQUE « HARD » (DURE) .....	19
4.2.1 Les saveurs lourdes ouvertes .....	19
4.2.2 Les quarkonia des familles du $J/\psi$ et $Y$ .....	24
4.2.3 Les jets.....	27
4.2.4 Autres thèmes de physique « hard ».....	29
<b>5 CONCLUSION.....</b>	<b>29</b>
<b>REFERENCES .....</b>	<b>29</b>

# 1 INTRODUCTION

Le LHC (Large Hadron Collider) du CERN, qui devrait délivrer ces premiers faisceaux dès l'été 2007, offrira la possibilité d'étudier les collisions p-p, p-A et A-A, à des énergies de plusieurs TeV par nucléon, avec une luminosité très importante. La densité d'énergie atteinte en collisions d'ions lourds est si importante que la matière nucléaire passera par la phase de QGP (Plasma de Quarks et Gluons), dans laquelle le système se décline en terme de partons déconfinés (dans un grand volume). Ceci est illustré sur la Figure 1, obtenue à partir de calculs QCD (Quantum Chromo-Dynamics) sur réseau [1]. On remarque que les températures atteintes dans les collisions d'ions lourds au LHC excèdent très nettement la température critique  $T_C$  au-delà de laquelle le QGP est formé. La limite des gaz parfaits de Stefan-Boltzmann  $\epsilon_{SB}$  n'est cependant pas encore atteinte.



**Figure 1 :** Equation d'état de la matière nucléaire dans le plan température – densité d'énergie. A partir de calculs QCD sur réseau [1].

Ainsi, sur le plan théorique, ces études contribueront à repousser les limites de notre compréhension des processus d'équilibration et des états d'équilibre de QCD.

Les conditions expérimentales, types et caractéristiques des faisceaux notamment, sont présentées dans la section 2. Certains aspects « nouveaux » de la physique des ions lourds au LHC sont introduits dans cette même section.

La communauté des ions lourds s'est dotée d'un détecteur, ALICE, spécialement conçu pour couvrir tous les aspects de cette Physique. Des études de quelques points spécifiques sont aussi envisagées par les collaborations ATLAS et CMS, les détecteurs correspondant ayant été optimisés pour la physique des collisions p-p à très haute luminosité. Ces différents détecteurs sont décrits succinctement dans la section 3 et leurs performances principales sont résumées.

Dans la section 4, une sélection de thèmes de physique, et leurs observables associées, est traitée. Je me restreindrai à la description de ceux qui sont orientés vers l'étude du QGP et qui sont les plus spécifiques des collisions d'ions lourds au LHC, même si ce choix procède évidemment d'un certain arbitraire. Les données expérimentales n'étant pas encore disponibles (!), je m'appuierai sur des prédictions de modèles théoriques ou des extrapolations faites à partir de mesures existantes. Le but est essentiellement d'évaluer les performances et la sensibilité des détecteurs vis-à-vis de scénarii supposés être réalistes, ou qui sont pris volontairement conservatifs. Dans la plupart des cas aussi, il faut s'appuyer sur les prédictions/mesures en p-p (p-A) car la mise en évidence de phénomènes nouveaux, propres aux collisions A-A, se dévoile presque toujours indirectement, par une absence de loi d'échelle (« scaling ») par rapport à p-p (p-A).

## 2 ASPECTS GENERAUX AU LHC

### 2.1 LES FAISCEAUX

Les premières collisions de protons du LHC sont prévues pour l'été 2007. Il s'agira de collisions p-p; les ions lourds ne seront disponibles qu'à plus long terme. Les caractéristiques principales des collisions p-p et Pb-Pb sont données dans le Tableau 1 (extrait de [2]).

Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	$f_{\text{bunch}}$ (MHz)	L0 ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$\langle L \rangle / L0$ (%)	Run time (s/an)	$\sigma_{\text{geo}}$ (barn)	$f_{\text{coll}}$ (Hz)
p-p	14.0	40	$10^{34}$		$10^7$	0.07	
Pb-Pb	5.5	10	$10^{27}$	~50	$10^6$	7.7	4000

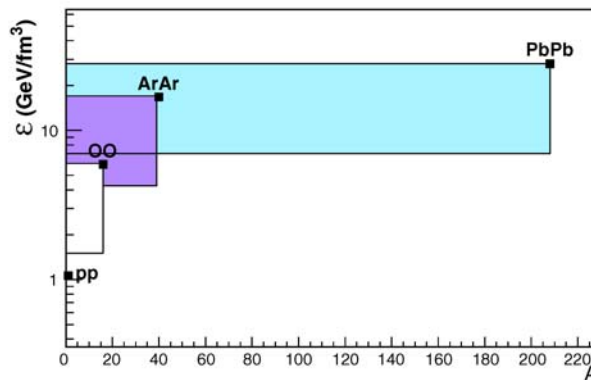
Tableau 1: Quelques caractéristiques pour les collisions p-p et Pb-Pb au LHC.

L'énergie par nucléon dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}}$  est respectivement de 14 TeV et 5.5 TeV pour p-p et Pb-Pb, avec des fréquences de croisement de faisceau  $f_{\text{bunch}}$  de 40 MHz (25 ns) et 10 MHz (100 ns).

La luminosité maximale  $L_0$  atteindra  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , en p-p, après quelques années d'exploitation: elle sera cependant volontairement limitée entre  $10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et  $5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  dans ALICE. En Pb-Pb, la luminosité maximale sera de  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , et sa valeur moyenne  $\langle L \rangle$  sera de l'ordre de 50% de  $L_0$ , selon le nombre d'expériences fonctionnant en parallèle. Les temps de prises de données en collisions d'ions seront de l'ordre de un mois par an ( $10^6 \text{ s}$ , en incluant un facteur de « réalité ») et de plusieurs mois par an en p-p. Ceci correspond à une luminosité intégrée de  $0.5 \text{ nb}^{-1}/\text{an}$  en Pb-Pb. Finalement, compte tenu des sections efficaces géométriques, le nombre moyen de collisions par seconde sera de 4000 Hz en Pb-Pb et sera limité à  $\sim 0.2 \text{ MHz}$  en p-p dans ALICE.

Le programme de prises de données sera complété par des mesures en collisions p(d)-A et avec des ions plus légers comme Ar-Ar. Des mesures en p-p à d'autres énergies incidentes sont aussi envisagées.

Faire varier le type d'ions en collision permet de sonder une gamme assez large en densité d'énergie atteinte, comme le montre la Figure 2.



**Figure 2:** Densité d'énergie  $\varepsilon$ -Bjorken atteinte en fonction du système en collision [2]. Le haut de la bande en énergie correspond aux collisions centrales, le bas correspond aux collisions « minimum bias ».

La densité d'énergie  $\varepsilon$ -Bjorken (en  $\text{MeV}/\text{fm}^3$ ) est évaluée au moyen de la relation suivante :

$$\varepsilon = 160 A^{-2/3} dN_{\text{CH}} / dy \quad \text{Eq. 1}$$

avec, pour les collisions centrales, une multiplicité de particules chargées par unité de rapidité  $dN_{CH}/dy$  (à  $y \sim 0$ ) de 6000, 1200 et 6.5 respectivement pour Pb-Pb ( $A=208$ ), Ar-Ar ( $A=40$ ) et p-p ( $A=1$ ). Le calcul de  $\varepsilon$ -Bjorken dans Eq. 1 est implicitement effectué à un temps  $\tau=1$  fm/c après la collision initiale. Comme nous le verrons dans la section suivante, la formation du QGP pourrait être beaucoup plus rapide à LHC, ce qui implique des densités d'énergie atteintes qui seraient très supérieures à celles présentées Figure 2.

## 2.2 ASPECTS « NOUVEAUX » AU LHC (vs. SPS/RHIC)

Un saut en énergie d'un facteur 30 (300) sera effectué avec le LHC, par rapport au RHIC (SPS). Ce saut est quantitatif mais aussi qualitatif. Ceci est résumé dans le Tableau 2 (adapté de [3]) qui donne quelques chiffres types et aspects spécifiques pour les collisions centrales Pb-Pb (ou Au-Au) au SPS/RHIC/LHC. Ces chiffres montrent de manière évidente que l'environnement des collisions d'ions lourds au LHC est idéal pour l'étude du QGP.

Collisions centrales Pb-Pb (ou Au-Au)	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	17	200	5500
$dN_{CH}/dy$ (à $y \sim 0$ )	400	850	2000-8000
$\tau_0$ (fm/c) : formation du QGP	$\sim 1$	$\sim 0.2$	$\sim 0.1$
$T/T_C$ à $\tau_0$ QGP : $T_C$ température critique	1.1	1.9	3-4.2
$\varepsilon$ (à 1 fm/c) ( $\text{GeV}/\text{fm}^3$ )	3	5	16-64
$\tau_{QGP}$ (fm/c) : durée de vie du QGP	$\leq 2$	2-4	$\geq 10$
$V_f$ ( $\text{fm}^3$ ) : volume au freeze-out	few $10^3$	few $10^4$	few $10^5$
$\tau_f$ (fm/c) : temps de freeze-out	$\sim 10$	$\sim 20-30$	$\sim 30-40$
Type dominant de processus	soft $\rightarrow$ semi-hard $\rightarrow$ hard		
	baryon rich $\rightarrow$ baryon free		

Tableau 2: Comparatif SPS/RHIC/LHC (adapté de [3]).

