



THÈSE

Présentée pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
Ecole Doctorale de Physique de la Région Parisienne
avec
INSTITUT DE PHYSIQUE THÉORIQUE DU CEA
Spécialité: Physique théorique
par
Ekaterina Retinskaya
soutenue publiquement le Mardi 10 juin 2014

**Reverse engineering of heavy-ion collisions:
Unraveling initial conditions from anisotropic flow data**

Composition du jury

<i>Rapporteurs:</i>	Prof. Piotr Bozek Prof. Urs Wiedemann
<i>Examineurs:</i>	Prof. Bruno Espagnon Dr. Boris Hippolyte
<i>Directeur de thèse:</i>	Dr. Jean-Yves Ollitrault



Thèse préparée à
l'Institut de Physique Théorique
Commissariat à l'énergie atomique et
aux énergies alternatives,
Orme des Merisiers bâtiment 774
Point courrier 136
CEA/DSM/IPhT, CEA/Saclay
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Résumé

La physique des collisions d'ions lourds réunit deux domaines de la physique : la physique nucléaire et la physique des particules. Les progrès expérimentaux de ces dernières années, offrent l'opportunité d'étudier la nouvelle matière créée dans les collisions d'ions lourds appelée plasma de quarks et de gluons.

L'état initial de deux ions qui se collisionnent est affecté par les fluctuations créées par les fonctions d'ondes des nucléons. Ces fluctuations provoquent l'anisotropie des moments de la matière hadronique observée par les détecteurs. Le système créé dans une collision se comporte comme un fluide. L'état initial est connecté avec l'état final par l'évolution hydrodynamique. L'hydrodynamique relativiste est utilisée pour décrire l'évolution du fluide créé dans les collisions d'ions lourds. Nos résultats combinés avec les données expérimentales permettent de contraindre l'état initial et par conséquent de faire de la "rétro-ingénierie" des collisions d'ions lourds.

L'observable qui caractérise l'anisotropie des moments est le flot anisotrope v_n . On présente les premières mesures du premier coefficient de la distribution de Fourier v_1 pour l'accélérateur LHC. v_1 s'appelle le flot dirigé. On effectue aussi les premiers calculs de v_1 à partir de l'hydrodynamique visqueuse. On trouve que v_1 est moins dépendant de la viscosité que les coefficients v_2 et v_3 qui sont respectivement les flots elliptique et triangulaire. On présente aussi les prédictions de v_1 pour l'accélérateur RHIC. Ces résultats ont été confirmés plus tard par les mesures de v_1 par RHIC. On propose aussi deux méthodes pour contraindre les modèles d'état initial: avec les données de v_1 et les données de v_2 et v_3 . Ces méthodes donnent l'unique possibilité de contraindre les modèles Monte Carlo d'état initial. A la fin de cette thèse on montre les perspectives de ce domaine et on étudie les corrélations entre les plans des événements qui ont été mesurées récemment et qui pourraient faire la lumière sur les fluctuations de l'état initial.

Les mots-clés : flot anisotrope, collisions d'ions lourds, l'hydrodynamique relativiste avec la viscosité, état initial, corrélations.

Contents

1	Introduction	1
1.1	Les observables	2
1.2	Théorie	3
1.3	Le flot anisotrope	3
1.3.1	Le flot dirigé	3
1.3.2	Les flots elliptique et triangulaire	4
1.3.3	Les mesures de flot anisotrope	4
1.4	Conditions initiales	5
1.5	Hydrodynamique relativiste	6
1.6	Freeze-out	6
2	Les mesures du flot dirigé	7
2.1	Corrélations	7
2.2	Extraction du flot dirigé	8
3	Première modélisation du flot dirigé avec l’hydrodynamique visqueuse	11
3.1	Modélisation hydrodynamique du flot dirigé au LHC	11
3.2	Les prédictions du flot dirigé sur RHIC	12
4	Contraindre les modèles d’état initial avec les données de flot anisotrope	15
4.1	Réponse linéaire	15
4.2	Contraindre les modèles de l’état initial avec des données du flot dirigé	16
4.3	Contraindre les modèles d’état initial avec des données de v_2 et v_3	17
4.3.1	Methodologie	17
4.3.2	Les incertitudes en hydrodynamique	17
4.3.3	Calculations	18
4.3.4	Results	19
5	Corrélations de plans d’événements	23
5.1	Les mesures de corrélations	24
5.2	Notre modèle	24
5.3	Les observables moyennées sur les événements	25
5.4	Prédictions pour la corrélation $c\{2, -3, -4, 5\}$	27
	REFERENCES	29

Chapter 1

Introduction

L'histoire des collisions d'ions lourds commence par les travaux d'Enrico Fermi et Leo Landau dans les années 50. Les travaux théoriques ont motivés les expériences et dans les années 70 les premières expériences sur la matière compressée et excitée ont été faites à Berkeley et à Dubna. Aujourd'hui nous vivons l'époque de collisionneurs des hautes énergies. Deux collisionneurs sont conçus pour les collisions ultrarelativistes d'ions lourds : RHIC à Brookhaven [1, 2, 3] et LHC [4, 5, 6] au CERN. RHIC est conçu pour collisionner des noyaux d'or et LHC des noyaux de plomb.

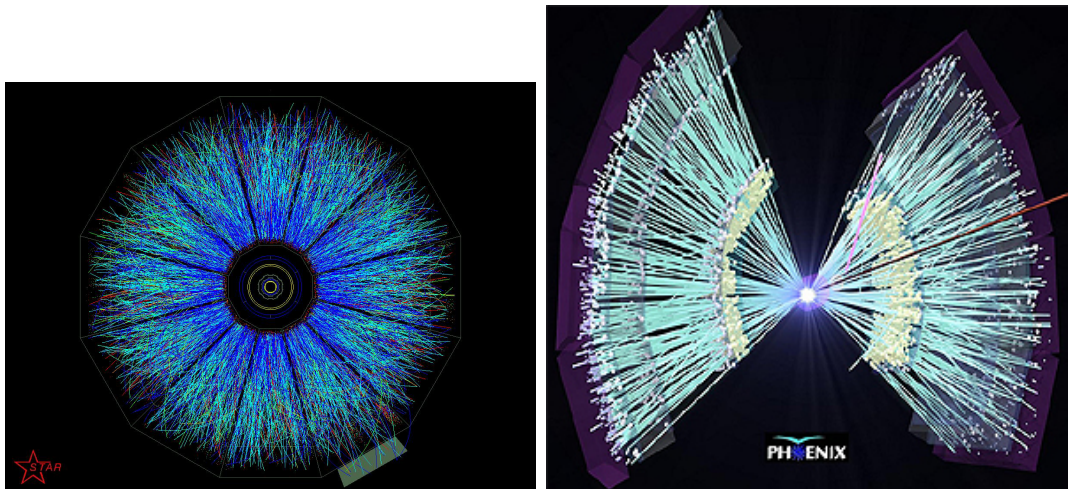


Figure 1.1: Les événements sur RHIC : détecteurs STAR [1] et PHENIX [2].



Figure 1.2: Les événements sur RHIC : détecteurs ALICE, ATLAS and CMS.

1.1 Les observables

Pendant l'évolution de physique d'ions lourds un lexique basique a été créé [7, 8].

L'image standard d'une collision d'ions lourds est la suivante : deux noyaux sont accélérés jusqu'à la vitesse de la lumière et grâce à la contraction de Lorentz ces noyaux se collisionnent comme deux "crêpes" dans le centre de masses. La distance dans le plan transverse entre les centres des ions de rayon R s'appelle *paramètre d'impact* et dénoté b . On appelle "collision *centrales*" si b est proche de zero. Si b est proche de $2R$ alors on appelle ces collisions *péréfériques*. Les nucleons qui participent à la collision sont appelés *participants*, les nucleons qui passent sans être touchés par la collision sont appelés *spectateurs*.

L'axes " z " indique la direction parallèle du faisceau, l'axe " x " indique la direction parallèle au vecteur de paramètre d'impact.

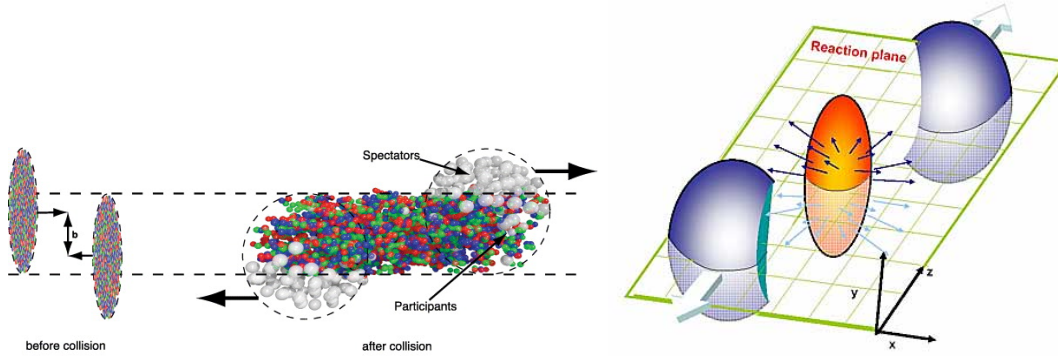


Figure 1.3: Vue schématique d'une collision d'ions lourds.

Une collision unique s'appelle un *événement*. Le nombre de particules produites s'appelle la *multiplicité*. Pour décrire les collisions d'ions lourds la définition de *rapacité* est utilisée :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \text{Atanh} \left(\frac{p_z}{E} \right), \quad (1.1)$$

où $E = \sqrt{m^2 + |\mathbf{p}|^2}$.

Ce qui est mesuré dans les expériences ce sont les impulsions \mathbf{p} des particules, mais pas leurs masses, on dit que les particules sont *non-identifiées*, dont les composantes de leurs impulsions sont les suivantes :

$$p_x = p_t \cos \phi, \quad (1.2)$$

$$p_y = p_t \sin \phi, \quad (1.3)$$

$$p_z = p_t \sinh \eta, \quad (1.4)$$

ou p_t est l'*impulsion transverse*, ϕ est un *angle azimuthal* dans le plan transverse et η est *pseudorapacité* qui peut être mesuré et défini comme

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right) = \ln \left(\cot \frac{\theta}{2} \right) = \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = \text{Atanh} \left(\frac{p_z}{|\mathbf{p}|} \right), \quad (1.5)$$

ou θ est un angle polaire, $p_z = |\mathbf{p}| \cos \theta$.

1.2 Théorie

Des dernières décennies il y avait des efforts pour décrire la matière créée dans les collisions d'ions lourds s'appelle plasma des quarks et gluons. Les méthodes différentes ont été utilisées. La meilleure description a été proposée par l'hydrodynamique relativiste avec la viscosité [9, 10]. C'est l'approche utilisée dans cette thèse.

Une des plus remarquables preuves d'existence de plasma des quarks et gluons est l'apparition de *flot anisotrope*. Dans ce phénomène l'anisotropie initiale spatiale se transforme en anisotropie de moments grâce aux interactions dans la matière créée [1, 3, 11, 2]. L'observable principale de cette thèse est le flot anisotrope.

1.3 Le flot anisotrope

Le flot collectif est caractérisé par l'expansion collective comme la réponse aux fluctuations dans la géométrie de l'état initial [12, 13].

Après la collision le système commence l'expansion et plus tard se décompose en hadrons. Dans l'approche hydrodynamique ces particules sont émises indépendamment. Grâce aux fluctuations dans l'état initial il n'y a pas de symétrie azimutale, donc la distribution azimutale de particules peut être écrite comme les séries de Fourier quant à l'angle azimutal ϕ pour un événement :

$$\frac{2\pi}{N} \frac{dN}{d\phi} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_t, \eta) \cos n(\phi - \Psi_n(p_t, \eta)), \quad (1.6)$$

où Ψ_n est un angle de référence, *plane d'événements*, pour chaque harmonique n [14, 15] défini comme une phase complexe de coefficient Fourier pour un événement $\langle e^{in\phi} \rangle = v_n e^{in\Psi_n}$, ou $\langle \sin n(\phi - \Psi_n) \rangle = 0$. Les coefficients v_k sont appelés *coefficients de*

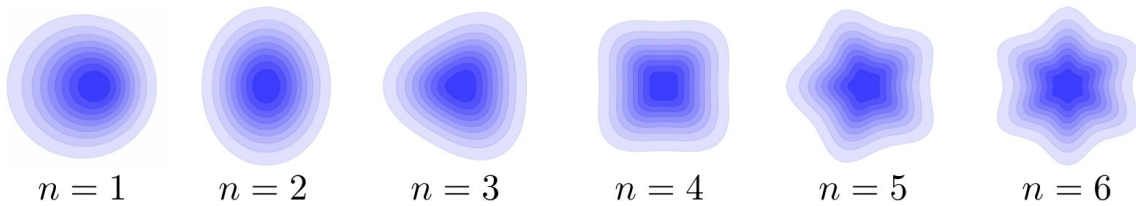


Figure 1.4: Les coefficients de flot v_n .

flot. v_1 s'appelle le flot dirigé, v_2 est le flot elliptique, v_3 est le flot triangulaire etc.

Le flot anisotrope est l'observable sensible aux interactions des particules dans l'évolution du système initial.

1.3.1 Le flot dirigé

En l'absence de fluctuations, le flot dirigé est créé par la déflexion sur le côté des ions qui se collisionnent [8] et cette contribution est une fonction impaire en pseudorapacité

$$v_1^{odd}(\eta) = -v_1^{odd}(-\eta). \quad (1.7)$$

Les fluctuations dans l'état initial influencent les angles de référence Ψ_n pour tout n . Une contribution supplémentaire au flot dirigé venant des fluctuations [16] est attendue et est une fonction paire en la pseudorapidité [17]

$$v_1^{even}(\eta) = v_1^{even}(-\eta). \quad (1.8)$$

Cette contribution paire ne disparaît pas à midrapidité ($\eta \sim 0$). Le flot dirigé peut être écrit comme la somme des contributions paire et impaire [17]

$$v_1(\eta)e^{i\psi_1(\eta)} = v_1^{even}(\eta)e^{i\Psi_1^{even}(\eta)} + v_1^{odd}(\eta)e^{i\Psi_1^{odd}(\eta)}. \quad (1.9)$$

En 2012, le v_1^{odd} a été étudié et mesuré [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26] mais v_1^{even} n'avait pas encore été mesuré ni sur RHIC, ni sur LHC. On présente les premières mesures du flot dirigé v_1^{even} au LHC dans la deuxième chapitre de cette thèse.

1.3.2 Les flots elliptique et triangulaire

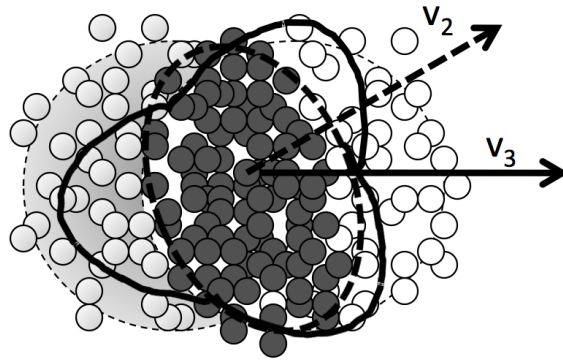


Figure 1.5: Les flots elliptique et triangulaire de l'état initial fluctué [27].

Les deuxième et troisième harmoniques de Fourier v_2 et v_3 sont les plus étudiés. L'origine du flot elliptique dans les collisions non-centrales, est l'anisotropie spatiale de la géométrie initiale [12] ayant la forme elliptique.

Le flot triangulaire v_3 est créé par les fluctuations dans l'état initial [28].

Les flots elliptique et triangulaire seront le sujet du chapitre 4.

1.3.3 Les mesures de flot anisotrope

Les corrélations de deux particules

Les corrélations de deux particules en $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$ [29] ont été le sujet de nombreuses études durant ces dernières années [30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 28, 40].

Le flot anisotrope v_n peut être mesuré par les corrélations. La méthode s'appelle la *méthode de corrélations à deux particules*.

L'anisotropie de distribution de deux particules est

$$\frac{dN^{pairs}}{d\Delta\phi} \propto \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2V_{n\Delta}(p_t^a, p_t^b) \cos(n\Delta\phi) \right), \quad (1.10)$$

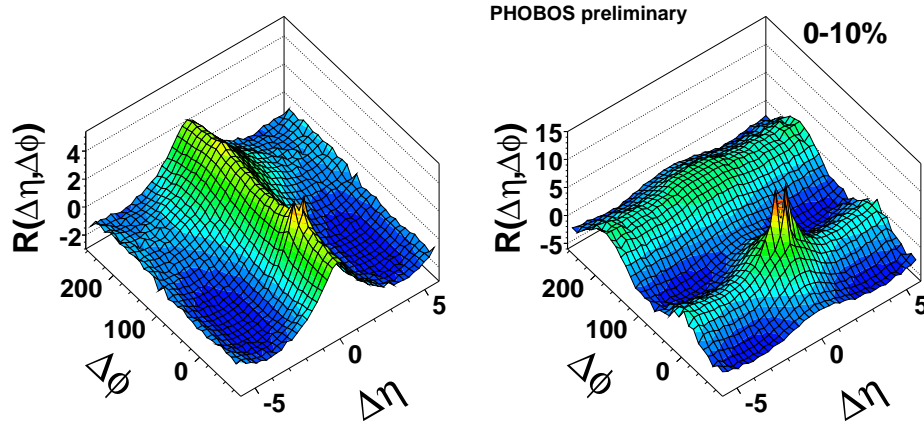


Figure 1.6: Les corrélations de deux particules pour les collisions pp (200 GeV) et AuAu (200 GeV) sur RHIC [41].

où la paire de particules est corrélée. L'angle azimuthal relatif est $\Delta\phi = \phi_a - \phi_b$ et la pseudorapacité est $\Delta\eta = \eta_a - \eta_b$ [32].

Les coefficients de Fourier $V_{n\Delta}$ peut être représentés comme

$$V_{n\Delta} \equiv \langle \cos [n \Delta\phi] \rangle , \quad (1.11)$$

où les crochets dénotent la moyenne sur les événements

Ces valeurs peuvent être mesurées en fonction des p_t , de deux particules a et b . Si l'anisotropie est dirigée par le mouvement collectif, les $V_{n\Delta}$ doivent se factoriser comme le produit de deux coefficients de Fourier de particules uniques [42].

$$V_{n\Delta} = v_n(p_t^a) v_n(p_t^b) . \quad (1.12)$$

Dans la méthode de "corrélations à deux particules", le membre gauche de l'équation (1.12) représente une matrice $N \times N$, qui peut être ajusté par le membre droit de l'équation avec N paramètres v_n , où N est le nombre de boîtes en p_t [43].

1.4 Conditions initiales

Pour étudier l'état initial il faut modéliser l'évolution du plasma de quarks et de gluons de l'état initial à l'état d'hadronisation (freeze-out). La comparaison des modèles avec les données expérimentales permet de conclure sur l'état initial.

La première étape de modélisation hydrodynamique est de définir les conditions initiales. On utilise l'hydrodynamique ultrarelativiste, pour laquelle on a besoin du profil de densité d'énergie comme données pour les équations hydrodynamiques.

Pendant longtemps, le profil utilisé pour les simulations hydrodynamiques était symétrique et lisse. Récemment on a réalisé que grâce aux fluctuations dans l'état initial, la géométrie du profil initial n'est pas lisse et symétrique, et change d'un événement à l'autre. Désormais, beaucoup de modèles d'état initial prennent en compte les fluctuations [44, 45, 28].

Dans cette thèse, on va étudier deux types de modèles de conditions initiales :

de Glauber et de QCD. Typiquement, ces modèles utilisent l'approche Monte-Carlo. Comme cela a été montré [9], les deux types de modèles donnent des prévisions raisonnables pour le spectre de particules mais donnent des prévisions différentes pour l'excentricité initiale spatiale. Ainsi, pour des modèles différents, les prévisions pour le flot anisotrope sont différentes.

1.5 Hydrodynamique relativiste

L'approche hydrodynamique donne une description raisonnable de la matière créée dans les collisions d'ions lourds. Dans nos calculs, on utilise le code hydrodynamique relativiste 2+1D [9] avec la viscosité et le modèle optique de Glauber pour l'état initial [46].

1.6 Freeze-out

Pendant l'expansion, la matière créée dans les collisions d'ions lourds arrive au point où les hadrons arrêtent d'interagir. Cette étape s'appelle le freeze-out.

En pratique le concept le plus populaire est d'utiliser la température finale T_f du freeze-out. Au point $T = T_f$ on obtient l'hypersurface 3D dans l'espace de Minkowski. Avec ces données on obtient des informations sur les observables, en particulier, sur le flot anisotrope. Le formalisme est basé sur la formule de Cooper-Frye [7]. Le nombre de particules qui se découplent sur l'hypersurface de freeze-out Σ est

$$N = \int \frac{d^3p}{E_p} \int d\Sigma_\mu(x) p^\mu f(x, p), \quad (1.13)$$

où $f(x, p)$ est la distribution à l'équilibre.