La production de particules sera déterminée par les distributions initiales de partons (PDF, « Parton Distribution Function ») et leur modification dans le milieu à haute densité (quasi-saturée à LHC) de gluons. Des valeurs de  $x$ -Bjorken  $= 10^{-5}$  ( $x$ -Bjorken représente la fraction de l'impulsion du nucléon portée par un parton), très inférieures à celles atteintes à RHIC, seront accessibles, pour lesquelles un fort phénomène d'écrantage (« shadowing ») de gluons est attendu. La Figure 3 montre, à titre d'illustration, un exemple de PDF [4]. Les gluons sont dominants au LHC à petit  $x$ -Bjorken. Ainsi, la dynamique des partons déterminera la phase d'expansion et les effets collectifs observables sur les distributions finales de hadrons.

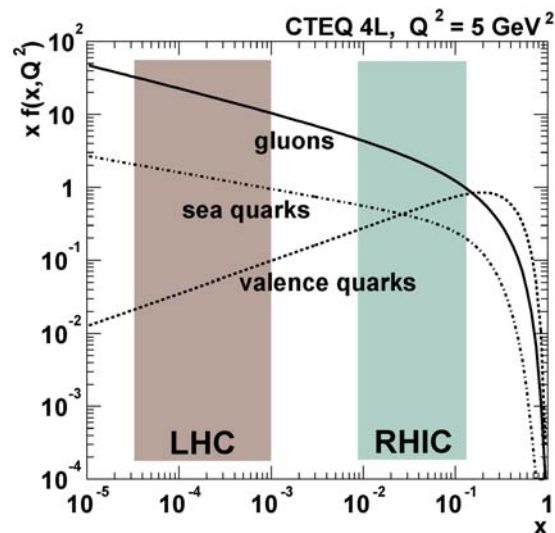


Figure 3: Exemple de PDF dans le proton, pour la paramétrisation CTEQ-4L à  $Q^2=5 \text{ GeV}^2$ .

Les processus durs (« hard ») vont contribuer de manière très sensible à la section efficace A-A (98 % au LHC contre 50 % à RHIC [5]). Ainsi, les taux de production des sondes dures (quarks lourds, photons directs, jets), créées aux tous premiers instants de la collision, deviennent importants. De nouvelles analyses dans le domaine de la physique dure sont ainsi envisageables et de nouvelles observables sont accessibles au LHC. Autre avantage notable, ces processus sont calculables par QCD perturbative.

Finalement, il ne faut pas sous-estimer le fait que l'histoire de la physique a montré qu'un tel saut en énergie présente un réel potentiel de découverte.

# 3 LES DETECTEURS DU LHC

Les détecteurs ALICE, ATLAS et CMS proposent des mesures en ions lourds au LHC. Les signaux à mesurer et les informations apportées sont, classés dans un ordre temporel croissant (et, de fait, dans l'ordre croissant de  $p_T$  ou « dureté ») :

- phase initiale de la collision : photons directs, saveurs lourdes et jets, essentiellement pour des tests de QCD perturbative ;
- phase de déconfinement : photons thermiques, saveurs lourdes et jets quenching, pour des mesures des propriétés du QGP ;
- phase d'hadronisation : fluctuations événement/événement, dileptons de basse masse, particules exotiques ;
- phase de freeze-out : multiplicité, taux de particules, spectres de particules, flow, HBT, en tant qu'indicateurs des conditions thermiques et chimiques, et de l'évolution dynamique du système.

Contrairement à ATLAS et CMS, ALICE est équipé pour mesurer l'ensemble de ces signaux et leurs corrélations. Nous allons passer rapidement en revue les performances de ces trois détecteurs.

## 3.1 ALICE

L'expérience ALICE [2], Figure 4, est conçue pour une multiplicité de particules chargées  $dN_{CH} / dy = 8000$  (à  $y \sim 0$ ).

La partie centrale (ou « Barrel »), dans l'aimant solénoïdal L3, se compose essentiellement des sous-détecteurs ITS (Internal Tracking System, composé de six couches de détecteurs Silicium), TPC (Time Projective Chamber, le cœur du détecteur), TOF (Time Of Flight, composé de RPCs multi-gaps), et TRD (Transition Radiation Detector). Ces grands détecteurs assurent l'identification des hadrons et électrons à l'intérieur d'une acceptance  $|\eta| < 0.9$ , approximativement.

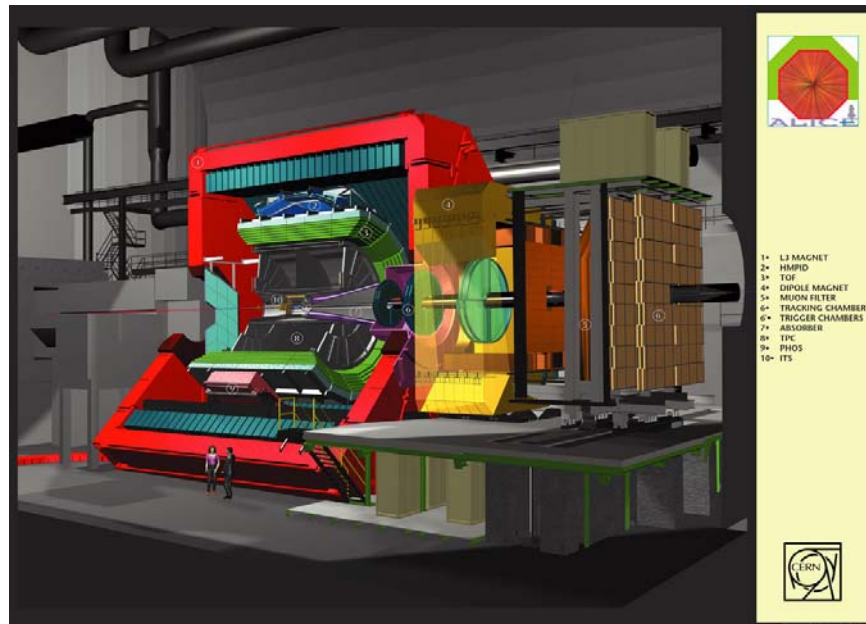


Figure 4: Schéma de l'expérience ALICE.

Ils sont complétés par d'autres ensembles de détection ayant des tâches plus spécifiques comme la mesure des multiplicités de chargées et de photons, de la centralité ou des grandes impulsions (HMPID). ALICE est aussi équipé du spectromètre PHOS, pour la mesure des photons, qui sera complété à terme par un grand calorimètre électromagnétique, EMCAL.

Finalement, aux petits angles  $2.5 < \eta < 4$ , la mesure des muons sera assurée par un spectromètre [7] composé d'un absorbeur frontal, d'un blindage de faisceau, de 10 plans de chambres de trajectographie, d'un aimant dipolaire et d'un ensemble de déclenchement.

Les capacités d'identification de ALICE, pour différents types de particules, sont résumées Figure 5, en fonction de l'impulsion des particules.

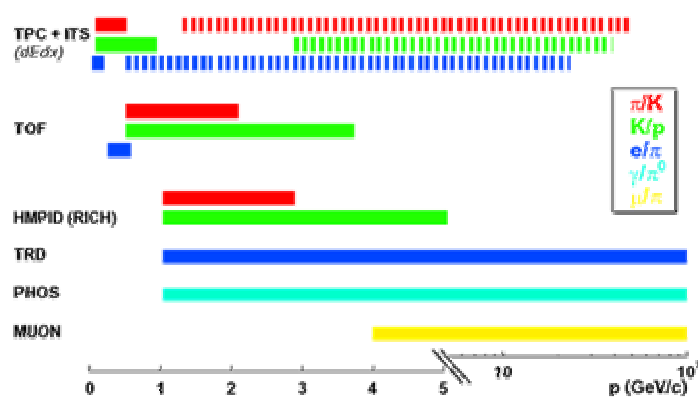


Figure 5: Identification des particules (PID) avec ALICE.

### 3.1.1 RESOLUTION (ALICE BARREL) EN $p_T$

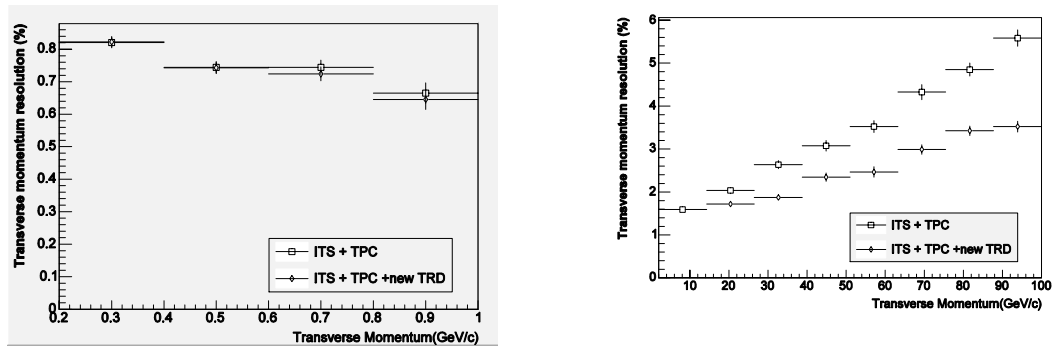


Figure 6: Résolution en  $p_T$  (ALICE Barrel), à bas  $p_T$  (gauche) et haut  $p_T$  (droite).

La résolution en impulsion transverse  $p_T$  dans la partie centrale (Barrel) de ALICE [6] est présentée Figure 6, pour les bas  $p_T$  à gauche et les hauts  $p_T$  à droite, en utilisant soit les informations de ITS+TPC, soit ITS+TPC+TRD. Les performances sont excellentes sur tout le domaine en  $p_T$ .

### 3.1.2 EFFICACITE (ALICE BARREL)

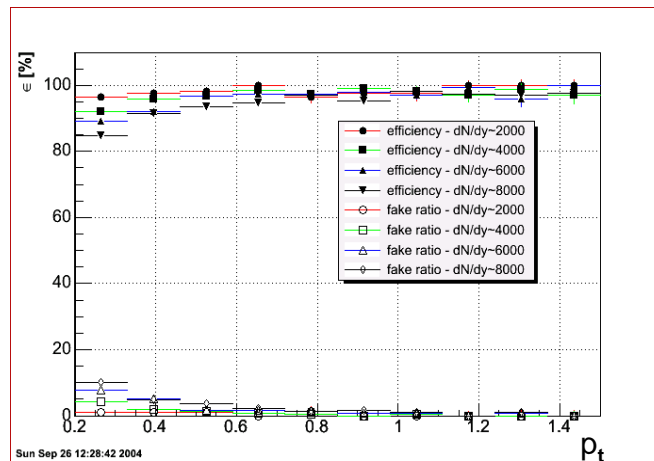


Figure 7: Efficacité (ALICE Barrel) en fonction de  $p_T$ .

Pour des densités réalistes de particules chargées, l'efficacité de « tracking » combinée (ITS+TPC+TOF+TRD), Figure 7, est supérieure à 90%, avec un taux de fausses traces inférieur à 5%, sur une large gamme en  $p_T$  [6].

### 3.1.3 VERTEX PRIMAIRE ET SECONDAIRES

Le vertex primaire de la collision sera mesuré avec une résolution  $\sigma_z < 10 \mu\text{m}$  (faisceau) et  $\sigma_{x-y} < 25 \mu\text{m}$  (transverse) au moyen de la couche interne (« pixels ») de l'ITS.

Les vertex secondaires seront aussi reconstitués avec précision au moyen notamment de ITS+TPC. Ceci permettra une bonne identification des hadrons à vie courte, comme par exemple les  $\Xi^- (\rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow \pi^- p \pi^-)$ , Figure 8 [6].

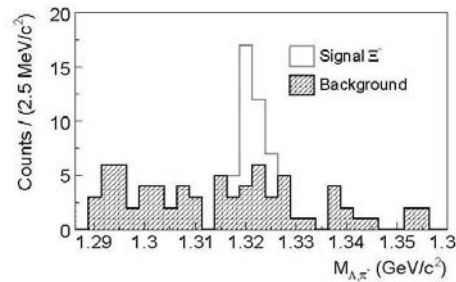


Figure 8: Spectre de masse invariante des  $\Xi^-$ .

### 3.1.4 PERFORMANCES SUR LA MESURE DES DIMUONS

La résolution en masse et l'efficacité de reconstruction des dimuons de désintégration de la résonance  $\Upsilon$ , état lié  $b\bar{b}$ , sont montrées Figure 9, en fonction du niveau de bruit de fond considéré lors de la simulation [8]. Une unité de niveau de bruit de fond correspond à deux événements centraux « HIJING » empilés, chacun avec  $dN_{\text{CH}}/d\eta = 6000$  à  $\eta \sim 0$ .

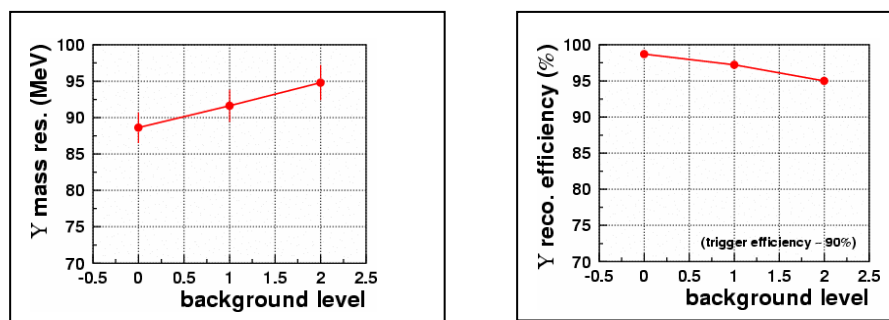


Figure 9: Résolution en masse (gauche) et efficacité de reconstruction (droite) des dimuons de désintégration de la résonance  $\Upsilon$ , en fonction du niveau de bruit de fond.

Une telle résolution permet de séparer les différentes résonances de la famille du  $\Upsilon$ . L'acceptance globale du spectromètre, rapportée à  $4\pi$  stéradian, est de l'ordre de 4.2% pour le  $\Upsilon$  et 4.6% pour le  $J/\psi$  (état lié  $c\bar{c}$ ), et s'étend jusqu'à des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  d'impulsion transverse nulle [6].

## 3.2 ATLAS ET CMS

ATLAS [8] et CMS [10] ont été conçus pour effectuer le programme p-p à très haute luminosité du LHC. Ils présentent cependant un potentiel intéressant en ions lourds, dans des domaines d'acceptance souvent complémentaires à celui de ALICE.

Les deux détecteurs possèdent une calorimétrie électromagnétique et hadronique très performante ( $|\eta| < 4.9$  pour ATLAS et  $|\eta| < 5.2$  pour CMS), qui leur procure une bonne résolution sur la mesure des jets et qu'ils se proposent d'exploiter au mieux en collisions d'ions lourds.

Ils sont équipés pour la mesure des muons dans une grande acceptance ( $|\eta| < 2.7$  pour ATLAS et  $|\eta| < 2.4$  pour CMS) à mi-rapacité. De plus, des « Tracker Silicium » complètent cette région centrale de rapidité ( $|\eta| < 2.5$  pour ATLAS et  $|\eta| < 2.4$  pour CMS).

Bien entendu, à la différence de ALICE, ATLAS et CMS ne peuvent pas faire une identification quasi exhaustive des hadrons en collisions d'ions lourds.

La Figure 10 illustre la complémentarité ALICE-ATLAS-CMS pour l'identification des hadrons, muons et électrons [11]. Seul ALICE couvre les bas  $p_T$  et les muons à grande rapidité.

Dans les sections suivantes, des exemples plus concrets, basés sur des analyses de canaux de physique, permettront de montrer plus en détail les capacités et les performances en ions lourds de ALICE, ATLAS et CMS.

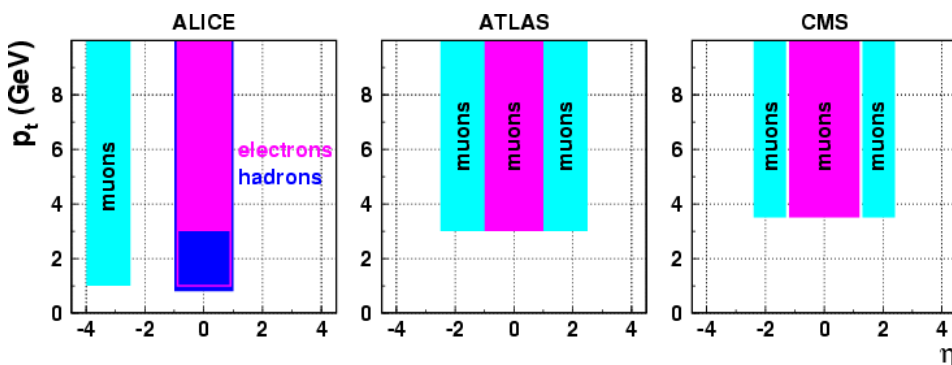


Figure 10: Complémentarité ALICE-ATLAS-CMS pour l'identification des hadrons, électrons et muons en collisions d'ions lourds.

### 3.2.1 LE CALCUL AU LHC

Les collaborations du LHC s'appuient sur des logiciels de simulation et d'analyse complexes. Du fait du flux de données à acquérir, et donc à traiter, de l'ordre de 1 Gb par seconde et par expérience, le calcul au LHC est un très grand défi en soit, pris en charge par le projet LCG pour « LHC Computing GRID ». Le traitement des données des expériences LHC fait appel au « calcul distribué », organisé en « Tier » comme l'illustre la Figure 11.

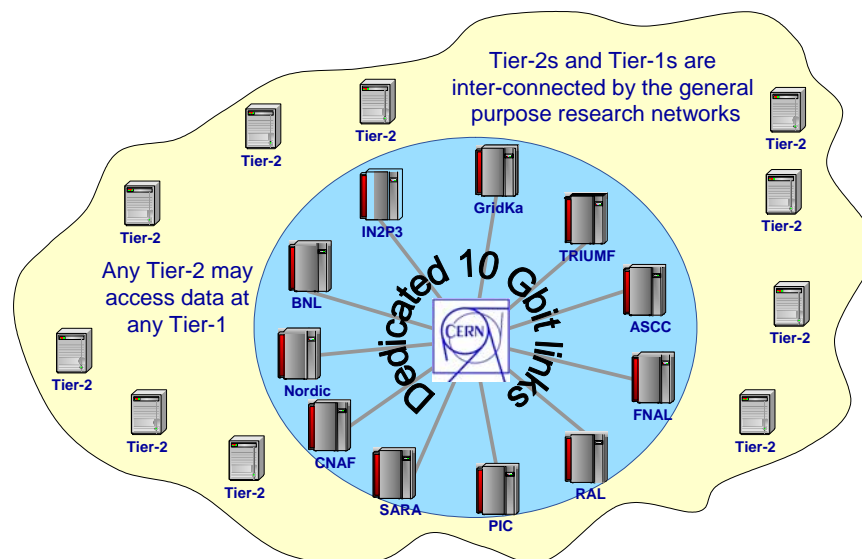


Figure 11: Organisation du projet de calcul LCG.

Dans ce schéma, le Tier-0, au cœur du système, est localisé au CERN alors que les Tier-1 correspondent aux grands centres nationaux de calcul. Les Tier-2 sont des plus petits centres de calcul. Le partage des tâches (sauvegarde, reconstruction, analyse, simulation) entre les différents Tier peut varier d'une expérience à l'autre, selon le modèle de calcul proposé [12].