Quand le système est proche de l'équilibre, il est possible de le décrire avec la fonction de la distribution de Bose ou de Fermi avec des corrections visqueuses supplémentaires.

$$f(p) = f_0 + \delta f(p). \quad (1.14)$$

La correction $\delta f(\mathbf{p})$ dépend des interactions entre les particules [47]. Plusieurs types d'ansatzs sont utilisés. Le plus traditionnel, est l'ansatz quadratique, $\delta f(\mathbf{p}) \propto p^2$ [48], mais, l'ansatz linéaire $\delta f(\mathbf{p}) \propto p$ peut être aussi utilisé [49].

Chapter 2

Les mesures du flot dirigé

En hydrodynamique, le flot anisotrope est défini par sa décomposition de Fourier

$$v_n e^{in\Psi_n} = \langle e^{in\phi} \rangle, \quad (2.1)$$

où v_n et Ψ_n sont respectivement la magnitude [50] et l'angle du référence de l'harmonique n du flot anisotrope. Les valeurs sont moyennées sur la distribution des particules.

Dans ce chapitre, nous présentons les premières mesures du flot dirigé v_1 au LHC que nous avons publié dans la ref. [51].

2.1 Corrélations

Les corrélations de deux particules factorisent comme le produit des v_n de deux particules uniques [43].

$$V_{n\Delta}(p_t^t, p_t^a) = v_n(p_t^t) v_n(p_t^a), \quad (2.2)$$

où nous avons dénoté "t" la particule trigger et "a" la particule associée.

Ces particules sont prises de boites de p_t différents. Le flot est le seul mecanisme connu où la factorisation est valide pour les petites valeurs de p_t .

La factorisation (2.2) a été étudiée au LHC [43, 52]. Les valeurs de $V_{n\Delta}$ représentent une matrice symétrique comme montré dans la tab. 2.1.

La collaboration ALICE a testé la factorisation avec N paramètres v_n . Il a été montré que la factorisation marche pour $n = 2, 3, 4, \dots$, mais ne marche pas pour $n = 1$. L'explication peut être trouvée dans le fait que la première harmonique de Fourier est affectée par des termes supplémentaires dû à la conservation de l'impulsion globale [39].

$p_t^{a,t}(N)$	$p_t^a(1)$	$p_t^a(2)$	$p_t^a(3)$...
$p_t^t(1)$	$V_{n\Delta}(11)$
$p_t^t(2)$	$V_{n\Delta}(21)$	$V_{n\Delta}(22)$
$p_t^t(3)$	$V_{n\Delta}(31)$	$V_{n\Delta}(32)$	$V_{n\Delta}(33)$...
...

Table 2.1: The $N \times N$ symmetric matrix $V_{n\Delta}$.

Centrality	χ^2 , Eq.(2.5)	χ^2 , Eq.(2.3)	k_{fit}	$\langle \sum p_t^2 \rangle^{-1}$
0–10%	6	2.0	$2.5^{+1.1}_{-0.3}$	6.2
10–20%	16	1.7	$4.7^{+1.4}_{-0.4}$	8.9
20–30%	45	2.2	$10.2^{+2.1}_{-0.5}$	13
30–40%	75	2.2	$20.6^{+3.2}_{-1.6}$	21
40–50%	126	2.4	$41.5^{+4.7}_{-3.0}$	35

Table 2.2: From left to right: χ^2 per degree of freedom of the fit to the ALICE $V_{1\Delta}$ (restricted to $p_t < 4$ GeV/c) using Eq. (2.5), and using Eq. (2.3); value of k from the fit; estimated value of k from momentum conservation, both in units of $10^{-5}(\text{GeV}/c)^{-2}$.

La formule de factorisation avec le terme supplémentaire de conservation d'impulsion est :

$$V_{1\Delta}(p_t^t, p_t^a) = v_1(p_t^t)v_1(p_t^a) - kp_t^t p_t^a, \quad (2.3)$$

où k est le coefficient de conservation d'impulsion [53].

Le coefficient k peut être calculé par la formule suivante :

$$k = \frac{1}{N \langle p_t^2 \rangle}. \quad (2.4)$$

2.2 Extraction du flot dirigé

Pour extraire v_1 à partir de valeurs de corrélations de deux particules mesurées par ALICE, on utilise la formule (2.3). Le membre gauche peut être ajusté par le membre droit avec $N + 1$ paramètres : N valeurs de v_1 et une valeur de k .

Dans ces calculs ALICE a utilisé la formule avec N paramètres

$$V_{1\Delta}(p_t^t, p_t^a) = v_1(p_t^t)v_1(p_t^a) \quad (2.5)$$

On montre dans la tab. 2.2, des qualités d'ajustements χ^2 avec deux formules différentes. Le paramètre supplémentaire k améliore visiblement la qualité d'ajustement pour toutes les centralités.

La deuxième façon d'extraire le paramètre k est d'utiliser la définition théorique (2.4) :

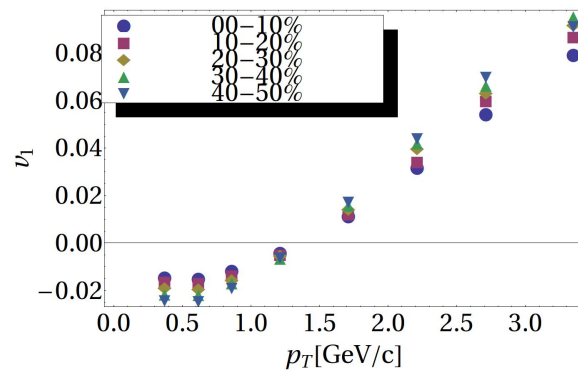
$$k = \frac{1}{\langle \sum_i p_t^2 \rangle}, \quad (2.6)$$

où on somme sur toutes les particules émises dans un événement. Les crochets angulaires dénotent la moyenne sur les événements.

La valeur de k estimée est présentée dans la dernière colonne du tableau 2.2. Les valeurs de k extraites de l'ajustement et k estimé sont comparables, mais les valeurs de k_{fit} augmentent plus vite que les valeurs de k_{est} .

Le resultat principal sont les valeurs de v_1 extraites de l'ajustement. Ce sont les premières mesures du flot dirigé au LHC. Ces valeurs sont présentées en fig. 2.1.

Ces valeurs ont été confirmées par la suite par la collaboration ATLAS [54].

Figure 2.1: First measurement of v_1 at the LHC.

Chapter 3

Première modélisation du flot dirigé avec l'hydrodynamique visqueuse

L'hydrodynamique visqueuse est une théorie qui permet les prédictions des coefficients du flot v_n pour $n = 2, 3, 4$ avec succès [55]. Dans ce chapitre, je présente les premiers calculs du flot dirigé v_1 en utilisant l'hydrodynamique visqueuse [51].

La définition du v_1 en hydrodynamique est [56].

$$v_1 e^{i\Psi_1} \equiv \langle e^{i\phi} \rangle. \quad (3.1)$$

3.1 Modélisation hydrodynamique du flot dirigé au LHC

La modélisation hydrodynamique se décompose en 3 étapes :

- mise en place du profil de densité d'énergie pour les conditions initiales
- évolution hydrodynamique
- hadronization (freeze-out)

Dans l'approche hydrodynamique, v_1 est proportionnel [17] à l'asymétrie dipolaire du système ε_1 .

$$v_1 \propto \varepsilon_1, \quad (3.2)$$

où l'asymétrie dipolaire ε_1 est définie comme [16] :

$$\varepsilon_1 \equiv \frac{|\{r^3 e^{i\phi}\}|}{r^3}, \quad (3.3)$$

où on moyenne sur la densité d'énergie.

On utilise l'hydrodynamique visqueuse 2+1D avec le profil optique de Glauber [57] $\epsilon(r, \phi)$. Avec ce profil, les valeurs de v_1 sont nulles due à la symétrie du profil. Pour créer l'asymétrie dipolaire on déforme le profil :

$$\epsilon(r, \phi) \rightarrow \epsilon\left(r\sqrt{1 + \delta \cos(\phi - \Phi_1)}, \phi\right), \quad (3.4)$$

où δ est un petit paramètre et $\varepsilon_1 \propto \delta$ pour $\delta \ll 1$, Φ_1 étant l'angle d'asymétrie dipolaire.

Le résultat des calculs hydrodynamiques de v_1/ε_1 avec des valeurs de viscosité différentes est présenté sur la fig. 3.1.

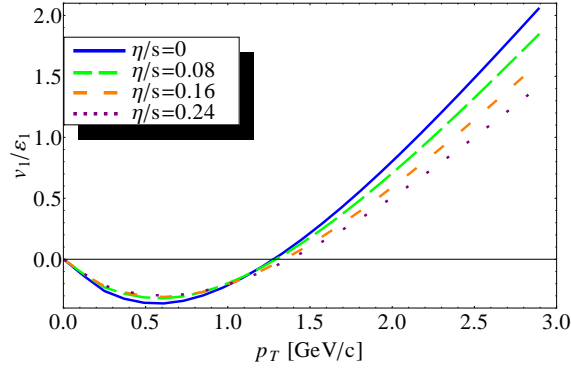


Figure 3.1: v_1/ε_1 vs p_t for central collisions.

On voit que le flot diminue avec la viscosité.

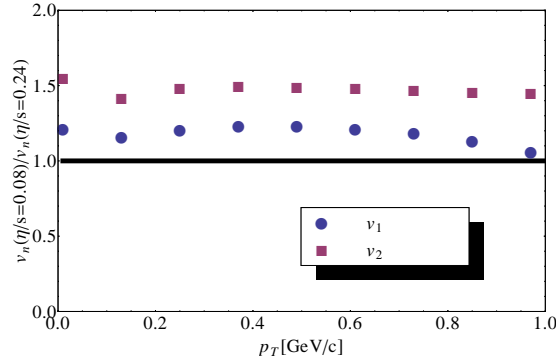


Figure 3.2: $v_n(\eta/s = 0.08)/v_n(\eta/s = 0.24)$, comparison of the ratio values of v_n with different viscosities, $n = 1, 2$.

Les harmoniques plus hauts de v_n sont plus sensibles à la viscosité parce que les systèmes plus petits sont plus sensibles à l'effet de la viscosité. On trouve que v_1 est moins sensible à la viscosité que v_2 [9] pour les plus hauts harmoniques [55, 40]. Cet effet est illustré sur la fig. 3.2.