En quelques chiffres, le calcul au LHC représente un besoin en puissance de calcul supérieur à 50 MSI2K (~50.000 Pentium4) et une capacité de stockage sur disque supérieure à 20 Pb (1 Pb=1000 Gb) par an (hors stockage de masse).

# 4 THEMES DE PHYSIQUE ET OBSERVABLES ASSOCIEES

## 4.1 PHYSIQUE « SOFT » (DOUCE)

Cette partie de la physique des collisions d'ions lourds au LHC sera essentiellement faite avec ALICE. Dans ce cours, je ne traite qu'un seul exemple de physique « soft », la multiplicité de particules produites, qui est une observable dite « day-one » (mesurable dès les premières heures de faisceau), extrêmement fondamentale. En effet, lors de la conception de l'expérience, la multiplicité (estimée par simulation en général) influence fortement le design des détecteurs. Ensuite, la multiplicité (mesurée) est caractéristique de la densité d'énergie atteinte lors de la collision.

La multiplicité, très influencée par les processus durs dans l'état initial et la région de saturation à petites valeurs de  $x$ -Bjorken, reste très difficile à modéliser du fait de l'importance des processus « soft » dans l'état final (hadronisation du QGP, désintégrations,...), non prédictibles par les théories fondamentales. Les mesures de RHIC ne permettent pas non plus de contraindre fortement la multiplicité au LHC car, comme nous l'avons déjà mentionné, l'augmentation en énergie incidente induit aussi une transition vers un régime différent de collisions. Avant de montrer quelques prédictions théoriques, il semble intéressant de s'intéresser aux évolutions de la multiplicité entre p-p et A-A d'une part, et en fonction de l'énergie de collision d'autre part.

### 4.1.1 MULTIPLICITE : DES COLLISIONS P-P AUX COLLISIONS A-A

La comparaison entre collisions p-p et collisions A-A permet, de façon générale, de mettre en évidence les effets nucléaires. Il faut trouver des variables pertinentes qui devraient évoluer régulièrement entre p-p et A-A en l'absence d'effets nucléaires (dans ce cas, il y a « scaling »). On utilise souvent la variable  $N_{CH}/(0.5 N_{PART})$ .  $N_{CH}$  est la multiplicité de particules chargées et  $N_{PART}$  est le nombre de participants de la collision. Cette variable représente en quelque sorte l'efficacité, par participant, à produire des particules chargées.  $N_{PART}$  est une variable géométrique qui ne dépend que de la centralité de la collision :

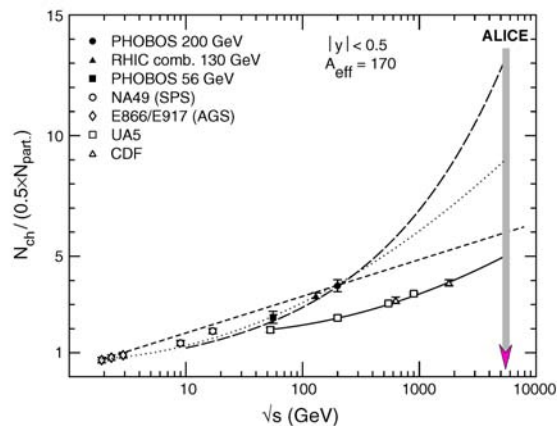
- collision p-p :  $N_{PART}=2$
- collision centrale A-A :  $N_{PART}\sim 2\times A$

Le modèle de Glauber [13] est traditionnellement employé pour déterminer  $N_{\text{PART}}$  en fonction de la centralité de la collision.

Nous verrons par la suite (Figure 12 et [2]) qu'une augmentation de  $N_{\text{CH}}/(0.5 N_{\text{PART}})$  de l'ordre de 50% est mesurée à RHIC entre p-p et Au-Au à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=200$  GeV. Une augmentation de  $\sim 150\%$  est prédite à LHC par les modèles de saturation [14], entre p-p et Pb-Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.5$  TeV.

#### 4.1.2 MULTIPLICITE : DEPENDENCE EN ENERGIE INCIDENTE

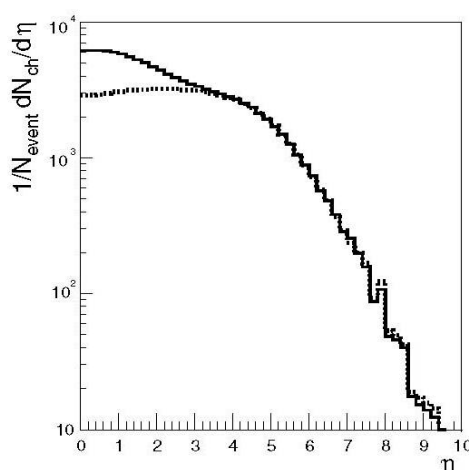
En p-p, une dépendance lente (logarithmique) avec  $\sqrt{s_{\text{NN}}}$  est mesurée, contrainte à haute énergie par les données de l'expérience CDF à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2$  TeV. On aurait ainsi, comme indiqué Figure 12,  $N_{\text{CH}}/(0.5 N_{\text{PART}}) \sim 1.8$  ( $\sim 2.4$ ,  $\sim 5$ ) à  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=17$  GeV (200 GeV, 5.5 TeV).



**Figure 12:** Multiplicité de particules chargées en fonction de l'énergie incidente [2].  
 Trait plein (resp. pointillé): ajustement (logarithmique) des données p-p (resp. A-A).  
 Tiretés longs : prédiction d'un modèle de saturation [14].

En A-A, on peut s'attendre à une évolution en énergie différente. En effet, la multiplicité aux énergies SPS varie proportionnellement à  $N_{\text{PART}}$  (« scaling » en A) alors que, du fait de la dominance des processus durs, on s'attend à une variation proportionnelle à  $N_{\text{COLL}}$  (« scaling » en  $A^{4/3}$ ) au LHC. Cette augmentation avec l'énergie, beaucoup plus rapide en A-A qu'en p-p, sera certainement atténuée par les effets de « shadowing ». Quelques scénarii sont proposés Figure 12. Le modèle de saturation [14], qui reproduit bien les données RHIC, prédit une multiplicité  $dN_{\text{CH}}/d\eta \sim 2500$  (à  $\eta \sim 0$ ) au LHC.

Les résultats d'une simulation d'événements centraux Pb-Pb [2] avec HIJING (version 1.36) sont donnés Figure 13. Une multiplicité  $dN_{CH}/d\eta \sim 6000$  (à  $\eta \sim 0$ ) est prédite, avec les paramètres par défaut pour la simulation de l'effet de jet quenching. On voit l'importance de cet effet sur la multiplicité : en l'absence de prise en compte de ce phénomène, HIJING donne  $dN_{CH}/d\eta \sim 3000$  (à  $\eta \sim 0$ ). Il faut aussi remarquer que la sensibilité est bien moindre aux grandes rapidités.



**Figure 13:** Simulation d'événements centraux Pb-Pb à 5.5 TeV avec HIJING.  
 Trait plein (resp. pointillés) : avec (resp. sans) effet de jet quenching.

Finalement, de grandes incertitudes subsistent sur la valeur de la multiplicité dans les collisions A-A à LHC. Les modèles actuels semblent pointer vers des valeurs de  $dN_{CH}/d\eta$  (à  $\eta \sim 0$ ) comprises entre 2000 et 6000.

### 4.1.3 MULTIPLICITE : MESURES ET PERFORMANCES

La Figure 14 montre les performances de ALICE [6] et ATLAS [8] pour la mesure de la multiplicité de particules chargées en collisions centrales Pb-Pb (simulations avec générateur HIJING).

ALICE permet une mesure entre  $-5 < \eta < 3.5$ , en combinant les informations de l'ITS et des FMD (« Forward Multiplicity Detectors »). L'accord entre multiplicité générée et reconstruite est très bon.

ATLAS et CMS ne disposent que de leur « Tracker Silicium » pour la mesure de la multiplicité, ce qui limite la zone en  $\eta$  couverte.

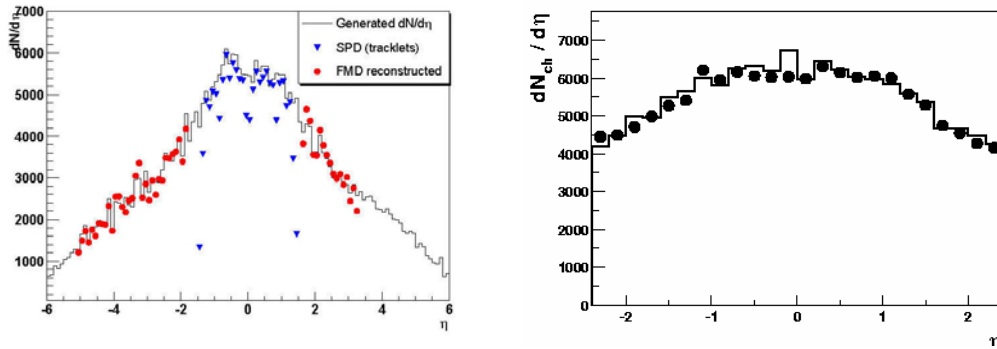


Figure 14: Mesure de  $dN_{CH}/d\eta$  en fonction de  $\eta$ , avec ALICE (gauche) et ATLAS (droite).

#### 4.1.4 PHYSIQUE « SOFT »: CONCLUSION

Bien entendu, la physique « soft » ne s'arrête pas à la mesure de la multiplicité [6]. Rappelons aussi l'intérêt d'étudier les spectres de particules (flow, température, ...) et les rapports entre types de particules (température, potentiel chimique baryonique, ...). La théorie prédit un potentiel chimique baryonique  $\mu_B \sim 9$  MeV ( $\bar{p}/p \sim 0.9$ ) au LHC (Figure 15).