3.2 Les prédictions du flot dirigé sur RHIC

Pour comparer les données hydrodynamiques au LHC par rapport aux valeurs expérimentales, on écrit

$$v_1^{LHC} = \left(\frac{v_1}{\varepsilon_1} \right)_{hydro}^{LHC} \varepsilon_1^{best}, \quad (3.5)$$

où v_1^{LHC} dénote le flot dirigé extrait de données expérimentales comme dans le chapitre 2. Les valeurs $(v_1/\varepsilon_1)_{hydro}^{LHC}$ sont calculées en utilisant l'hydrodynamique visqueuse. Le paramètre ε_1^{best} est le paramètre qui on peut ajuster pour s'accorder aux données.

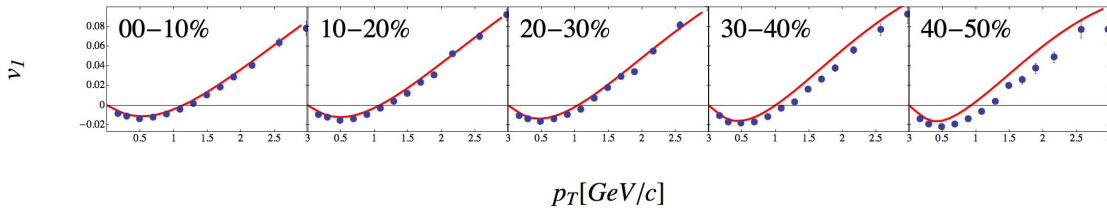


Figure 3.3: $v_1(p_t)$, hydrodynamic predictions (curve) for RHIC, compared with measured experimental data (points). Data are taken from Y.Pandit proceedings, QM2012 [58].

Les valeurs de ε_1^{best} au LHC peuvent être appliquées aux énergies de RHIC.

On peut alors calculer $\left(\frac{v_1}{\varepsilon_1}\right)_{hydro}$ pour RHIC avec la formule suivante :

$$v_1^{RHIC} = \left(\frac{v_1}{\varepsilon_1}\right)_{hydro}^{RHIC} \varepsilon_1^{LHC} . \quad (3.6)$$

Par la suite, nos prédictions ont été comparées avec les mesures faites par RHIC comme montré sur la fig. 3.3 [58]. Notre résultat est compatible avec les données.

Chapter 4

Contraindre les modèles d'état initial avec les données du flot anisotrope

Un de sujets les plus importants en physique de collisions d'ions lourds est la compréhension de l'état initial. Il y a beaucoup de modèles d'état initial. Ces modèles prévoient des valeurs différentes de coefficients de transport pour s'accorder aux données expérimentales. En particulier, il est possible de s'accorder aux données avec différents modèles pour différentes valeurs de viscosité η/s [59] [9]. Il est important de comprendre quels sont les modèles fiables. On propose une approche systématique pour contraindre les modèles de conditions initiales à partir des données expérimentales.

On présente deux approches différentes pour contraindre les modèles d'état initial [51, 60, 61].

4.1 Réponse linéaire

Pour les trois premiers harmoniques du flot v_n , la réponse hydrodynamique sur l'état initial est dominée par la réponse linéaire. Il a été montré que v_n est proportionnel [62] à l'excentricité ε_n .

$$v_n \propto \varepsilon_n, \quad (4.1)$$

pour $n < 4$.

L'asymétrie dipolaire ε_1 de l'état initial est définie comme

$$\varepsilon_1 \equiv \frac{|\int r^3 e^{i\phi} \epsilon(r, \phi) r dr d\phi|}{\int r^3 \epsilon(r, \phi) r dr d\phi}, \quad (4.2)$$

L'ellipticité ε_2 est définie comme [45]

$$\varepsilon_2 \equiv \frac{|\int r^2 e^{i2\phi} \epsilon(r, \phi) r dr d\phi|}{\int r^2 \epsilon(r, \phi) r dr d\phi}. \quad (4.3)$$

Pour la triangularité [16, 63] on écrit

$$\varepsilon_3 \equiv \frac{|\int r^3 e^{i3\phi} \epsilon(r, \phi) r dr d\phi|}{\int r^3 \epsilon(r, \phi) r dr d\phi}. \quad (4.4)$$

4.2 Contraindre les modèles de l'état initial avec des donn'ees du flot dirigé

Pour contraindre les modèles de l'état initial, on veut extraire les valeurs de ε_1 en comparant les données expérimentales de v_1 avec les valeurs de calculs hydrodynamiques de v_1/ε_1 .

$$v_1 = \left(\frac{v_1}{\varepsilon_1} \right)_h \varepsilon_1^{tune}. \quad (4.5)$$

Les valeurs ε_1^{tune} sont choisies pour s'accorder avec les données expérimentales soit pour les petits p_t avec une valeur de viscosité, soit pour les grands p_t pour une autre valeur de viscosité. Les valeurs de ε_1^{tune} obtenues, établissent les limites supérieure et inférieure de valeurs de ε_1 .

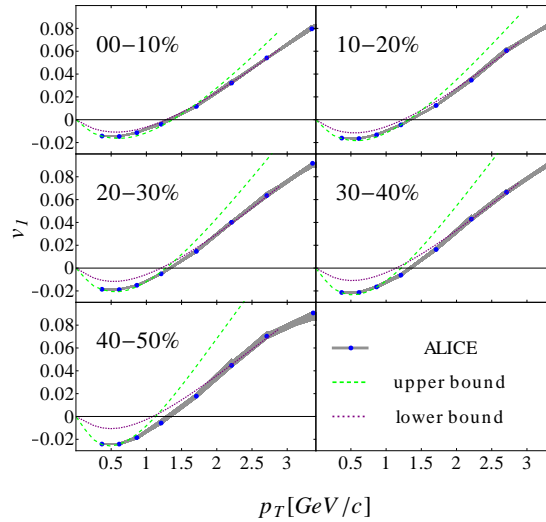


Figure 4.1: v_1 vs p_t for different centrality ranges.

Sur la fig. 4.1, on montre les valeurs de v_1 en fonction de p_t . Les points expérimentaux sont extraits des données d'ALICE comme il a été montré dans le chapitre 2. Les deux lignes montrées correspondent à deux valeurs de v_1 calculées avec (4.5) deux valeurs différentes de viscosité.

Les valeurs de ε_1 sont extraites pour toutes les centralités et sont montrées sur la figure 4.2. Les zones grises montrent la région des valeurs autorisées. En calculant les valeurs de ε_1 avec des modèles de Monte-Carlo différents, on voit que deux modèles MC-KLN [64, 65] et Glauber Nara [65] sont dans les limites.

Dans la prochaine section on propose une méthode plus précise pour contraindre les modèles de l'état initial.

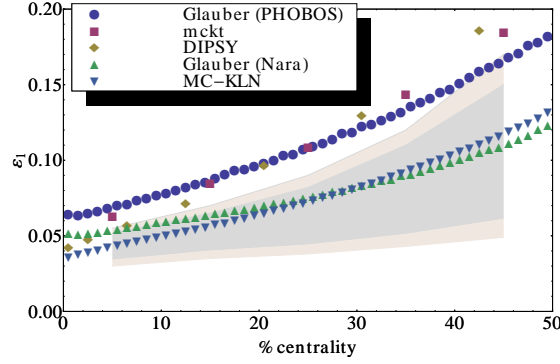


Figure 4.2: Variation of ε_1 with *centrality*. The shaded band represents allowed region: darked band corresponds to the range of viscosities $0.08 < \eta/s < 0.16$ and lighter band correspond to $0 < \eta/s < 0.24$. Symbols are predictions from Monte Carlo models.

4.3 Contraindre les modeles d'état initial avec des données de v_2 et v_3

Comme nous avons discuté précédemment, les calculs hydrodynamiques avec des modèles de l'état initial différents peuvent s'accorder aux données expérimentales du flot anisotrope pour des valeurs de viscosités différentes. Certains modèles ne sont pas capable d'ajuster en même temps es valeurs du flot v_2 et v_3 pour la même viscosité [40, 66]. L'idée est de combiner des données sur v_2 et v_3 pour contraindre les modèles de l'état initial avec une viscosité inconnue.

Pour créer l'intervalle de valeurs autorisées on utilise les données de RHIC [66] et du LHC [67] que l'on combine avec les calculs hydrodynamiques. Les contraintes sont ensuite utilisées pour exclure des modèles de Monte-Carlo.

4.3.1 Méthodologie

La méthodologie est basée sur la formule suivante :

$$\sqrt{\langle \varepsilon_n^2 \rangle} = \frac{\sqrt{\langle (v_n)^2 \rangle}}{\kappa_n}, \quad (4.6)$$

où $\langle \dots \rangle$ est la moyenne sur les évènements, $n = 2, 3$ et $\sqrt{\langle (v_n)^2 \rangle}$ est la valeur rms mesurées. En hydrodynamique le coefficient κ_n est calculé comme $\kappa_n = (v_n/\varepsilon_n)_{hydro}$, d'où il est possible de contraindre ε_2 and ε_3 avec l'eq. (4.6).

Il y a plusieurs paramètres libres dans les calculs hydrodynamiques qui donnent les incertitudes à la réponse hydrodynamique. Ces incertitudes sont prises en compte et sont représentées par les limites sur le plan (rms ε_3 , rms ε_2).

4.3.2 Les incertitudes en hydrodynamique

L'incertitude principale en hydrodynamique est la valeur de la viscosité [68, 69, 70]. L'autres source d'incertitude est la définition d'eccentricité : avec le profil de densité d'énergie ou d'entropie. Le temps initiale n'est pas bien connu alors on peut le faire

varier, et comme le résultat on doit varier les valeurs de la température initiale et de la température de freeze-out. La dernière incertitude vient de la correction visqueuse de l'anzatz de freeze-out. La dépendance de cette correction de l'impulsion est inconnue et peut être quadratique ou linéaire.

On varie tous les paramètres libres du calcul hydrodynamique, permettant d'obtenir les limites autorisés sur les valeurs ε_2 et ε_3 .

4.3.3 Calculations

Les valeurs de ε_2 et ε_3 obtenues par (4.6) sont montrées sur la figure 4.3 pour la centralité 20–30% au LHC.

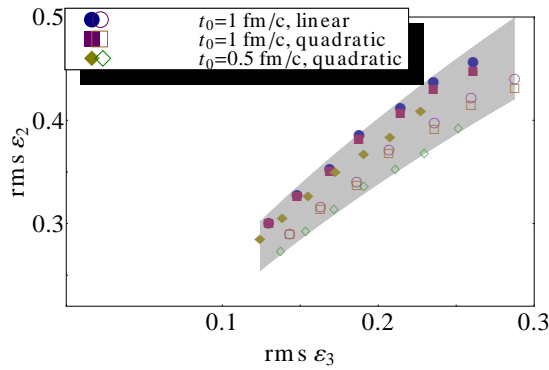


Figure 4.3: (Color online) R.m.s. values of $\varepsilon_2(\varepsilon_3)$ from hydro simulations + ALICE data for 20-30% centrality range. Purple squares correspond to $t_{init} = 1$ fm/c with quadratic freezeout. Blue circles correspond to $t_{init} = 1$ fm/c with linear freezeout. Yellow diamonds correspond to $t_{init} = 0.5$ fm/c with quadratic freezeout. Open symbols mean entropy-density profile used. The shaded band is an allowed band encompassing uncertainty in the extracted values.

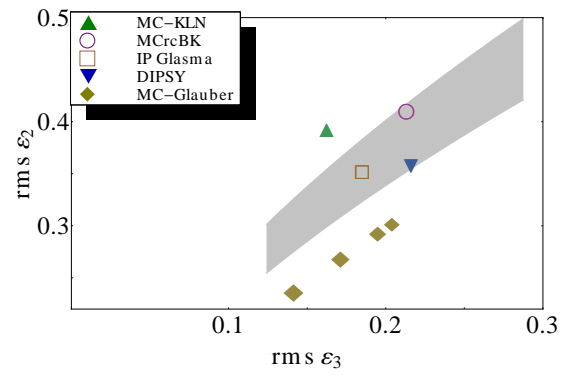


Figure 4.4: (Color online) The shaded band is the same as in fig. 4.3 and represents allowed values. Symbols are predictions from various models of initial state. The MC-Glauber model is shown for different values of the width of gaussian $\sigma=0$ fm, 0.4 fm, 0.8 fm and 1.2 fm, which are distinguished by different symbol sizes, showing that changing the smearing parameter has the same effect as changing viscosity.

Sur la fig. 4.3 un calcul hydrodynamique avec un set de paramètres correspond à un point sur le plan $(\text{rms } \varepsilon_3, \text{rms } \varepsilon_2)$.

Chaque symbole compose six lignes avec la viscosité η/s qui augmente de gauche à droite. Il y a sept points par ligne qui correspondent aux sept valeurs $\eta/s = 0, 0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.2, 0.24$.

Les zones autorisées sont définies par l'ensemble des points. Une fois qu'on a obtenu la région, on peut comparer les valeurs de modèles Monte-Carlo 4.4.

Les courbes peuvent être ajustées par la fonction

$$\sqrt{\langle \varepsilon_2^2 \rangle} / \left(\sqrt{\langle \varepsilon_3^2 \rangle} \right)^k = C, \quad (4.7)$$

où l'ajustement donne les valeurs $k=0.6$ pour LHC et $k=0.5$ pour RHIC et \mathcal{C} est fixé.

On peut déterminer les variations de valeurs de \mathcal{C} en calculant les valeurs maximales et minimales autorisées par l'hydrodynamique. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1 et correspondent à la figure 4.5 qui montre les valeurs autorisées pour RHIC. Le tableau 4.2 avec la figure 4.6 correspondent au LHC.

4.3.4 Résultats

On teste les valeurs de modèles Monte-Carlo de deux types: Glauber et des modèles inspirés par le QCD.

Table 4.1: Values of the ratio $\sqrt{\langle \varepsilon_2^2 \rangle} / \sqrt{\langle \varepsilon_3^2 \rangle}^{0.5}$ at RHIC. First two lines: minimum and maximum values allowed by hydrodynamics and experimental data. Next lines: values predicted by various models.

% centrality	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50
minimum	0.36	0.56	0.69	0.75	0.74
maximum	0.41	0.63	0.79	0.90	0.91
MC-Glauber	0.38	0.57	0.69	0.76	0.80
MC-Glauber (N_{coll})	0.44	0.64	0.76	0.81	0.83
MC-Glauber (N_{part})	0.34	0.52	0.64	0.73	0.78
MC-KLN	0.49	0.78	0.95	1.03	1.06
MC-rcBK	0.49	0.73	0.87	0.95	0.98
IP-Glasma	0.43	-	0.76	0.85	-
DIPSY	0.39	0.59	0.72	0.80	0.84

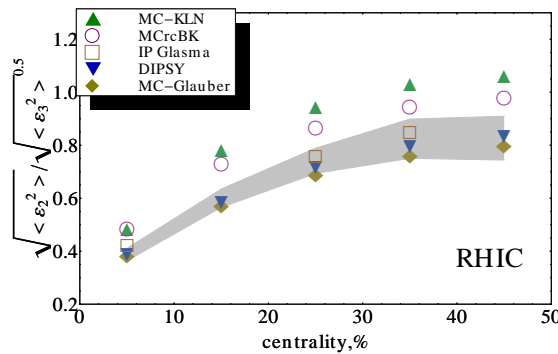


Figure 4.5: (Color online) Ratio of eccentricity moments $\sqrt{\langle \varepsilon_2^2 \rangle} / \left(\sqrt{\langle \varepsilon_3^2 \rangle} \right)^k$ versus centrality. Shaded bands are allowed by experiment values, combined with hydrodynamic calculations, for RHIC. Symbols are predictions from various models of initial state.

On voit que le modèle MC-KLN peut être exclu pour toutes les centralités sur RHIC et LHC. Le modèle MC Glauber en général n'a pas d'accord avec des données pour LHC, mais il marche pour RHIC. Le modèle MC-rcBK est exclu pour RHIC. Les

modèles DIPSY et IP-Glasma montrent sont en bon accord avec des données pour le LHC, et pour RHIC.

Table 4.2: Values of the ratio $\sqrt{\langle \varepsilon_2^2 \rangle} / \sqrt{\langle \varepsilon_3^2 \rangle}^{0.6}$ at LHC.

% centrality	0-5	5-10	10-20	20-30	30-40
minimum	0.40	0.58	0.76	0.88	0.94
maximum	0.43	0.65	0.87	1.06	1.13
MC-Glauber	0.39	0.50	0.66	0.78	0.85
MC-Glauber (N_{coll})	0.46	0.61	0.79	0.92	0.96
MC-Glauber (N_{part})	0.33	0.42	0.57	0.71	0.80
MC-KLN	0.46	0.73	0.98	1.17	1.25
MC-rcBK	0.48	0.67	0.88	1.04	1.12
IP-Glasma	0.43	-	0.83	0.97	1.03
DIPSY	0.40	0.58	0.76	0.90	0.95

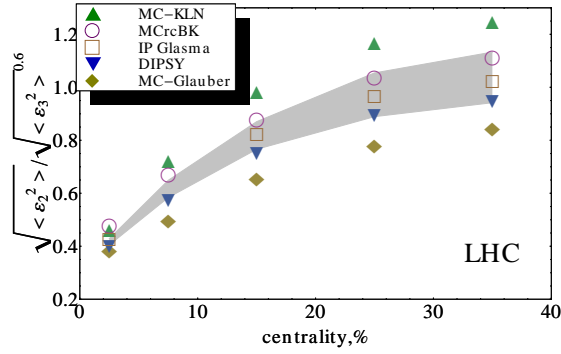


Figure 4.6: (Color online) Ratio of eccentricity moments $\sqrt{\langle \varepsilon_2^2 \rangle} / \left(\sqrt{\langle \varepsilon_3^2 \rangle} \right)^k$ versus centrality. Shaded bands are allowed by experiment values, combined with hydrodynamic calculations, for LHC. Symbols are predictions from various models of initial state.

Sur la figure 4.7 les prédictions de modèles Monte-Carlo de l'état initial sont montrés pour toutes les centralités.

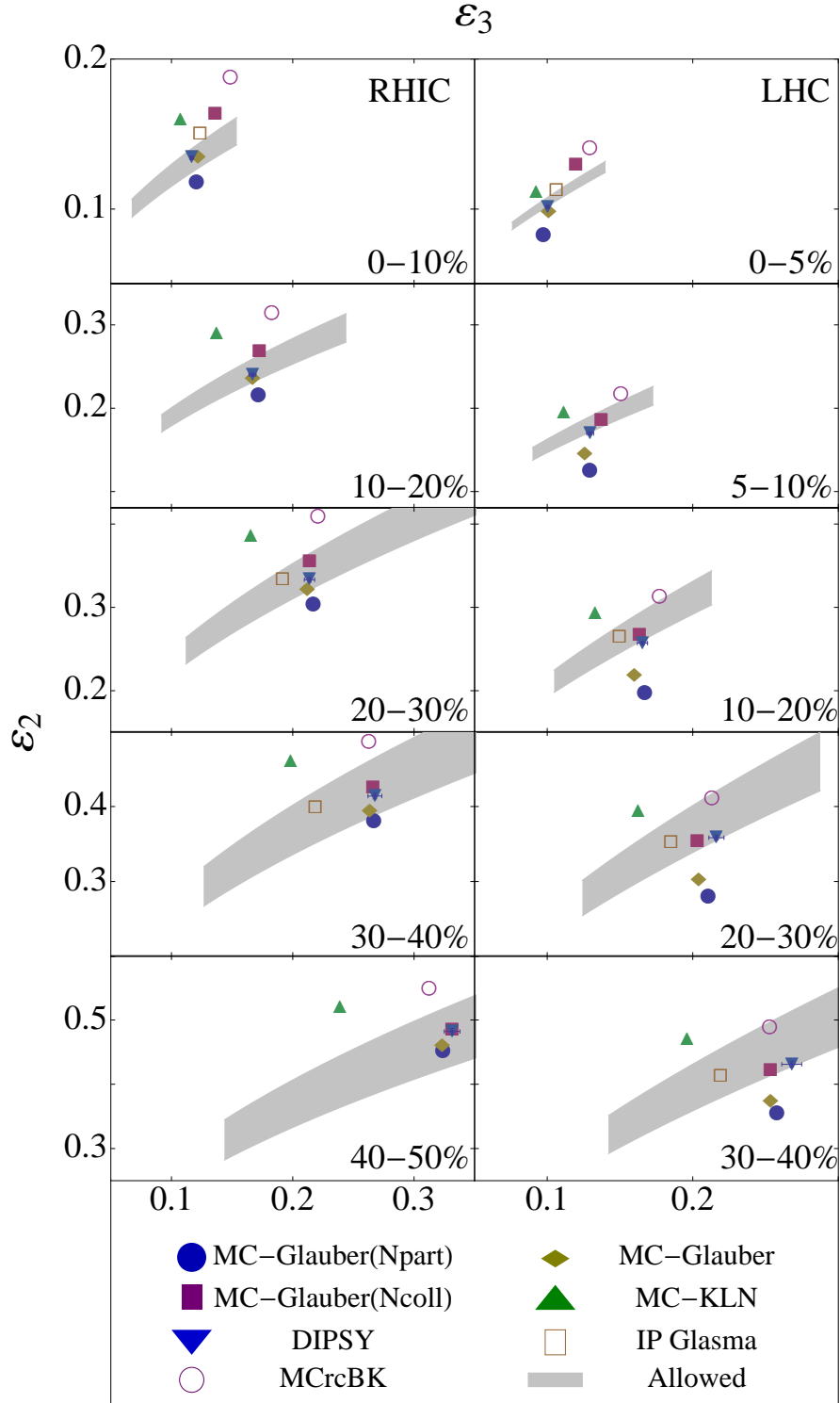


Figure 4.7: (Color online) Shaded bands are root-mean-square values of $(\varepsilon_2, \varepsilon_3)$ allowed by experimental data in combination with hydrodynamic calculations, for Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV (left) and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (right) in various centrality windows (from top to bottom). Symbols are predictions from various models of initial conditions (see text for details).