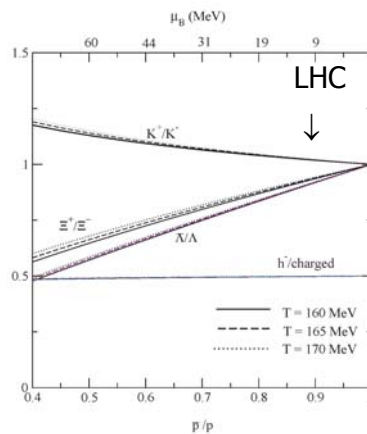


Figure 15: Rapports particules-antiparticules et potentiel chimique baryonique.

La possibilité de faire, pour la première fois, ces analyses thermo-chimiques événement par événement sera possible à LHC, du fait de la très grande multiplicité attendue. De telles mesures, événement par événement, sont très intéressantes puisqu'elles informent sur des fluctuations qui peuvent être d'origine non statistique.

Tout ce type d'analyses pourra être fait avec ALICE seulement puisqu'une identification la plus exhaustive possible des particules est nécessaire.

## 4.2 PHYSIQUE « HARD » (DURE)

La physique dure est le domaine de prédilection de LHC. Les trois expériences, ALICE, ATLAS et CMS, proposent des contributions dans ce domaine. Les taux de production des sondes dures donnent des informations relativement directes sur l'instant initial des collisions, PDFs notamment, mais aussi sur le milieu environnant (QGP). Leur mesure est en effet, en général, altérée par des effets de milieu, ré-interactions (« multiple scattering »), perte d'énergie des partons, écrantage de couleur, lors de l'évolution de la collision. Une comparaison entre les mesures A-A, p-p et p-A est nécessaire pour isoler l'influence des différents effets. Quelques sujets de physique « hard » sont développés ci-après.

### 4.2.1 LES SAVEURS LOURDES OUVERTES

Les quarks lourds [4][15] [17] sont produits en abondance dans des processus durs au LHC (Tableau 3) : 120 paires  $c\bar{c}$  et 5 paires  $b\bar{b}$  par événement central Pb-Pb, à comparer à 10 paires  $c\bar{c}$  et 100 fois moins de paires  $b\bar{b}$  à RHIC. Ils sont produits aux tous premiers instants des collisions ( $\sim 1/2 m_Q \sim 0.1$  fm/c, à comparer à  $\tau_{\text{QGP}} \sim 10$  fm/c) et traversent ensuite le milieu (QGP). Leur étude permettra ainsi de :

- tester QCD perturbative;
- sonder le milieu traversé via l'étude de leur perte d'énergie (quenching);
- normaliser la production de quarkonia.

Ils peuvent former des quarkonia (familles du  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  notamment, voir section 4.2.2) ou des hadrons de saveur lourde ouverte (par exemple des mésons D ou B) ayant des voies de désintégration hadronique (ex  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ) et leptonique.

	SPS	RHIC	LHC
Paires $c\bar{c}$	0.2	10	120 $\sigma_{pp}=6.64$ mb $C_{\text{shad}}=0.65$
Paires $b\bar{b}$		0.05	5 $\sigma_{pp}=0.21$ mb $C_{\text{shad}}=0.84$

**Tableau 3:** Production de quarks lourds dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au à RHIC), à  $b=0$ .  $\sigma_{pp}$  et  $C_{\text{shad}}$  sont respectivement les sections efficaces de production en p-p et les facteurs de shadowing considérés pour LHC.

Les principaux diagrammes de production des quarks lourds [16] sont présentés Figure 16. Les diagrammes, à l'ordre dominant (LO), sont: (a) fusion de gluons et (b) création de saveur. Les diagrammes à l'ordre suivant (NLO) sont: (c) création de paire (avec émission d'un gluon), (d) excitation de saveur et (e) « splitting » de gluons. Les diagrammes NLO représenteraient la principale source de production de quarks lourds au LHC [15].

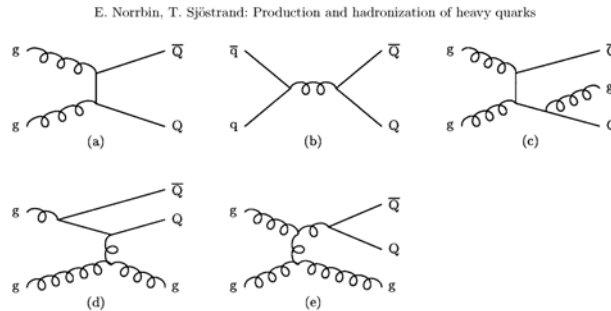


Figure 16: Principaux diagrammes de production des quarks lourds au LHC.

La Figure 17 [4] illustre l'acceptance en x-Bjorken de ALICE pour le charme et la beauté.

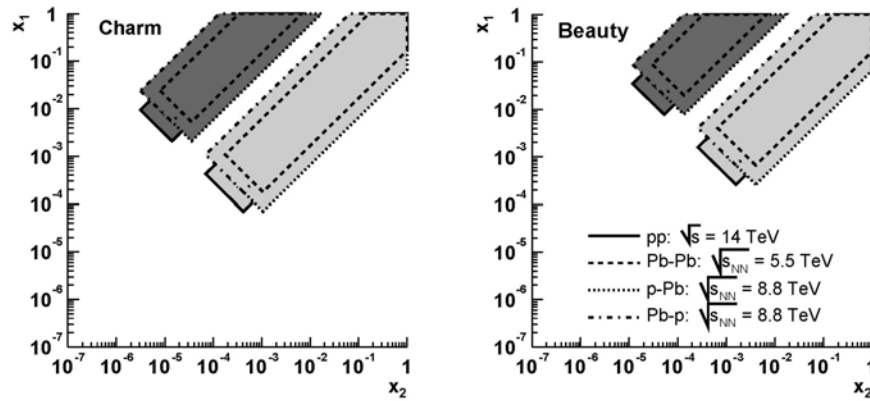


Figure 17: Acceptance en x-Bjorken pour le charme (gauche) et la beauté (droite) dans le spectromètre à muons (gris foncé) et la partie centrale de ALICE (gris clair).

#### 4.2.1.1 Beauté ouverte dans le canal semi-muonique avec ALICE

La beauté ouverte peut être mesurée inclusivement en « muons simples » (Figure 18) dans le spectromètre de ALICE [22]. La beauté ouverte domine le spectre à grand  $p_T$  des muons produits. Cette mesure en muons simples a l'avantage de fournir une grande statistique (Tableau 4) et sera ainsi un excellent candidat d'observable « day-one » (en p-p puis en Pb-Pb) au LHC.

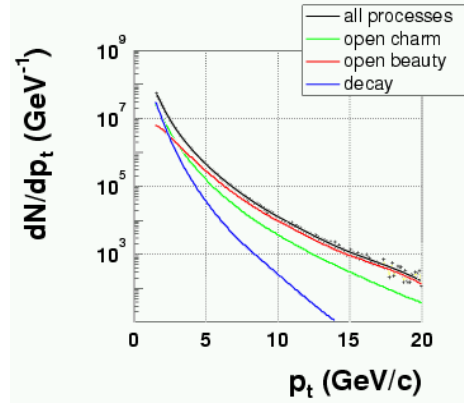


Figure 18: Distribution inclusive en  $p_T$  des muons de désintégration de la beauté ouverte dans les collisions centrales Pb-Pb.

$p_T$ (GeV/c)	1.5-3	3-6	6-9	9-30
$N_\mu$	$5.3 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^6$	$0.14 \cdot 10^6$	$0.03 \cdot 10^6$

Tableau 4: Nombre de muons de désintégration de la beauté ouverte, pour 400 millions de collisions centrales Pb-Pb ( $\sim 1$  mois de prise de données), dans le spectromètre à muons de ALICE.

La beauté ouverte peut aussi être mesurée en dimuons [22]. Le spectre en masse invariante des dimuons de signe opposé est présenté Figure 19, dans la région des basses masses (gauche) et des plus hautes masses (droite). Ces deux régions sont dominées par des phénomènes de production différents, appelés « B-chain » et « BB-diff » (Figure 20), à basse et haute masse respectivement. Les statistiques attendues sont, bien entendu, moindres qu'en muons simples (Tableau 5).

Mass (GeV)	0.3-5	5-20
$N_{\mu^+\mu^-}$	$41 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$

Tableau 5: Nombre de dimuons de signe opposé de désintégration de la beauté ouverte, pour 400 millions de collisions centrales Pb-Pb ( $\sim 1$  mois de prise de données), dans le spectromètre à muons de ALICE. Une coupure  $p_T > 1.5$  GeV/c est imposée aux muons simples.