Chapter 5

Corrélations de plans d'événements

L'anisotropie de la distribution de particules est caractérisé par l'expansion de Fourier

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos n(\phi - \Phi_n), \quad (5.1)$$

ou ϕ est un angle azimuthal, v_n est un magnitude d'harmonique n de flot et Φ_n est un angle de plan d'événements.

Des nouvelles études de corrélations de plans d'événements entre les angles d'harmoniques de flot différents ont été commencé récemment [63, 67, 71, 72].

Les corrélations de plans d'événements sont défini comme

$$\langle \cos (c_1 \Phi_1 + \dots + l c_l \Phi_l) \rangle, \quad (5.2)$$

ou les coefficients somment comme $c_1 + 2c_2 + \dots + l c_l = 0$ [63].

En 2012 ATLAS a présenté les mesures de corrélations [71, 72], et les corrélations significatives ont été observé (Par exemple entre Φ_2 et Φ_5 ou entre Φ_2 , Φ_3 et Φ_5).

Ces corrélations peuvent être expliqué dans l'approach hydrodynamique, en combinaison de fluctuations dans l'état initial et la réponse hydrodynamique du flot. Comme c'était montré avant, pour v_1 , v_2 and v_3 la réponse hydrodynamique est lineaire, mais pour v_4 et v_5 il aura aussi les terms supplémentaires nonlinéaires. Ces termes nonlinéaires donnent les corrélations $\langle \cos 4(\Phi_2 - \Phi_4) \rangle$ et $\langle \cos (2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle$. Ces corrélations sont fortes ou v_2 est grand, dans les zones périphériques, comme c'est montré sur l'image 5.1. Si les plans d'événements Φ_n ont été corréler complètement alors les valeurs de $\langle \cos 4(\Phi_2 - \Phi_4) \rangle$ et $\langle \cos (2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle$ seraient égale 1.

Pour étudier les corrélations on propose l'approach théoretique basée sur le modèle de sources indépendents pour les conditions initiales et le formalisme de cumulants pour la réponse hydrodynamique [73]. Notre but c'est de voir qu'est-ce que peut-on apprendre de la réponse hydrodynamique de données d'ATLAS avec le modèle de sources indépendentes pour l'état initial.

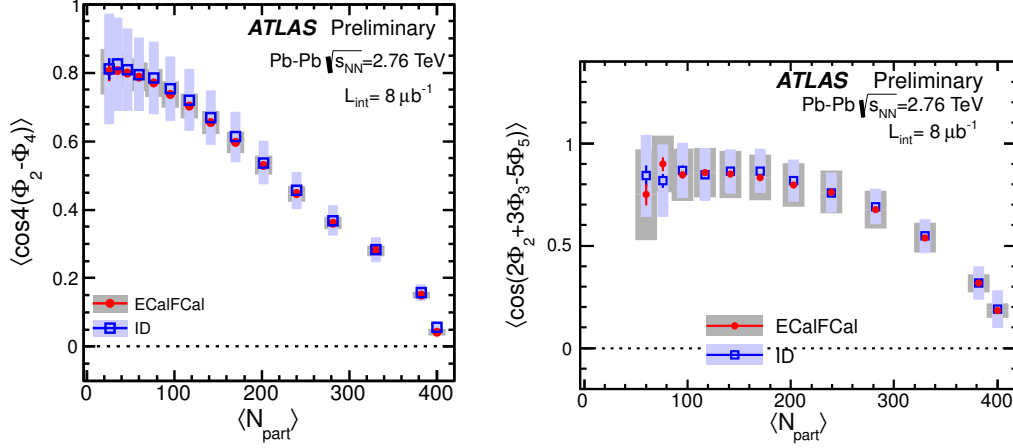


Figure 5.1: $\langle \cos 4(\Phi_2 - \Phi_4) \rangle$ (left) and $\langle \cos(2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle$ (right) vs N_{part} from [71].

5.1 Les mesures de corrélations

En effet les corrélations peuvent pas être mesuré comme

$$c\{2, 2, -4\} = \langle \cos 4(\Phi_4 - \Phi_2) \rangle \quad (5.3)$$

si v_2 et v_4 fluctuent. Par contre les corrélations peuvent être mesuré comme :

$$c\{2, 2, -4\} = \frac{\langle v_4 v_2^2 \cos 4(\Phi_4 - \Phi_2) \rangle}{\sqrt{\langle v_2^2 \rangle^2 \langle v_4^2 \rangle}}. \quad (5.4)$$

Egalement pour $\langle \cos(2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle$ le valeur mesuré c'est [63, 74]

$$c\{2, 3, -5\} = \frac{\langle v_2 v_3 v_5 \cos(2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle}{\sqrt{\langle v_2^2 \rangle \langle v_3^2 \rangle \langle v_5^2 \rangle}}. \quad (5.5)$$

5.2 Notre modèle

Pour créer la description de la réponse de v_n on dénote le flot complexe comme [75]

$$V_n = v_n e^{in\Psi_n}. \quad (5.6)$$

Dans ces notations la réponse hydrodynamique de premières coefficients de flot sont :

$$V_1 = a_1 E_1, \quad (5.7)$$

$$V_2 = a_2 E_2, \quad (5.8)$$

$$V_3 = a_3 E_3, \quad (5.9)$$

ou a_n est le coefficient de la réponse à l'état initial et E_n est coefficient dépendent de profile de densité d'énergie, ou cumulant en notation complexe :

$$E_n = \mathcal{E}_n e^{in\Phi_n}. \quad (5.10)$$

Pour les 4-ème et 5ème harmoniques [76] on a les termes supplémentaires :

$$V_4 = a_4 E_4 + b_4 E_2^2, \quad (5.11)$$

$$V_5 = a_5 E_5 + b_5 E_2 E_3. \quad (5.12)$$

ou b est le coefficient de la réponse nonlinéaire.

5.3 Les observables moyennées sur les événements

Avec les nouvelles notations les observables de corrélations $\langle \cos 4(\Phi_4 - \Phi_2) \rangle$ et $\langle \cos(2\Phi_2 + 3\Phi_3 - 5\Phi_5) \rangle$ peuvent être présentés comme

$$c\{2, 2, -4\} = \frac{\langle V_4^* V_2 V_2 \rangle}{\sqrt{\langle |V_2|^2 \rangle^2 \langle V_4^2 \rangle}}. \quad (5.13)$$

On utilise les eqs. (5.8)-(5.12) et on obtien

$$c\{2, 2, -4\} = \frac{\langle (a_4 E_4^* + b_4 E_2^2) a_2 E_2 a_2 E_2 \rangle}{\sqrt{\langle (a_2 E_2)^2 \rangle^2 \langle (a_4 E_4^* + b_4 E_2^2)^2 \rangle}}. \quad (5.14)$$

On peut introduire les variables

$$\lambda_{224} = \left(\frac{b_4}{a_4} \right) \frac{\sqrt{\langle E_2^2 E_2^{*2} \rangle}}{\sqrt{\langle E_4 E_4^* \rangle}}, \quad (5.15)$$

$$\mathcal{C}_{224} = \frac{\langle E_4^* E_2^2 \rangle}{\sqrt{\langle E_4 E_4^* \rangle \langle E_2^2 E_2^{*2} \rangle}}, \quad (5.16)$$

Dans ce cas, les observables sont

$$c\{2, 2, -4\} = \frac{\lambda_{224} + \mathcal{C}_{224}}{\sqrt{1 + 2\lambda_{224}\mathcal{C}_{224} + \lambda_{224}^2}} \simeq \frac{\lambda_{224}}{\sqrt{1 + \lambda_{224}^2}}, \quad (5.17)$$

ou \mathcal{C}_{224} est négligé.

En analogie pour la corrélation $c\{2, 3, -5\}$

$$c\{2, 3, -5\} = \frac{\langle V_2 V_3 V_5^* \rangle}{\sqrt{\langle V_2^2 \rangle \langle V_3^2 \rangle \langle V_5^2 \rangle}}, \quad (5.18)$$

ou avec des eqs. (5.8)-(5.12), on obtien

$$c\{2, 3, -5\} = \frac{\langle a_2 E_2 a_3 E_3 (a_5 E_5^* + b_5 E_2 E_3) \rangle}{\sqrt{\langle (a_2 E_2)^2 \rangle \langle (a_3 E_3)^2 \rangle \langle (a_5 E_5^* + b_5 E_2 E_3)^2 \rangle}}, \quad (5.19)$$

Les notations

$$\lambda_{235} = \left(\frac{b_5}{a_5} \right) \frac{\sqrt{\langle E_2 E_3 E_2^* E_3^* \rangle}}{\sqrt{\langle E_5 E_5^* \rangle}}, \quad (5.20)$$

$$C_{235} = \frac{\langle E_5^* E_2 E_3 \rangle}{\sqrt{\langle E_5 E_5^* \rangle \langle E_2 E_2^* \rangle \langle E_3 E_3^* \rangle}}. \quad (5.21)$$

Alors (5.18) devient

$$c\{2, 3, -5\} = \frac{\lambda_{235} + C_{235}}{\sqrt{1 + 2C_{235}\lambda_{235} + \lambda_{235}^2}} \simeq \frac{\lambda_{235}}{\sqrt{1 + \lambda_{235}^2}}. \quad (5.22)$$

Pour calculer les corrélations différents entre les cumulants on utilise le modèle de sources indépendents. Après avoir obtenu les formules avec ce modèle on peut obtenir les valeurs avec un de modèles Monte-Carlo. On teste les modèles MC Glauber et MC-KLN. Après on fait le fit de données expérimentales et on obtient les valeurs de la réponse hydrodynamiques (a_n/b_n). Ici je montre que les résultats finals.

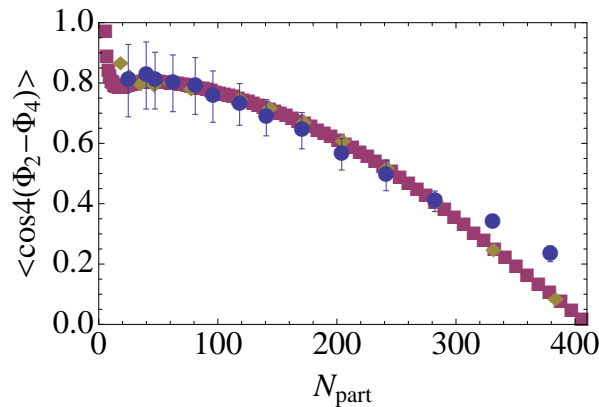


Figure 5.2: Comparison of experimental data of $c\{2, 2, -4\}$ (blue circles) with the fit made with MC-Glauber (yellow diamonds) and MC-KLN models (purple squares) with the help of independent source model calculations.

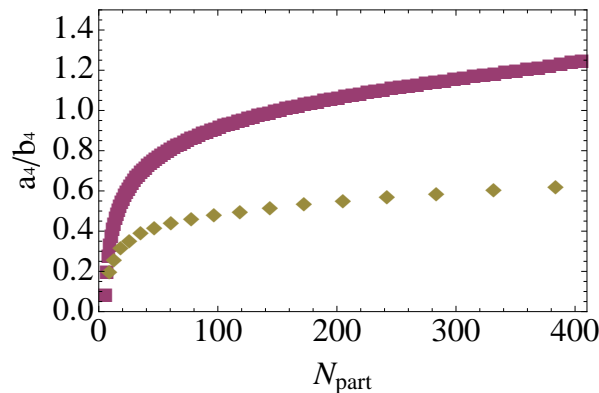


Figure 5.3: a_4/b_4 extracted from the fit, for MC Glauber (yellow diamonds) and MC-KLN models (purple squares).

Les valeurs de a_4/b_4 pour le modèle de MC-KLN sont comparables avec les valeurs obtenues avec les calculs hydrodynamiques par Teaney et Yan [77].

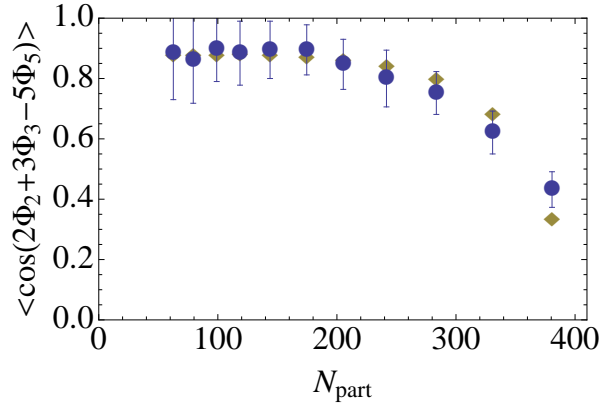


Figure 5.4: Comparison of experimental data of $c\{2, 3, -5\}$ (blue circles) with the fit made with MC-Glauber (yellow diamonds) with the help of independent source model calculations.

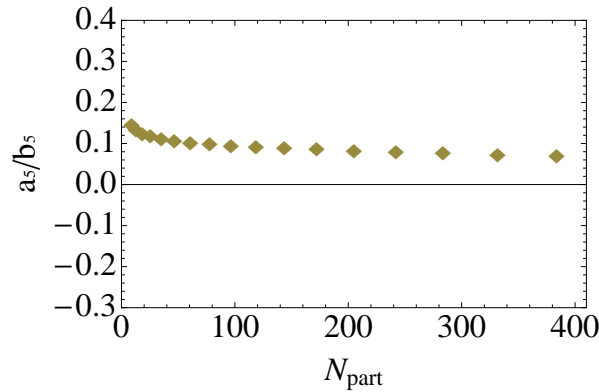


Figure 5.5: a_5/b_5 extracted from the fit with MC-Glauber model.

La fonction $a_5/b_5(N_{part})$ est présentée sur l'image 5.5. Ces valeurs sont en accord avec les prédictions hydrodynamiques de Teaney et Yan.

5.4 Prédiction pour le corrélation $c\{2, -3, -4, 5\}$.

On propose la prédiction de mesure possible en future de corrélations de 4 plans d'événements $c\{2, -3, -4, 5\} = \langle \cos(2\Phi_2 - 3\Phi_3 - 4\Phi_4 + 5\Phi_5) \rangle$.

On suppose

$$c\{2, -3, -4, 5\} = \frac{c\{2, 2, -4\}c\{2, 3, -5\}\sqrt{\langle E_2 \rangle^4}}{\langle E_2^2 \rangle}. \quad (5.23)$$

Où $c\{2, 2, -4\}$ et $c\{2, 3, -5\}$ sont les corrélations mesurés par ATLAS et les valeurs de $\sqrt{\langle E_2 \rangle^4}$ et $\langle E_2^2 \rangle$ peuvent être calculés dans les modèles de l'état initial. On choisit le modèle PHOBOS MC-Glauber. Le résultat de prédictions est montré sur l'image 5.6.

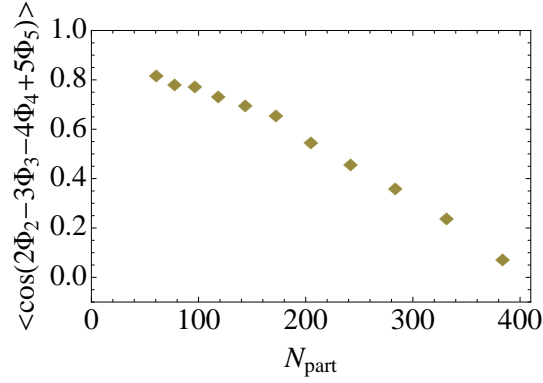


Figure 5.6: Prediction of $\langle \cos(2\Phi_2 - 3\Phi_3 - 4\Phi_4 + 5\Phi_5) \rangle$ with MC-Glauber model.

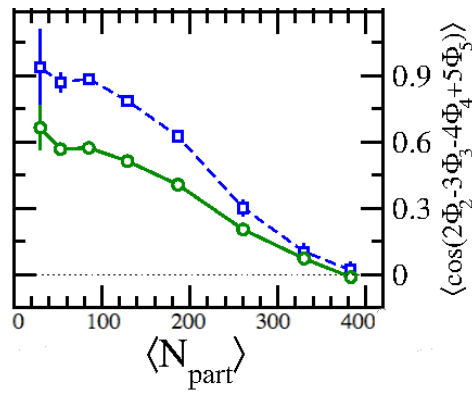


Figure 5.7: Prediction of $\langle \cos(2\Phi_2 - 3\Phi_3 - 4\Phi_4 + 5\Phi_5) \rangle$ (N_{part}) from the AMPT model, from [78] (blue squares: calculations made with SP method, green circles: calculations made with EP method)

Ces prédictions sont en accord avec les prédictions fait par modèle AMPT [78], image 5.7.

References

- [1] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et. al.*, *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions*, *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 102–183, [nuc1-ex/0501009].
- [2] **PHENIX Collaboration** Collaboration, K. Adcox *et. al.*, *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 184–283, [nuc1-ex/0410003].
- [3] B. Back, M. Baker, M. Ballintijn, D. Barton, B. Becker, *et. al.*, *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 28–101, [nuc1-ex/0410022].
- [4] **ALICE Collaboration** Collaboration, K. Aamodt *et. al.*, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08002.
- [5] **CMS Collaboration** Collaboration, S. Chatrchyan *et. al.*, *The CMS experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [6] **ATLAS Collaboration** Collaboration, G. Aad *et. al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [7] W. Florkowski, *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*. 2010.
- [8] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, and R. Snellings, *Collective phenomena in non-central nuclear collisions*, arXiv:0809.2949.
- [9] M. Luzum and P. Romatschke, *Conformal Relativistic Viscous Hydrodynamics: Applications to RHIC results at $s(NN)^{1/2} = 200\text{-GeV}$* , *Phys.Rev.* **C78** (2008) 034915, [arXiv:0804.4015].
- [10] H. Song and U. W. Heinz, *Causal viscous hydrodynamics in 2+1 dimensions for relativistic heavy-ion collisions*, *Phys.Rev.* **C77** (2008) 064901, [arXiv:0712.3715].
- [11] **BRAHMS Collaboration** Collaboration, I. Arsene *et. al.*, *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment*, *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 1–27, [nuc1-ex/0410020].
- [12] J.-Y. Ollitrault, *Anisotropy as a signature of transverse collective flow*, *Phys.Rev.* **D46** (1992) 229–245.
- [13] D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature*, *Phys.Rev.Lett.* **86** (2001) 4783–4786, [nuc1-th/0011058].
- [14] M. Luzum, *Flow fluctuations and long-range correlations: elliptic flow and beyond*, *J.Phys.* **G38** (2011) 124026, [arXiv:1107.0592].
- [15] J.-Y. Ollitrault and F. G. Gardim, *Hydro overview*, *Nucl.Phys.A904-905* **2013**

- (2013) 75c–82c, [arXiv:1210.8345].
- [16] D. Teaney and L. Yan, *Triangularity and Dipole Asymmetry in Heavy Ion Collisions*, *Phys.Rev.* **C83** (2011) 064904, [arXiv:1010.1876].
- [17] F. G. Gardim, F. Grassi, Y. Hama, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Directed flow at mid-rapidity in event-by-event hydrodynamics*, *Phys.Rev.* **C83** (2011) 064901, [arXiv:1103.4605].
- [18] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et. al.*, *Azimuthal anisotropy at RHIC: The First and fourth harmonics*, *Phys.Rev.Lett.* **92** (2004) 062301, [nucl-ex/0310029].
- [19] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et. al.*, *Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV*, *Phys.Rev.* **C72** (2005) 014904, [nucl-ex/0409033].
- [20] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et. al.*, *Directed flow in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 62$ -GeV*, *Phys.Rev.* **C73** (2006) 034903, [nucl-ex/0510053].
- [21] **PHOBOS Collaboration** Collaboration, B. Back *et. al.*, *Energy dependence of directed flow over a wide range of pseudorapidity in Au + Au collisions at RHIC*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 012301, [nucl-ex/0511045].
- [22] **STAR Collaboration** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *System-size independence of directed flow at the Relativistic Heavy-Ion Collider*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 252301, [arXiv:0807.1518].
- [23] **STAR Collaboration** Collaboration, G. Agakishiev *et. al.*, *Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$ GeV*, *Phys.Rev.* **C85** (2012) 014901, [arXiv:1109.5446].
- [24] **STAR Collaboration** Collaboration, L. Adamczyk *et. al.*, *Directed Flow of Identified Particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at RHIC*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 202301, [arXiv:1112.3930].
- [25] **STAR Collaboration** Collaboration, Y. Pandit, *Directed flow of Identified Charged Particles from the RHIC Beam Energy Scan*, *Acta Phys.Polon.Supp.* **5** (2012) 439–444, [arXiv:1112.0842].
- [26] P. Bozek and I. Wyskiel, *Directed flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions*, *Phys.Rev.* **C81** (2010) 054902, [arXiv:1002.4999].
- [27] C. Nonaka and M. Asakawa, *Modeling a Realistic Dynamical Model for High Energy Heavy Ion Collisions*, *PTEP* **2012** (2012) 01A208, [arXiv:1204.4795].
- [28] B. Alver and G. Roland, *Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions*, *Phys.Rev.* **C81** (2010) 054905, [arXiv:1003.0194].
- [29] J.-Y. Ollitrault, *Phenomenology of the little bang*, *J.Phys.Conf.Ser.* **312** (2011) 012002, [arXiv:1008.3323].