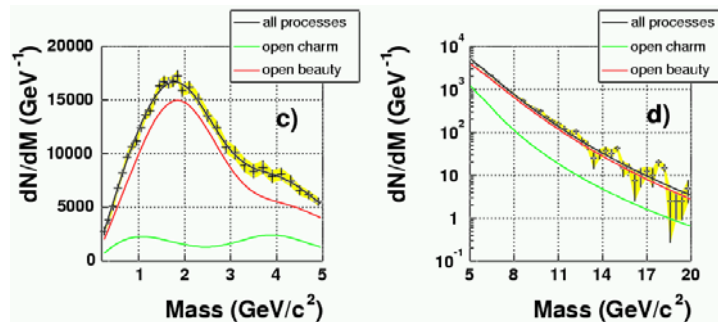
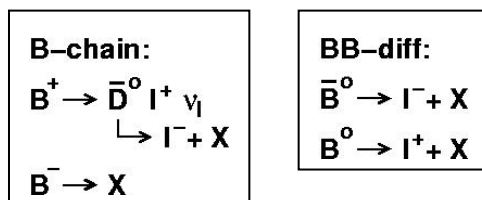


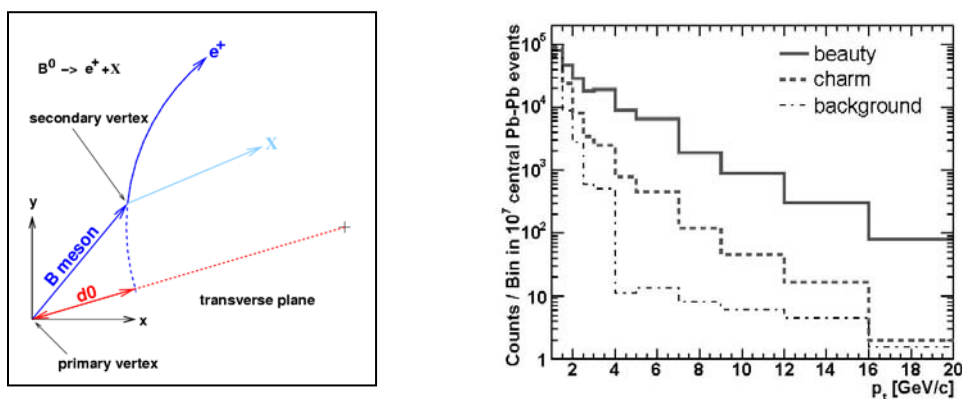
Figure 19: Spectre en masse des dimuons de signe opposé de désintégration de la beauté ouverte, pour 400 millions de collisions centrales Pb-Pb.



**Figure 20:** Processus B-chain et BB-diff de production de dimuons de signe opposé provenant de la beauté ouverte.

### 4.2.1.2 Beauté ouverte dans le canal semi-électronique avec ALICE

La beauté ouverte sera aussi mesurée dans la voie de désintégration semi-électronique ( $B \rightarrow e^\pm + X$ ) [6][23] dans ALICE (Figure 21). Les électrons sont identifiés au moyen des détecteurs centraux TPC+TRD. Une coupure sur le paramètre d'impact  $d_0$ , mesuré grâce à l'ITS, permet d'améliorer le rapport signal/bruit.

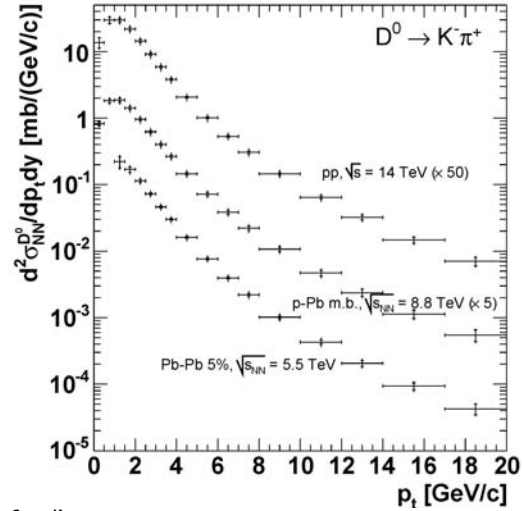
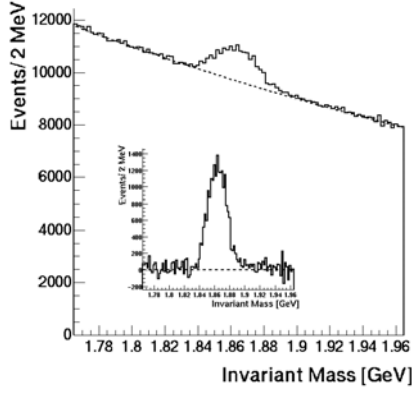


**Figure 21:** Statistique espérée (droite) d'électrons de désintégration de la beauté, pour 10 millions de collisions centrales Pb-Pb ( $\sim 1$  mois de prise de données) dans la partie centrale de ALICE. Une coupure en paramètre d'impact  $200 < |d_0| < 600 \mu\text{m}$  (schéma de gauche) est appliquée.

La statistique attendue est moindre que dans le canal semi-muonique car le nombre d'événements « ALICE Barrel » enregistrés est plus petit que le nombre d'événements pris avec le spectromètre à muons.

### 4.2.1.3 Charme ouvert dans un canal hadronique avec ALICE

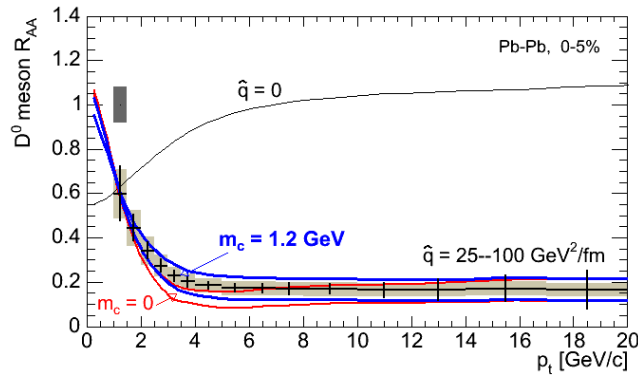
La possibilité de mesurer le charme ouvert, via le canal de désintégration faible hadronique  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ , de  $c\tau = 124 \mu\text{m}$ , a aussi été envisagée avec ALICE « Barrel ». La stratégie d'identification est complexe et est décrite en détail dans [6][24]. Cette mesure exclusive a l'avantage de donner directement accès au  $p_T$  du méson charmé et ainsi à la section efficace de production (Figure 22).



**Figure 22:** Spectre de masse invariante  $K\pi$  (gauche) pour 10 millions d'événements centraux Pb-Pb (avec/sans soustraction de bruit de fond). Sections efficaces en  $p_T$  (droite) pour  $D^0 \rightarrow K\pi^+$ , par collision N-N, pour les collisions p-p, p-Pb et Pb-Pb.

Connaissant la distribution en  $p_T$  en collision p-p et A-A, le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$ , s'obtient par:

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{\text{COLL}}} \times \frac{dN_{AA} / dp_T}{dN_{pp} / dp_T} \quad \text{Eq. 2}$$



**Figure 23:** Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  pour les mésons  $D^0$ , avec effets de shadowing et perte d'énergie au niveau partonique (quenching).

Ce facteur  $R_{AA}$  met en évidence les effets nucléaires, comme la perte d'énergie partonique (quenching). Comme le montre la Figure 23 [24], à grand  $p_T$  à LHC, on attend une valeur  $R_{AA} \sim 0.2$  pour une perte d'énergie caractérisée par  $\hat{q} = 25-100 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  (valeurs extrapolées des mesures RHIC) alors que  $R_{AA} \sim 1$  en l'absence de perte d'énergie ( $\hat{q} = 0$ ). Les effets de shadowing sont visibles à petit  $p_T$  sur la courbe à  $\hat{q} = 0$ .

## 4.2.2 LES QUARKONIA DES FAMILLES DU $J/\psi$ ET $\Upsilon$

Comme nous l'avons montré dans la section précédente, la mesure des quarks lourds donne des informations sur les PDFs et la perte d'énergie partonique. Les quarkonia [15][17][18] des familles des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ , eux, sont sensibles au phénomène d'écrantage de couleur dans le QGP, conduisant à une réduction de leur production en A-A relative à p-p. Fait unique, la densité d'énergie atteinte en ions lourds au LHC pourrait être suffisante pour dissocier la résonance  $\Upsilon$  [19]. De plus, la statistique attendue (Tableau 6) permettra des études détaillées. Cependant, notamment pour le  $J/\psi$ , des phénomènes de « régénération » [20] pourraient au contraire conduire à une augmentation du taux de leur production en A-A, relativement à p-p.

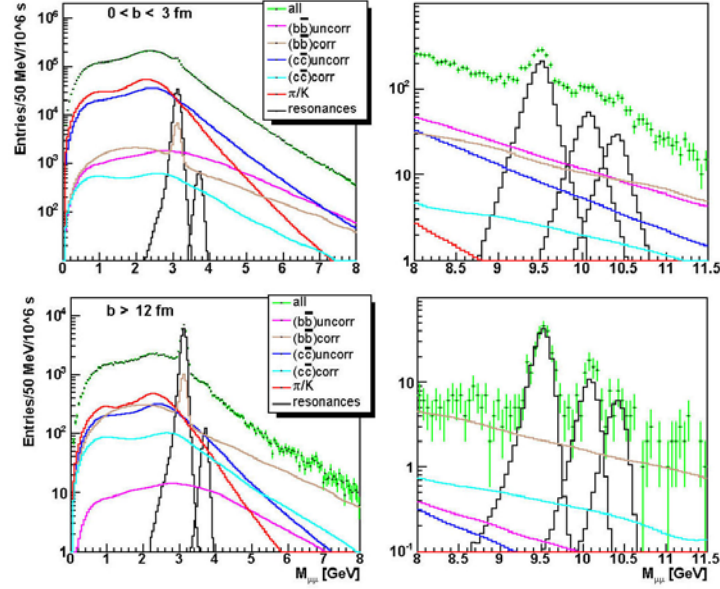
Pb-Pb ( $b < 5$ fm)	$J/\psi$	$\Psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$\sigma_{pp}$ ( $\mu\text{b}$ )	30.5	4.26	0.36	0.12	0.07
$C_{\text{shad}}$	0.62	0.62	0.79	0.78	0.81
N /evnt (dans $4\pi$ )	0.45	0.06	0.007	0.002	0.001
Br ( $\mu^+\mu^-$ )	5.9%	0.7%	2.5%	1.3%	1.8%
N ( $\mu^+\mu^-$ ) (dans $4\pi$ ) (en $\sim 1$ mois)	$11000 \cdot 10^3$	$170 \cdot 10^3$	$70 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$

**Tableau 6:** Statistiques attendues au LHC pour les résonances de quarks lourds dans les collisions centrales Pb-Pb. Statistiques en dimuons (ou di-électrons) pour 400 millions de collisions centrales.