- [30] **STAR Collaboration** Collaboration, B. Abelev *et. al.*, *Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions*, *Phys.Rev.* **C80** (2009) 064912, [arXiv:0909.0191].
- [31] **PHOBOS Collaboration** Collaboration, B. Alver *et. al.*, *High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ GeV*, *Phys.Rev.Lett.* **104** (2010) 062301, [arXiv:0903.2811].
- [32] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et. al.*, *Dihadron azimuthal correlations in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV*, *Phys.Rev.* **C78** (2008) 014901, [arXiv:0801.4545].
- [33] **PHENIX Collaboration** Collaboration, S. Adler *et. al.*, *Dense-Medium Modifications to Jet-Induced Hadron Pair Distributions in Au+Au Collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 052301, [nucl-ex/0507004].
- [34] A. Dumitru, F. Gelis, L. McLerran, and R. Venugopalan, *Glasma flux tubes and the near side ridge phenomenon at RHIC*, *Nucl.Phys.* **A810** (2008) 91–108, [arXiv:0804.3858].
- [35] S. Gavin and M. Abdel-Aziz, *Measuring Shear Viscosity Using Transverse Momentum Correlations in Relativistic Nuclear Collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 162302, [nucl-th/0606061].
- [36] E. Shuryak, *On the origin of the 'Ridge' phenomenon induced by jets in heavy ion collisions*, *Phys.Rev.* **C76** (2007) 047901, [arXiv:0706.3531].
- [37] S. Gavin, L. McLerran, and G. Moschelli, *Long Range Correlations and the Soft Ridge in Relativistic Nuclear Collisions*, *Phys.Rev.* **C79** (2009) 051902, [arXiv:0806.4718].
- [38] J. Takahashi, B. Tavares, W. Qian, R. Andrade, F. Grassi, *et. al.*, *Topology studies of hydrodynamics using two particle correlation analysis*, *Phys.Rev.Lett.* **103** (2009) 242301, [arXiv:0902.4870].
- [39] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, *Are flow measurements at SPS reliable?*, *Phys.Rev.* **C62** (2000) 034902, [nucl-th/0004026].
- [40] B. H. Alver, C. Gombeaud, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Triangular flow in hydrodynamics and transport theory*, *Phys.Rev.* **C82** (2010) 034913, [arXiv:1007.5469].
- [41] **PHOBOS Collaboration** Collaboration, B. Alver *et. al.*, *System size dependence of two-particle angular correlations in $p + p$, Cu + Cu and Au + Au collisions*, *J.Phys.* **G35** (2008) 104142, [arXiv:0804.2471].
- [42] M. Luzum, *Collective flow and long-range correlations in relativistic heavy ion collisions*, *Phys.Lett.* **B696** (2011) 499–504, [arXiv:1011.5773].
- [43] **ALICE Collaboration** Collaboration, K. Aamodt *et. al.*, *Harmonic*

decomposition of two-particle angular correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, *Phys.Lett.* **B708** (2012) 249–264, [[arXiv:1109.2501](#)].

- [44] M. Miller and R. Snellings, *Eccentricity fluctuations and its possible effect on elliptic flow measurements*, [nucl-ex/0312008](#).
- [45] **PHOBOS Collaboration** Collaboration, B. Alver *et. al.*, *System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow*, *Phys.Rev.Lett.* **98** (2007) 242302, [[nucl-ex/0610037](#)].
- [46] *Viscous hydrodynamics code for relativistic heavy ion collisions. Originally by P. and U. Romatschke. Maintained by M. Luzum.*
- [47] K. Dusling, G. D. Moore, and D. Teaney, *Radiative energy loss and $v(2)$ spectra for viscous hydrodynamics*, *Phys.Rev.* **C81** (2010) 034907, [[arXiv:0909.0754](#)].
- [48] D. Teaney, *The Effects of viscosity on spectra, elliptic flow, and HBT radii*, *Phys.Rev.* **C68** (2003) 034913, [[nucl-th/0301099](#)].
- [49] M. Luzum and J.-Y. Ollitrault, *Constraining the viscous freeze-out distribution function with data obtained at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)*, *Phys.Rev.* **C82** (2010) 014906, [[arXiv:1004.2023](#)].
- [50] S. Voloshin and Y. Zhang, *Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions*, *Z.Phys.* **C70** (1996) 665–672, [[hep-ph/9407282](#)].
- [51] E. Retinskaya, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Directed flow at midrapidity in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Pb+Pb collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 252302, [[arXiv:1203.0931](#)].
- [52] **CMS Collaboration** Collaboration, S. Chatrchyan *et. al.*, *Centrality dependence of dihadron correlations and azimuthal anisotropy harmonics in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 2012, [[arXiv:1201.3158](#)].
- [53] D. Kikola, L. Yi, S. Esumi, F. Wang, and W. Xie, *Nonflow 'factorization' and a novel method to disentangle anisotropic flow and nonflow*, *Phys.Rev.* **C86** (2012) 014901, [[arXiv:1110.4809](#)].
- [54] **ATLAS Collaboration** Collaboration, G. Aad *et. al.*, *Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector*, *Phys.Rev.* **C86** (2012) 014907, [[arXiv:1203.3087](#)].
- [55] B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, *Higher flow harmonics from $(3+1)D$ event-by-event viscous hydrodynamics*, *Phys.Rev.* **C85** (2012) 024901, [[arXiv:1109.6289](#)].
- [56] P. F. Kolb and U. W. Heinz, *Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions*, [nucl-th/0305084](#).
- [57] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Glauber modeling in*

high energy nuclear collisions, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **57** (2007) 205–243, [nucl-ex/0701025].

- [58] **STAR Collaboration**, Y. Pandit, *Dipole asymmetry at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions from STAR experiment at RHIC*, *J.Phys.Conf.Ser.* **446** (2013) 012012, [arXiv:1211.7162].
- [59] P. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, *Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics*, *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 111601, [hep-th/0405231].
- [60] E. Retinskaya, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Constraining models of initial conditions with elliptic and triangular flow data*, *Phys.Rev.* **C89** (2014) 014902, [arXiv:1311.5339].
- [61] E. Retinskaya, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Constraining models of initial state with v_2 and v_3 data from LHC and RHIC*, arXiv:1401.3241.
- [62] H. Holopainen, H. Niemi, and K. J. Eskola, *Event-by-event hydrodynamics and elliptic flow from fluctuating initial state*, *Phys.Rev.* **C83** (2011) 034901, [arXiv:1007.0368].
- [63] R. S. Bhalerao, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Determining initial-state fluctuations from flow measurements in heavy-ion collisions*, *Phys.Rev.* **C84** (2011) 034910, [arXiv:1104.4740].
- [64] J. L. Albacete and A. Dumitru, *A model for gluon production in heavy-ion collisions at the LHC with rcBK unintegrated gluon densities*, arXiv:1011.5161.
- [65] Code by A. Dumitru, a fork of MC-KLN by Y. Nara. Versions 1.00 and 1.25.
- [66] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et. al.*, *Measurements of Higher-Order Flow Harmonics in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 252301, [arXiv:1105.3928].
- [67] **ALICE Collaboration** Collaboration, K. Aamodt *et. al.*, *Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 032301, [arXiv:1105.3865].
- [68] H. B. Meyer, *A Calculation of the shear viscosity in SU(3) gluodynamics*, *Phys.Rev.* **D76** (2007) 101701, [arXiv:0704.1801].
- [69] M. Luzum and J.-Y. Ollitrault, *Extracting the shear viscosity of the quark-gluon plasma from flow in ultra-central heavy-ion collisions*, *Nucl.Phys.* **A904-905** (2013) 377c–380c, [arXiv:1210.6010].
- [70] H. Song, *QGP viscosity at RHIC and the LHC - a 2012 status report*, *Nucl.Phys.* **A904-905** (2013) 114c–121c, [arXiv:1210.5778].
- [71] **ATLAS Collaboration** Collaboration, J. Jia, *Measurement of Event Plane Correlations in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ATLAS Detector*, *Nucl.Phys.* **A910-911** (2013) 276–280, [arXiv:1208.1427].

- [72] **ATLAS Collaboration** Collaboration, G. Aad *et. al.*, *Measurement of event-plane correlations in $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector*, [arXiv:1403.0489](#).
- [73] D. Teaney and L. Yan, *Non linearities in the harmonic spectrum of heavy ion collisions with ideal and viscous hydrodynamics*, *Phys.Rev.* **C86** (2012) 044908, [[arXiv:1206.1905](#)].
- [74] M. Luzum and J.-Y. Ollitrault, *Eliminating experimental bias in anisotropic-flow measurements of high-energy nuclear collisions*, *Phys.Rev.* **C87** (2013), no. 4 044907, [[arXiv:1209.2323](#)].
- [75] D. Teaney and L. Yan, *Plane correlations and hydrodynamic simulations of heavy ion collisions*, [arXiv:1312.3689](#).
- [76] F. G. Gardim, F. Grassi, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, *Mapping the hydrodynamic response to the initial geometry in heavy-ion collisions*, *Phys.Rev.* **C85** (2012) 024908, [[arXiv:1111.6538](#)].
- [77] D. Teaney and L. Yan *From the private discussion*.
- [78] R. S. Bhalerao, J.-Y. Ollitrault, and S. Pal, *Event-plane correlators*, *Phys.Rev.* **C88** (2013) 024909, [[arXiv:1307.0980](#)].