### 4.2.2.1 Les quarkonia des familles du $J/\psi$ et $\Upsilon$ en dimuons avec ALICE

Des simulations détaillées des performances du spectromètre à muons de ALICE pour la mesure des quarkonia [21][6] ont été effectuées, en fonction de la centralité des collisions en Pb-Pb (Figure 24) et de l'impulsion transverse des résonances. Les dimuons de la beauté ouverte dominant le continuum de masse, à grande masse.

Les statistiques attendues sont répertoriées dans le Tableau 7 pour différentes tranches de centralité et en intégrant toutes les centralités (« min. bias »). Ces chiffres n'incluent aucune augmentation ou suppression (sauf l'effet de shadowing, cf. Tableau 6) par effets nucléaires. Les correspondances entre centralité et  $\epsilon$ -Bjorken sont aussi données.

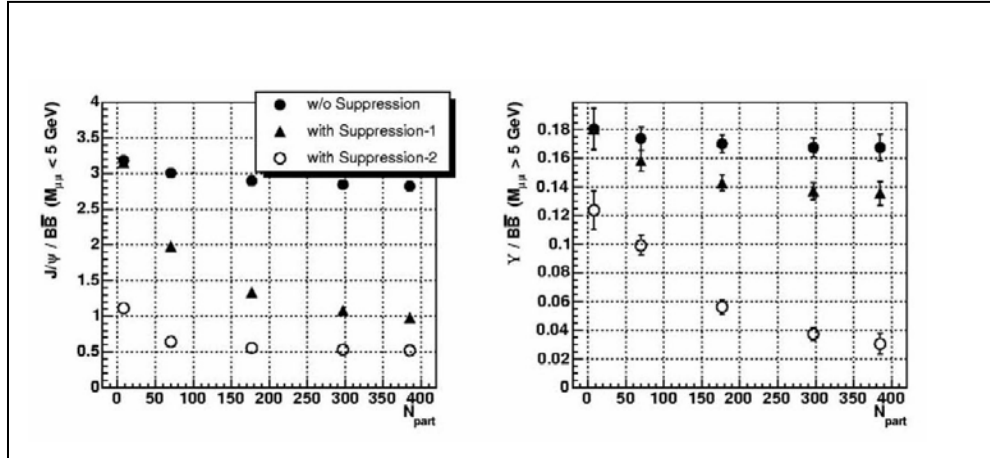


**Figure 24:** Spectres de masse invariante dimuons de signe opposé pour des collisions Pb-Pb centrales (haut) et périphériques (bas), en  $\sim 1$  mois de prises de données ( $\langle L \rangle = 5.10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).

	b (fm)	0-3	3-6	6-9	9-12	12-16	Min. bias
	$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	32	30	28	16	5	
J/ $\psi$	S ( $\times 10^3$ )	131	232	196	93	21	673
	S/B	0.19	0.27	0.47	1.06	3.05	0.32
	S/ $\sqrt{S+B}$	148	227	256	224	128	406
$\psi'$	S ( $\times 10^3$ )	3.7	6.5	5.5	2.6	0.6	18.9
	S/B	0.01	0.02	0.03	0.06	0.17	0.02
	S/ $\sqrt{S+B}$	6.7	11	13	12	9.3	19.5
$\Upsilon$	S ( $\times 10^3$ )	1.37	2.42	2.02	0.95	0.21	6.96
	S/B	1.67	2.26	3.74	6.52	9.04	2.68
	S/ $\sqrt{S+B}$	28.7	40.2	40.1	28.9	13.4	71.2
$\Upsilon'$	S ( $\times 10^3$ )	0.36	0.63	0.53	0.25	0.05	1.82
	S/B	0.65	0.88	1.4	2.38	3.18	1.03
	S/ $\sqrt{S+B}$	11.7	18.7	17.4	14.1	6.3	30.4
$\Upsilon''$	S ( $\times 10^3$ )	0.20	0.36	0.30	0.14	0.03	1.04
	S/B	0.48	0.63	1.03	1.70	2.21	0.74
	S/ $\sqrt{S+B}$	10.5	12.7	13.4	8.8	5.1	21.1

**Tableau 7:** Statistiques attendues pour les résonances de quarks lourds avec le spectromètre à muons de ALICE, pour Pb-Pb et différentes tranches de centralité, en  $\sim 1$  mois de prises de données ( $\langle L \rangle = 5.10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).

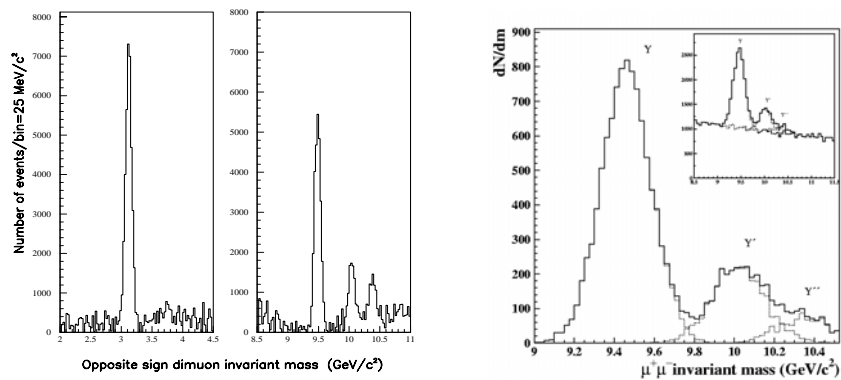
Des études préliminaires ont été menées en incluant des scénarii de suppression par effet d'écrantage de couleur et éventuellement des effets d'absorption nucléaire des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$ . La beauté ouverte est utilisée en tant que normalisation. La sensibilité, en fonction de la centralité, est illustrée Figure 25, pour deux scénarii extrêmes d'écrantage [6], sans effet d'absorption nucléaire.



**Figure 25:** Rapports  $J/\psi$  (gauche) et  $\Upsilon$  (droite) sur beauté ouverte  $b\bar{b}$  en fonction de la centralité ( $N_{\text{PART}}$ ) pour Pb-Pb, sans suppression et avec deux hypothèses de suppression par écrantage de couleur.

#### 4.2.2.2 Les quarkonia des familles du $J/\psi$ et $\Upsilon$ en dimuons avec ATLAS et CMS

ATLAS [8] et CMS [10] mesurent les muons à mi-rapacité, dans une acceptation très différente de celle de ALICE. Les statistiques attendues en  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  sont cependant comparables mais le rapport S/B est moins bon car le bruit de fond hadronique est dominant à mi-rapacité, même à la masse de  $\Upsilon$ . La résolution en masse sur les dimuons de CMS est excellente (Figure 26), bien meilleure que celle d'ATLAS.



**Figure 26:** Spectres de masse invariante dimuons de signe opposé avec CMS (gauche) et ATLAS (droite), en collisions Pb-Pb (bruit de fond soustrait).

### 4.2.3 LES JETS

Quelques  $10^6$  jets [2][26] de  $E_T > 100$  GeV sont prédits en un mois de collisions Pb-Pb à luminosité nominale au LHC dans le domaine  $|\eta| < 1$ . Suite aux mesures de RHIC [25], un fort phénomène de jet quenching (perte d'énergie de la « leading » particule, issue directement de l'interaction partonique initiale) est attendu au LHC. Ainsi, la fonction de fragmentation du jet dans le milieu sera modifiée et la mesure des jets donnera des informations sur le milieu créé dans la collision, le QGP.

LHC propose d'étendre la mesure de  $R_{AA}$  (Eq. 2) à des valeurs de  $p_T$  jusqu'à 100 GeV/c (Figure 27), pour différents types de hadrons [27]. Une nouvelle possibilité qui est offerte à LHC est la reconstruction événement par événement des jets très énergétiques ( $E_T > 50$  GeV typiquement) en collision A-A. Dans ce cas, le jet peut être discerné du fond comme le montre la simulation présentée Figure 28 (extraite de [28]). L'étude des distributions d'énergie transverse et parallèle au jet donnera des informations sur le phénomène de quenching. La sensibilité de telles mesures serait supérieure à celle fournie par l'observable  $R_{AA}$ .

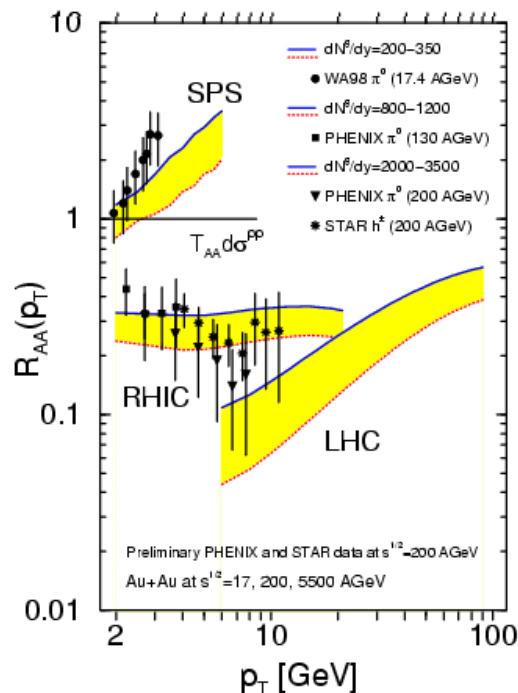
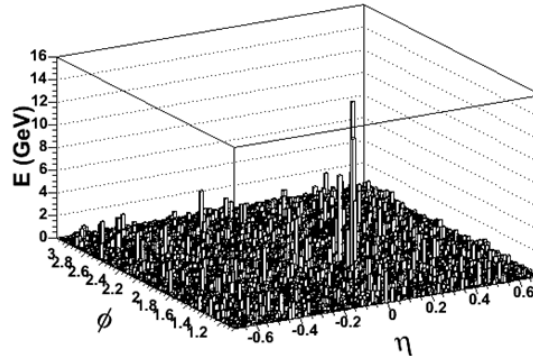


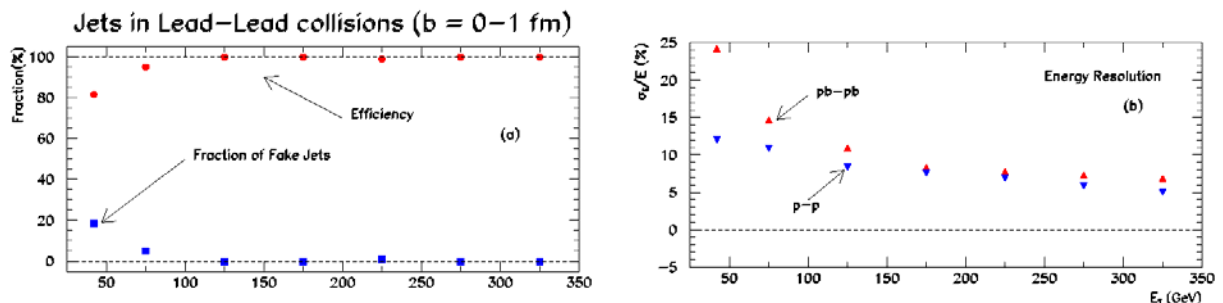
Figure 27: Extension de la gamme de mesure de  $R_{AA}$  en fonction de  $p_T$  à LHC.



**Figure 28:** Simulation d'un jet de  $E_T=100$  GeV et du bruit de fond associé (cas d'une collision Pb-Pb centrale au LHC).

ALICE aura besoin du calorimètre EMCAL (énergie neutre, possibilité de déclenchement) en complément de la TPC pour arriver à de bonnes performances sur la mesure (résolution en énergie notamment) des jets de haute énergie [6][29]. Par contre, la TPC apportera certainement beaucoup, grâce au potentiel d'identification des hadrons aux bas  $p_T$ , pour la mesure des formes des jets. En effet, des mesures calorimétriques seules pourraient se révéler insuffisantes car l'énergie du jet est redistribuée, mais conservée, suite à l'effet de jet quenching.

ATLAS, de part la qualité de sa calorimétrie, sera très performant sur la mesure des jets de haute énergie [8], comme le montre la Figure 29. Le jet est recherché dans un cône de taille  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.4 \times 0.4$ . Le bruit de fond moyen est de  $50 \pm 11$  GeV, ce qui donne un seuil de reconstruction des jets de  $\sim 30-40$  GeV en collisions Pb-Pb centrales (contre  $\sim 15$  GeV en collisions p-p).



**Figure 29:** Efficacité de détection (gauche) et résolution sur l'énergie du jet (droite) avec ATLAS, en collisions centrales Pb-Pb. Le jet est simulé au moyen de PYTHIA, le bruit de fond au moyen de HIJING.

#### 4.2.4 AUTRES THEMES DE PHYSIQUE « HARD »

Les quelques sujets de physique « hard » abordés dans les sections précédentes sont bien entendus loin de donner une vue exhaustive de ce vaste domaine au LHC. Citons par exemple deux autres thèmes très prometteurs comme les photons directs (non thermiques) [6] et les W et Z [6][10].

D'autre part, à l'intérieur des thèmes présentés, il y a aussi beaucoup d'autres développements possibles. Citons par exemple les quarkonia en di-électrons [6][30], les di-électrons et dimuons de même signe [31], les  $J/\psi$  secondaires [30][32], les tri-muons [6], les coïncidences électrons-muons [33], les mésons vecteurs de basse masse ( $\rho, \omega, \Phi$ )[34],...

## 5 CONCLUSION

LHC est la prochaine machine pour les collisions d'ions lourds, peut-être même la dernière à la frontière en énergie.

Un pas en énergie très important au delà des énergies de RHIC est franchi, ouvrant de vastes espaces vierges de physique, notamment de physique dure, tant sur le plan expérimental que théorique.

Les détecteurs du LHC sont très performants car technologiquement très évolués.

La communauté des physiciens des ions lourds doit aller de l'avant pour exploiter cette chance unique d'explorer le Plasma de Quarks et Gluons.

## REFERENCES

- [1] F. Karsch and E. Laermann, "Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD", arXiv:hep-lat/0305025 (2003).
- [2] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report (Volume 1), CERN/LHCC 2003-049 (2003).
- [3] J. Schukraft, Nucl. Phys. A698 (2002) 287.
- [4] N. Carrer and A. Dainese, "Charm and beauty production at LHC", ALICE-INT-2003-019 v.3, hep-ph/0311225 (2003).

- [5] K. Kajantie, Nucl. Phys. A715 (2003) 432c.
- [6] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report (Volume 2), CERN/LHCC 2005-030 (2005).
- [7] ALICE Collaboration, "Dimuon forward spectrometer", Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22 (1999). Addendum, CERN/LHCC 00-46 (2000).
- [8] A. Zinchenko et al., "Development of algorithms for cluster finding and track reconstruction in the forward muon spectrometer of ALICE experiment", CERN-2005-002-V-2 (2005) p276.
- [9] ATLAS Collaboration, "Heavy Ion Physics with the ATLAS Detector", Letter of Intent, CERN/LHCC/2004-009 (2004).
- [10] CMS Collaboration, "Heavy ion Physics in CMS", CMS-NOTE-2000-060 (2000).
- [11] P. Crochet, "(di-)leptons and heavy flavours in heavy ion collisions at the LHC", International Workshop on Electromagnetic Probes of Hot and Dense Matter, Trento, Italy (Juin 2005).
- [12] ATLAS Collaboration, ATLAS computing model, CERN-LHCC-2004-037-G-085. ALICE Collaboration, ALICE computing model, CERN-LHCC-2004-038-G-086. CMS Collaboration, CMS computing mode, CERN-LHCC-2004-035-G-083.
- [13] R.J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B21 (1970) 135.
- [14] K.J. Eskola et al., Nucl. Phys. B570 (2000) 379. K.J. Eskola et al., "Multiplicities and transverse energies in central A-A collisions at RHIC and LHC from pQCD, saturation and hydrodynamics", arXiv:hep-ph/0104010 (2001).
- [15] M. Bedjidian et al., "Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: heavy flavour physics", hep-ph/0311048 (2003).
- [16] E. Norrbin and T. Sjostrand, Eur. Phys. J. C17 (2000) 137.
- [17] P. Crochet, "Quarkonia and heavy flavors at the LHC", Eur. Phys. J. C43 (2005) 437.
- [18] N. Brambilla et al., "Heavy quarkonium physics", hep-ph/0412158 (2004).
- [19] S. Digal et al., Phys. Rev. D64 (2001) 094015. C. Y. Wong, Phys. Rev. C65 (2002) 034902.
- [20] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Phys. Lett. B490 (2000) 196. R.L. Thews et al., Phys. Rev. C63 (2001) 054905.
- [21] A. Morsch and K. Eggert, "Onium production in heavy-ion collisions at the LHC - Signals and backgrounds in the two-muon channel", ALICE-INT/PHY 95-05 (1995).
- [22] R. Guernane et al., "Measuring the B-meson production cross section in 5.5 TeV Pb-Pb collisions using semileptonic decay muons", ALICE Collaboration, ALICE-INT-2005-018 (2005).
- [23] A. Dainese et al., "Measuring beauty production in Pb-Pb collisions at the LHC via single electrons in ALICE", nucl-ex/0510083 (2005).
- [24] A. Dainese, "Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus-nucleus collisions with ALICE. A performance study.", arXiv:nucl-ex/0311004 (2003).
- [25] BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, STAR Collaborations, Nucl. Phys. A757 (2005).
- [26] A. Accardi et al., "Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC: Jet Physics", hep-ph/0310274 (2003).

- [27] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301.
- [28] S. Blyth, "Jet Study in Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions with the ALICE Detectors at the LHC", nucl-ex/0510065 (2005).
- [29] A. Morsch et al., Nucl. Part. Phys. 31 (2005) S597.
- [30] ALICE Collaboration, "Transition Radiation Detector", Technical Proposal, Addendum 2, CERN/LHCC/99-13. ALICE Collaboration, "Transition Radiation Detector", Technical Design Report, CERN/LHCC/2002-21.
- [31] P. Crochet and P. Braun-Munzinger, Nucl. Instr. And Meth A484 (2002) 564.
- [32] I.P. Lokhtin and A.M. Snigirev, "High-mass dimuon and secondary  $J/\Psi$  production at CMS as probes of medium-induced bottom quark energy loss in heavy ion collisions", CMS-NOTE-2001-008 (2001).
- [33] P. Crochet et al., "Electron-Muon Coincidence as a Measure of Charm and Bottom with ALICE", ALICE-INT-2000-01 (2000).
- [34] B. Rapp, "Production de dimuons en réactions p-p et Pb-Pb avec ALICE: le détecteur V0 et les résonances de basse masse", Université Claude Bernard - Lyon I, 2004.